

А К А Д Е М И Я   Н А У К   С С С Р

---

ИЗВЕСТИЯ  
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LXVII



---

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1983

Редакционная коллегия

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

ИССЛЕДОВАНИЕ Am-ЗВЕЗДЫ 68 Tau  
МЕТОДОМ МОДЕЛЕЙ АТМОСФЕР

Л. С. Любимков, И. С. Саванов

На основе моделей атмосфер Куруча [2] по спектрограммам с дисперсией 4, 6 и 12 Å/мм выполнен анализ Am-звезды 68 Tau. Найдены следующие значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и скорости микротурбулентности:  $T_{эф} = 9300 \pm 100$  К;  $\lg g = 3,75 \pm 0,15$ ;  $\xi_t = 4,0 \pm 0,5$  км/с. Обсуждается вопрос о постоянстве  $\xi_t$  в атмосфере.

Определено содержание 24 элементов (табл. 1). Обнаружено повышенное содержание металлов, причем избыток в содержании в среднем растет с увеличением атомного веса (рис. 4). Обилие Ca и Sc оказалось близким к солнечному значению. Наши результаты и данные Смита [1, 12] указывают на то, что дефицит Ca и Sc характерен лишь для относительно холодных Am-звезд с температурами  $T_{эф} < 8500$  К (рис. 5). Оценки химического состава 68 Tau, полученные в [3] по кривым роста, оказались систематически заниженными. Показано, что главной причиной этого является занижение температуры возбуждения.

Путем сравнения с эволюционными расчетами [16] найдены масса, радиус, светимость и возраст звезды (табл. 2). По-видимому, в ядре 68 Tau уже завершилось горение водорода и звезда начала переход к стадии красных гигантов.

A MODEL ATMOSPHERE ANALYSIS OF THE Am STAR 68 Tau, by L. S. Lyubimkov, I. S. Savanov.— Using model atmospheres of Kurucz [2] we have analysed high dispersion spectrograms of the Am star 68 Tau. The following values of effective temperature, gravity and microturbulence were obtained:  $T_{ef} = 9300 \pm 100$  K,  $\log g = 3.75 \pm 0.15$ ,  $\xi_t = 4.0 \pm 0.5$  km/s. Constancy of microturbulence in the atmosphere is discussed.

The abundances of 24 elements were found (table 1). Metals are overabundant, with growing overabundance to heavier elements (fig. 4). Calcium and scandium abundances are close to the solar ones. Our results as the data by Smith [1, 12] indicate that the deficiency of Ca and Sc is typical only for relatively cool Am-stars with temperatures  $T_{ef} < 8500$  K (fig. 5). Curve-of-growth analysis of 68 Tau [3] gives abundances systematically lower due to underestimation of excitation temperature.

Mass, radius, luminosity and age of the star were found using evolutionary calculations [16] (table 2). Apparently, the hydrogen burning in the core of 68 Tau is finished already and the star begins to evolve to the red-giant branch.

## 1. Наблюдательные данные и метод анализа

Am-звезды относятся к числу объектов с peculiar химическим составом. Для выяснения природы этих звезд необходимы достаточно надежные сведения о содержании элементов в их атмосферах. Однако имеющиеся в литературе данные все еще недостаточны. Большую работу в этой области выполнил Смит [1], опубликовавший в 1971 г. результаты исследования 16 звезд этого типа; в частности, он показал, что полученные ранее оценки химического состава Am-звезд содержат существенные ошибки. За прошедшее с тех пор десятилетие были заметно уточнены силы осцилляторов многих элементов. Кроме того, благодаря расчетам Куруча [2] появилась возможность анализировать спектры Am-звезд на основе высококачественных моделей атмосфер, учитывающих покровный эффект за счет множества атомных линий

(в [1] этот эффект не учитывался). Таким образом, в настоящее время можно значительно повысить точность определения химического состава металлических звезд.

Применив модели атмосфер Куруча [2], мы исследовали звезду 68 Тау (A3 Vm), принадлежащую скоплению Гиады. Наблюдательный материал был получен на 2,6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории в 1978—1979 гг. с помощью спектрографа, установленного в фокусе куде. Дисперсия спектрограмм составляла 4, 6 и 12 Å/мм соответственно в синем, желто-зеленом и красном участках спектра. Фотометрические измерения полученных спектрограмм проводились на микрофотометре непосредственно в интенсивностях. Список линий, их эквивалентные ширины и силы осцилляторов приведены в [3]. Необходимо подчеркнуть, что для анализа отбирались только неблендированные линии с относительно хорошо известными силами осцилляторов.

Метод анализа подробно описан в [4]. Ранее этим методом были исследованы три сверхгиганта класса F [5]. Мы лишь изменили процедуру вычисления коэффициента поглощения в непрерывном спектре. В соответствии с примененными моделями [2] для расчета основных источников непрозрачности были использованы подпрограммы Куруча [6].

Точность определения химического состава в большой мере зависит от выбора системы сил осцилляторов  $gf$ . Для большинства элементов значения  $gf$  брались из списка, приведенного в [3] и являющегося дальнейшим уточнением данных Боярчука и Боярчук [7]. Для некоторых элементов появились новые сведения о  $gf$ -величинах. Особо следует отметить измерения сил осцилляторов для Fe I, выполненные с высокой точностью в Оксфорде (см. [8] и ссылки в этой статье). Для 24 из 72 исследованных нами линий Fe I удалось применить оксфордские значения  $gf$ .

Вычисленные эквивалентные ширины, вообще говоря, зависят также от постоянной затухания  $\gamma$ . Величина  $\gamma$  складывается из постоянной затухания вследствие излучения  $\gamma_{\text{rad}}$ , постоянной штарковского уширения  $\gamma_{\text{St}}$  и постоянной уширения Ван-дер-Ваальса  $\gamma_{\text{vdw}}$ . Как показали расчеты, в условиях атмосферы 68 Тау наибольший вклад в величину  $\gamma$  вносят значения  $\gamma_{\text{St}}$ . Для определения  $\gamma_{\text{St}}$  необходимо знать параметр  $C_4$ ; данные об этом параметре можно найти, например, в статье Ишикавы [9]. Следует отметить, что в спектре 68 Тау практически отсутствуют сильные линии металлов, поэтому содержание элементов находилось преимущественно по слабым и умеренным линиям, а для таких линий, как показали наши вычисления, ошибки в постоянной затухания мало влияют на результаты.

## 2. Определение эффективной температуры и ускорения силы тяжести

На рис. 1 представлена диаграмма для определения эффективной температуры  $T_{\text{эф}}$  и ускорения силы тяжести  $g$ . Для этой цели применялись три критерия. Во-первых, сравнивались наблюдаемые и теоретические профили бальмеровских линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ . Во-вторых, сравнивались наблюдаемые и теоретические отношения потоков излучения в двух участках непрерывного спектра на длинах волн 4625 и 3625 Å (логарифм этого отношения фактически есть бальмеровский скачок).

Наблюдательные данные о распределении энергии в спектре 68 Тау брались из каталога Харитонова и др. [10]. Эти данные не потребовалось исправлять за межзвездное поглощение, так как звезда 68 Тау, будучи членом скопления Гиады, находится на близком от нас расстоянии (около 40 пк). Менее ясен вопрос о поправке за блендирование линиями. Следует отметить, что теоретические потоки  $F(\lambda)$ , вычисленные Куручем [2], фактически исправлены за этот эффект. В частности, из [2] видно, что у ранних A-звезд доля энергии, поглощенной в линиях вблизи выбранных участков, невелика; она составляет около 1% в районе 4625 Å и 2—3% в районе 3625 Å. Однако эти оценки получены для нормального, т. е. солнечного химического состава, в то время как 68 Тау имеет повышенное содержание металлов (см. ниже), и поэтому

поглощение в линиях у нее может заметнее повлиять на распределение энергии в спектре. К сожалению, наши спектрограммы не позволяют оценить блендирование потока линиями в районе 3625 Å; кроме того, нас интересуют не сами потоки  $F(\lambda)$ , а их отношение  $F(4625)/F(3625)$ . Поэтому мы поступили следующим образом. Из каталога [10] были выбраны все нормальные звезды класса A3 IV—V, и для них найдено указанное отношение потоков. Выяснилось, что для 23 таких звезд величина  $\lg [F(4625)/F(3625)]$  меняется от 0,27 до 0,34, в то время как для 68 Тау она равна 0,30. Таким образом, исследуемая Am-звезда не показывает здесь какого-то заметного отличия от нормальных звезд того же подкласса. На этом основании мы использовали для нее теоретические потоки Куруча [2] без дополнительных поправок.

В качестве третьего критерия при определении  $T_{\text{эф}}$  и  $\lg g$  рассматривалось ионизационное равновесие для Cr, Fe и Ni. Так как силы осцилляторов для линий Fe II и Ni II определены недостаточно уверенно, железу и никелю мы придавали меньший вес (штриховые линии на рис. 1). Тем не менее эти два элемента на диаграмме  $T_{\text{эф}} - \lg g$  показали неплохое согласие с хромом.

Расчеты ионизационного равновесия были выполнены дважды. Сначала для скорости микротурбулентности было принято значение  $\xi_t = 2$  км/с, найденное в [3] по кривым роста. В результате были получены следующие параметры атмосферы:  $T_{\text{эф}} = 9350$  К,  $\lg g = 3,75$ . На основе модели атмосферы с такими параметрами мы установили, что для 68 Тау лучше всего подходит значение микротурбулентности  $\xi_t = 4$  км/с (см. ниже). Поэтому расчеты ионизационного равновесия были повторены при  $\xi_t = 4$  км/с. Это мало повлияло на результаты, так как при рассмотрении ионизационного равновесия мы использовали сравнительно слабые линии, чтобы снизить влияние ошибок в скорости микротурбулентности и в постоянной затухания. Окончательные значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести для 68 Тау следующие:  $T_{\text{эф}} = 9300 \pm 100$  К,  $\lg g = 3,75 \pm 0,15$ .

### 3. Микротурбулентность

Как и при исследовании F-сверхгигантов [5], анализ микротурбулентности в атмосфере 68 Тау основывался на рассмотрении линий Fe I с различными эквивалентными ширинами  $W_\lambda$ . Линии нейтрального железа наиболее многочисленны в нашем списке; кроме того, для них наиболее точно известны силы осцилляторов. В расчетах использованы 72 линии Fe I, разбитые на семь групп в зависимости от  $W_\lambda$ . По ним мы вычислили содержание железа  $\lg \epsilon(\text{Fe})$  при разных значениях  $\xi_t$ . Как видно из рис. 2, только при  $\xi_t = 4$  км/с отсутствует систематический ход величины  $\lg \epsilon(\text{Fe})$  при изменении  $W_\lambda$ . Поэтому в дальнейших расчетах для 68 Тау было принято  $\xi_t = 4,0 \pm 0,5$  км/с.

Однако отсюда еще нельзя сделать окончательного вывода о постоянстве скорости микротурбулентности в атмосфере 68 Тау. Действительно, из-за отсутствия в спектре этой звезды достаточно сильных линий Fe I наш анализ микротурбулентности основывался только на слабых и умеренных линиях. Но рассмотрение таких линий недостаточно для исследования распределения

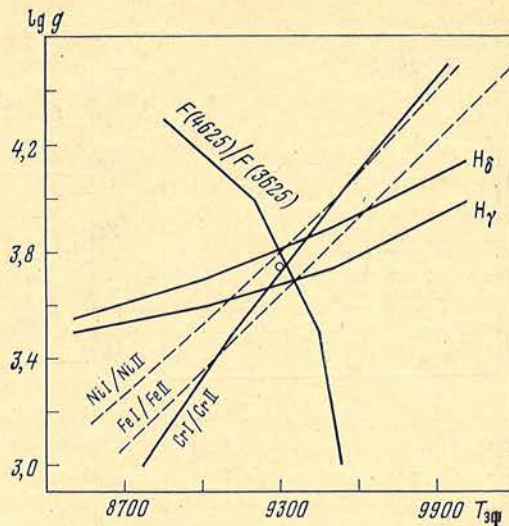


Рис. 1. Диаграмма для определения эффективной температуры  $T_{\text{эф}}$  и ускорения силы тяжести  $g$

Кружок соответствует принятой модели

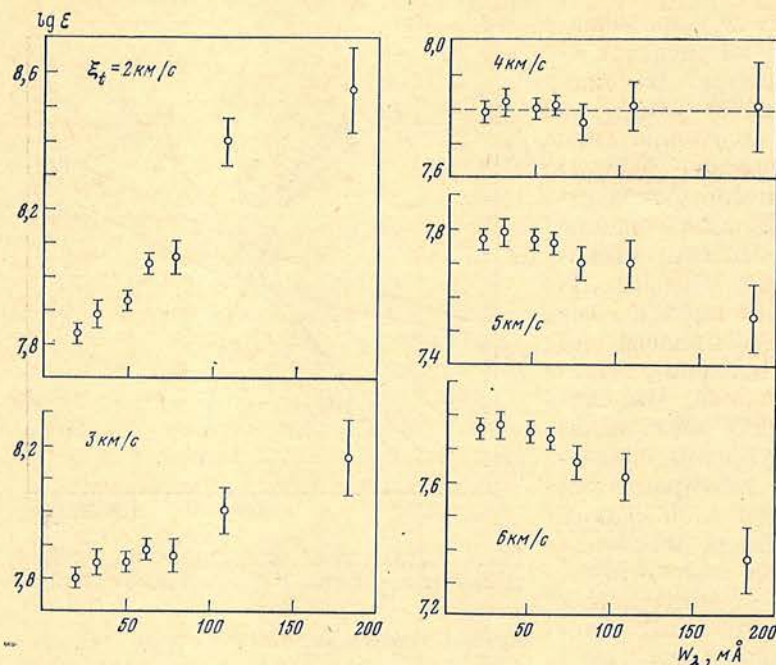


Рис. 2. Среднее содержание железа и средняя ошибка  $\sigma$  (вертикальные черточки) для групп линий Fe I в зависимости от эквивалентной ширины при пяти значениях скорости микротурбулентности  $\xi_t$

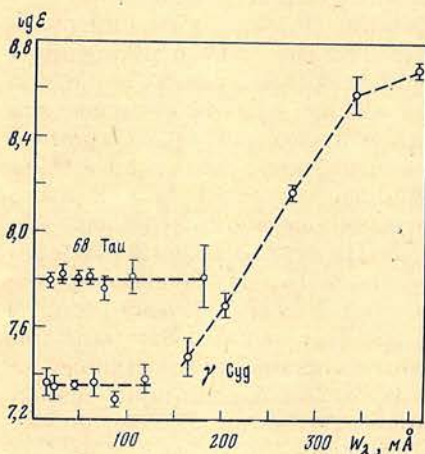


Рис. 3. Зависимость содержания железа от эквивалентной ширины для групп линий Fe I, найденная для Am-звезды 68 Тау и F-сверхгиганта  $\gamma$  Суг при  $\xi_t = 4$  км/с

$\xi_t$  по глубине. В этом можно убедиться на примере F-сверхгиганта  $\gamma$  Суг (рис. 3). Если ограничиться изучением линий с эквивалентными ширинами  $W_\lambda < 150$  мÅ, тогда для  $\gamma$  Суг хорошо подходит постоянное значение  $\xi_t = 4$  км/с. Однако при этом для линий с  $W_\lambda > 150$  мÅ обнаруживается сильная зависимость  $\lg \epsilon(\text{Fe})$  от  $W_\lambda$ . Это связано с тем, что в действительности, как показано в [5], скорость  $\xi_t$  в атмосфере  $\gamma$  Суг быстро меняется с глубиной. Возможно, что в атмосфере 68 Тау величина  $\xi_t$  тоже зависит от глубины (хотя и не в такой степени, как у  $\gamma$  Суг), однако выяснить это не удастся, так как в спектре исследованной звезды нет столь же сильных линий Fe I, как у более холодного сверхгиганта  $\gamma$  Суг. Рассмотрение других элементов в случае 68 Тау не улучшает положения. Например, группа линий Ti II, вторая по численности после Fe I, также не содержит достаточно сильных линий, и для нее вполне подходит найденная величина  $\xi_t = 4$  км/с.

Способ исследования микротурбулентности, примененный выше, является традиционным в методе моделей атмосфер. Он сводится к тому, что задается ряд значений  $\xi_t$  и по линиям какого-либо элемента выбирается наиболее подходящее из них. В частности, в нашем случае рассматривались линии Fe I, и отсюда как следствие получилось содержание железа  $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7,80$  (см. рис. 2). Однако в принципе возможен и обратный порядок, когда

в качестве исходного параметра задается содержание  $\lg \epsilon$  (Fe) и уже затем ищется микротурбулентность. В этом случае скорость  $\xi_t$  необязательно окажется постоянной. Такой подход был применен при исследовании микротурбулентности в атмосферах F-сверхгигантов [5], когда выяснилось, что никакое постоянное значение  $\xi_t$  не может устранить ход величины  $\lg \epsilon$  (Fe) с эквивалентной шириной. Возможный интервал значений  $\lg \epsilon$  (Fe) определяется по группе наиболее слабых линий Fe I, которые менее всего чувствительны к выбору  $\xi_t$ . Варьируя  $\xi_t$  от 10 км/с до 0, мы установили по слабым линиям ( $W_\lambda \approx 20 \text{ mÅ}$ ), что для 68 Тау величина  $\lg \epsilon$  (Fe) должна быть заключена в пределах от 7,75 до 7,91 с ошибкой  $\pm 0,03$ . Отсюда видно, что в качестве исходного содержания  $\lg \epsilon$  (Fe) вместо значения 7,80 можно задать, например, значение 7,90. Но тогда скорость микротурбулентности уже не останется постоянной, а будет заметно возрастать с высотой в атмосфере.

Итак, обычная методика дает для 68 Тау скорость микротурбулентности  $\xi_t = 4 \text{ км/с}$  и содержание железа  $\lg \epsilon$  (Fe) = 7,80. Однако из-за отсутствия достаточно сильных линий в спектре 68 Тау не удается однозначно решить вопрос о постоянстве микротурбулентности в атмосфере исследуемой звезды. Повидимому, такое же заключение можно сделать и в отношении других ранних A-звезд, для которых в литературе имеются оценки  $\xi_t = \text{const}$ .

#### 4. Химический состав

На основе модели атмосферы, соответствующей найденным параметрам  $T_{\text{эф}} = 9300 \text{ К}$  и  $\lg g = 3,75$ , мы нашли содержание 24 химических элементов. Расчеты выполнены при  $\xi_t = 4 \text{ км/с}$ ; отмеченная выше неопределенность в микротурбулентности может внести в результаты ошибку порядка 0,1 в логарифме. Полученные содержания приведены в табл. 1. Для сравнения здесь же представлены данные, найденные в [3] с помощью кривых роста, а также химический состав атмосферы Солнца согласно [3, 7]. Для водорода, как обычно, принято  $\lg \epsilon$  (H) = 12,00. Отметим, что содержание элементов в солнечной фотосфере, приведенное в табл. 1, определено в той же системе сил осцилляторов, что и в настоящем исследовании.

Сравнение найденного содержания с солнечным химическим составом представлено на рис. 4. Видно, что 68 Тау имеет аномальный химический со-

Таблица 1

Содержание элементов в атмосфере 68 Тау, определенное по моделям атмосфер и по кривым роста, и химический состав атмосферы Солнца [3, 7]

Элемент	Модели атмосфер		Кривые роста [3]	$\lg \epsilon_{\odot}$	Элемент	Модели атмосфер		Кривые роста [3]	$\lg \epsilon_{\odot}$
	число линий	$\lg \epsilon$				число линий	$\lg \epsilon$		
C I	3	8,25	7,67	8,70	Co I	2	5,72	5,08	4,60
Na I	1	6,86	6,35	6,28	Ni I	15	6,97	6,52	6,08
Mg I	4	7,71	7,22	7,60	Ni II	4	7,04	6,45	6,21
Al I	2	6,30	6,36:	6,40	Zn I	1	5,63	5,09:	4,42
Si II	9	7,51	7,51	7,55	Sr II	2	3,82	3,07:	2,90
Ca I	5	6,36	5,56	6,36	Y II	5	2,54	1,79	2,18
Sc II	3	2,89	2,13	3,05	Zr II	4	3,56	2,73	2,98
Ti II	28	5,19	4,65	4,85	Ba II	6	3,69	2,23	2,09
V II	7	4,60	4,10	4,00	La II	3	2,20	1,04	1,13
Cr I	6	6,10	5,66	5,60	Ce II	2	2,70	1,90	1,55
Cr II	15	6,00	5,52	5,50	Nd II	1	2,59	1,64	1,23
Mn I	7	6,29	5,78	5,55	Eu II	2	1,83	0,61	0,70
Fe I	72	7,80	7,29	7,50	Gd II	1	2,16	1,37	1,10
Fe II	24	7,82	7,39	7,42					

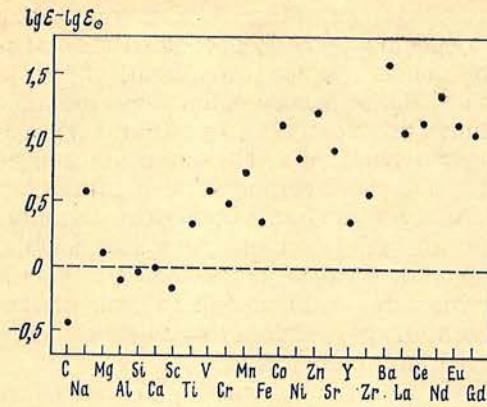
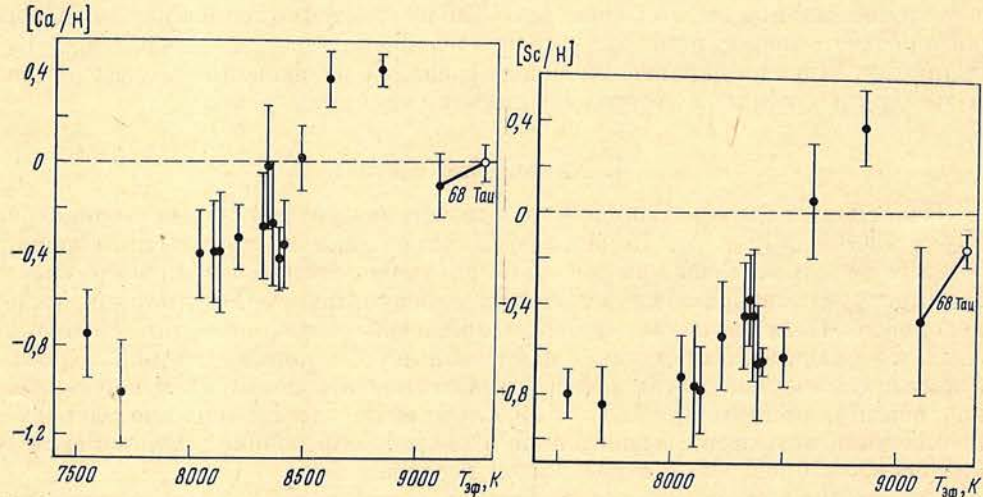


Рис. 4. Сравнение содержания элементов в атмосферах 68 Тау и Солнца

Штриховая линия соответствует  $\epsilon$  солнечному содержанию

Рис. 5. Содержание кальция и скандия в атмосферах Am-звезд в зависимости от эффективной температуры

Точки — данные Смита [1], кружки — наши значения для 68 Тау. Штриховые линии соответствуют солнечному содержанию



став, причем имеется тенденция увеличения аномалий с ростом атомного веса. Углерод показал дефицит относительно Солнца, содержание Mg, Al, Si и Ca оказалось близким к солнечному, элементы группы железа находятся в избытке, и особенно заметный избыток обнаружен для тяжелых элементов (включая редкие земли). Таким образом, звезда 68 Тау с полным основанием может быть отнесена к группе металлических звезд.

Натрий показал избыток около 0,6 в логарифме, однако обилие Na оценивалось только по одной субординатной линии  $\lambda 5682,6$  Na I. Резонансные D-линии не принимались во внимание, так как они достаточно сильны и их правильный расчет связан с рядом трудностей (в частности, в их профили существенный вклад вносят верхние слои атмосферы, где возможны отклонения от ЛТР и где величина  $\xi_t$  может отличаться от 4 км/с). Однако следует отметить, что вычисления по обычной схеме дают для D-линий еще более высокую величину  $\lg \epsilon$  (Na).

Для ряда Am-звезд обнаружен значительный дефицит кальция и скандия. В частности, и для 68 Тау по кривым роста было найдено пониженное содержание этих элементов (см. [3]). С другой стороны, как видно из рис. 4, метод моделей атмосфер не дал для 68 Тау заметного дефицита Ca и Sc. Чтобы выяснить этот вопрос, для 15 Am-звезд по данным Смита [1] мы построили зависимость содержания Ca и Sc от  $T_{эф}$  (рис. 5). Исключена из рассмотрения звезда HR 5055, для которой в [1] температура  $T_{эф}$  определена неуверенно. Отметим, что наши данные и данные Смита [1] по кальцию и скандию получены практически в одинаковых системах сил осцилляторов ( $gf$ -величины, использованные в [1], приведены в [11]).

Как видно из рис. 5, содержание кальция у разных Am-звезд может меняться более чем на порядок величины, и эти изменения связаны с различиями в  $T_{эф}$ . Дефицит Ca характерен для звезд с температурами  $T_{эф} <$



$< 8500$  К, в то время как при  $T_{\text{эф}} \geq 8500$  К содержание Са близко к солнечному значению или даже превышает его. Звезда 68 Тау оказалась наиболее горячей в списке Смита [1]; он получил для нее оценку температуры  $T_{\text{эф}} = 9100$  К, которая близка к нашему значению 9300 К. Найденное в [1] содержание Са в атмосфере 68 Тау практически совпадает с солнечным содержанием и с нашим значением  $\lg \epsilon(\text{Са})$  (светлый кружок на рис. 5).

На основании рис. 5 можно заключить, что дефицит скандия также характерен лишь для относительно холодных Ам-звезд, а при  $T_{\text{эф}} > 8500$  К содержание Sc близко к солнечному значению или превышает его. Дополнительным подтверждением вывода о том, что горячие Ам-звезды имеют нормальное или повышенное содержание Са и Sc, могут служить данные Смита [12] по трем таким звездам с эффективными температурами  $T_{\text{эф}} = 9700 \div 9900$  К.

Итак, обнаружили расхождения в оценках содержания Са и Sc, полученных двумя методами, — на основе моделей атмосфер и с помощью кривых роста [3]. Интересно провести такое же сравнение и по другим элементам. Важно, что и в настоящей работе, и в [3] использованы один и тот же спектральный материал и одни и те же силы осцилляторов линий. Из табл. 1 видно, что кривые роста дали в целом заниженное содержание элементов. Оказалось, что это связано со слишком низкой температурой возбуждения  $T_{\text{В}} = 7750$  К, принятой в [3]. Так как при анализе методом моделей атмосфер для каждой линии наряду с  $\lg \epsilon$  вычислялась также средняя глубина образования (см. [4]), мы могли указать ту область атмосферы, которая вносит наибольший вклад в формирование линий данного элемента. Выяснилось, что температура в области формирования, например, линий элементов группы железа (Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni) на 1000—2000 К выше значения  $T_{\text{В}}$ , найденного в [3]. Для редкоземельных элементов расхождение получилось еще больше. Заниженная оценка  $T_{\text{В}}$  в методе кривых роста в основном и привела к тому, что содержание элементов группы железа оказалось заниженным примерно на 0,5 в логарифме, а содержание редких земель — на порядок величины.

Не показали заметных изменений в  $\lg \epsilon$  лишь алюминий и кремний. Но содержание Al по кривым роста определено неуверенно. Линии же Si II, как показали расчеты, очень слабо зависят от температуры, поэтому, несмотря на заниженную оценку  $T_{\text{В}}$ , по кривой роста в [3] было получено такое же содержание Si, как и по модели атмосферы (см. табл. 1).

По нашему мнению, на точность определения температуры возбуждения  $T_{\text{В}}$  в методе кривых роста могло повлиять следующее обстоятельство. При нахождении  $T_{\text{В}}$  в [3] рассматривались линии железа с различными потенциалами возбуждения нижнего уровня  $\chi$ . При этом существенное влияние на выбор  $T_{\text{В}}$  оказывали линии Fe I с потенциалами  $\chi > 2,5$  эВ. Однако для таких линий в настоящее время нет столь же надежных данных о силах осцилляторов  $gf$ , как оксфордские  $gf$ -величины для линий с потенциалами  $\chi \leq 2,5$  эВ. Возможно, какие-то систематические ошибки в значениях  $gf$  для линий Fe I с высокими потенциалами возбуждения и привели к занижению  $T_{\text{В}}$ .

Отметим еще одно обстоятельство, касающееся точности метода кривых роста. Как известно, в основе этого метода лежит ряд предположений, одним из которых является предположение о механизме образования линий (чистое поглощение или чистое рассеяние). На практике широкое применение нашли кривые роста Врубеля [13], рассчитанные для случая чистого рассеяния в приближении модели Милна — Эддингтона. Однако более обоснованным с физической точки зрения следует признать использование кривых роста, вычисленных при чистом поглощении, т. е. при условии ЛТР (локальное термодинамическое равновесие). Такие кривые для модели Милна — Эддингтона приведены в [14, 15]. В [3] применялись кривые роста Врубеля [13] и по ним для 68 Тау была найдена турбулентная скорость  $\xi_t = 2,3$  км/с, что существенно отличается от значения  $\xi_t = 4,0$  км/с, полученного методом моделей атмосфер (оба метода дают ошибку  $\pm 0,5$  км/с). Как оказалось, это различие можно устранить, если вместо [13] использовать кривые роста [14, 15],

основанные на предположении о чистом поглощении. Заметим, однако, что это не приводит к существенному изменению температуры  $T_v$ .

Продолжая сравнение данных о химическом составе, полученных двумя методами, отметим, что согласие оказывается лучше, если рассматривать содержание элементов по отношению к железу (рис. 6). Отклонения здесь связаны преимущественно с различиями в глубинах образования линий. Как известно, в основе метода кривых роста лежит предположение о том, что все линии формируются при одних и тех же физических условиях. Однако на примере 68 Тау мы убеждаемся, что это предположение не всегда выполняется. В частности, расчеты показали, что рассмотренные нами линии редкоземельных элементов образуются в более глубоких слоях и, следовательно, при

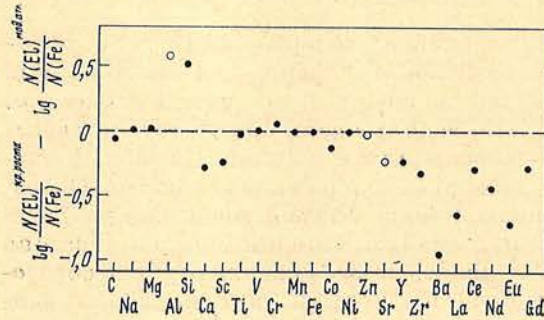


Рис. 6. Сравнение содержаний элементов в атмосфере 68 Тау, определенных двумя методами — по кривой роста [3] и по модели атмосферы

Все содержания даны относительно железа, светлыми кружками представлены те элементы, обилие которых в [3] оценено неуверенно

более высоких температурах, чем линии железа. Именно поэтому точки, соответствующие редким землям, оказались на рис. 6 заметно ниже нулевой линии.

Представляет интерес также сравнение полученных данных о химическом составе атмосферы 68 Тау с результатами Смита [1] для той же звезды. Так как  $gf$ -величины, примененные нами и Смитом, существенно различаются, сначала необходимо было все содержания элементов, найденные в [1], привести к нашей системе сил осцилляторов. Особенность методики Смита заключалась в том, что она была комбинированной, совмещающей применение моделей атмосфер и кривых роста. Содержание элемента определялось сразу для всей группы линий соответствующего атома или иона по кривой роста, поэтому в [1] отсутствуют оценки  $\lg \epsilon$  для отдельных линий. Исходя из этого, мы определили поправку к  $gf$ -величинам [11] для каждой линии и затем нашли общую поправку к содержанию  $\Delta \lg \epsilon = -\Delta \lg gf$  как среднее арифметическое по всем рассматриваемым линиям. Исправленные таким путем значения  $\lg \epsilon$  сравнивались с нашими результатами.

Как видно из рис. 7, после уточнения данные Смита [1] оказались в среднем на 0,2 в логарифме ниже наших оценок  $\lg \epsilon$ . Это объясняется тем, что значение  $T_{эф}$  получилось в [1] на 200 К меньше, чем у нас. С учетом систематического сдвига на  $-0,2$  разница в  $\lg \epsilon$  для большинства элементов находит-

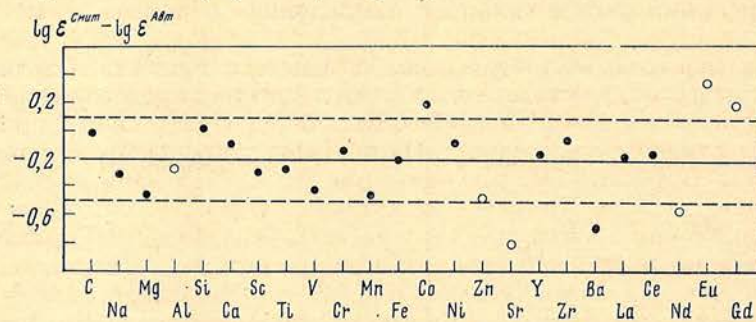


Рис. 7. Сравнение содержаний элементов в атмосфере 68 Тау, найденных Смитом [1] и авторами

Светлыми кружками представлены те элементы, обилие которых в [1] определялось только по одной-двум линиям. Штриховые линии соответствуют ошибке  $\pm 0,3$  в содержании (см. текст)

ся в пределах  $\pm 0,3$ , т. е. в пределах характерной ошибки значений  $\lg \epsilon$  у Смита [1]. Некоторые элементы попадают за пределы этого интервала (см. рис. 7). Однако это вполне объясняется ненадежностью определения содержания этих элементов вследствие двух причин: либо для них оценка  $\lg \epsilon$  получена только по одной-двум линиям (Sr, Nd, Eu, Gd), либо содержание находилось по достаточно сильным линиям, где относительно велика роль различий в  $W_\lambda$ ,  $\xi_i$  и  $\gamma$  (Sr, Ba).

Для сравнения точности определения химического состава 68 Тау нами и Смитом [1] необходимо отметить, что у нас: 1) анализ основан на спектрограммах с более высокой дисперсией (в основном 4 и 6 Å/мм, в то время как у Смита 9 и 18 Å/мм); 2) выполнен более строгий отбор линий, блендрованные линии не рассматривались; 3) применены более точные модели атмосфер; 4) использована более точная методика расчетов (в частности, содержание элементов определялось не по кривым роста, как в [1], а по модели атмосферы индивидуально для каждой спектральной линии).

### 5. Сравнение с эволюционными расчетами

По найденным значениям  $T_{\text{эф}}$  и  $\lg g$  можно оценить массу  $M$ , радиус  $R$ , светимость  $L$  и возраст  $t$  звезды. Для этого мы применили данные эволюционных вычислений [16]. Полученные результаты представлены в табл. 2. Сначала величины  $M$ ,  $R$ ,  $L$  и  $t$  были определены при содержании гелия  $Y = 0,265$  и содержании тяжелых элементов  $Z = 0,025$ , соответствующих первоначальному химическому составу Солнца [17]. В ряде работ (см., например, [18, 19]) для звезд скопления Гиады, которому принадлежит 68 Тау, получено содержание металлов на 0,2 в логарифме выше, чем для Солнца. Если допустить, что у 68 Тау начальное содержание тяжелых элементов (включая C, N и O) также было увеличено на 0,2, тогда нужно принять  $Z = 0,04$ . Как видно из табл. 2, замена  $Z = 0,025$  на  $Z = 0,04$  мало повлияла на оценку  $M$ ,  $R$ ,  $L$  и  $t$ ; изменения оказались существенно меньше ошибок определения этих величин. Отметим, что основной вклад в ошибки значений  $M$ ,  $R$ ,  $L$  и  $t$  вносит неопределенность в  $\lg g$ , в то время как неточность порядка  $\pm 100$  К в температуре  $T_{\text{эф}}$  мало сказывается на результатах.

Сопоставление найденного радиуса  $R$  с моделью атмосферы 68 Тау показывает, что геометрическая толщина зоны между оптическими глубинами  $\tau_{5000} = 10$  и  $\tau_{5000} = 0,0001$  составляет всего лишь 0,3% радиуса. Таким образом, протяженность атмосферы 68 Тау очень мала.

Из сравнения с эволюционными треками следует, что звезда 68 Тау уже прошла стадию термоядерного горения водорода в ядре. Сейчас на диаграмме Герцшпрунга — Рассела она находится в начале своего пути в область красных гигантов. Водород продолжает гореть в слоевом источнике.

Из табл. 2 видно, что возраст 68 Тау оказался заметно меньше возраста  $t \approx 700$  млн. лет, найденного для скопления Гиады. Однако различие сравнимо с ошибкой определения  $\lg t$ . По-видимому, могут существовать и совсем молодые Am-звезды. Например, звезды этого типа обнаружены в рассеянных скоплениях, возраст которых составляет несколько миллионов или десятков миллионов лет (см., например, [20]).

Таблица 2

Масса, радиус, светимость и возраст звезды 68 Тау, определенные для двух значений  $Z$

$Z$	$M/M_\odot$	$\lg(R/R_\odot)$	$R/R_\odot$	$\lg(L/L_\odot)$	$L/L_\odot$	$\lg t$	$t, 10^6$ лет
0,025	$2,5 \pm 0,3$	$0,54 \pm 0,10$	3,5	$1,91 \pm 0,22$	81	$8,62 \pm 0,15$	420
0,04	$2,7 \pm 0,3$	$0,56 \pm 0,10$	3,6	$1,95 \pm 0,22$	89	$8,66 \pm 0,15$	460

Примечание.  $M_\odot$ ,  $R_\odot$  и  $L_\odot$  — соответственно масса, радиус и светимость Солнца.

## 6. Основные результаты

1. На основе моделей атмосфер Куруча [2] для Ам-звезды 68 Тау получены следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести:  $T_{\text{эф}} = 9300 \pm 100$  К,  $\lg g = 3,75 \pm 0,15$ .

2. Для параметра микротурбулентности найдено  $\xi_t = 4,0 \pm 0,5$  км/с. Отмечено, что отсутствие достаточно сильных линий металлов в спектре 68 Тау не позволяет однозначно решить вопрос о постоянстве скорости микротурбулентности в атмосфере.

3. Определено содержание 24 элементов. Звезда 68 Тау, как оказалось, имеет повышенное содержание металлов, причем избыток в среднем растёт с увеличением атомного веса.

4. Не подтвержден дефицит кальция и скандия, найденный в [3] по кривым роста. Наши данные и результаты Смита [1, 12] указывают на то, что Ам-звезды с температурами  $T_{\text{эф}} > 8500$  К имеют содержание Са и Sc, близкое к солнечному значению или даже превышающее его; дефицит же этих элементов характерен лишь для относительно холодных Ам-звезд.

5. Показано, что оценки химического состава, полученные в [3] по кривым роста, систематически занижены. Основная причина этого заключается в занижении температуры возбуждения. Кроме того, здесь сыграл роль и тот недостаток метода кривых роста, что в нем всем спектральным линиям приписываются одни и те же условия возникновения.

6. Путем сравнения с эволюционными расчетами [16] получены оценки массы, радиуса, светимости и возраста 68 Тау. Изменения в первоначальном содержании тяжелых элементов  $Z$  мало влияют на значения этих величин. По-видимому, в ядре исследуемой звезды весь водород уже выгорел и звезда находится в начале перехода к стадии красных гигантов.

Май 1981 г.

## Литература

1. *Smith M. A.* — *Astron. and Astrophys.*, 1971, vol. 11, p. 325.
2. *Kurucz R. L.* — *Astrophys. J. Suppl.*, 1979, vol. 40, p. 1.
3. *Саванов И. С.* — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1982, т. 66.
4. *Любимков Л. С.* — Там же, 1980, т. 62, с. 44.
5. *Болярчук А. А., Любимков Л. С.* — Там же, 1981, т. 64, с. 3; 1982, т. 66, с. 130.
6. *Kurucz R. L.* — *Smiths. Astrophys. Obs. Spec. Report*, 1970, N 309, p. 1.
7. *Болярчук А. А., Болярчук М. Е.* — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1981, т. 63, с. 66.
8. *Blackwell D. E., Petford A. D., Shallis M. J., Simmons G. J.* — *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1980, vol. 191, p. 445.
9. *Ishikawa M.* — *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1975, vol. 27, p. 1.
10. *Харитонов А. В., Терещенко В. М., Клязгова Л. Н.* Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978.
11. *Smith M. A.* — *Astron. and Astrophys. Suppl.*, 1972, vol. 5, p. 81.
12. *Smith M. A.* — *Astrophys. J.*, 1974, vol. 189, p. 101.
13. *Wrubel M. H.* — *Ibid.*, 1949, vol. 109, p. 66.
14. *Аллер Л. Х.* — В кн.: Звездные атмосферы. М.: Изд-во иностр. лит., 1963, с. 206.
15. *Любимков Л. С.* Некоторые методы исследования звездных атмосфер и их применение для оценки содержания гелия. Дис.... канд. физ.-мат. наук. Л., ЛГУ, 1977.
16. *Mengel J. G., Sweigart A. V., Demarque P., Gross P. G.* — *Astrophys. J. Suppl.*, 1979, vol. 40, p. 733.
17. *Аллен К. У.* — В кн.: Астрофизические величины. М.: Мир, 1977, с. 234.
18. *de Strobel G. C.* — In: *Star Clusters (IAU Simp. N 85)*, 1980, p. 91.
19. *Branch D., Lambert D. L., Tomkin J.* — *Astrophys. J. Lett.*, 1980, vol. 241, p. L83.
20. *Feinstein A.* — In: *Star Clusters (IAU Simp. N 85)*, 1980, p. 227.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ТЕМПЕРАТУР,  
УСКОРЕНИЙ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ  
И ПАРАМЕТРА МЕТАЛЛИЧНОСТИ ПОЗДНИХ ЗВЕЗД  
НА ОСНОВЕ ДАННЫХ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ  
В ИХ СПЕКТРАХ**

В. И. Бурнашев

Для 297 звезд классов F — M, имеющих детальные кривые распределения энергии в спектрах, определены эффективные температуры, ускорения силы тяжести на поверхности. В некоторых случаях проведена оценка параметра [Fe/H]. Точность получаемых значений сравнима с достигаемой при использовании узкополосных фотометрических систем.

EFFECTIVE TEMPERATURES, GRAVITIES AND METALLICITY FOR LATE-TYPE STARS BASED ON THEIR SCANNER OBSERVATIONS, by V. I. Burnashev.— The effective temperatures and surface gravities for 297 stars have been obtained on the base of the energy distribution in their spectra. In some cases the ratio [Fe/H] was also estimated. Accuracy of the values obtained is comparable with that attained using narrow-band photoelectric photometry.

В последние годы проведено значительное число наблюдений звезд поздних спектральных классов в различных узкополосных фотометрических системах, осуществленных как с помощью интерференционных светофильтров, так и с помощью спектрофотометров. Большинство применяемых фотометрических систем предназначены лишь для оценки спектрального класса и светимости звезд поздних классов. Но существуют и немногие фотометрические системы, пригодные для оценки содержания металлов в звездных атмосферах. Описание свойств некоторых из них приведено в монографии Страйжиса [1]. Отметим, что многие из применяемых узкополосных систем обладают определенными недостатками: небольшой проникающей силой из-за малой ширины кривых реакции (кембриджская фотометрия) или использованием статистической зависимости интенсивности полосы CN от содержания металлов (системы DDO и Гильденкерна). Кроме того, существенным недостатком узкополосной фотометрии с помощью набора интерференционных фильтров является трудность воспроизводимости кривых реакции системы, во-первых, за счет чисто технологических трудностей изготовления фильтров с точно заданными кривыми пропускания, во-вторых, из-за изменения кривых пропускания фильтров вследствие их старения и изменений внешней температуры.

От этого недостатка свободен широко распространенный метод фотоэлектрического сканирования спектров звезд. С помощью сканера в принципе возможно осуществить любую многоцветную фотометрическую систему с набором полос, центрированных на характерные особенности в спектре звезды. Достижения в области микроэлектроники и вычислительной техники, а также появление многоканальных светоприемников позволяют надеяться, что со временем спектрофотометрические измерения наряду с получением высокодисперсионных спектрограмм и многоцветной широкополосной фотометрией станут одним из основных методов исследования. С этой точки зрения уже имеющийся наблюдательный материал дает возможность разработки необходимых методических рекомендаций для определения некоторых звездных характеристик. С другой стороны, хотя число звезд, для которых спектроскопическими методами определены эффективная температура  $T_e$ , ускорение силы тяжести на поверхности  $\lg g$  и химический состав, быстро увеличивается, все же остается актуальным для многих из них, даже сравнительно ярких, оценка этих параметров. Особенно это относится к звездам Южного полушария, наблюдательная база для исследования которых была недостаточно развита еще до недавнего времени. Между тем имеющиеся данные позволяют получить для многих звезд предварительные оценки этих ве-

личин, которые могут служить в качестве исходных для более тонкого анализа с помощью спектров высокой дисперсии, получаемых на крупных телескопах.

В нашем распоряжении имелись данные о детальном распределении энергии в спектрах большого числа звезд, опубликованные в каталогах Уилстроба [2], Харитонов, Терещенко и Князевой [3], а также в каталоге южных звезд, полученные Чилийской астрофизической экспедицией АН СССР [4], и частично опубликованные спектрофотометрические данные, полученные в Крымской обсерватории [5, 6]. После проведения сопоставлений этих каталогов и соответствующих редуций весь имеющийся материал был использован для построения сводного спектрофотометрического каталога [7]. Редуцированные к системе каталога южных звезд данные представляют

Таблица 1

BS	Название	$\alpha_{2000}$	$\delta_{2000}$	Sp	V	n
1346	$\gamma$ Tau	b m s 4 19 48	+15°17'	K0 III	<sup>m</sup> 3,66	1
1409	$\varepsilon$ Tau	4 28 37	+19 11	K0 III	3,54	2
1457	$\alpha$ Tau	4 35 55	+16 30	K5 III	0,86	5
2219	$\kappa$ Aur	6 15 22	+29 30	G8 III	4,34	1
2990	$\beta$ Gem	7 45 19	+28 01	K0 III	1,15	5
4932	$\varepsilon$ Vir	13 02 11	+10 58	G9 II—III	2,81	3
5340	$\alpha$ Boo	14 15 40	+19 11	K2 IIIp	0,06	5
6148	$\beta$ Her	16 30 13	+21 29	G8 III	2,83	3
6212	$\zeta$ Her	16 41 17	+31 36	G0 IV	2,82	3
6498	$\sigma$ Oph	17 26 31	+04 09	K3 II	4,34	2
6791	—	18 07 29	+43 28	K0 p	4,98	5
7949	$\varepsilon$ Cyg	20 46 13	+33 58	K0 III	2,45	4
8204	$\zeta$ Cap	21 26 40	-22 25	G5p	3,73	8
8775	$\beta$ Peg	23 03 47	+28 05	M2II—III	2,56	3

собой значения  $\lg E_\lambda$  через интервал 25 Å, приведенные к спектральному разрешению около 75 Å. Значения монохроматической освещенности  $E_\lambda$ , отнесенные к интервалу длин волн 1 см, выражены в эрг·с<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup>. Каталог записан на магнитный диск и содержит в числовом виде 1365 спектральноэнергетических кривых в интервале 3200—7350 Å для 1012 звезд. (Для некоторых звезд имелось по 2—3 кривых, определенных разными авторами.)

Большая часть звезд каталога [4], принятого за основу при составлении сводного каталога, находится в Южном полушарии, поэтому для целей калибровки были проведены дополнительные спектрофотометрические наблюдения нескольких звезд с известными характеристиками. Спектральный диапазон — от 3200 до 7550 Å, разрешение около 30 Å. Процедуры наблюдений, обработки и абсолютной калибровки выполнены методом фундаментальной спектрофотометрии, традиционно применяемым в Крымской обсерватории [5, 8]. Абсолютный стандарт —  $\alpha$  Lyr, распределение энергии в спектре которой взято согласно [3]. Список звезд и некоторые сведения о них по данным каталога ярких звезд BS [9] приведены в табл. 1. Для каждой звезды указаны: ее порядковый номер по каталогу BS, название, координаты для 2000 г., спектральный класс Sp, звездная величина V и число наблюдений n.

Почти весь наблюдательный материал получен в течение 1977—1978 гг. в Крымской астрофизической обсерватории. Спектрофотометрия бариевой звезды  $\zeta$  Cap проведена в 1973 г. в период работы экспедиции АН СССР в Чили. Данные о распределении энергии в спектрах звезд приводятся в табл. 2. Для каждой звезды даны средние из нескольких определений значения  $\lg E_\lambda$ , где  $E_\lambda$  выражено в эрг·с<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup>, отнесенные к интервалу длин волн 1 см. Кроме того, указана ошибка среднего, выраженная в единицах третьего знака после запятой, характеризующая внутреннюю точность каталога, относящаяся к спектральным интервалам: 3200—3400 Å ( $\sigma_1$ ), 3400—3650 Å ( $\sigma_2$ ), 3650—4000 Å ( $\sigma_3$ ), 4000—6800 Å ( $\sigma_4$ ), 6800—7550 Å ( $\sigma_5$ ). Спектральное разрешение полученных из наблюдений и приводимых в табл. 2

Таблица 2

$\lambda, \text{\AA}$	$\gamma \text{ Tau}$	$\varepsilon \text{ Tau}$	$\alpha \text{ Tau}$	$\chi \text{ Aur}$	$\beta \text{ Gem}$	$\varepsilon \text{ Vir}$	$\alpha \text{ Boo}$	$\beta \text{ Her}$	$\zeta \text{ Her}$	$\sigma \text{ Oph}$	BS 6791	$\varepsilon \text{ Cyg}$	$\zeta \text{ Cap}$	$\beta \text{ Peg}$
3200	-2,771	-2,764	-2,329	-3,335	-1,843	-2,350	-1,593	-2,308	-2,014	-3,410	-3,217	-2,345	-2,719	-2,936
3225	-2,829	-2,762	-2,378	-3,345	-1,836	-2,340	-1,644	-2,296	-2,016	-3,404	-3,303	-2,353	-2,738	-2,973
3250	-2,683	-2,703	-2,396	-3,298	-1,819	-2,292	-1,557	-2,221	-1,938	-3,419	-3,194	-2,354	-2,668	-2,985
3275	-2,615	-2,651	-2,353	-3,163	-1,715	-2,209	-1,490	-2,197	-1,890	-3,457	-3,155	-2,203	-2,636	-2,962
3300	-2,626	-2,604	-2,294	-3,024	-1,661	-2,211	-1,458	-2,194	-1,890	-3,411	-3,103	-2,186	-2,590	-2,950
3325	-2,633	-2,641	-2,275	-2,993	-1,672	-2,227	-1,480	-2,210	-1,897	-3,434	-3,139	-2,207	-2,605	-2,981
3350	-2,682	-2,648	-2,263	-3,029	-1,673	-2,272	-1,513	-2,246	-1,921	-3,494	-3,151	-2,237	-2,614	-2,995
3375	-2,694	-2,695	-2,279	-3,075	-1,721	-2,260	-1,502	-2,238	-1,900	-3,460	-3,133	-2,231	-2,605	-2,990
3400	-2,620	-2,653	-2,243	-2,995	-1,674	-2,218	-1,418	-2,180	-1,870	-3,527	-3,086	-2,156	-2,562	-2,901
3425	-2,593	-2,592	-2,198	-2,941	-1,636	-2,213	-1,405	-2,179	-1,884	-3,458	-3,097	-2,170	-2,538	-2,895
3450	-2,623	-2,648	-2,206	-2,998	-1,674	-2,218	-1,415	-2,171	-1,886	-3,479	-3,082	-2,175	-2,531	-2,884
3475	-2,604	-2,625	-2,200	-2,923	-1,658	-2,217	-1,398	-2,173	-1,896	-3,410	-3,073	-2,178	-2,536	-2,848
3500	-2,549	-2,601	-2,163	-2,919	-1,637	-2,189	-1,358	-2,135	-1,862	-3,420	-3,078	-2,129	-2,535	-2,815
3525	-2,571	-2,588	-2,141	-2,880	-1,610	-2,194	-1,329	-2,136	-1,845	-3,345	-3,046	-2,114	-2,531	-2,762
3550	-2,562	-2,603	-2,095	-2,925	-1,603	-2,215	-1,360	-2,181	-1,847	-3,375	-3,046	-2,161	-2,553	-2,764
3575	-2,670	-2,706	-2,175	-2,925	-1,710	-2,319	-1,450	-2,249	-1,901	-3,370	-3,097	-2,235	-2,600	-2,861
3600	-2,551	-2,606	-2,193	-2,911	-1,652	-2,167	-1,326	-2,110	-1,848	-3,249	-3,017	-2,100	-2,552	-2,795
3625	-2,476	-2,491	-2,094	-2,866	-1,558	-2,086	-1,255	-2,054	-1,831	-3,313	-2,933	-2,036	-2,500	-2,713
3650	-2,410	-2,409	-2,012	-2,780	-1,484	-2,044	-1,189	-2,001	-1,785	-3,170	-2,890	-1,965	-2,445	-2,651
3675	-2,356	-2,352	-1,936	-2,738	-1,412	-2,026	-1,183	-1,993	-1,795	-3,161	-2,890	-1,967	-2,407	-2,654
3700	-2,464	-2,354	-1,950	-2,714	-1,426	-2,053	-1,222	-2,016	-1,798	-3,161	-2,910	-1,993	-2,395	-2,678
3725	-2,509	-2,463	-2,148	-2,861	-1,599	-2,143	-1,334	-2,079	-1,843	-3,266	-2,988	-2,092	-2,416	-2,758
3750	-2,534	-2,530	-2,148	-2,739	-1,469	-2,107	-1,356	-2,093	-1,844	-3,328	-2,995	-2,100	-2,465	-2,730
3775	-2,477	-2,457	-2,023	-2,802	-1,510	-2,088	-1,211	-2,050	-1,785	-3,247	-2,920	-2,016	-2,470	-2,649
3800	-2,520	-2,549	-1,990	-2,793	-1,537	-2,162	-1,285	-2,106	-1,807	-3,289	-2,974	-2,077	-2,498	-2,652
3825	-2,700	-2,680	-2,082	-2,892	-1,666	-2,293	-1,432	-2,214	-1,886	-3,379	-3,092	-2,233	-2,625	-2,675
3850	-2,688	-2,729	-2,095	-2,985	-1,743	-2,308	-1,398	-2,243	-1,847	-3,387	-3,079	-2,238	-2,625	-2,635
3875	-2,635	-2,594	-2,059	-2,985	-1,701	-2,229	-1,349	-2,145	-1,831	-3,332	-3,001	-2,172	-2,594	-2,635
3900	-2,424	-2,411	-2,003	-2,841	-1,501	-2,040	-1,193	-2,001	-1,766	-3,167	-2,852	-1,985	-2,467	-2,597
3955	-2,536	-2,513	-2,007	-2,798	-1,495	-2,135	-1,320	-2,134	-1,866	-3,234	-2,965	-2,125	-2,488	-2,734
3970	-2,463	-2,460	-2,067	-2,902	-1,550	-2,093	-1,251	-2,063	-1,821	-3,231	-2,928	-2,044	-2,503	-2,658
3995	-2,416	-2,378	-1,955	-2,836	-1,458	-2,018	-1,133	-1,979	-1,768	-3,058	-2,822	-1,939	-2,455	-2,519
4000	-2,416	-2,184	-1,955	-2,595	-1,248	-1,837	-0,915	-1,802	-1,619	-2,855	-2,677	-1,749	-2,295	-2,313
4025	-2,164	-2,129	-1,593	-2,491	-1,186	-1,812	-0,877	-1,776	-1,603	-2,828	-2,657	-1,730	-2,247	-2,277
4050	-2,179	-2,150	-1,583	-2,514	-1,197	-1,830	-0,882	-1,797	-1,619	-2,825	-2,675	-1,746	-2,249	-2,254
4075	-2,180	-2,169	-1,554	-2,511	-1,201	-1,817	-0,860	-1,782	-1,620	-2,830	-2,660	-1,727	-2,256	-2,219
4100	-2,160	-2,135	-1,496	-2,464	-1,169	-1,800	-0,836	-1,771	-1,610	-2,796	-2,645	-1,698	-2,235	-2,194

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{ \AA}$	$\gamma$ Tau	$\epsilon$ Tau	$\alpha$ Tau	$\kappa$ Aur	$\beta$ Gem	$\epsilon$ Vir	$\alpha$ Boo	$\beta$ Her	$\zeta$ Her	$\sigma$ Oph	BS 6791	$\epsilon$ Cyg	$\zeta$ Cap	$\beta$ Peg
4125	-2,179	-2,154	-1,512	-2,470	-1,487	-1,818	-0,860	-1,781	-1,593	-2,805	-2,652	-1,722	-2,249	-2,168
4150	-2,237	-2,207	-1,515	-2,506	-1,218	-1,842	-0,866	-1,810	-1,586	-2,867	-2,656	-1,740	-2,261	-2,144
4175	-2,224	-2,210	-1,487	-2,496	-1,214	-1,841	-0,863	-1,806	-1,600	-2,819	-2,659	-1,739	-2,268	-2,120
4200	-2,197	-2,162	-1,477	-2,492	-1,197	-1,819	-0,835	-1,779	-1,595	-2,792	-2,636	-1,714	-2,250	-2,133
4225	-2,138	-2,116	-1,499	-2,461	-1,159	-1,780	-0,812	-1,746	-1,599	-2,731	-2,607	-1,691	-2,202	-2,171
4250	-2,142	-2,068	-1,429	-2,450	-1,130	-1,757	-0,784	-1,731	-1,605	-2,685	-2,594	-1,674	-2,179	-2,087
4275	-2,121	-2,093	-1,410	-2,436	-1,141	-1,741	-0,801	-1,749	-1,623	-2,700	-2,602	-1,698	-2,192	-2,075
4300	-2,160	-2,148	-1,407	-2,506	-1,189	-1,816	-0,825	-1,797	-1,668	-2,702	-2,617	-1,731	-2,243	-2,038
4325	-2,062	-2,043	-1,280	-2,446	-1,102	-1,724	-0,700	-1,692	-1,606	-2,573	-2,557	-1,614	-2,175	-1,944
4350	-2,039	-2,018	-1,216	-2,380	-1,053	-1,698	-0,674	-1,669	-1,577	-2,526	-2,514	-1,587	-2,149	-1,900
4375	-2,064	-2,018	-1,219	-2,374	-1,063	-1,707	-0,698	-1,693	-1,586	-2,566	-2,538	-1,621	-2,147	-1,908
4400	-2,051	-2,022	-1,232	-2,362	-1,072	-1,697	-0,684	-1,670	-1,568	-2,549	-2,544	-1,595	-2,134	-1,902
4425	-2,016	-1,968	-1,186	-2,329	-1,036	-1,676	-0,644	-1,648	-1,554	-2,504	-2,524	-1,557	-2,091	-1,863
4450	-2,004	-1,964	-1,150	-2,311	-1,019	-1,672	-0,625	-1,637	-1,554	-2,484	-2,524	-1,555	-2,076	-1,855
4475	-1,973	-1,932	-1,113	-2,283	-0,990	-1,643	-0,580	-1,608	-1,529	-2,440	-2,483	-1,517	-2,059	-1,801
4500	-1,954	-1,908	-1,060	-2,267	-0,962	-1,620	-0,546	-1,585	-1,514	-2,395	-2,464	-1,484	-2,031	-1,766
4525	-1,971	-1,928	-1,059	-2,261	-0,968	-1,633	-0,571	-1,613	-1,535	-2,417	-2,496	-1,515	-2,035	-1,787
4550	-1,965	-1,924	-1,043	-2,246	-0,964	-1,630	-0,545	-1,596	-1,524	-2,392	-2,478	-1,494	-2,047	-1,735
4575	-1,954	-1,901	-0,999	-2,246	-0,948	-1,622	-0,535	-1,594	-1,529	-2,383	-2,472	-1,490	-2,030	-1,721
4600	-1,944	-1,901	-0,991	-2,237	-0,941	-1,605	-0,502	-1,579	-1,521	-2,343	-2,456	-1,476	-2,013	-1,707
4625	-1,925	-1,878	-0,949	-2,209	-0,922	-1,595	-0,522	-1,579	-1,521	-2,324	-2,450	-1,468	-2,012	-1,711
4650	-1,954	-1,907	-0,983	-2,226	-0,942	-1,621	-0,517	-1,566	-1,515	-2,324	-2,450	-1,476	-2,012	-1,725
4675	-1,946	-1,913	-0,973	-2,232	-0,946	-1,616	-0,513	-1,585	-1,536	-2,351	-2,473	-1,487	-2,012	-1,716
4700	-1,952	-1,912	-0,967	-2,247	-0,943	-1,610	-0,510	-1,579	-1,531	-2,347	-2,466	-1,486	-2,039	-1,667
4725	-1,925	-1,891	-0,953	-2,217	-0,926	-1,598	-0,494	-1,566	-1,521	-2,327	-2,454	-1,478	-2,020	-1,667
4750	-1,920	-1,881	-0,950	-2,209	-0,919	-1,585	-0,489	-1,554	-1,521	-2,305	-2,450	-1,467	-2,001	-1,656
4775	-1,905	-1,866	-0,973	-2,202	-0,911	-1,585	-0,489	-1,554	-1,521	-2,305	-2,450	-1,462	-1,969	-1,674
4800	-1,899	-1,850	-0,953	-2,213	-0,901	-1,576	-0,485	-1,551	-1,515	-2,280	-2,440	-1,448	-1,953	-1,754
4825	-1,901	-1,857	-0,942	-2,193	-0,903	-1,568	-0,469	-1,546	-1,512	-2,282	-2,430	-1,441	-1,947	-1,728
4850	-1,935	-1,888	-0,947	-2,210	-0,931	-1,604	-0,470	-1,547	-1,521	-2,265	-2,438	-1,450	-1,951	-1,694
4875	-1,939	-1,908	-0,938	-2,233	-0,938	-1,601	-0,487	-1,579	-1,570	-2,306	-2,471	-1,473	-1,972	-1,694
4900	-1,904	-1,872	-0,914	-2,198	-0,910	-1,579	-0,468	-1,555	-1,549	-2,305	-2,465	-1,469	-1,993	-1,638
4925	-1,924	-1,881	-0,898	-2,213	-0,919	-1,585	-0,468	-1,555	-1,531	-2,280	-2,444	-1,448	-1,965	-1,568
4950	-1,902	-1,854	-0,893	-2,194	-0,919	-1,562	-0,452	-1,541	-1,526	-2,273	-2,445	-1,456	-1,966	-1,529
4975	-1,942	-1,863	-0,926	-2,192	-0,907	-1,581	-0,465	-1,554	-1,538	-2,267	-2,442	-1,453	-1,954	-1,602
5000	-1,942	-1,893	-0,947	-2,212	-0,929	-1,593	-0,482	-1,574	-1,549	-2,297	-2,466	-1,469	-1,974	-1,707



5025	-1,934	-1,898	-0,950	-2,209	-0,931	-1,603	-0,494	-1,578	-1,554	-2,287	-2,467	-1,468	-1,977	-1,666
5050	-1,914	-1,859	-0,928	-2,205	-0,916	-1,579	-0,482	-1,550	-1,536	-2,261	-2,437	-1,446	-1,963	-1,583
5075	-1,895	-1,857	-0,929	-2,201	-0,911	-1,583	-0,472	-1,555	-1,540	-2,268	-2,444	-1,449	-1,968	-1,560
5100	-1,909	-1,844	-0,937	-2,210	-0,912	-1,572	-0,479	-1,557	-1,537	-2,265	-2,432	-1,445	-1,978	-1,535
5125	-1,923	-1,865	-0,941	-2,218	-0,922	-1,585	-0,490	-1,549	-1,549	-2,275	-2,434	-1,449	-1,994	-1,519
5150	-1,944	-1,888	-0,953	-2,241	-0,940	-1,599	-0,506	-1,576	-1,563	-2,287	-2,458	-1,468	-1,998	-1,538
5175	-1,955	-1,909	-1,004	-2,241	-0,964	-1,616	-0,526	-1,585	-1,581	-2,311	-2,475	-1,488	-1,985	-1,706
5200	-1,930	-1,881	-0,959	-2,217	-0,935	-1,597	-0,476	-1,570	-1,555	-2,276	-2,449	-1,457	-1,962	-1,632
5225	-1,922	-1,879	-0,897	-2,217	-0,920	-1,582	-0,447	-1,560	-1,552	-2,240	-2,448	-1,442	-1,948	-1,537
5250	-1,905	-1,861	-0,877	-2,192	-0,922	-1,583	-0,452	-1,569	-1,555	-2,245	-2,451	-1,443	-1,943	-1,526
5275	-1,920	-1,866	-0,863	-2,220	-0,919	-1,587	-0,438	-1,560	-1,555	-2,228	-2,444	-1,436	-1,954	-1,461
5300	-1,891	-1,835	-0,811	-2,190	-0,886	-1,552	-0,402	-1,533	-1,536	-2,180	-2,412	-1,410	-1,934	-1,427
5325	-1,896	-1,844	-0,810	-2,186	-0,894	-1,570	-0,412	-1,545	-1,545	-2,169	-2,419	-1,421	-1,937	-1,433
5350	-1,874	-1,826	-0,791	-2,175	-0,883	-1,544	-0,393	-1,527	-1,535	-2,156	-2,407	-1,404	-1,934	-1,393
5375	-1,883	-1,836	-0,776	-2,175	-0,883	-1,552	-0,399	-1,531	-1,546	-2,162	-2,417	-1,414	-1,927	-1,394
5400	-1,910	-1,861	-0,799	-2,191	-0,908	-1,570	-0,415	-1,550	-1,561	-2,176	-2,430	-1,430	-1,937	-1,393
5425	-1,891	-1,848	-0,775	-2,190	-0,889	-1,553	-0,397	-1,533	-1,545	-2,162	-2,419	-1,413	-1,943	-1,383
5450	-1,883	-1,831	-0,789	-2,173	-0,882	-1,551	-0,396	-1,534	-1,544	-2,157	-2,417	-1,407	-1,932	-1,503
5475	-1,899	-1,840	-0,802	-2,154	-0,888	-1,567	-0,402	-1,547	-1,549	-2,165	-2,422	-1,416	-1,941	-1,477
5500	-1,897	-1,837	-0,788	-2,154	-0,884	-1,552	-0,395	-1,535	-1,550	-2,148	-2,420	-1,413	-1,944	-1,467
5525	-1,890	-1,839	-0,774	-2,177	-0,882	-1,555	-0,381	-1,528	-1,552	-2,147	-2,426	-1,405	-1,943	-1,416
5550	-1,875	-1,831	-0,753	-2,163	-0,879	-1,553	-0,382	-1,528	-1,552	-2,134	-2,412	-1,405	-1,941	-1,407
5575	-1,882	-1,843	-0,760	-2,169	-0,888	-1,569	-0,391	-1,539	-1,566	-2,142	-2,420	-1,410	-1,946	-1,470
5600	-1,888	-1,839	-0,779	-2,181	-0,893	-1,561	-0,385	-1,538	-1,564	-2,147	-2,426	-1,416	-1,946	-1,470
5625	-1,889	-1,848	-0,774	-2,174	-0,887	-1,561	-0,373	-1,533	-1,561	-2,134	-2,419	-1,407	-1,943	-1,488
5650	-1,906	-1,852	-0,770	-2,168	-0,892	-1,566	-0,382	-1,543	-1,563	-2,146	-2,426	-1,408	-1,937	-1,450
5675	-1,885	-1,845	-0,758	-2,178	-0,886	-1,560	-0,379	-1,533	-1,563	-2,121	-2,425	-1,406	-1,936	-1,423
5700	-1,890	-1,845	-0,754	-2,188	-0,892	-1,568	-0,390	-1,544	-1,569	-2,151	-2,434	-1,416	-1,939	-1,407
5725	-1,872	-1,833	-0,741	-2,170	-0,876	-1,553	-0,370	-1,526	-1,555	-2,111	-2,401	-1,394	-1,929	-1,373
5750	-1,886	-1,835	-0,729	-2,147	-0,876	-1,551	-0,366	-1,529	-1,562	-2,112	-2,407	-1,396	-1,936	-1,368
5775	-1,901	-1,843	-0,730	-2,159	-0,879	-1,563	-0,367	-1,532	-1,565	-2,112	-2,414	-1,403	-1,923	-1,361
5800	-1,893	-1,824	-0,718	-2,158	-0,875	-1,544	-0,353	-1,519	-1,563	-2,090	-2,406	-1,390	-1,925	-1,334
5825	-1,876	-1,815	-0,701	-2,140	-0,862	-1,535	-0,341	-1,511	-1,552	-2,071	-2,386	-1,381	-1,919	-1,360
5850	-1,873	-1,824	-0,711	-2,150	-0,865	-1,547	-0,353	-1,519	-1,555	-2,085	-2,404	-1,388	-1,925	-1,431
5875	-1,879	-1,849	-0,739	-2,142	-0,881	-1,567	-0,374	-1,544	-1,579	-2,109	-2,419	-1,411	-1,926	-1,503
5900	-1,894	-1,851	-0,793	-2,177	-0,894	-1,574	-0,373	-1,541	-1,581	-2,102	-2,427	-1,406	-1,935	-1,539
5925	-1,887	-1,839	-0,751	-2,163	-0,874	-1,552	-0,361	-1,532	-1,572	-2,088	-2,407	-1,398	-1,926	-1,498
5950	-1,872	-1,826	-0,737	-2,156	-0,873	-1,563	-0,356	-1,534	-1,573	-2,087	-2,406	-1,395	-1,925	-1,476
5975	-1,865	-1,836	-0,725	-2,168	-0,874	-1,547	-0,355	-1,536	-1,570	-2,093	-2,411	-1,393	-1,932	-1,427
6000	-1,881	-1,826	-0,720	-2,182	-0,883	-1,580	-0,362	-1,533	-1,579	-2,102	-2,411	-1,399	-1,934	-1,395
6025	-1,881	-1,820	-0,702	-2,176	-0,878	-1,556	-0,344	-1,530	-1,581	-2,069	-2,405	-1,391	-1,931	-1,347
6050	-1,877	-1,826	-0,679	-2,143	-0,870	-1,552	-0,340	-1,522	-1,569	-2,060	-2,399	-1,389	-1,928	-1,321

Таблица 2 (окончание)

$\lambda, \text{\AA}$	$\gamma$ Tau	$\epsilon$ Tau	$\alpha$ Tau	$\kappa$ Aur	$\beta$ Gem	$\epsilon$ Vir	$\alpha$ Boo	$\beta$ Her	$\zeta$ Her	$\sigma$ Oph	BS 6791	$\epsilon$ Cyg	$\zeta$ Cap	$\beta$ Peg
6075	-1,889	-1,835	-0,674	-2,147	-0,875	-1,554	-0,344	-1,532	-1,580	-2,061	-2,400	-1,397	-1,934	-1,300
6100	-1,896	-1,844	-0,680	-2,165	-0,879	-1,556	-0,354	-1,539	-1,587	-2,074	-2,415	-1,404	-1,941	-1,282
6125	-1,886	-1,842	-0,685	-2,162	-0,890	-1,560	-0,360	-1,547	-1,598	-2,090	-2,422	-1,411	-1,951	-1,270
6150	-1,897	-1,849	-0,710	-2,178	-0,890	-1,579	-0,368	-1,549	-1,603	-2,101	-2,423	-1,417	-1,953	-1,359
6175	-1,904	-1,851	-0,730	-2,174	-0,876	-1,570	-0,362	-1,550	-1,600	-2,094	-2,427	-1,410	-1,942	-1,488
6200	-1,899	-1,843	-0,736	-2,151	-0,868	-1,560	-0,359	-1,540	-1,597	-2,085	-2,431	-1,403	-1,940	-1,513
6225	-1,900	-1,852	-0,766	-2,165	-0,876	-1,569	-0,372	-1,551	-1,600	-2,101	-2,427	-1,410	-1,949	-1,556
6250	-1,906	-1,860	-0,769	-2,182	-0,887	-1,577	-0,379	-1,556	-1,602	-2,102	-2,435	-1,419	-1,951	-1,490
6275	-1,886	-1,843	-0,732	-2,156	-0,884	-1,572	-0,368	-1,549	-1,601	-2,084	-2,430	-1,411	-1,950	-1,435
6300	-1,917	-1,858	-0,711	-2,157	-0,886	-1,573	-0,365	-1,553	-1,611	-2,093	-2,438	-1,416	-1,955	-1,363
6325	-1,906	-1,855	-0,682	-2,162	-0,887	-1,570	-0,357	-1,551	-1,607	-2,094	-2,426	-1,414	-1,954	-1,307
6350	-1,917	-1,852	-0,675	-2,165	-0,886	-1,566	-0,352	-1,557	-1,611	-2,073	-2,427	-1,413	-1,956	-1,295
6375	-1,908	-1,847	-0,660	-2,159	-0,879	-1,565	-0,351	-1,546	-1,606	-2,073	-2,428	-1,407	-1,954	-1,265
6400	-1,899	-1,856	-0,647	-2,163	-0,883	-1,567	-0,352	-1,549	-1,611	-2,075	-2,433	-1,408	-1,962	-1,240
6425	-1,901	-1,850	-0,647	-2,175	-0,884	-1,567	-0,349	-1,552	-1,604	-2,063	-2,432	-1,407	-1,964	-1,239
6450	-1,899	-1,855	-0,639	-2,175	-0,888	-1,575	-0,353	-1,559	-1,614	-2,055	-2,436	-1,416	-1,965	-1,212
6475	-1,913	-1,856	-0,637	-2,164	-0,891	-1,588	-0,357	-1,560	-1,615	-2,072	-2,439	-1,418	-1,968	-1,226
6500	-1,913	-1,870	-0,656	-2,162	-0,891	-1,602	-0,365	-1,571	-1,626	-2,092	-2,457	-1,433	-1,978	-1,252
6525	-1,932	-1,870	-0,636	-2,155	-0,879	-1,593	-0,351	-1,559	-1,630	-2,061	-2,430	-1,418	-1,973	-1,207
6550	-1,920	-1,890	-0,632	-2,163	-0,886	-1,604	-0,364	-1,579	-1,659	-2,072	-2,447	-1,434	-1,983	-1,221
6575	-1,923	-1,871	-0,642	-2,190	-0,889	-1,607	-0,368	-1,579	-1,643	-2,091	-2,454	-1,437	-1,979	-1,235
6600	-1,914	-1,843	-0,623	-2,176	-0,870	-1,587	-0,354	-1,560	-1,627	-2,064	-2,434	-1,422	-1,965	-1,232
6625	-1,910	-1,830	-0,622	-2,176	-0,866	-1,584	-0,350	-1,562	-1,625	-2,056	-2,435	-1,419	-1,966	-1,254
6650	-1,913	-1,845	-0,630	-2,163	-0,867	-1,583	-0,347	-1,555	-1,625	-2,059	-2,442	-1,419	-1,959	-1,291
6675	-1,908	-1,852	-0,645	-2,158	-0,873	-1,579	-0,347	-1,558	-1,629	-2,060	-2,426	-1,417	-1,963	-1,314
6700	-1,916	-1,859	-0,647	-2,170	-0,875	-1,592	-0,348	-1,563	-1,631	-2,051	-2,437	-1,418	-1,970	-1,334
6725	-1,924	-1,866	-0,662	-2,172	-0,881	-1,586	-0,350	-1,572	-1,637	-2,058	-2,451	-1,422	-1,972	-1,368
6750	-1,914	-1,849	-0,669	-2,151	-0,885	-1,598	-0,354	-1,570	-1,636	-2,066	-2,445	-1,421	-1,975	-1,348
6775	-1,901	-1,856	-0,655	-2,164	-0,885	-1,593	-0,354	-1,570	-1,640	-2,056	-2,441	-1,423	-1,973	-1,319
6800	-1,919	-1,862	-0,668	-2,159	-0,900	-1,604	-0,357	-1,570	-1,646	-2,048	-2,451	-1,424	-1,978	-1,309
6825	-1,933	-1,858	-0,633	-2,138	-0,884	-1,592	-0,345	-1,567	-1,637	-2,058	-2,444	-1,417	-1,971	-1,263
6850	-1,904	-1,864	-0,633	-2,163	-0,903	-1,584	-0,341	-1,564	-1,646	-2,061	-2,456	-1,422	-1,970	-1,238
6875	-1,919	-1,869	-0,647	-2,172	-0,918	-1,613	-0,354	-1,575	-1,655	-2,055	-2,454	-1,432	-1,991	-1,217
6900	-1,927	-1,860	-0,636	-2,180	-0,921	-1,616	-0,355	-1,577	-1,661	-2,056	-2,464	-1,429	-1,991	-1,174
6925	-1,916	-1,853	-0,621	-2,191	-0,921	-1,605	-0,364	-1,578	-1,662	-2,067	-2,459	-1,440	-1,978	-1,162
6950	-1,916	-1,877	-0,618	-2,205	-0,916	-1,613	-0,365	-1,589	-1,670	-2,085	-2,464	-1,447	-2,000	-1,127

6975	-1,936	-1,878	-0,616	-2,196	-0,914	-1,614	-0,363	-1,588	-1,666	-2,078	-2,464	-1,443	-2,001	-1,096
7000	-1,956	-1,891	-0,626	-2,215	-0,927	-1,633	-0,379	-1,604	-1,686	-2,085	-2,479	-1,458	-2,007	-1,100
7025	-1,935	-1,890	-0,625	-2,183	-0,935	-1,633	-0,374	-1,607	-1,678	-2,092	-2,482	-1,451	-2,013	-1,080
7050	-1,946	-1,898	-0,626	-2,192	-0,923	-1,617	-0,370	-1,599	-1,680	-2,087	-2,477	-1,446	-2,002	-1,178
7075	-1,976	-1,911	-0,654	-2,201	-0,925	-1,632	-0,374	-1,608	-1,682	-2,092	-2,480	-1,453	-2,007	-1,264
7100	-1,962	-1,900	-0,692	-2,236	-0,933	-1,623	-0,374	-1,613	-1,686	-2,088	-2,476	-1,458	-2,017	-1,320
7125	-1,950	-1,922	-0,718	-2,232	-0,949	-1,614	-0,368	-1,603	-1,682	-2,080	-2,478	-1,456	-2,025	-1,362
7150	-1,980	-1,922	-0,720	-2,248	-0,946	-1,626	-0,378	-1,621	-1,693	-2,081	-2,505	-1,471	-2,023	-1,346
7175	-1,970	-1,918	-0,684	-2,227	-0,950	-1,654	-0,384	-1,618	-1,706	-2,091	-2,510	-1,477	-2,029	-1,290
7200	-1,996	-1,905	-0,684	-2,238	-0,945	-1,645	-0,383	-1,613	-1,699	-2,085	-2,496	-1,466	-2,041	-1,258
7225	-1,954	-1,904	-0,649	-2,207	-0,935	-1,640	-0,376	-0,611	-1,699	-2,082	-2,507	-1,467	-2,029	-1,215
7250	-1,955	-1,904	-0,644	-2,212	-0,950	-1,666	-0,393	-0,623	-1,719	-2,093	-2,503	-1,480	-2,024	-1,167
7275	-1,952	-1,913	-0,639	-2,244	-0,961	-1,671	-0,396	-0,635	-1,720	-2,118	-2,506	-1,478	-2,036	-1,132
7300	-2,006	-1,922	-0,633	-2,239	-0,959	-1,691	-0,401	-0,648	-1,729	-2,120	-2,510	-1,488	-2,059	-1,106
7325	-1,987	-1,924	-0,619	-2,241	-0,946	-1,669	-0,392	-0,634	-1,715	-2,099	-2,507	-1,482	-2,046	-1,066
7350	-1,996	-1,947	-0,621	-2,251	-0,952	-1,662	-0,394	-0,642	-1,722	-2,108	-2,489	-1,486	-2,046	-1,058
7375	-2,021	-1,957	-0,617	-2,243	-0,958	-1,677	-0,398	-0,651	-1,731	-2,090	-2,531	-1,490	-2,032	-1,032
7400	-1,982	-1,938	-0,608	-2,210	-0,963	-1,679	-0,399	-0,642	-1,742	-2,073	-2,523	-1,488	-2,021	-1,021
7425	-2,009	-1,924	-0,609	-2,271	-0,961	-1,684	-0,396	-0,642	-1,741	-2,073	-2,528	-1,492	-2,024	-1,024
7450	-1,978	-1,936	-0,608	-2,253	-0,962	-1,693	-0,399	-0,649	-1,730	-2,085	-2,517	-1,489	-2,012	-1,012
7475	-1,997	-1,964	-0,606	-2,237	-0,960	-1,685	-0,391	-0,634	-1,730	-2,079	-2,517	-1,490	-2,004	-1,004
7500	-1,975	-1,938	-0,609	-2,227	-0,968	-1,671	-0,388	-0,644	-1,724	-2,079	-2,516	-1,486	-2,000	-1,000
7525	-1,986	-1,923	-0,605	-2,237	-0,973	-1,672	-0,388	-0,644	-1,722	-2,063	-2,518	-1,484	-2,000	-0,987
7550	-2,011	-1,918	-0,603	-2,236	-0,974	-1,677	-0,389	-0,631	-1,731	-2,071	-2,518	-1,487	-2,000	-0,989
$\sigma_1$	16	15	13	50	8	16	5	11	8	50	37	8	11	24
$\sigma_2$	14	10	9	53	5	13	5	7	4	39	12	6	7	14
$\sigma_3$	23	16	16	37	10	10	6	7	5	21	10	8	5	22
$\sigma_4$	7	5	3	12	4	6	3	4	4	7	6	5	4	6
$\sigma_5$	10	13	5	12	5	7	3	5	5	8	9	5	6	6

данных — около 30 Å. Абсолютная калибровка первичного звездного стандарта  $\alpha$  Луг, принятая нами первоначально в период наблюдений, была выполнена Харитоновым и др. в 1968 г. В 1979 г. Харитоновым была проведена новая калибровка  $\alpha$  Луг [10]. Переход от старой системы «Харитонов-68» к новой системе «Харитонов-79» легко осуществляется путем прибавления к спектрофотометрическим данным, полученным в старой системе, небольших поправок [10]:

$$\Delta_{\lambda} = \lg E_{\lambda} (\text{Хар-79}) - \lg E_{\lambda} (\text{Хар-68}).$$

На рис. 1 приведены графики среднего распределения энергии в спектрах звезд классов G8 III и K5 III [11], построенные по данным сводного каталога. Указаны некоторые спектральные особенности, часто используемые при классификации. В нижней части рисунка схематически показаны положения центров полос и их полуширины для некоторых узкополосных систем, специально разработанных для целей спектральной классификации поздних звезд. Две из них, системы DDO [12] и Гильденкерна [13] (Gild), осуществлены с интерференционными фильтрами, полуширины которых сравнимы со спектральным разрешением сводного каталога. Две другие системы, система Спинрада — Тейлора [14] (ST) и система Вильямса [15] (Wil), — с помощью спектрометров и имеют спектральное разрешение около 15 Å. Спектрофотометрические данные, с одной стороны, в среднем имеют меньшую точность, чем получаемые с помощью узкополосной фотометрии за счет меньшего времени наблюдения в отдельной точке спектра, но, с другой стороны, большое число точек в исследуемом спектральном диапазоне позволяет надеяться получить больший объем информации.

На основе критического рассмотрения свойств имеющихся фотометрических систем, а также высокодисперсионных спектрограмм для звезд поздних спектральных классов были выбраны три группы цветов для определения эффективных температур  $T_e$ , логарифмических значений ускорения силы тяжести на поверхности  $\lg g$  и относительного содержания железа [Fe/H]. В соответствии с предложенной Страйжисом [1] терминологией под цветом будем понимать полученное из наблюдений значение  $\lg E_{\lambda}$  в данной длине волны, выбранной для образования соответствующего индекса. В верхней части рис. 1 стрелками указаны длины волн выбранных цветов, прямоугольники обозначают спектральные интервалы, для которых вычислены значения эквивалентных ширин сильных бленд полос и линий:

$$W(\lambda_1 \div \lambda_2) = \sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left( \frac{E_{\lambda_2} - E_{\lambda_1}}{\lambda_2 - \lambda_1} \lambda_i + \frac{E_{\lambda_1} \lambda_2 - E_{\lambda_2} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} - E_{\lambda_i} \right) \cdot 25$$

(шаг интегрирования равен 25 Å).

Для калибровки индексов, образованных из этих цветов и эквивалентных ширин, взяты данные из «Каталога определений [Fe/H]», составленного Керель де Стробель и др. [16].

Результаты определения  $T_e$ ,  $\lg g$  и параметра [Fe/H] для звезд классов F — M суммированы в последних колонках табл. 3. В первых трех колонках даны номера по BS, названия и спектральные классы звезд, взятые из каталога BS [9]. В четвертой приведены принятые значения  $A_V$  — межзвездного поглощения в визуальной области. В пятой колонке обозначены исходные спектрофотометрические каталоги: X — каталог Харитонова и др. [3], Ч — чилийский каталог [4], Б — наблюдения, выполненные в Крымской обсерватории.

Для определения эффективных температур звезд был принят индекс

$$T = 0,5 (\lg E_{4950} + \lg E_{5375}) - 0,5 (\lg E_{6450} + \lg E_{6625}).$$

Межзвездное поглощение более всего влияет на величину этого индекса  $T$ . Для учета межзвездного поглощения взята средняя кривая Уитфорда, табулированная Страйжисом и Свидерскене [17], нормированная для поглощения в визуальной области спектра  $A_V = 1^m$ . Определение  $A_V$  для конкрет-

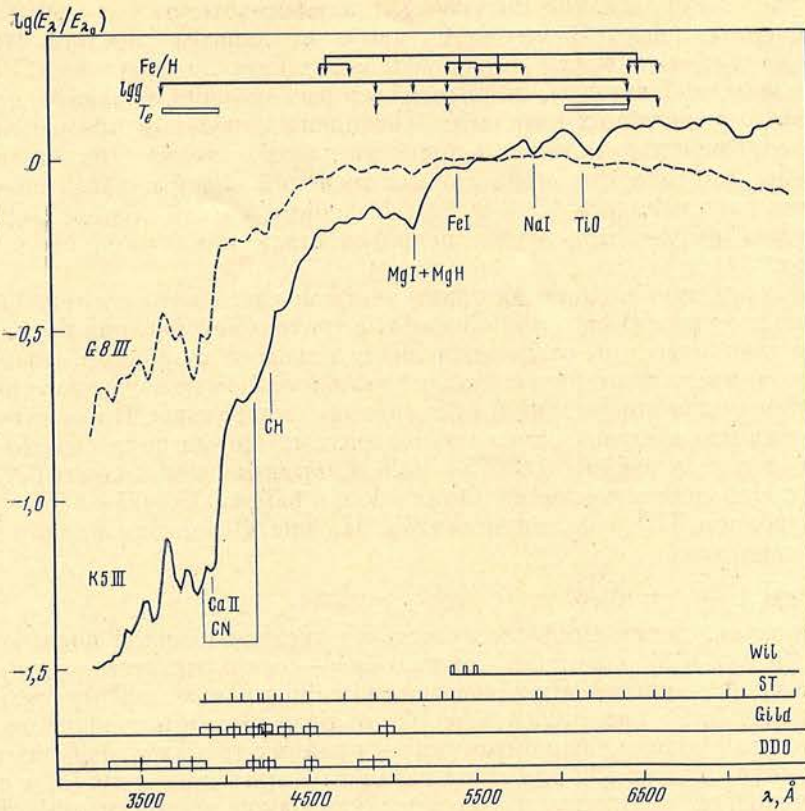


Рис. 1. Средние кривые распределения энергии в спектрах звезд G8 III и K5 III

Указаны длины волн цветов, выбранных для определения бледн  $T_e$ ,  $lg g$  и  $[Fe/H]$ . Прямоугольники — положения линий и полос, для которых вычислена суммарная эквивалентная ширина. Внизу показаны положения центров и полуширины полос некоторых фотометрических систем

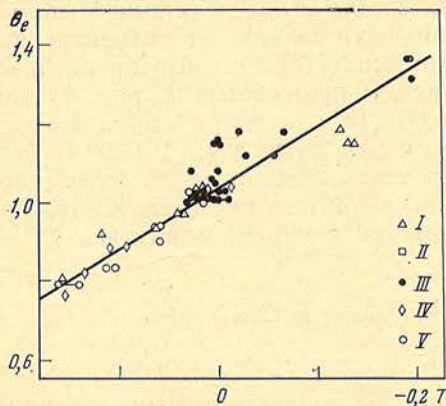


Рис. 2. Калибровка температурного индекса  $T$

Разными значками обозначены звезды различных классов светимости

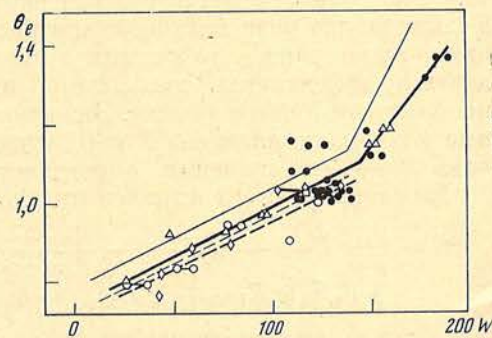


Рис. 3. Калибровка температурного индекса  $W$

Обозначения те же, что на рис. 2

ных звезд производилось в зависимости от их галактических координат и тригонометрических параллакс, взятых из каталога ярких звезд [9], при помощи карт и таблиц Некеля [18], Фитцджеральда [19] и Кнуде [20]. Как известно, закон межзвездного поглощения в различных областях Галактики имеет различный вид. В связи с тем, что в сводном каталоге собраны данные для ярких звезд, излучение от которых мало искажено межзвездным поглощением, следует ожидать, что ошибка, вызванная применением средней кривой, мало повлияет на получаемый результат.

На рис. 2 показан ход индекса  $T$  в зависимости от  $\Theta_e = 5040/T_e$  для калибровочных звезд. Значения  $\Theta_e$  взяты по данным каталога [16]. Разными значками обозначены звезды различных классов светимости. Значения  $T$ , относящиеся к звездам, данные о которых имелись в разных исходных спектротометрических каталогах, соединены отрезками прямых. Величина этих отрезков дает понятие о точности данных сводного каталога, а следовательно, и о точности определяемых значений эффективной температуры, в среднем составляющей 150—200 К. Подобный способ оценки надежности получаемых результатов будет использоваться нами и на последующих графиках.

Поскольку примененная методика учета межзвездного поглощения несовершенна хотя бы потому, что основана на тригонометрических параллаксах, которые, как известно, отягощены значительными ошибками, то было бы желательно иметь дополнительный, не зависящий от межзвездного поглощения параметр для определения эффективной температуры. В качестве такого параметра была выбрана сумма эквивалентных ширин двух сильных бленд линий и полос: в районе  $\lambda\lambda 3675-4025 \text{ \AA}$ , включающей полосы CN, линии H и K Ca II и множество линий металлов, и в районе  $\lambda\lambda 6075-6450 \text{ \AA}$ , включающей полосы TiO и линии металлов. На рис. 3 показан калибровочный график индекса

$$W = W(3650 \div 4025) + W(6075 \div 6450).$$

Жирная сплошная линия соответствует звездам главной последовательности ( $\lg g \approx 4,5$ ), жирная штриховая — сверхгигантам ( $\lg g \approx 1,5$ ). С достаточной точностью эти зависимости можно представить отрезками прямых. За счет более низкого спектрального разрешения и связанного с этим пониженного уровня квазиконтинуума в крайних точках измеряемых бленд линий и полос индексы  $W$  для звезд каталога Харитонова и др. [3] в среднем имеют меньшую величину и соответствуют более высоким эффективным температурам. Индивидуальные значения  $W$  для звезд каталога [3] не нанесены на графике, лишь тонкими линиями показаны соответствующие средние зависимости для звезд главной последовательности и сверхгигантов.

Сопоставление значений  $T_e$ , полученных с помощью индексов  $T$  и  $W$ , показано на рис. 4 для звезд исходных каталогов [4—6]. Средняя точность определяемых значений эффективных температур зависит от исходного материала: точки, соответствующие звездам каталога [3], показывают разброс, в полтора-два раза больший, чем расхождения, показанные на рис. 4. Как видно из рисунка, для ранних F-звезд индекс  $W$  уже не пригоден для определения эффективных температур, поэтому для звезд с  $T_e > 6200 \text{ K}$  был использован лишь  $T$ -индекс. Значения эффективных температур, определенные с помощью индексов  $T$  и  $W$ , приведены в 6-й колонке табл. 3. Двоеточием помечены значения, определенные только с помощью индекса  $T$ .

Для оценки  $\lg g$  составлен индекс

$$G = \left[ (\lg E_{3650} - \lg E_{5375}) - \frac{A_{3650} - A_{5375}}{A_{5375} - A_{6450}} (\lg E_{5375} - \lg E_{6450}) \right] + \\ + [0,5 (\lg E_{4950} + \lg E_{5375}) - \lg E_{5175}],$$

$A_\lambda$  — значения межзвездного поглощения в соответствующих длинах волн — сняты со средней кривой Уитфорда.

Первая часть этого выражения — величина, аналогичная параметру вильнюсской фотометрической системы

$$Q_{PVS} = (P - V) - \frac{E_{P-V}}{E_{V-S}} (V - S),$$

применяемому для определения классов светимости. Здесь  $(P - V)$ ;  $(V - S)$  — показатели цвета,  $E_{P-V}$ ;  $E_{V-S}$  — соответствующие им средние избытки цветов, вызванные межзвездным поглощением. Составленный таким образом параметр  $Q_{PVZ}$  не зависит от межзвездного поглощения.

Вторая часть выражения характеризует интенсивность сильной бленды Mg I + Mg H ( $\lambda = 5175 \text{ \AA}$ ), зависящей от светимости и в силу малости

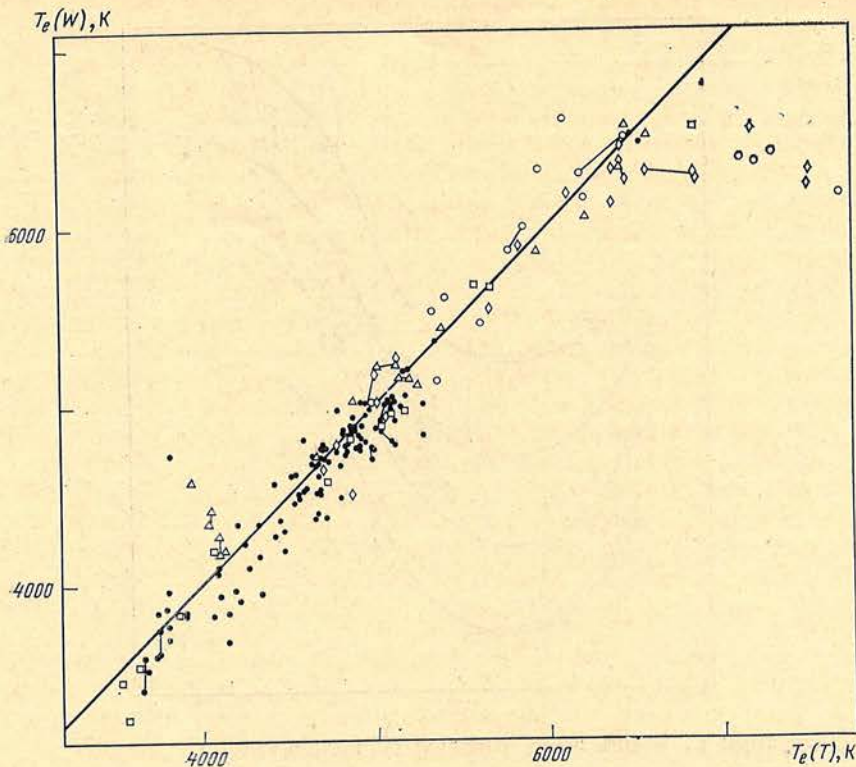


Рис. 4. Сопоставление значений эффективных температур, определенных с помощью индексов  $T$  и  $W$

Обозначения те же, что на рис. 2

спектрального интервала практически не искаженной межзвездным поглощением. Интенсивность этой бленды часто служит одним из критериев спектральной классификации.

Таким образом, индекс  $G$ , весьма незначительно искаженный межзвездным поглощением, был выбран нами для определения  $\lg g$ . На рис. 5 показаны положения звезд различных светимостей на диаграмме  $G, W$ . С учетом данных для некоторых звезд, общих с каталогом [16], на график нанесены линии, соответствующие одним и тем же значениям  $\lg g$  для звезд различных температур. Значения  $G, W$  для звезд исходного каталога [3] не нанесены на график, чтобы не загромождать чертеж. Для них положение линий, соответствующих одинаковым значениям  $\lg g$ , будет несколько иным. На рис. 5 для примера такие линии показаны штриховыми для значений  $\lg g = 1,5$  и  $4,5$ . Понятие о точности получаемых результатов дает рис. 6, *a*, построенный для звезд, наблюдавшихся в Чили и в Крыму. По оси ординат отложены определенные спектроскопическим путем значения  $(\lg g)_C$ , взятые из каталога [16], по оси абсцисс — значения  $(\lg g)_K$ , полученные по данным сводного каталога. Как видно из рисунка, можно ожидать, что средняя точность определяемых значений  $(\lg g)_K$  будет около  $0,2-0,3$ . Аналогичный рисунок 6, *б* для звезд каталога [3] показывает примерно в полтора-два раза больший разброс. Следует отметить, что хотя индивидуальные значения  $(\lg g)_C$ , приводимые в каталоге [16], для одних и тех же звезд имеют средний разброс около  $0,1-0,2$ , однако в некоторых случаях расхождения составляют величину порядка нескольких десятых. Возможно, это обстоятельство является причиной заметного отклонения нескольких точек в нижней части рисунка 6, *a* от прямой. Отметим, что эти же звезды отклоняются от принятых зависимостей и на других калибровочных графиках (рис. 2 и 3).

На рис. 7 показано сопоставление полученных значений  $(\lg g)_K$  по данным сводного каталога с значениями  $(\lg g)_W$  и  $(\lg g)_{GV}$ , определенными из узкополосной фотометрии Вильямса [15], а также из спектрофотометриче-

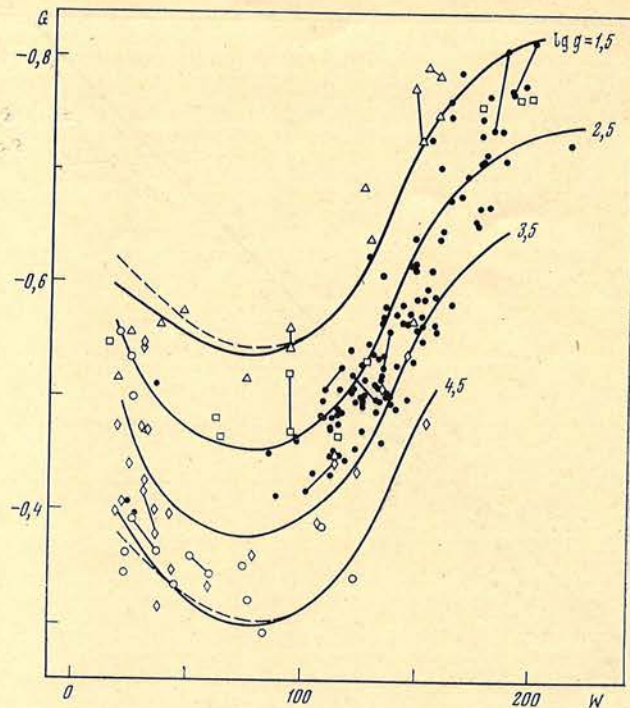


Рис. 5. Диаграммы  $G, W$  для звезд различных светимостей  
Обозначения те же, что на рис. 2

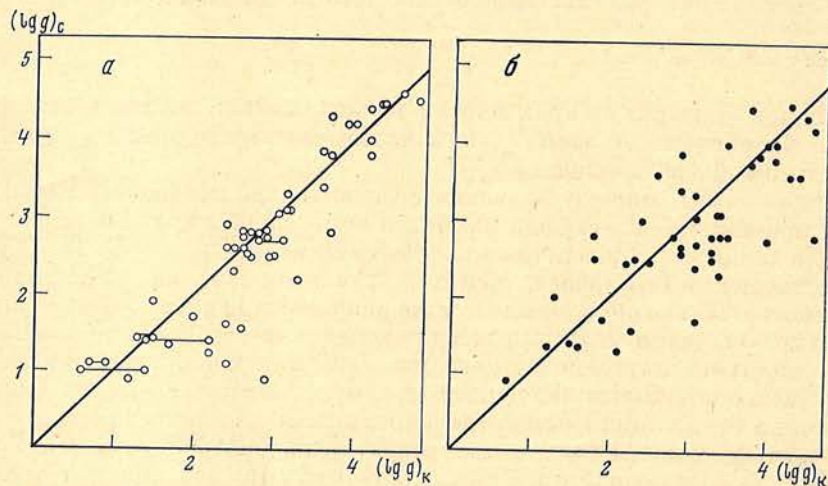


Рис. 6. Сопоставление значений  $(\lg g)_K$  с данными спектроскопических определений из каталога [16]

*a* — для звезд, наблюдавшихся в Чили и Крыму, *б* — для звезд каталога [3]

ских данных Спиррада и Тейлора, калиброванных Готтлибом и Беллом [21]. Кружки относятся к звездам, для которых имелись данные в исходных каталогах [4—6], точки — для звезд каталога [3]. Как следует из рассмотрения рисунка, полученные по данным сводного каталога значения  $(\lg g)_K$  примерно соответствуют значениям  $(\lg g)_W$  Вильямса, что же касается  $(\lg g)_{cb}$ , определенных Готтлибом и Беллом, то они, по-видимому, занижены.

Намечающееся систематическое расхождение  $(\lg g)_K$  относительно данных Вильямса, возможно, отражает тот факт, что для F-звезд определение  $\lg g$  с помощью графиков рис. 5 становится ненадежным, между тем большое число звезд-карликов и сверхгигантов, содержащихся в исходных каталогах, имеют сравнительно высокие температуры ( $T_e > 6000 K$ ). В табл. 3



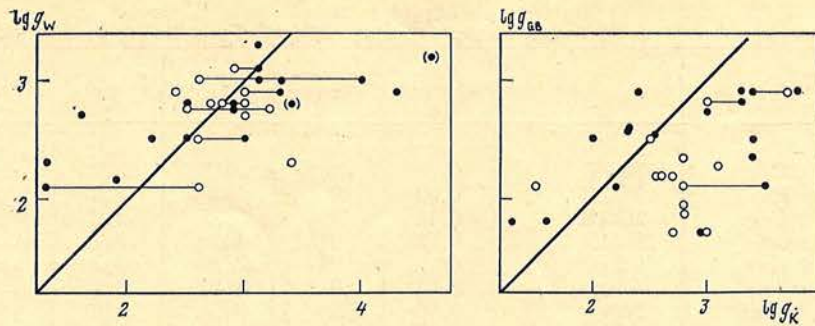


Рис. 7. Сопоставление значений  $(\lg g)_K$  с данными узкополосной фотометрии Вильямса  $(\lg g)_W$  и Готтлиба — Белла  $(\lg g)_{GB}$

Кружки — для звезд, наблюдавшихся в Чили и в Крыму, точки — для звезд каталога [3]

эти значения помечены двоеточием. Обозначим глубину какой-нибудь полосы или бленды линий в длине волны  $\lambda$ :

$$H(\lambda_1, \lambda_2, \lambda) = \frac{\lg E_{\lambda_2} - \lg E_{\lambda_1}}{\lambda_2 - \lambda_1} \lambda + \frac{\lambda_2 \lg E_{\lambda_1} - \lambda_1 \lg E_{\lambda_2}}{\lambda_2 - \lambda_1} \lg E_{\lambda}$$

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  соответствуют участкам квазиконтинуума.

Для оценки относительного содержания железа

$$[\text{Fe}/\text{H}] = \left[ \lg \frac{N(\text{Fe})}{N(\text{H})} \right]_* - \left[ \lg \frac{N(\text{Fe})}{N(\text{H})} \right]_{\odot}$$

составлен индекс, представляющий собой суммарную глубину четырех бленд слабых линий металлов, в основном железа, находящихся на начальном и пологом участках кривой роста:

$$F = H(4625, 4800, 4650) + H(5375, 5550, 5400) + H(5550, 5825, 5675) + H(6450, 6625, 6500).$$

Диаграммы  $F$ ,  $T$  и  $F$ ,  $W$  показаны на рис. 8. Сплошные линии на диаграммах примерно соответствуют звездам, имеющим солнечный химический состав и  $\lg g \approx 1,5$ , штриховые — звездам, для которых  $\lg g \approx 4,5$ . Мера отклонения  $\delta F$  от сплошных линий на этих графиках, скорректированная за эффект светимости, служила для оценки содержания железа. Средние значения  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , определенные при помощи графиков, изображенных на рис. 8, приведены в столбце 8 табл. 3. Понятие о точности приводимых значений дает рис. 9, на котором дано сопоставление  $[\text{Fe}/\text{H}]_K$ , полученных нами, и взятых из каталога [16] значений  $[\text{Fe}/\text{H}]_C$ . Можно считать, что средняя точность приводимых значений составляет  $\pm 0,3$  и, как следует из рассмотрения следующих рисунков, сравнима с точностью других определений  $[\text{Fe}/\text{H}]$  фотометрическим путем. На рис. 10 показано сопоставление значений  $[\text{Fe}/\text{H}]_K$ , полученных с помощью данных сводного каталога, с  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , определенными Хансеном и Кьергардом [22] из узкополосной фотометрии в системе Гильденкерна, Готтлибом и Беллом [21] по сканограммам Спинрада и Тейлора, а также Вильямсом [15] из узкополосной фотометрии бленды Fe I ( $\lambda 5232$ ).

В последние годы на основе новых определений звездных диаметров и измерений потоков от звезд в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра появился ряд исследований, посвященных уточнению шкалы эффективных звездных температур. Одним из способов оценки надежности приводимых в табл. 3 данных, имеющих, впрочем, и самостоятельный интерес, является составление на основе наших определений шкалы эффективных температур и сравнение ее с данными других авторов. Результат такого сопоставления приведен на рис. 11, а и б отдельно для звезд главной последовательности и гигантов. При конструировании шкалы температур взяты значения  $T_e$  для звезд, спектрофотометрические данные для которых были применены для составления средних кривых распределений энергии [11],

Таблица 3

BS	Название	Sp	$A_V$	Исходный каталог	$T_e$	$\lg g$	[Fe/H]
			<i>m</i>				
21	$\beta$ Cas	F2 IV	0,00	X	6610:	3,3	
25	$\varepsilon$ Phe	K0 III	0,02	Ч	4820	3,2	+0,02
45	$\chi$ Peg	M2 III	0,12	X	3635	3,0	
74	$\iota$ Cet	K2 III	0,02	Ч	4340	3,7	-0,18
98	$\beta$ Hyi	G2 IV	0,02	Ч	5860	4,2	-0,17
99	$\alpha$ Phe	K0 III	0,02	Ч	4740	3,1	-0,45
142	$\lambda$ Cet	F8 V	0,00	X	6010	5,0	
163	$\varepsilon$ And	G8 IIIp	0,00	X	5330:	3,1	
168	$\alpha$ Cas	K0 II—III	0,06	X	4730	1,9	
188	$\beta$ Cet	K1 III	0,00	Ч	4840	2,8	+0,11
219	$\eta$ Cas	G0 V	0,00	X	5980	4,9	
265	$\nu^2$ Cet	G8 III—IV	0,02	X	4930	3,1	
271	$\eta$ And	G8 III—IV	0,06	X	5010	2,0	
294	$\varepsilon$ Psc	K0 III	0,00	X	4890	3,7	
322	$\beta$ Phe	G8 III	0,02	Ч	5075	3,3	-0,26
334	$\eta$ Cet	K3 III	0,00	Ч	4520	3,5	0,00
352	$\tau$ Psc	K0 III—IV	0,00	X	4670	3,5	
360	$\phi$ Psc	K0 III	0,06	X	4850:	1,7	
402	$\theta$ Cet	K0 III	0,00	Ч	4730	3,4	0,00
402	$\theta$ Cet	K0 III	0,00	Ч	4690	3,5	
429	$\gamma$ Phe	K5 II	0,16	Ч	3840	1,8	-0,48
437	$\eta$ Psc	G8 III	0,02	X	5130	1,6	
440	$\delta$ Phe	K0 III—IV	0,02	Ч	4950	2,7	-0,53
458	$\nu$ And	F8 V	0,00	X	6160:	3,5	
509	$\tau$ Cet	G8 Vp	0,00	Ч	5440	4,6	+0,11
510	$\sigma$ P. c	G8 III	0,00	X	4820	3,2	
531	$\chi$ Cet	F2 IV	0,00	X	6570:	4,4	
539	$\zeta$ Cet	K2 III	0,00	Ч	4660	2,9	-0,53
544	$\alpha$ Tri	F6 IV	0,00	X	6060	3,7	
549	$\xi$ Psc	K0 III	0,00	X	4860	3,8	
566	$\chi$ Eri	G5 IV	0,02	Ч	5190	3,5	-0,31
585	$\nu$ Cet	M1 III	0,04	Ч	3660	1,9	+0,30
591	$\alpha$ Hyi	F0 V	0,00	Ч	7210:	(2,5)	-0,33
617	$\alpha$ Ari	K2 III	0,00	X	4590	2,2	
650	$\delta$ Cet	dF9	0,00	X	5780	4,6	
794	$\iota$ Eri	K0 III	0,00	Ч	4880	2,8	-0,39
813	$\mu$ Cet	F0 IV	0,00	X	6980:	2,9	
840	$\nu$ Per	F2 III	0,00	X	6680	3,3	
874	$\eta$ Eri	K1 III	0,00	Ч	4680	4,0	-0,32
911	$\alpha$ Cet	M2 III	0,11	Ч	3550	1,5	+0,71
911	$\alpha$ Cet	M2 III	0,11	Б	3680	1,8	+0,26
911	$\alpha$ Cet	M2 III	0,11	X	3660	0,5	
937	$\iota$ Per	G0 V	0,02	X	5470:	—	
951	$\delta$ Ari	K2 III	0,02	X	4880:	2,5	
963	$\alpha$ For	F8 IV	0,00	Ч	6130	4,8	-0,29
1008	$\delta$ Eri	G5 V	0,00	Ч	5510	4,2	-0,05
1017	$\alpha$ Per	F5 Ib	0,24	Б	6380	2,0	-0,12
1017	$\alpha$ Per	F5 Ib	0,24	X	6460	1,9	
1030	$\sigma$ Tau	G8 II	0,03	X	5280	2,8	-0,54
1084	$\varepsilon$ Eri	K2 V	0,00	Ч	5000	4,8	-0,08
1101	$\lambda$ Tau	F8 V	0,02	X	5990:	—	
1135	$\nu$ Per	F5 II	0,08	X	6460	2,4	
1136	$\delta$ Eri	K0 IV	0,00	Ч	4980	3,6	-0,03
1136	$\delta$ Eri	K0 IV	0,00	X	4940	4,4	
1175	$\beta$ Ret	K0 IV	0,00	Ч	4670	3,5	-0,13
1208	$\gamma$ Hyi	M0 III	0,10	Ч	3600	1,9	+0,03
1231	$\gamma$ Eri	M0 III	0,15	Ч	3750	2,3	+0,06
1231	$\gamma$ Eri	M0 III	0,15	X	3330	—	
1256	$\delta$ Tau	K0 III	0,90	X	4680	2,8	
1298	$\sigma^1$ Eri	F2 II—III	0,03	X	6995	2,8	
1303	$\mu$ Per	G0 Ib	0,11	X	5360	1,6	
1326	$\alpha$ Hor	K1 III	0,00	Ч	4740	3,4	-0,33
1336	$\alpha$ Ret	G6 II	0,02	Ч	5070	2,9	-0,41
1346	$\gamma$ Tau	K0 III	0,07	Ч	4940	2,5	+0,18
1346	$\gamma$ Tau	K0 III	0,07	Б	4950	3,2	+0,22
1346	$\gamma$ Tau	K0 III	0,07	X	5080	2,9	
1373	$\delta$ Tau	K0 III	0,10	Ч	4950	2,4	-0,19

Таблица 3 (продолжение)

BS	Название	Sp	$A_V$	Исходный каталог	$T_e$	$\lg g$	[Fe/H]
1393	43 Eri	M1 III	$m$ 0,00	Ч	3840	2,7	+0,06
1394	71 Tau	F0 V	0,00	Ч	7300:	2,5	-0,44
1394	71 Tau	F0 V	0,00	X	7280:	2,7	
1409	$\varepsilon$ Tau	K0 III	0,08	Ч	4850	2,8	+0,34
1409	$\varepsilon$ Tau	K0 III	0,08	Б	4880	3,1	+0,61
1411	$\theta^1$ Tau	K0 III	0,02	Ч	4940	2,9	+0,23
1411	$\theta^1$ Tau	K0 III	0,02	X	4900	3,1	
1457	$\alpha$ Tau	K5 III	0,03	Б	3790	2,2	-0,22
1464	$\nu^2$ Eri	K0 III	0,20	Ч	5050	2,5	+0,32
1481	53 Eri	K2 III	0,02	Ч	4700	3,4	-0,15
1543	$\pi^3$ Ori	F6 V	0,00	Ч	6190:	4,4	+0,13
1543	$\pi^3$ Ori	F6 V	0,00	Б	6450:	4,4	-0,12
1543	$\pi^3$ Ori	F6 V	0,00	X	6540:	3,8	
1603	$\beta$ Com	G0 Ib	0,21	X	5150	3,4	
1611	64 Eri	F0 IV	0,04	X	7090:	3,0	
1654	$\varepsilon$ Lep	K5 III	0,08	Ч	3950	2,4	+0,17
1829	$\beta$ Lep	G5 III	0,04	Ч	5350	2,6	-0,36
1862	$\varepsilon$ Col	K0 II	0,06	Ч	4650	3,3	-0,20
1865	$\alpha$ Lep	F0 Ib	0,24	Ч	8170:	1,1	+0,22
1865	$\alpha$ Lep	F0 Ib	0,24	X	7910:	2,3	
1907	$\varphi^2$ Ori	G8 III—IV	0,04	X	4990	3,3	
1983	$\gamma$ Lep	F6 V	0,00	Ч	6210	4,3	-0,10
1995	$\tau$ Aur	G8 III	0,00	X	5020	1,8	
2012	$\nu$ Aur	K0 III	0,00	X	4530:		
2035	$\delta$ Lep	G8 III	0,08	Ч	4970	3,3	-0,63
2040	$\beta$ Col	K2 III	0,00	Ч	4570	3,7	+0,11
2061	$\alpha$ Ori	M2 Ia	0,00	X	3290	0,2	
2077	$\delta$ Aur	K0 III	0,00	X	4720	4,7:	
2085	$\eta$ Lep	F0 V	0,00	Ч	7120:	3,0	-0,35
2085	$\eta$ Lep	F0 V	0,00	X	6900:	3,7	
2120	$\eta$ Col	K0 III	0,05	Ч	4730	3,0	+0,03
2219	$\kappa$ Aur	G8 III	0,06	Б	4880	2,8	-0,57
2219	$\kappa$ Aur	G8 III	0,06	X	4830	3,5	
2227	$\gamma$ Mon	K3 III	0,09	Ч	4340	2,8	+0,16
2269	—	K3 Ib	0,05	X	3640	1,9	
2296	$\delta$ Col	G1 I	0,06	Ч	5180	3,1	-0,10
2326	$\alpha$ Car	F0 Ia	0,06	Ч	7960:	1,5	+0,10
2429	$\nu^2$ CMa	K1 IV	0,00	Ч	4680	4,7	+0,20
2473	$\varepsilon$ Gem	G8 Ib	0,00	X	4350:	0,7	
2484	$\xi$ Gem	F5 IV	0,02	Ч	6390:	3,6	+0,23
2484	$\xi$ Gem	F5 IV	0,02	X	6250:	4,5	
2506	18 Mon	K0 III	0,04	X	4350	4,3	
2553	$\tau$ Pup	K0 III	0,00	Ч	4560	3,1	-0,18
2560	15 Lyr	G5 III—IV	0,00	X	4710:		
2663	—	gM0	0,00	X	3810	2,9	
2693	$\delta$ CMa	F8 Ia	0,26	Ч	6230:	1,5	+0,42
2736	$\gamma^2$ Vol	G8 III	0,05	Ч	5160	2,5	+0,03
2773	$\pi$ Pup	K5 III	0,06	Ч	3820:	1,4	+1,1
2777	$\delta$ Gem	F0 IV	0,00	X	6500:		
2803	$\delta$ Vol	F8 II	0,24	Ч	5670	2,4	+0,61
2852	$\rho$ Gem	F0 V	0,00	X	6470	4,5	
2864	$\sigma$ CMi	K2 III	0,00	X	4320	2,7	
2878	$\sigma$ Pup	K5 III	0,06	Ч	3880	2,5	-0,33
2935	—	gM0	0,00	X	3880	1,7	
2943	$\alpha$ CMi	F5 IV	0,00	Б	6370:	3,6	-0,20
2943	$\alpha$ CMi	F5 IV	0,00	X	6500:	3,9	
2970	$\alpha$ Mon	K0 III	0,04	Ч	4870	3,3	-0,05
2985	$\kappa$ Gem	G8 III	0,00	X	4800	4,3	
2990	$\beta$ Gem	K0 III	0,00	Б	4830	3,0	-0,16
2990	$\beta$ Gem	K0 III	0,00	X	4840	3,3	
3017	$\epsilon$ Pup	K5 I	0,64	Ч	4090	1,3	+0,16
3024	$\zeta$ Vol	K0 III	0,05	Ч	4870	3,0	-0,25
3045	$\xi$ Pup	G3 Ib	0,09	Ч	4690	1,2	+0,32
3085	—	G5 III	0,05	Ч	4870	2,2	-0,25
3102	11 Pup	F8 II	0,04	Ч	5640	2,2	+0,56
3188	$\zeta$ Mon	G2 Ib	0,12	X	5230	1,7	

Таблица 3 (продолжение)

BS	Название	Sp	$A_V$	Исходный каталог	$T_e$	$\lg g$	[Fe/H]
3323	$\alpha$ UMa	G5 III	0,30	X	5280	3,4:	
3347	$\beta$ Vol	K2 III	0,02	Ч	4640	3,7	
3438	$\beta$ Pux	G4 III	0,09	Ч	5140	2,7	-0,07
3445	—	F2 Ia	0,05	Ч	7500	(2,5)	-0,17
3482	$\varepsilon$ Hya	G0 III	0,00	Б	5350	3,1	
3547	$\zeta$ Hya	K0 II—III	0,00	X	4930	2,5:	
3614	—	K2 III	0,05	Ч	4530	3,2	+0,06
3748	$\alpha$ Hya	K4 III	0,00	Ч	4090	1,4	-0,12
3759	$\tau^1$ Hya	F6 V	0,00	X	6300:	4,2	
3771	24 UMa	G4 IV	0,00	X	5280	4,3	
3845	$\iota$ Hya	K3 III	0,00	Ч	4330	3,4	-0,39
3903	$\nu^1$ Hya	G8 III	0,00	X	4940	3,9	
3994	$\lambda$ Hya	K0 III	0,00	Ч	4840	3,7	
3994	$\lambda$ Hya	K0 III	0,00	X	4770	3,4	-0,07
4031	$\zeta$ Leo	F0 III	0,03	X	6970:	2,4	
4084	—	F5 IV	0,00	X	6430:	4,9	
4094	$\mu$ Hya	K4 III	0,20	Ч	4020	3,2	-0,26
4102	$\iota$ Car	F3 IV—V	0,00	Ч	6860:	3,9	+0,28
4216	$\mu$ Vel	G5 III	0,03	Ч	5180	2,6	-0,12
4232	$\nu$ Hya	K3 III	0,00	Ч	4400	3,8	-0,57
4301	$\alpha$ UMa	K0 III	0,00	X	4850	1,3:	
4382	$\delta$ Crt	G8 III—IV	0,00	Ч	4720	3,1	-0,47
4399	$\iota$ Leo	F2 IV	0,00	X	6580:	3,6	
4450	$\xi$ Hya	G7 III	0,03	Ч	5020	3,3	+0,01
4540	$\beta$ Vir	F8 V	0,00	Ч	5940	3,9	+0,32
4540	$\beta$ Vir	F8 V	0,00	Б	5820	4,0	-0,16
4540	$\beta$ Vir	F8 V	0,00	X	5920	4,6	
4630	$\varepsilon$ Crv	K3 III	0,00	Ч	4240	2,5	+0,22
4733	14 Com	F0p	0,00	X	6590:	3,2	
4737	$\gamma$ Com	K1 III—IV	0,00	X	4420	4,6	
4763	$\gamma$ Cru	M3 II	0,09	Ч	3410	2,7	+0,70
4785	$\beta$ CVn	G0 IV	0,00	X	5820	4,5	
4786	$\beta$ Crv	G5 III	0,00	Ч	5110	2,5	-0,07
4923	$\delta$ Mus	K2 III	0,06	Ч	4560	3,5	-0,64
4932	$\varepsilon$ Vir	G9 II—III	0,00	Б	5030	2,6	+0,40
4932	$\varepsilon$ Vir	G9 II—III	0,00	X	4950	4,0	
4983	$\beta$ Com	G0 V	0,00	X	6040	4,3	
5020	$\gamma$ Hya	G8 III	0,00	Ч	5030	2,7	+0,02
5089	—	G8 III	0,03	Ч	4700	2,4	+0,14
5168	1 Cen	F2 III	0,00	Ч	6540:	4,2	0,00
5287	$\pi$ Hya	K2 III	0,00	Ч	4660	2,7	-0,14
5288	$\theta$ Cen	K0 III—IV	0,00	Ч	4870	2,9	-0,11
5340	$\alpha$ Boo	K2 IIIp	0,00	Б	4490	2,6	-0,55
5340	$\alpha$ Boo	K2 IIIp	0,00	X	4370		
5404	$\theta$ Boo	F7 V	0,00	X	6370:	3,7	
5409	$\varphi$ Vir	G2 III	0,02	X	5490	4,0	
5459	$\alpha^1$ Cen	G2 V	0,00	Ч	5540	3,9	+0,10
5460	$\alpha^2$ Cen	dK1	0,00	Ч	5020	4,4	-0,05
5463	$\alpha$ Cir	F0 Vp	0,05	Ч	7690:	2,3	-0,15
5470	$\alpha$ Aps	K5 III	0,06	Ч	4060	3,0	-0,30
5487	$\mu$ Vir	F3 IV	0,02	Ч	6460:	4,4	
5563	$\beta$ UMi	K4 III	0,00	X	4020	2,4	
5590	—	M1 Ib	0,03	X	3550	0,6	
5602	$\beta$ Boo	G8 III]	0,00	X	4950	1,6	
5649	$\zeta$ Lup	G8 III	0,05	Ч	5070	3,1	-0,30
5681	$\delta$ Boo	G8 III	0,00	Б	4970	2,7	-0,17
5681	$\delta$ Boo	G8 III	0,00	X	5020	2,5	
5705	$\varphi^1$ Lup	K5 III	0,09	Ч	3870	2,0	-0,66
5747	$\beta$ CrB	F0 IIIp	0,00	X	7200:		
5787	$\gamma$ Lib	G8 III—IV	0,03	Ч	4910	2,4	-0,47
5794	$\nu$ Lib	K5 III	0,00	Ч	4080	2,6	-0,32
5854	$\alpha$ Ser	K2 III	0,08	Б	4540	3,0	-0,05
5868	$\lambda$ Ser	G0 V	0,00	X	5930:		
5889	$\delta$ CrB	G5 III—IV	0,03	X	5150	3,4	
5897	$\beta$ TrA	F2 IV	0,00	Ч	7170	3,7	
5933	$\gamma$ Ser	F6 IV—V	0,00	Б	6140	4,2	-0,37

Таблица 3 (продолжение)

BS	Название	Sp	$A_V$	Исходный каталог	$T_e$	$\lg g$	[Fe/H]
5933	$\gamma$ Ser	F 6IV—V	<sup>m</sup> 0,00	X	6220	4,0	
5986	$\theta$ Dra	F8 IV—V	0,00	X	5980	4,7	
6030	$\delta$ TrA	G2 II	0,03	Ч	4840	2,6	-0,13
6056	$\delta$ Oph	M1 III	0,12	Ч	3680	1,4	-0,15
6056	$\delta$ Oph	M1 III	0,12	Б	3740	2,2	-0,05
6075	$\varepsilon$ Oph	G9 III	0,10	Ч	4970	2,2	+0,04
6075	$\varepsilon$ Oph	G9 III	0,10	Б	5030	2,3	-0,54
6102	$\gamma$ Aps	K0 IV	0,00	Ч	5050	3,1	+0,07
6132	$\eta$ Dra	G8 III	0,00	X	4930	1,7	
6148	$\beta$ Her	G8 III	0,05	Б	5070	2,7	-0,02
6148	$\beta$ Her	G8 III	0,05	X	4940	3,0	
6212	$\zeta$ Her	G0 IV	0,00	Б	5600	3,7	+0,22
6212	$\zeta$ Her	G0 IV	0,00	X	5360	4,1	
6217	$\alpha$ TrA	K4 III	0,03	Ч	4270	1,5	
6220	$\eta$ Her	G7 III—IV	0,00	X	4910	3,4	
6229	$\eta$ Ara	K5 III	0,05	Ч	3790	1,8	-0,73
6241	$\varepsilon$ Sco	K2 III—IV	0,02	Ч	4590	2,7	-0,21
6271	$\zeta$ Sco	K5 III	0,08	Ч	4070	2,5	-0,29
6285	$\zeta$ Ara	K5 III	0,03	Ч	3880	1,2	+0,07
6322	$\varepsilon$ UMi	G5 III	0,00	X	5040	4,0	
6380	$\eta$ Sco	F0 IV	0,00	Ч	6420:	3,8	-0,05
6461	$\beta$ Ara	K3 Ib	0,00	Ч	4160	1,4	+0,05
6493	47 Oph	F3 V	0,07	X	6830:	3,9	
6498	$\sigma$ Oph	K3 II	0,12	Б	4140	2,1	+0,23
6536	$\beta$ Dra	G2 II	0,06	X	5200	2,1	
6553	$\theta$ Sco	F0 Ib	0,08	Ч	6580:	3,1	+0,22
6561	$\xi$ Ser	F0 IV	0,08	Ч	7500:	2,1	-0,15
6561	$\xi$ Ser	F0 IV	0,08	X	7120:	1,9	
6582	$\eta$ Pav	K1 III	0,05	Ч	4680	2,4	-0,22
6603	$\beta$ Oph	K2 III	0,08	Б	4600	2,6	-0,22
6603	$\beta$ Oph	K2 III	0,08	X	4540	2,6	
6623	$\mu$ Her	G5 IV	0,00	X	5440	2,9	
6630	—	K1 III	0,02	Ч	4530	3,7	-0,40
6698	$\nu$ Oph	G9 III	0,10	Ч	4880	3,0	+0,13
6703	$\xi$ Her	G9 III	0,00	X	5020	2,2	
6707	$\nu$ Her	F2 II	0,12	X	6660:	2,9	
6746	$\gamma$ Sgr	K0 III	0,04	Ч	4900	2,6	-0,36
6791	—	K0 III	0,04	Б	5050	2,6	+0,25
6832	$\eta$ Sgr	M3 II	0,02	Ч	3590	2,1	+0,36
6859	$\delta$ Ser	K2 III	0,00	Ч	4180	1,6	-0,38
6869	$\eta$ Ser	K0 IV	0,03	Ч	4970	3,2	-0,23
6869	$\eta$ Ser	K0 IV	0,03	Б	5090	3,2	-0,16
6913	$\lambda$ Sgr	K2 III	0,03	Ч	4800	2,6	-0,34
6927	$\chi$ Dra	F7 V	0,00	X	5730	5,9:	
6973	$\alpha$ Sct	K3 III	0,18	Ч	4150	3,1	0,00
7150	$\xi^2$ Sgr	K1 III	0,27	Ч	4650	3,4	+0,29
7176	$\varepsilon$ Aql	K2 III	0,00	Б	4770	2,8	-0,12
7217	$\sigma$ Sgr	G8 III	0,09	Ч	4830	3,4	-0,33
7234	$\tau$ Sgr	K1 III	0,09	Ч	4580	3,2	-0,30
7264	$\pi$ Sgr	F2 II—III	0,10	Ч	6860:	2,7	-0,12
7310	$\delta$ Dra	G9 III	0,00	X	4830	2,4	
7314	$\theta$ Lyr	K0 II	0,00	X	4550:	3,1	
7328	$\kappa$ Cyg	G9 III	0,02	X	4840	3,9	
7340	$\rho^1$ Sgr	F0 IV	0,04	Ч	7520:	2,2	+0,10
7377	$\delta$ Aql	F0 IV	0,00	Ч	6680:	3,2	+0,02
7377	$\delta$ Aql	F0 IV	0,00	Б	6860:	3,1	-0,25
7377	$\delta$ Aql	F0 IV	0,00	X	6570:	4,4	
7405	$\alpha$ Vul	M0 III	0,00	Б	3830	2,5	-0,66
7405	$\alpha$ Vul	M0 III	0,00	X	3610	1,3	
7429	$\mu$ Aql	K3 III	0,00	Б	4560	3,1	-0,30
7469	$\theta$ Cyg	F4 V	0,00	X	6270	5,4	
7478	$\varphi$ Cyg	G8 III—IV	0,05	X	4770	3,3	
7479	$\alpha$ Sge	G0 II	0,18	X	5440	4,0	
7488	$\beta$ Sge	G8 II	0,00	X	4770	2,7	
7517	15 Cyg	G8 III	0,06	X	4910	2,7	
7560	$\sigma$ Aql	F8 V	0,04	X	5990	5,2	

Таблица 3 (продолжение)

BS	Название	Sp	$A_V$	Исходный каталог	$T_e$	$\lg g$	[Fe/H]
			$m$				
7576	20 Cyg	K3 III	0,12	Б	4390	1,5	+0,03
7582	$\varepsilon$ Dra	G8 III	0,00	X	5060	3,3	
7602	$\beta$ Aql	G8 IV	0,03	X	5360	2,6	
7615	$\eta$ Cyg	K0 III	0,02	X	4720	3,5	
7635	$\gamma$ Sge	K5 III	0,12	X	3780:	4,9	
7665	$\delta$ Pav	G8 V	0,00	Ч	5250	3,7	+0,33
7744	23 Vul	K3 III	0,06	X	4390	2,8	
7754	$\alpha^2$ Cap	G9 III	0,02	Ч	4980	3,1	-0,31
7796	$\gamma$ Cyg	F8 Ib	0,15	Б	5950	1,2	+0,08
7796	$\gamma$ Cyg	F8 Ib	0,15	X	5910	1,1	
7800	—	gM0	0,06	X	3850	0,9	
7806	39 Cyg	K3 III	0,06	Б	4240	2,8	-0,40
7834	41 Cyg	F5 II	0,06	X	6570:	1,8	
7869	$\alpha$ Ind	K0 III	0,02	Ч	4870	3,2	+0,04
7882	$\beta$ Del	F5 IV	0,06	Ч	6450:	4,1	+0,37
7882	$\beta$ Del	F5 IV	0,06	Б	6420:	3,9	+0,16
7882	$\beta$ Del	F5 IV	0,06	X	6340:	3,8	
7942	52 Cyg	K0 III	0,06	X	4810	2,5	
7949	$\varepsilon$ Cyg	K0 III	0,00	Б	4850	2,7	-0,15
7949	$\varepsilon$ Cyg	K0 III	0,00	X	4830	1,8	
7955	—	F8 IV—V	0,06	X	6150	5,9:	
7957	$\eta$ Cep	K0 IV	0,02	Б	5010	3,2	-0,30
7957	$\eta$ Cep	K0 IV	0,02	X	5030	3,1	
7986	$\beta$ Ind	K0 III	0,02	Ч	4590	2,4	-0,16
7995	31 Vul	G8 III	0,20	X	5260	2,8	
8097	$\gamma$ Equ	F0p	0,02	X	7750:		
8115	$\zeta$ Cyg	G8 II	0,03	Б	4970	2,6	-0,02
8115	$\zeta$ Cyg	G8 II	0,03	X	4880	2,8	
8123	$\delta$ Equ	F7 V	0,00	X	5660	4,4	
8130	$\tau$ Cyg	F0 IV	0,02	X	6330:	4,7	
8167	$\iota$ Cap	G8 III	0,02	X	5340	2,4	
8204	$\zeta$ Cap	G5p	0,00	Ч	5120	2,5	+0,21
8204	$\zeta$ Cap	G5p	0,00	Б	5180	1,7	-0,11
8232	$\beta$ Aqr	G0 Ib	0,12	Ч	5410	1,7	0,00
8232	$\beta$ Aqr	G0 Ib	0,12	X	5390	1,2	
8252	$\rho$ Cyg	G8 III	0,20	X	5200	3,0	
8254	$\nu$ Oct	K0 III	0,02	Ч	4790	3,8	-0,05
8255	72 Cyg	K1 III	0,10	Б	4780	2,5	+0,30
8278	$\gamma$ Cap	F0 IIIp	0,00	X	7680:		
8308	$\varepsilon$ Peg	K2 Ib	0,14	Ч	4140	0,9	-0,23
8308	$\varepsilon$ Peg	K2 Ib	0,14	Б	4180	0,7	-0,05
8313	9 Peg	G5 Ib	0,15	X	4700	2,3	
8315	$\kappa$ Peg	F5 IV	0,00	X	6150	4,8	
8317	11 Cep	K0 III	0,24	X	4740	2,3	
8400	16 Cep	F5 V	0,03	X	6060	5,4	
8414	$\alpha$ Aqr	G2 Ib	0,18	Ч	5150	1,5	+0,08
8414	$\alpha$ Aqr	G2 Ib	0,18	Б	5170	1,3	-0,18
8414	$\alpha$ Aqr	G2 Ib	0,18	X	5060	1,5	
8430	$\iota$ Peg	F5 V	0,00	X	6100:	5,0	
8454	$\pi$ Peg	F5 II—III	0,25	X	6270:	3,8	
8465	$\zeta$ Cep	K1 Ib	0,12	Б	4240	0,7	+0,20
8465	$\zeta$ Cep	K1 Ib	0,12	Б	4190	1,4	+0,70
8485	—	K3 III	0,04	X	4290		
8494	$\varepsilon$ Cep	F0 IV	0,02	X	7140:	3,0	
8502	$\alpha$ Tuc	K3 III	0,04	Ч	3990	3,0	-0,35
8538	$\beta$ Lac	G9 III	0,12	X	4900	2,3	
8551	35 Peg	K0 III	0,03	X	4730	2,4	
8556	$\delta^1$ Gru	K0 III	0,03	Ч	4860	2,9	-0,23
8665	$\zeta$ Peg	F7 V	0,00	Ч	6350:	4,8	+0,13
8665	$\zeta$ Peg	F7 V	0,00	X	6420:	3,6	
8667	$\lambda$ Peg	G8 II—III	0,00	X	4810	2,4	
8684	$\mu$ Peg	G8 III	0,00	X	5040	3,1	
8694	$\iota$ Cep	K1 III	0,02	X	4760	3,1	
8720	$\delta$ PsA	G3 I	0,01	Ч	4950	2,4	-0,14
8775	$\beta$ Peg	M2 II—III	0,03	Б	3500	2,1	-0,11
8780	3 And	K0 III	0,25	X	4820	1,7	

Таблица 3 (окончание)

BS	Название	Sp	$A_V$	Исходный каталог	$T_e$	$\lg g$	[Fe/H]
8812	88 Aqr	K0 III	0,08	Ч	4500	3,2	+0,10
8819	$\pi$ Cep	G2 III	0,39	X	5430	2,9	
8820	$\iota$ Gru	K0 III	0,02	Ч	4840	2,7	+0,28
8830	7 And	F0 V	0,02	X	6580:	3,9	
8841	$\psi^1$ Aqr	K0 III	0,00	X	4640	3,0	
8848	$\alpha$ Tuc	F0 III	0,02	Ч	6490:	4,3	+0,24
8852	$\gamma$ Psc	G7 III	0,00	X	4910	3,8	
8863	$\gamma$ Scl	G8 III	0,00	Ч	4710	2,0	-0,44
8892	98 Aqr	K0 III	0,00	Ч	4700	3,8	-0,20
8905	$\nu$ Peg	F8 IV	0,00	X	6190	3,1	
8916	$\theta$ Psc	K1 III	0,03	X	4730	3,4	
8923	g Peg	G8 III	0,06	X	4930	2,3	
8969	$\iota$ Psc	F7 V	0,00	X	6000	4,1	
8974	$\gamma$ Cep	K1 IV	0,00	Б	4780	3,2	-0,24
9072	$\omega$ Psc	F4 IV	0,04	X	6280	4,3	

поскольку при выполнении этой работы особое внимание обращалось на возможно более точную спектральную классификацию. Разными значками на рисунке обозначены полученные средние значения эффективных температур для звезд различных классов светимости. Кроме того, указана дисперсия значений  $T_e$ , взятых в осреднении. Как видно, неплохое согласие (расхождение меньше 100 К) получено для шкалы температур гигантов с данными Флауэра [23] и Риджуэя и др. [24]. Значения температур для звезд главной последовательности показывают значительную дисперсию и лежат в среднем несколько ниже соответствующих значений для шкал Хайеса [25] и Блэквелла и др. [26]. Одной из возможных причин этого может быть тот факт, что для звезд более ранних, чем F8, эффективная температура опреде-

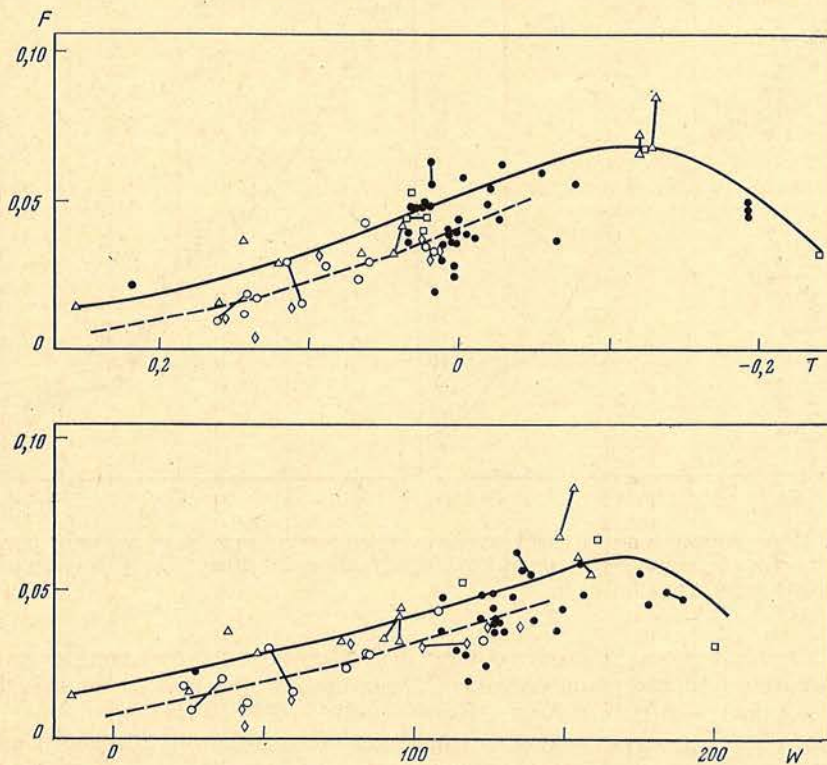


Рис. 8. Диаграммы  $F$ ,  $T$  и  $F$ ,  $W$   
Обозначения те же, что на рис. 2

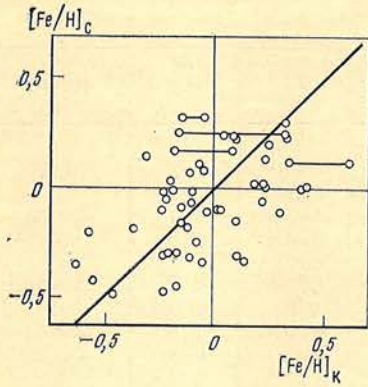


Рис. 9. Сопоставление значений параметра  $[Fe/H]_K$  с данными спектроскопических определений из каталога [16]

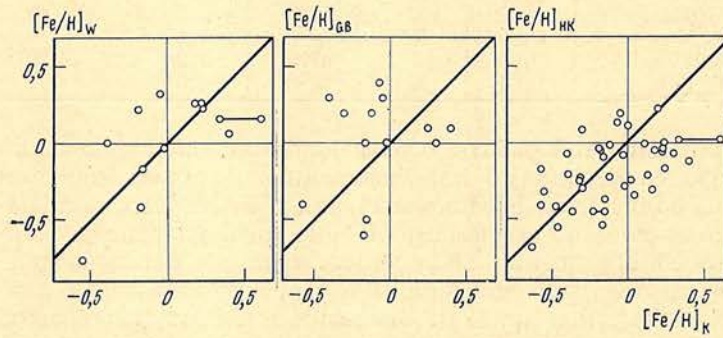


Рис. 10. Сопоставление значений параметра  $[Fe/H]_K$  с данными узкополосной фотометрии Вильямса (W), Готтлиба — Белла (GB), Хансена — Кьберггарда (HK)

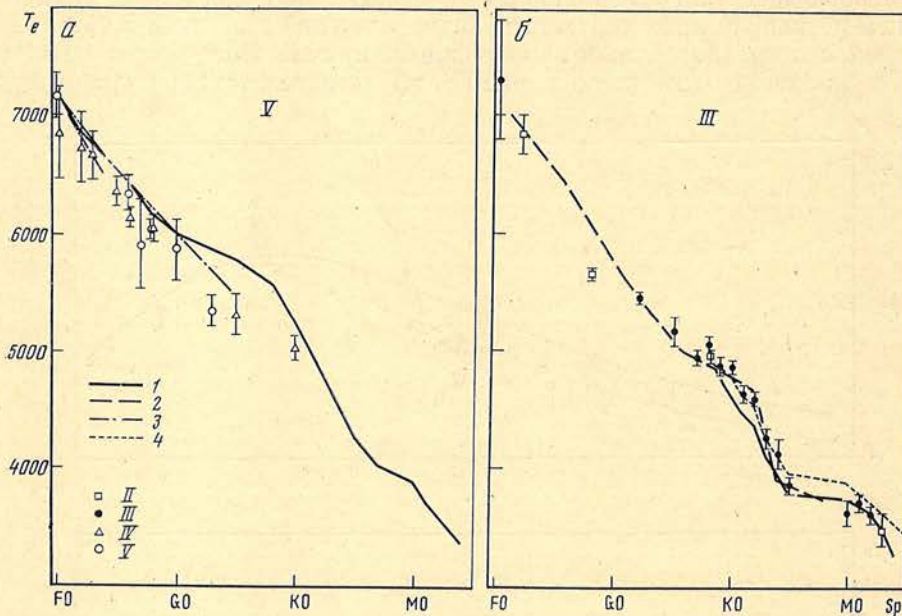


Рис. 11. Сопоставление шкалы эффективных температур для звезд главной последовательности (а) и гигантов (б) с данными Хейеса (кривые 1), Флауэра (2), Блэквелла и др. (3), Риджуэя и др. (4)

лялась лишь с помощью одного индекса  $T$ . Имеются данные только для трех спектральных классов сверхгигантов. Отклонения для них от шкалы Флауэра составляют:  $-270$  K (G0),  $+100$  K (G2),  $-200$  K (K1,5).

Таким образом, спектрофотометрическое исследование 297 звезд поздних спектральных классов на основе данных сводного каталога распределений энергии в их спектрах в однородной спектрофотометрической системе поз-



волило провести оценку их эффективных температур, ускорения силы тяжести и параметра [Fe/H]. Точность определяемых значений этих величин сравнима с точностью, достигаемой при использовании других узкополосных систем, что указывает на эффективность примененной методики. Полученные оценки могут быть применены, в частности, в качестве исходных данных для более тонкого анализа с помощью высокодисперсионных спектрограмм.

Автор глубоко благодарен В. Б. Никонову, А. А. Боярчуку и М. Е. Боярчук за полезные дискуссии в ходе выполнения работы, П. П. Добронравину, прочитавшему рукопись и сделавшему ряд ценных замечаний, Б. А. Бурнашевой и Г. Е. Лактионовой за помощь в обработке данных, Л. И. Филатовой и В. И. Жоголевой за изготовление иллюстраций.

Май 1981 г.

#### Литература

1. *Страйжис В.* Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Мокслас, 1977.
2. *Willstrop R. V.* — Mem. Roy. Astron. Soc., 1965, vol. 69, p. 83.
3. *Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н.* Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978.
4. *Алексеев Н. А., Алексеева Г. А., Архаров А. А.* и др. — Тр. ГАО, 1978, т. 83, с. 4.
5. *Бурнашев В. И.* — Изв. Крым. астрофиз. обс., 1977, т. 57, с. 57.
6. *Бурнашев В. И.* — Там же, 1980, т. 62, с. 3.
7. *Бурнашев В. И.* — Там же, 1982, т. 65, с. 94.
8. *Никонов В. Б.* — Там же, 1976, т. 54, с. 3.
9. *Catalogue of bright stars/ Ed. D. Hoffleit.* 3-d Ed. New Haven (Con.), 1964.
10. *Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н., Бойко П. Н.* — Астрон. ж., 1980, т. 57, с. 287.
11. *Бурнашев В. И.* Деп. рукопись № 4894—80. ВИНТИ, 1980.
12. *McClure R. D.* — Astron. J., 1976, vol. 81, p. 182.
13. *Dickow P., Gyldenkerne K., Hansen L.* et al. — Astron. and Astrophys. Suppl., 1970, vol. 2, p. 1.
14. *Spinrad H., Taylor B. J.* — Astrophys. J., 1969, vol. 157, p. 1279.
15. *Williams P. M.* — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1971, vol. 153, p. 171.
16. *Cayrel de Strobel J., Bentolila C., Hauck B., Curchod A.* — Astron. and Astrophys. Suppl., 1980, vol. 41, p. 405.
17. *Страйжис В., Саудерскене З.* — Бюл. Вильнюс. обс., 1972, № 35, с. 3.
18. *Neckel T.* — Veroff. Heidelberg — Königstuhl, 1967, Bd. 19, S. 1.
19. *Fitz Gerald M. P.* — Astron. J., 1968, vol. 73, p. 983.
20. *Knude J.* — Astron. and Astrophys., 1978, vol. 33, p. 347.
21. *Gotlieb D. M., Bell R. A.* — Ibid., 1972, vol. 19, p. 434.
22. *Hansen L., Kjaergaard P.* — Ibid., 1971, vol. 15, p. 123.
23. *Flower P. J.* — Ibid., 1977, vol. 54, p. 31.
24. *Ridgway S. T., Joyce R. R., White N. M., Wing R. E.* — Astrophys. J., 1980, vol. 235, p. 126.
25. *Hayes D. S.* — In: IAU Symp. N 80, 1978, p. 65.
26. *Blackwell D. E., Petford A. D., Shallis M. J.* — Astron. and Astrophys., 1980, vol. 82, p. 249.

УДК 523.942.841

### СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПЕКУЛЯРНОЙ ЗВЕЗДЫ СН Cyg В ИЮЛЕ — ОКТЯБРЕ 1980 г.

Т. С. Галкина

Излагаются результаты спектральных наблюдений пекулярной звезды СН Cyg в период ее активной фазы, проведенных на 122-см рефлекторе КАО с дифракционным спектрографом.†

В линейчатом спектре СН Cyg в период наблюдений преобладали эмиссионные линии H I, Fe II, [Fe II], [O I] наряду с полосами окиси титана TiO, характерными для звезд позднего спектрального класса M6. Выявлена переменность интенсивности эмиссионных линий, относительных интенсивностей линий бальмеровской серии водорода, различие профилей линий различных членов серии Бальмера, а также различие в радиальных скоростях, определенных по разным элементам H I, Fe II, [Fe II], [O I], K Ca II и переменность лучевой скорости со временем.

SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS OF THE PECULIAR STAR CH CYGNI IN JULY — OCTOBER 1980, by *T. S. Galkina*. — The results of spectroscopic observations of the peculiar star CH Cyg obtained with 122-cm reflector and a grating spectrograph in the region  $\lambda\lambda$  3600—6950 Å are reported.

In the spectrum of CH Cyg the emission lines of H I, Fe II, [Fe II] and [O I], as well as the molecular absorption bands of TiO were observed. The spectra show the variations: of the intensity of emission lines, relative intensities of Balmer lines, relative intensity of  $V$  and  $R$  components of  $H_{\alpha}$ -line, and the difference in the radial velocities derived for various elements. The radial velocities were found to vary with time.

Полуправильная переменная звезда CH Cyg находится под пристальным вниманием наблюдателей ввиду повторяющихся время от времени активных процессов, происходящих в ее атмосфере. Активность типа выбросов наблюдалась в 1963 г. и продолжалась около двух лет. Следующая активная фаза, начавшаяся в 1967 г., продолжалась около трех лет. Новая активность в атмосфере CH Cyg наступила в мае 1977 г.

В минимуме (спокойное состояние) CH Cyg имеет блеск  $V$  около  $8^m.2$ , в максимуме блеск возрастает до  $\sim 6^m.5$ . Но и в период пребывания звезды в спокойном состоянии, как отмечается в [1, 2], ее блеск имеет флюктуации с амплитудой до  $0^m.8$ . Кроме того, в активных фазах для CH Cyg характерны быстрые флюктуации блеска с характерным временем 10—15 мин, что отличает ее от родственных ей симбиотических звезд.

По спектральным наблюдениям согласно [1] спектр CH Cyg в спокойном состоянии оценивается как M6 III. В период активной фазы на спектр звезды позднего класса накладывается добавочное излучение в синей и ультрафиолетовой областях как в континууме, так и в эмиссионных линиях. С изменением блеска происходят и изменения в спектре. Причем изменения в спектре не повторяются от одной активной фазы к другой. Так, например, согласно [2] голубой континуум в спектрах 1977 г. был сильнее, чем в 1967 г., линии бальмеровской серии водорода после  $H_{\delta}$  в 1967 г. имели профили типа P Cyg, а в 1977 — обратный P Cyg. Аналогичные различия показывают и линии других элементов.

Наблюдающаяся переменность формы профилей спектральных линий, переменность интенсивности линий, радиальных скоростей указывают на сложную структуру оболочки, окружающей фотосферу, и требуют все продолжающихся наблюдений разными средствами.

С середины июля до начала ноября 1980 г. проводились спектральные наблюдения CH Cyg на 50" рефлекторе с дифракционным спектрографом параллельно с фотометрическим и спектрофотометрическим слежением за звездой. За 14 ночей наблюдений получено 42 спектрограммы в областях  $\lambda\lambda$  3600—4950 Å,  $\lambda\lambda$  4400—6000 Å и  $\lambda\lambda$  5400—6900 Å с дисперсией от 38 до 30 Å/мм на пластинках Kodak 103 a-O, 103 a-F, 103 a-D и пленке A-700.

Общий вид спектра показан на репродукциях спектрограмм, полученных для трех участков спектра (рис. 1). Как легко видеть, в период наших наблюдений в спектре CH Cyg присутствовало большое количество эмиссионных линий. Наиболее многочисленными являются линии Fe II и [Fe II]. В линиях водорода эмиссия прослеживается в основном до  $H_{10}$  и иногда до  $H_{12}$ . Следует заметить, что плотность спектрограмм в фиолетовой области спектра была недостаточной, чтобы выделить более высокие члены серии

Таблица 1

$\lambda$ , Å	Полоса	$I_+/I_-$	$\lambda$ , Å	Полоса	$I_+/I_-$
5547	TiO (2, 3)	0,86	4955	TiO (1, 0)	0,70
5448	TiO (0, 1)	0,72	4761	TiO (2, 0)	0,82
5359	TiO (4, 4)	0,94	4669	TiO (5, 2)	0,92
5167	TiO (0, 0)	0,78	4584	TiO (3, 0)	0,88

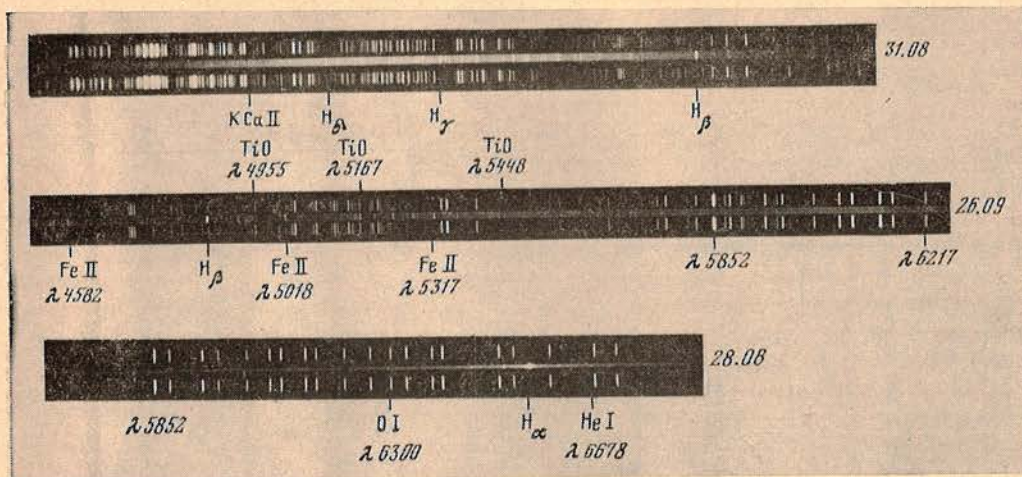


Рис. 1. Спектр SN Sng в августе — сентябре 1980 г.  
Экспозиции 31.08 и 26.09 — 1<sup>h</sup>10<sup>m</sup>, 28.08 — 1<sup>h</sup>50<sup>m</sup>

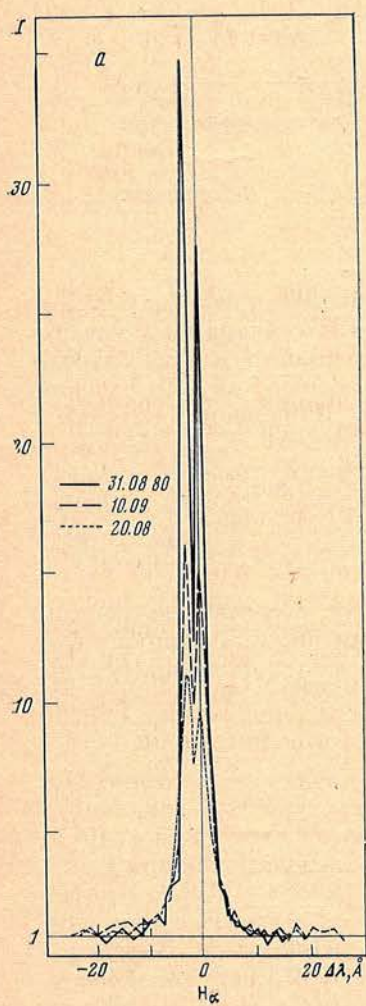
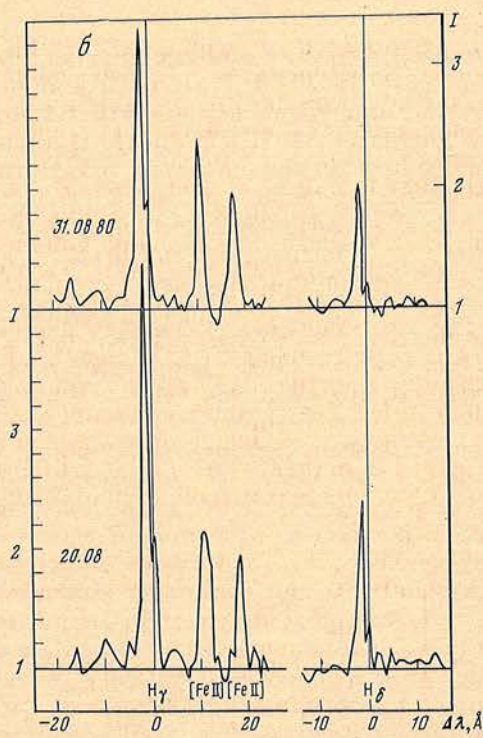


Рис. 2. Профили линии  $H_{\alpha}$  для трех различных моментов (а), линий  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$  и запрещенных линий [Fe II] для двух дат (б)



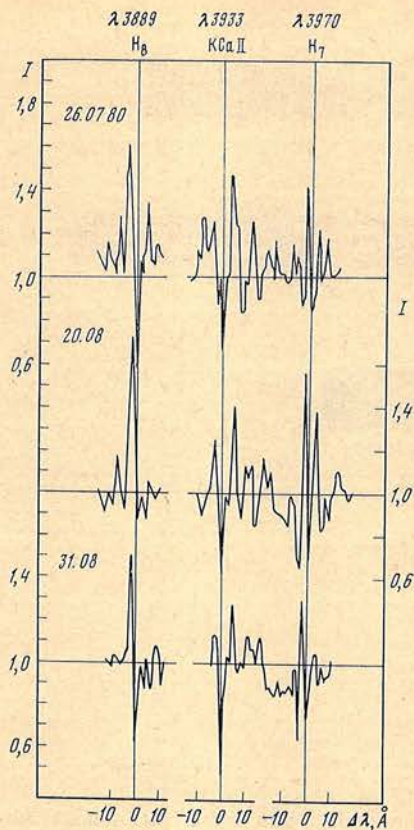
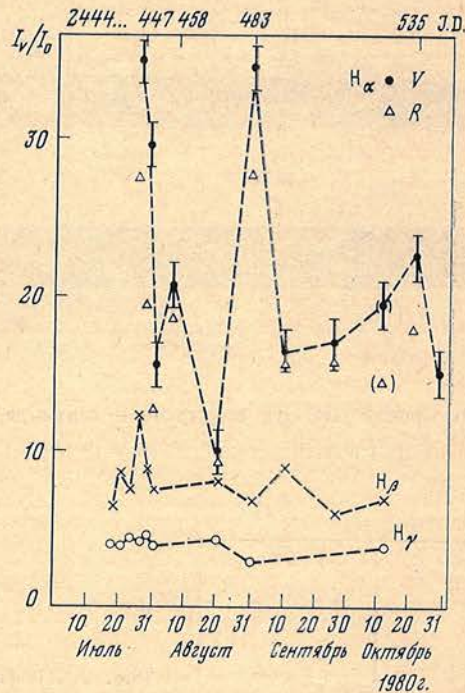


Рис. 4. Изменение интенсивности эмиссионных линий  $H_{\alpha}$  ( $V$ - и  $R$ -компоненты),  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$  за время наблюдений с 18.07 по 29.10.1980 г.

Рис. 3. Участки спектра  $CH$   $Syg$  в области  $\lambda\lambda$  3889—3970  $\text{\AA}$  в единицах непрерывного спектра в разные дни



Бальмера. Из других эмиссионных линий сильной была запрещенная линия кислорода  $[O I] \lambda 6300$ . В голубой и видимой областях спектра не замечены абсорбции, присущие компоненту позднего спектрального класса, звезде  $M6$ , за исключением  $H$  и  $K$   $Ca II$ . И лишь начиная с  $\lambda 4584$  до  $\lambda 5547$  можно было выделить несколько полос окиси титана  $TiO$ . Измеренные величины наблюдаемых скачков у полос поглощения окиси титана, т. е. отношение  $I_+/I_-$ , где  $I_+$  — интенсивность спектра с длинноволновой стороны от канта полосы, а  $I_-$  — интенсивность спектра с коротковолновой стороны от канта полосы поглощения, приведены в столбце 3 табл. 1. Здесь в столбце 1 — длина волны, в столбце 2 — идентификация. В скобках указаны квантовые числа верхнего и нижнего колебательных уровней.

Сравнение величины скачка для некоторых полос с соответствующими величинами для спектров  $M5 - M6$ , полученными М. Е. Боярчук [3], показало, что величины найденных нами скачков сильно завуалированы накладывающейся эмиссией. Для полос у  $\lambda 4761$  и  $\lambda 4584$  величины скачков оказались сходными с соответствующими величинами, найденными А. А. Боярчуком [4] для симбиотической звезды  $VF$   $Syg$ .

Самой сильной в эмиссионном спектре  $CH$   $Syg$  наблюдалась линия  $H_{\alpha}$ . Ее интенсивность в отдельные моменты превышала уровень локального континуума более чем в 30 раз и изменялась за период наблюдений от 10 до 35 над уровнем континуума. На рис. 2, а, б и 3 последовательно показаны профили  $H_{\alpha}$ , участки спектра у  $H_{\gamma}$  и  $H_{\delta}$  и в области  $\lambda\lambda 3889 - 3970 \text{\AA}$ . Профили первых членов серии Бальмера имеют двухкомпонентную структуру, в которой преобладает интенсивность фиолетового компонента. Интенсивность эмиссии в линии  $H_{\alpha}$  сильно меняется со временем. Наряду с изменением общей интенсивности эмиссии изменяется и относительная интенсивность фиолетового и красного компонентов водородных линий. Так, у  $H_{\alpha}$  отноше-

ние интенсивности фиолетового компонента  $I_V$  к интенсивности красного  $I_R$  изменяется в пределах от 1,04 до 1,52. Ширина профиля линии  $H_\alpha$  в крыльях составляет примерно 20 Å, или около 900 км/с, а полуширина 200 км/с. Интересными оказались профили бальмеровских линий  $H_7$  и  $H_8$ : фиолетовый эмиссионный компонент, смещенный, как у предыдущих членов серии, в коротковолновую часть спектра, имеет абсорбцию с длинноволновой стороны, т. е. профиль, обратный профилю типа P Sng. Следует отметить также, что в моменты, когда интенсивность линии  $H_\alpha$  достигала максимального значения, абсорбционные компоненты у линии  $H_8$   $\lambda 3889$  усиливались.

Для линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  было прослежено изменение их интенсивности в единицах континуума со временем. На рис. 4 показан ход изменения интенсивности фиолетового и красного компонентов линии  $H_\alpha$  и фиолетового компонента линий  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  за период наших наблюдений. Как видно на рисунке, два сильных всплеска интенсивности эмиссии в линии  $H_\alpha$  наблюдались в моменты UT 244444743 и 244448344, а также около моментов UT 244445843 и 244453543. Сопоставление поведения эмиссий в линии  $H_\alpha$  с фотометрическими данными, полученными Н. И. Шаховской, показало, что в это же время отмечалось поярчание звезды (увеличение интенсивности в континууме). Так, замечена корреляция изменения интенсивности эмиссии в линии  $H_\alpha$  с изменениями в континууме. Последние, как показывают спектрофотометрические наблюдения, сильнее всего происходят в ультрафиолетовой области спектра. Подобная корреляция наблюдается у звезд типа В ранних подклассов.

Линии Fe II и [Fe II] имеют почти симметричные профили, причем профили запрещенных линий [Fe II] несколько уже, чем первые. Из запрещенных линий, помимо [Fe II], в спектре SN Sng в период наших наблюдений достаточно сильной была только эмиссия [O I] у  $\lambda 6300$ . Ее интенсивность примерно в 2,5 раза превышала континуум.

Эта линия, как показывает рис. 5, имеет несколько более круто спадающий фиолетовый край, возможно, в результате налагающейся абсорбции.

Для всех наблюдаемых эмиссионных линий в спектре SN Sng за период с 18.07 по 29.10 оценены относительные интенсивности их в единицах непрерывного спектра. В табл. 2 приведены данные об интенсивностях линий бальмеровской серии водорода, а для  $H_\alpha$  приводятся эквивалентная ширина и полуширина. Для линий  $H_\epsilon$  и  $H_8$  дается интенсивность эмиссионного компонента и глубина абсорбции  $r_0$ . В табл. 3 приведены относительные интенсивности всех наблюдаемых эмиссионных линий в единицах интенсивности линии  $H_\beta$ . Здесь в столбце 1 — длина волны, 2 — идентификация и в последую-

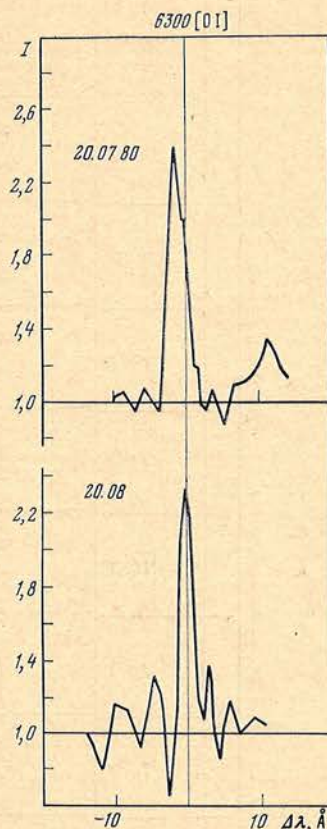


Рис. 5. Профиль линии [O I]  $\lambda$  6300 для двух моментов наблюдений

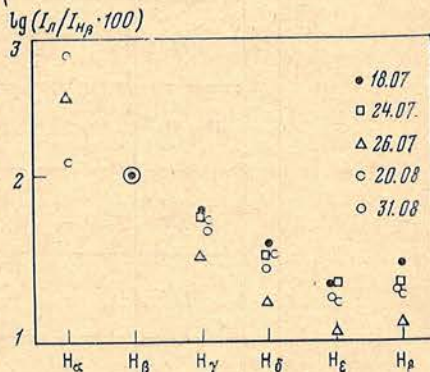


Рис. 6. Наблюдаемый бальмеровский декремент в спектре SN Sng (1980 г.)

Таблица 2

Дата, 1980 г.	J.D.	H $\alpha$				H $\beta$			H $\gamma$		H $\delta$		H $\epsilon$	
		$\lambda_{\text{в}}$	$I_V/I_I$	$I_H/I_I$	$I_V/I_H$	$I_V/I_I$	$I_H/I_I$	$I_{H\alpha}/I_{H\beta}$	$I_V/I_I$	$I_H/I_I$	$I_V/I_I$	$I_H/I_I$	$I_V/I_I$	$I_H/I_I$
	2444000+													
18.07	439,2	—	—	—	—	—	—	—	4,00	—	2,65	1,41	1,63	2,06
20.07	441,2	—	—	—	—	—	—	3,97	3,97	2,44	1,66	—	1,30	1,35
24.07	445,2	—	—	—	—	—	—	4,40	4,40	—	2,60	1,50	1,80	1,88
26.07	447,3	145	35,0	27,4	1,27	2,84	2,84	4,10	4,10	1,90	2,27	—	1,42	1,60
29.07	450,3	102	29,5	19,5	1,51	3,35	3,35	4,45	4,45	—	1,85	—	—	—
31.07	452,3	65	15,5	12,6	1,23	2,15	2,15	3,55	3,55	2,02	1,71	—	—	—
6.08	458,3	114	22,4	18,6	1,22	—	—	—	—	—	—	—	—	—
20.08	472,3	60	10,0	9,6	1,04	1,24	1,24	4,40	4,40	2,16	2,40	1,38	1,57	1,72
31.08	483,4	134	34,6	27,5	1,26	5,00	5,00	3,33	3,33	1,90	1,88	1,16	1,31	1,51
10.09	493,3	84	16,3	15,6	1,04	1,84	1,84	—	—	—	—	—	—	—
26.09	509,3	90	17,2	15,6	1,10	2,94	2,94	—	—	—	—	—	—	—
12.10	525,3	85	19,3	14,2	1,34	2,76	2,76	3,92	3,92	2,72	—	—	—	—
22.10	535,3	94	22,4	17,8	1,26	—	—	—	—	—	—	—	—	—
29.10	542,3	55	14,8	9,8	1,50	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Таблица 3

λ, Å	Элемент, номер мультиплета	Дата										
		18.07	20.07	24.07	26.07	29.07	31.07	20.08	31.08	10.09	26.09	12.10
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
4861	H <sub>β</sub> (V)	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
	(R)	0,61	0,71	0,69	0,69	0,73	0,81	0,72	0,70	0,79	0,76	0,76
4731	Fe II, 43				0,13			0,19	0,17		0,43	
4666		0,19	0,17		0,13	0,23		0,19	0,17			
4657		0,20	0,16		0,10	0,21		0,15	0,16			
4629	Fe II, 37	0,33	0,31	0,31	0,20	0,27	0,33	0,30	0,30	0,30	0,33	0,48
4620	Fe II, 38	0,21	0,16	0,20	0,11	0,18	0,17	0,19	0,16			
4582	Fe II, 37	0,45	0,41	0,43	0,27	0,42	0,35	0,36	0,35	0,40	0,36	0,46
4583	Fe II, 38											
4575		0,22	0,18	0,24	0,12	0,22	0,25	0,23	0,18	0,18	0,23	0,21
4570		0,20	0,17	0,23	0,13	0,19	0,21	0,23	0,19	0,19	0,25	0,22
4555	Fe II, 37	0,28	0,27	0,33	0,16	0,23	0,27	0,29	0,24	0,23	0,29	0,28
4549	Fe II, 37	0,33	0,35	0,29	0,20	0,26	0,29	0,39	0,28	0,25	0,34	0,32
4540		0,20		0,20	0,12	0,24	0,18	0,18	0,16	0,20	0,19	0,21
4532		0,21		0,20	0,10	0,19	0,16	0,17	0,17	0,20	0,22	0,19
4523	Fe II, 38	0,28	0,26	0,31	0,16	0,25	0,31	0,29	0,30	0,24	0,31	0,31
4520	Fe II, 37	0,25	0,24	0,26	0,16	0,24	0,22	0,23	0,25	0,22	0,29	0,26
4515	Fe II, 37	0,29	0,26	0,32	0,16	0,29	0,26	0,29	0,29	0,24	0,31	0,34
4509	[Fe II], 6	0,29	0,24	0,30	0,16	0,26	0,30	0,26	0,24	0,21	0,28	0,30
4502		0,18			0,11	0,18	0,17	0,16	0,18	0,20	0,25	0,18
4492	[Fe II], 6	0,30	0,20	0,24	0,16	0,24	0,24	0,23	0,29	0,25	0,28	0,28
4490	Fe II, 37	0,23	0,19	0,20	0,14	0,23	0,20	0,22	0,26	0,23	0,25	0,25
4481	Mg II	0,20	0,16	0,16	0,11	0,17	0,17	0,17	0,18		0,20	0,21
4470		0,20	0,15	0,19	0,13	0,17	0,19	0,17	0,18		0,26	0,19
4467		0,18	0,15	0,15		0,17		0,17	0,18			
4460		0,20		0,16	0,11			0,16	0,18		0,20:	
4458	[Fe II], 6	0,19	0,18	0,18	0,12	0,18	0,17	0,16	0,19		0,21	0,18
4452	[Fe II], 7	0,20	0,17	0,15	0,11	0,24	0,18	0,18	0,20		0,26	0,19
4443					0,10	0,17	0,17	0,17	0,18	0,27	0,27	0,19
4416	[Fe II], 6	0,33	0,29	0,31	0,18	0,28	0,32	0,32	0,30	0,19	0,37:	0,34
4413	[Fe II], 7; Fe II, 32	0,27	0,20	0,24	0,16	0,24	0,24	0,24	0,25		0,22:	0,28
4400			0,14:		0,11		0,18	0,18	0,19			0,20
4395	Fe II, 27		0,15:		0,11		0,17	0,11	0,19			0,23
4385	Fe II, 27	0,28	0,22	0,25	0,17	0,23	0,22	0,22	0,25			0,38
4358	[Fe II], 21, 7	0,29	0,22	0,26	0,16	0,19	0,25	0,24	0,26			0,27
4351	[Fe II], 21	0,38	0,26	0,32	0,18	0,27	0,28	0,26	0,31			0,39
4340	H <sub>γ</sub> { (V) (R)	0,61	0,45 0,28	0,57	0,33 0,16:	0,51	0,52	0,54	0,42			0,56 0,39
4330		0,19			0,11		0,17	0,16	0,17			
4325		0,17		0,17	0,12		0,17	0,15	0,17			
4319	[Fe II], 21	0,20		0,17	0,12	0,15	0,16	0,16	0,18			
4315		0,20		0,18	0,13	0,18	0,20	0,20	0,22			
4308		0,19		0,16	0,11			0,18	0,19			
4303	Fe II, 28	0,28		0,25	0,14	0,22	0,25	0,23	0,25			0,27
4296	Fe II, 28	0,21		0,24	0,13	0,20	0,20	0,20	0,22			
4290		0,19				0,18		0,19	0,19			
4287	[Fe II], 7	0,34	0,27	0,31	0,18	0,22	0,28	0,30	0,28			
4277	[Fe II], 21	0,24	0,15	0,18	0,12	0,18	0,18	0,20	0,20			
4274	Fe II, 27	0,19	0,13		0,11		0,17	0,16	0,17			
4262		0,18	0,13	0,14	0,10			0,16	0,18			
4258		0,21	0,15	0,18	0,11		0,18	0,17	0,18			
4252		0,17	0,12		0,10		0,18	0,15	0,17			
4244	[Fe II], 21	0,29	0,18	0,24	0,14	0,20	0,22	0,22	0,23			0,30
4233	Fe II, 27	0,44	0,25	0,34	0,21	0,30	0,36	0,32	0,34			0,49
4178	Fe II, 28	0,31	0,25	0,24	0,18	0,23	0,25	0,24	0,24			0,31:
4173	Fe II, 27	0,31	0,20	0,27	0,16	0,19	0,23	0,24	0,23			0,26:
4163		0,21		0,18	0,11		0,18	0,17	0,18			
4128	Fe II, 27	0,21	0,15	0,19	0,11			0,17	0,17			
4122	Fe II, 28	0,21	0,15	0,19	0,12			0,17	0,19			
4101	H <sub>δ</sub> { (V) (R)	0,40	0,19	0,34	0,19	0,21	0,22	0,29	0,28			
4070	C III, 6	0,21		0,19				0,17	0,17			
4068	[S II], 1	0,20	0,15	0,20	0,11		0,20	0,16	0,17			
		0,18		0,19	0,10							

Таблица 3 (окончание)

$\lambda, \text{ \AA}$	Элемент, номер мультиплета	Дата										
		18.07	20.07	24.07	26.07	29.07	31.07	20.08	31.08	10.09	26.09	12.10
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
4053		0,19	0,14	0,16	0,10			0,15	0,17			
4024		0,20	0,14	0,20	0,11			0,18	0,17			
4012		0,18	0,14	0,16	0,10			0,15	0,17			
4002	Fe II, 29	0,17	0,13	0,15				0,15	0,17			
3974	Fe II, 29	0,18		0,20	0,10			0,17				
3970	H <sub>z</sub> (V)	0,25	0,15	0,23	0,12			0,20	0,19			
3952	Fe II, 3	0,17		0,16	0,10			0,15	0,17			
3945	Fe II, 3	0,20		0,18	0,10			0,14	0,17			
3937	Fe II, 3	0,22		0,19	0,12			0,14	0,18			
3930	Fe II, 3	0,20	0,18	0,18	0,10			0,15	0,17			
3914	Fe II, 3	0,20		0,16				0,16	0,18			
3905	[Fe II], 8			0,18					0,17			
3889	H <sub>z</sub> (V)	0,31	0,15	0,24	0,13			0,21	0,22			
3862	Si II, 1							0,17	0,17			
3856	Si II, 1							0,17	0,19			
3848	[Fe II], 8							0,16	0,17			
3833	Fe II, 23							0,18	0,17			
3825	Fe II, 29							0,16	0,17			
3813								0,16	0,18			
3797	H <sub>z</sub>							0,16				
3783	Fe II, 14							0,20	0,17			
3933 *	KCa II $W_{\lambda}$	0,43		0,36	0,45			0,69	0,71			
	$r_0$	0,56		0,72	0,65			0,56	0,47			
3889 *	H <sub>z</sub> $W_{\lambda}$	0,45	0,33	0,27	0,61			0,33	0,62			
	$r_0$	0,53	0,76	0,73	0,56			0,82	0,63			

\* Для линии K Ca II и H<sub>z</sub> приведены эквивалентная ширина  $W_{\lambda}$  в ангстремах (верхняя строчка) и центральная глубина  $r_0$  для абсорбционного компонента.

щих столбцах — отношение интенсивности каждой линии  $I_{\lambda}$  к интенсивности  $H_{\beta}$  для каждой даты. Наибольшие изменения в интенсивности эмиссии заметны у линий водорода, как было показано на рис. 4 выше. Изменения интенсивности эмиссии в линии H<sub>z</sub>, которые нам удалось зафиксировать, происходят в течение нескольких дней.

Для разных моментов наблюдений для линий водорода был подсчитан наблюдаемый бальмеровский декремент, который показан на рис. 6. Разными значками представлены бальмеровские декременты в спектре SN Cyg, не исправленные за межзвездное поглощение,  $A_V = 0,0$ , для пяти различных ночей. Наблюдаемый бальмеровский декремент, как видно на рисунке, показывает различный ход от одного момента к другому. Эти различия, по-видимому, являются результатом изменения плотности излучающего газа и самопоглощения. Кроме того, относительная интенсивность линии H<sub>z</sub> оказывается несколько выше соответствующего значения для H<sub>z</sub>, что нарушает плавный ход декремента. Возможно, интенсивность линии H<sub>z</sub> завышена блендированием с линией He I. На изменения наблюдаемого бальмеровского декремента в интервале одного года указывал Лууд [1]. Наши наблюдения показывают, что изменения относительных интенсивностей линий водорода происходят и в более короткие промежутки времени, что может быть свидетельством быстрой переменности физических параметров излучающего газа.

Для двух моментов, разделенных интервалом в один месяц, 20.07 и 20.08 1980 г., были измерены лучевые скорости по линиям H I, Fe II, [Fe II] и [O I] и K Ca II. Результаты измерений с поправкой за время движения Земли вокруг Солнца представлены в табл. 4. Как видно из таблицы, фиолетовые компоненты всех эмиссионных линий и абсорбционные ядра линий водорода в обоих случаях смещены в коротковолновую часть спектра. Средние лучевые скорости для Fe II и [Fe II] оказались близкими друг к другу и равными



Таблица 4

Элемент, линия	20.07 1980 г.			20.08 1980 г.		
	$v_r$ , км/с					
Н I	$V_{эм}$	абс.	$R_{эм}$	$V_{эм}$	абс.	$R_{эм}$
$H_{\alpha}$	-118	—	11	-90	-39	24
$H_{\beta}$	-143	-101	-52	-111	-54	-10
$H_{\gamma}$	-129	—	-46	-74	-52	18
$H_{\delta}$	-165			-103		
$H_{\epsilon}$	-140			-90		
$H_{\zeta}$	-114			-114		
Fe II						
Среднее	-92(8)			-51(8)		
	$\pm 5$			$\pm 5$		
[Fe II]						
Среднее	-94(6)			-54(6)		
	$\pm 4$			$\pm 4$		
[O I]	-68(1)	-89		-26(1)	-106	
KCa II						

Примечание. В скобках указано число линий, взятых при вычислении среднего значения  $v_r$ .

—92  $\pm$  5 и 95  $\pm$  4 км/с соответственно. Линии водорода показывают отрицательные смещения по отношению к линиям Fe II и [Fe II], тогда как запрещенная линия [O I] смещена в коротковолновую часть спектра примерно на 25 км/с меньше, чем линии [Fe II]. Обращает на себя внимание и тот факт, что скорости по линиям водорода, Fe II и запрещенным линиям [Fe II] и [O I] показали различие для двух рассмотренных моментов наблюдений примерно в два раза. Скорость по линии K Ca II в пределах ошибок измерений была оценена одинаковой и равной в среднем для этих моментов  $\sim$  -100 км/с. Найденные различия в лучевых скоростях говорят о стратификации вещества в оболочке. Изменения лучевой скорости, как показал предварительный анализ проведенных измерений, происходят в фазе с изменением интенсивности эмиссии.

Суммируем коротко основные результаты спектральных наблюдений SN Sng, выполненных с 18.07 по 29.10 1980 г. В этот период SN Sng продолжала находиться в активной фазе, начавшейся еще в мае 1977 г. Эта фаза активности оказывается более продолжительной, чем предыдущие.

Наблюдения последнего сезона показали, что в спектре преобладают эмиссионные линии бальмеровской серии водорода, Fe II, [Fe II] и [O I] наряду с полосами поглощения окиси титана TiO и абсорбцией Ca II. Эмиссионные линии наблюдаются смещенными в коротковолновую часть спектра, причем величина смещения различна для разных линий. Переменность интенсивности эмиссии в линии  $H_{\alpha}$  коррелирует с изменениями в континууме. Линии бальмеровской серии  $H_{\gamma}$  и  $H_{\zeta}$  показали профили, обратные типу P Sng. В короткие интервалы времени (несколько дней и несколько десятков дней) обнаружались изменения в относительных интенсивностях V- и R-компонентов линии  $H_{\alpha}$  и относительных интенсивностей бальмеровских линий. Нашим наблюдениям предшествовали наблюдения Фарагиана [5, 6], выполненные в 1977—1979 гг. и в середине 1980 г.

Сопоставляя наши результаты с таковыми предшествующих анализов [2, 5, 6], можно заключить, что наблюдаемые пекулярности в спектре SN Sng различаются от одной активной фазы к другой, что в оболочке, окружающей звезду или систему в целом, постоянно происходят нерегулярные процессы, приводящие к изменениям физических условий.

Для объяснения наблюдательных данных в разное время предлагались различные модели. Но ввиду больших нерегулярных изменений, проявляющихся и в спектре, и в блеске, пока трудно сделать выбор модели этой интересной звезды. Необходимы более длительные ряды наблюдений разными средствами и в большом диапазоне длин волн.

В заключение выражаю искреннюю благодарность А. А. Боярчуку за ценные критические замечания.

Май 1981 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Лууд Л. С. — *Астрофизика*, 1980, т. 16, с. 443.
2. Smith S. E. — *Astron. J.*, 1979, vol. 84, N 6, p. 795.
3. Боярчук М. Е. — *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1969, т. 39, с. 114.
4. Боярчук А. А. — Там же, 1969, т. 39, с. 124.
5. Faraggiana R. — *Astron and Astrophys.*, 1980, vol. 84, N 3.
6. Faraggiana R., Hack M. — In: *Inform. bull. var. stars*, 1980, N 1861.

УДК 523.84

### ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА И ЭМИССИИ Ca II У КАРЛИКОВЫХ G-ЗВЕЗД $\xi$ Boo AB и HD 1835

П. Ф. Чугайнов

В течение 45 ночей в 1980 г. было получено 75 фотоэлектрических *UBV*-наблюдений  $\xi$  Boo AB. Обнаружены реальные изменения блеска в пределах нескольких тысячных звездной величины. Кроме того, в две ночи наблюдались изменения, напоминающие вспышки ( $\Delta U \approx -0^m1$ ,  $\Delta B \approx -0^m02$ ,  $\Delta V \approx -0^m02$ ). По этим данным, а также по опубликованным нами данным для HD 1835 [3] и наблюдениям Вилсона [1] линий H и K Ca II в спектрах  $\xi$  Boo A,  $\xi$  Boo B и HD 1835 проведен поиск периодичностей. Найдено, что периодичности имеются в изменениях блеска и эмиссии Ca II. Периодичности более четко выражены в изменениях блеска (периоды 10 сут у  $\xi$  Boo AB и 7,66 сут у HD 1835). В линиях H и K Ca II наблюдаются циклы различной продолжительности, но основной период такой же, как у изменений блеска. Поэтому основной период (интерпретируемый как период вращения звезды) может быть выявлен только по очень большому числу наблюдений линий H и K Ca II ( $\sim 150$ ). Изменения блеска  $\xi$  Boo AB, вероятно, вызваны главным образом компонентом A, так как основной период изменений Ca II у  $\xi$  Boo A приблизительно такой же (10 сут). Основной период изменений Ca II у  $\xi$  Boo B значительно больше.

VARIATIONS OF LIGHT AND Ca II-EMISSION IN DWARF G-STARS  $\xi$  Boo AB AND HD 1835, by P. F. Chugainov. — 75 photoelectric *UBV*-observations of  $\xi$  Boo AB were obtained during 45 nights in 1980. Real light variations of several thousandths of magnitude are revealed. Moreover, the variations observed in two nights were resembling flares ( $\Delta U \approx -0^m1$ ,  $\Delta B \approx -0^m02$ ,  $\Delta V \approx -0^m02$ ). Both our recent and published data on HD 1835 [3] together with Wilson's observations [1] of H and K Ca II lines in the spectra of  $\xi$  Boo A,  $\xi$  Boo B and HD 1835 are used for the search of periodicities. We found the periodicities present in variations of light and Ca II-emission. Periodicities are more prominent in light variations (periods are 10 days for  $\xi$  Boo AB and 7.66 days for HD 1835). In H and K Ca II lines the duration of cycles is different but the basic period is the same as in light variations. Therefore, the basic period (interpreted as the period of star rotation) can be revealed only from a very long run of H and K Ca II observations ( $\sim 150$ ). Light variations of  $\xi$  Boo AB are probably due to the A-component since the basic period of Ca II-variations in  $\xi$  Boo A is approximately the same (10 days). The basic period of Ca II-variations in  $\xi$  Boo B is considerably larger.

Исследования карликовых G-звезд, т. е. звезд солнечного типа, вызывают в последнее время значительный интерес. По фотоэлектрическим наблюдениям этих звезд получены свидетельства изменений излучения их

хромосфер и фотосфер. Хромосферные изменения обнаружены Вилсоном [1] по наблюдениям эмиссионных линий H и K Ca II, а фотосферные изменения обнаружены Бланко и др. [2] и нами [3] по наблюдениям блеска звезд. Периодичность в изменениях блеска рассматривается как свидетельство наличия темного пятна на поверхности вращающейся звезды. Изменения потока в линиях H и K Ca II имеют сложный характер и, вероятно, происходят по нескольким причинам, которые еще не выяснены. Наблюдаются медленные изменения (за несколько лет) и сравнительно быстрые (за несколько суток или десятков суток) [1]. Кроме того, Вилсоном [1] отмечены большие различия в потоках в линиях H и K Ca II у звезд солнечного типа.

Здесь нами исследованы хромосферные и фотосферные изменения у звезды HD 1835 типа G2 V и у визуально-двойной звезды  $\xi$  Boo AB, главный компонент которой имеет класс G8 V, а вторичный — класс K4 V. Согласно Вилсону [1] HD 1835 и  $\xi$  Boo AB выделяются среди звезд тех же спектральных классов большими потоками в линиях H и K Ca II. Мы провели анализ наблюдений у этих звезд линий H и K Вилсоном, наших опубликованных наблюдений блеска HD 1835 [3] и полученных нами в 1980 г. фотоэлектрических наблюдений  $\xi$  Boo AB в системе *UBV*. Отметим, что нами были проведены фотоэлектрические наблюдения  $\xi$  Boo AB в 1974 г. [4]. Однако здесь эти наблюдения не использованы, поскольку по наблюдениям 1980 г. обнаружена переменность применявшейся в 1974 г. звезды сравнения HD 131511. Цель данного исследования состояла в установлении соотношения между квазипериодическими изменениями блеска звезд и быстрыми изменениями в линиях H и K Ca II.

### 1. Изменения блеска $\xi$ Boo AB в 1980 г.

Фотоэлектрические наблюдения  $\xi$  Boo AB производились в течение 45 ночей с 22.01 по 8.09 1980 г. на 64-см менисковом телескопе АЗТ-4 в системе, близкой к *UBV*. Все наблюдения были выполнены с диафрагмой, в которую попадали оба компонента  $\xi$  Boo AB. Определялись разности блеска  $\xi$  Boo AB и звезд сравнения HD 129972 и HD 131511. Эти разности были исправлены за влияние атмосферной экстинкции, причем мы принимали постоянные значения факторов экстинкции  $a_U, a_B, a_V$ , полученные из других наших наблюдений. Переход от инструментальной системы к *UBV* производился по наблюдениям стандартных звезд. У звезды сравнения HD 131511 в результате наших наблюдений 1980 г. были обнаружены изменения блеска в пределах около  $0^m05$ , и поэтому для анализа нами были взяты только те наблюдения  $\xi$  Boo AB 1980 г., при которых звездой сравнения была HD 129972. Всего таких наблюдений было получено 75, 74 и 74 в полосах *U, B, V* соответственно.

Для уменьшения влияния быстрых изменений атмосферной экстинкции мы при каждом наблюдении производили не менее трех последовательных измерений  $\xi$  Boo AB и звезды сравнения. Это дало также возможность оценить ошибки и сделать вывод о реальности различий величин  $\xi$  Boo AB от одного наблюдения к другому. Нами получены следующие средние значения величин *UBV*  $\xi$  Boo AB, их среднеквадратичные отклонения  $\sigma_U, \sigma_B, \sigma_V$  и верхние пределы ошибок  $|\sigma'_U|, |\sigma'_B|, |\sigma'_V|$  по наблюдениям 1980 г.:

$$\begin{aligned} U &= 5^m,653, \quad \sigma_U = \pm 0^m,012, \quad |\sigma'_U| \leq 0^m,005, \\ B &= 5^m,349, \quad \sigma_B = \pm 0^m,008, \quad |\sigma'_B| \leq 0^m,003, \\ V &= 4^m,581, \quad \sigma_V = \pm 0^m,006, \quad |\sigma'_V| \leq 0^m,003. \end{aligned} \quad (4)$$

Поскольку  $|\sigma_U|, |\sigma_B|, |\sigma_V|$  значительно больше, чем  $|\sigma'_U|, |\sigma'_B|, |\sigma'_V|$ , то можно заключить, что изменения величин  $\xi$  Boo AB не могут быть объяснены только ошибками наблюдений. Вероятно, различия величин частично вызваны реальными изменениями блеска звезды.

Следует также отметить, что, вероятно, существуют два типа реальных изменений блеска звезды, различающиеся по амплитуде, особенно в полосе  $U$ . На это указывают два следующие наблюдения:

Дата	$U$	$B$	$V$
19.04 80 г.	5,538	5,333	4,568
5.08 80 г.	5,511	5,324	4,555

которые дают величины  $U$  и  $B$ , отличающиеся от средних (см. (1)) более чем на  $3 \sigma'$ . По-видимому, в указанные две ночи звезда испытала вспышки, подобные вспышкам звезд типа UV Cet. Блеск звезды в полосе  $U$  был выше среднего более чем  $0^m1$ , в то время как в остальные ночи колебания блеска в полосе  $U$  были порядка  $0^m01$ . Кроме того, изменения блеска в полосе  $U$  относительно его изменения в полосах  $B$  и  $V$  были значительно больше, чем в остальные ночи. Поэтому при исследовании периодичности изменений блеска звезды мы исключили из рассмотрения наблюдения, полученные 19.04 и 5.08 1980 г.

## 2. Частотный анализ данных

Частотный анализ данных наблюдений был проведен с использованием дискретного разложения Фурье для неравномерно распределенных во времени данных [5, 6]. Это разложение для  $N$  измерений исследуемой величины  $f(t_k)$ , полученных в момент  $t_k$ , является суммой

$$F_N(\omega) = \sum_{k=1}^N f(t_k) e^{i2\pi\omega t_k},$$

где  $\omega$  — частота, связанная с периодом  $P$  как  $\omega = 1/P$ . Период  $P$  мы выражали в сутках, соответственно  $\omega$  в  $(\text{сут})^{-1}$ .

Предположим, что исследуемая величина  $f(t)$  может быть представлена как

$$f(t) = y(t) + x(t), \quad \sum_{k=1}^N f(t_k) = 0,$$

где  $y(t)$  — периодическая функция и  $x(t)$  — случайная величина с гауссовским распределением. Как показано в [6], величина

$$S(\omega) = \frac{\langle F_N(\omega) F_N^*(\omega) \rangle}{\sum f^2(t_k)},$$

называемая коэффициентом спектральной корреляции, является эффективным критерием наличия периодичности в исследуемом процессе (звездочкой обозначена величина, комплексно сопряженная  $F_N(\omega)$ ; внешние скобки в числителе обозначают модуль величины). Значения  $S(\omega)$  должны быть вычислены для ряда значений  $\omega$ , различающихся на постоянную величину  $\Delta\omega$ . Для  $\Delta\omega$  принимают значения

$$\Delta\omega = \alpha/T,$$

где  $T$  — общая продолжительность наблюдений,  $\alpha$  — постоянная величина, для которой могут быть приняты значения в пределах от 0,1 до 0,25 (см. [6]); мы принимали  $\alpha = 0,2$ . При наличии в исследуемом процессе изменений с некоторой частотой  $\omega$  на этой частоте на графике  $S(\omega)$  появляется пик, полуширина которого составляет около  $0,5 \Delta\omega$ . Кроме того, могут появиться также ложные пики, являющиеся результатом биений между собственной частотой реального периодического процесса и частотами, связанными с распределением дат наблюдений. Непериодические изменения и ошибки наблюдений тоже вызывают флюктуации функции  $S(\omega)$ , однако последние не превышают определенного уровня  $A$ , зависящего только от числа наблюдений. Графики для нахождения уровня  $A$  приведены в [6].

Основной причиной появления ложных пиков величины  $S(\omega)$  для использованных нами данных является то, что наблюдения производились через

промежутки времени, кратные звездным суткам. Для исключения ложных периодов нами использован метод Таннера [7], по которому определяются коэффициенты корреляции  $r$  отклонений  $\Delta t$  моментов наблюдений звезды от моментов прохождения звезды через меридиан и отклонений  $\Delta \varphi$  по фазе значений блеска от средней кривой блеска, вычисленной с данным периодом. Период, для которого корреляция между  $\Delta t$  и  $\Delta \varphi$  положительная и статистически значимая, следует считать ложным. Метод Таннера весьма эффективен, если значения  $\Delta t$  порядка 0,1 сут или более.

Амплитуда и фаза синусоиды, наилучшим образом представляющей все наблюдаемые значения  $f(t_k)$ , могут быть вычислены по формулам, приведенным в [6]. Однако мы произвели лишь приближенные оценки амплитуд соответствующих синусоид, используя для этого величину  $S(\omega) \frac{2}{N} \sum f(t_k)$ . Эта величина, как показали наши вычисления, не более чем на 30% отличается от амплитуды синусоиды, дающей для той же частоты наилучшее совмещение с наблюдениями.

Рассмотрим полученные нами кривые величины  $S(\omega)$  (рис. 1, 2). Кривые для изменений блеска  $\xi$  Воо АВ в полосе В показывают периоды  $P_1 = 9,43$ ,  $P_2 = 1,12$ ,  $P_3 = 0,92$  сут, соответствующие самым высоким максимумам. Менее четко эти же периоды заметны по средней кривой для полос U, B, V. Периоды приближенно связаны соотношением

$$-1/P_2 = 1/P_1 - 1, \quad 1/P_3 = 1/P_1 + 1.$$

Как известно, такое соотношение можно объяснить тем, что период  $P_1$  — истинный, а  $P_2, P_3$  — ложные периоды, возникающие вследствие повторяемости наблюдений через промежутки времени, кратные суткам. Это подтверждает метод Таннера. Нами получены следующие значения коэффициента корреляции  $r(\Delta t, \Delta \varphi)$ :  $-0,19$  для периода  $P_1$ ,  $+0,27$  для периода  $P_2$  и  $+0,66$  для периода  $P_3$ , которые соответствуют наибольшей вероятности того, что периоды  $P_2, P_3$  — ложные. Отметим также, что значение  $S(\omega)$  для периода 10,93 сут ( $\omega = 9,15 \cdot 10^{-3}$ ) почти такое же, как для периода  $P_1 = 9,43$  сут. Поэтому полученное значение истинного периода  $P_1$  для  $\xi$  Воо АВ может быть до некоторой степени случайным, и в действительности истинный период составляет около 10 сут. Для HD 1835 по изменениям блеска в полосах В и V получаются периоды  $P_1 = 7,66$ ,  $P_2 = 1,15$  и  $P_3 = 0,88$  сут, которые близки к периодам у  $\xi$  Воо АВ, и их также можно объяснить как  $P_1$  — истинный и  $P_2, P_3$  — ложные. Однако метод Таннера не позволяет исключить ложные периоды по нашим наблюдениям HD 1835, так как почти все они были выполнены при прохождении звезды через меридиан ( $\Delta t < 0,1$  сут). Соответствующие значения  $r(\Delta t, \Delta \varphi)$  не превышают по абсолютной величине 0,2.

Приведенные на рис. 1, 2 кривые  $S(\omega)$  для изменений потока в линиях Н и К Ca II найдены посредством осреднения значений  $S(\omega)$ , полученных для каждого из 10 лет наблюдений звезды; использовались данные Вилсона с 1967 по 1976 г. для HD 1835 (147 наблюдений) и с 1968 по 1977 г. для  $\xi$  Воо А (158 наблюдений) и  $\xi$  Воо В (151 наблюдение). Средние значения потока в линиях Н и К вычислялись отдельно по годам и вычитались из наблюдавшихся, чтобы удовлетворить условию  $\sum f(t_k) = 0$ . Данная процедура до некоторой степени исключала изменения с периодом порядка нескольких лет.

Кривые  $S(\omega)$  для Н и К у HD 1835 и  $\xi$  Воо А проходят выше уровня А вблизи частот 0,1; 0,9 и 1,1 сут<sup>-1</sup>, однако полосы, внутри которых  $S(\omega) > A$ , значительно шире, чем на кривых  $S(\omega)$  для изменений блеска, т. е. периодичность в изменениях Н и К выражена слабее. Хотя определенные значения периодов по изменениям Н и К у HD 1835 и  $\xi$  Воо А, В указать невозможно, все же представляется вероятным, что эти периоды приблизительно такие же, как периоды изменений блеска. Интересно, что кривая  $S(\omega)$  для изменений Н и К у  $\xi$  Воо В имеет максимумы вблизи частот 0,0 и 1,0 сут<sup>-1</sup>, что определенно указывает на очень большой период изменений. Таким обра-

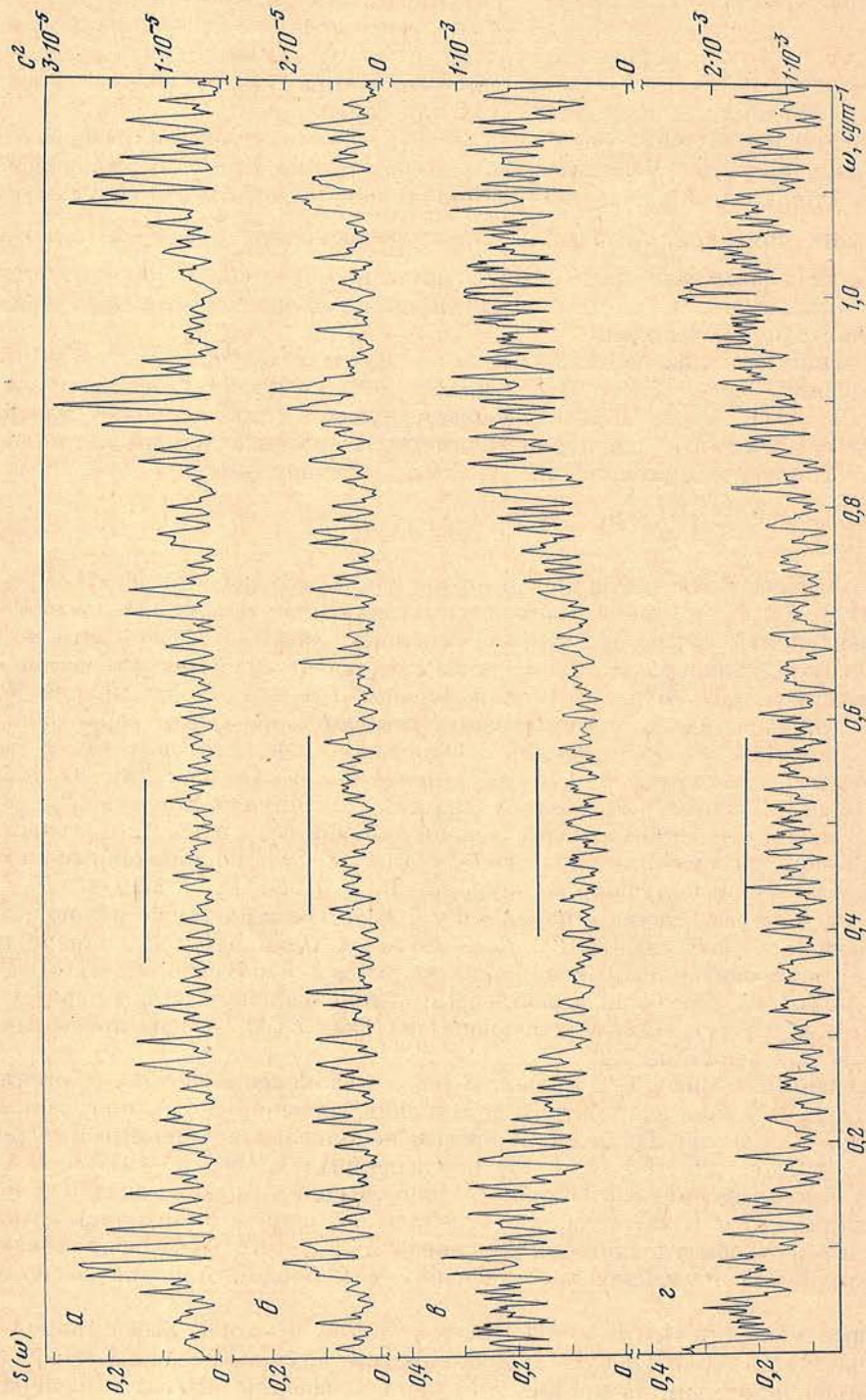


Рис. 1. Частотные зависимости коэффициента спектральной корреляции  $S(\omega)$  и квадрата амплитуды  $S^2$  для  $\xi$  Воо АВ

$a$  — для изменений блеска в полосе В;  $б$  — усредненная для блеска в полосах UVV;  $в$  — для изменений Н и К CaII у компонента А;  $г$  — для изменений Н и К у компонента В. Верхний предел случайных колебаний  $S(\omega)$  отмечен горизонтальной чертой у каждой кривой

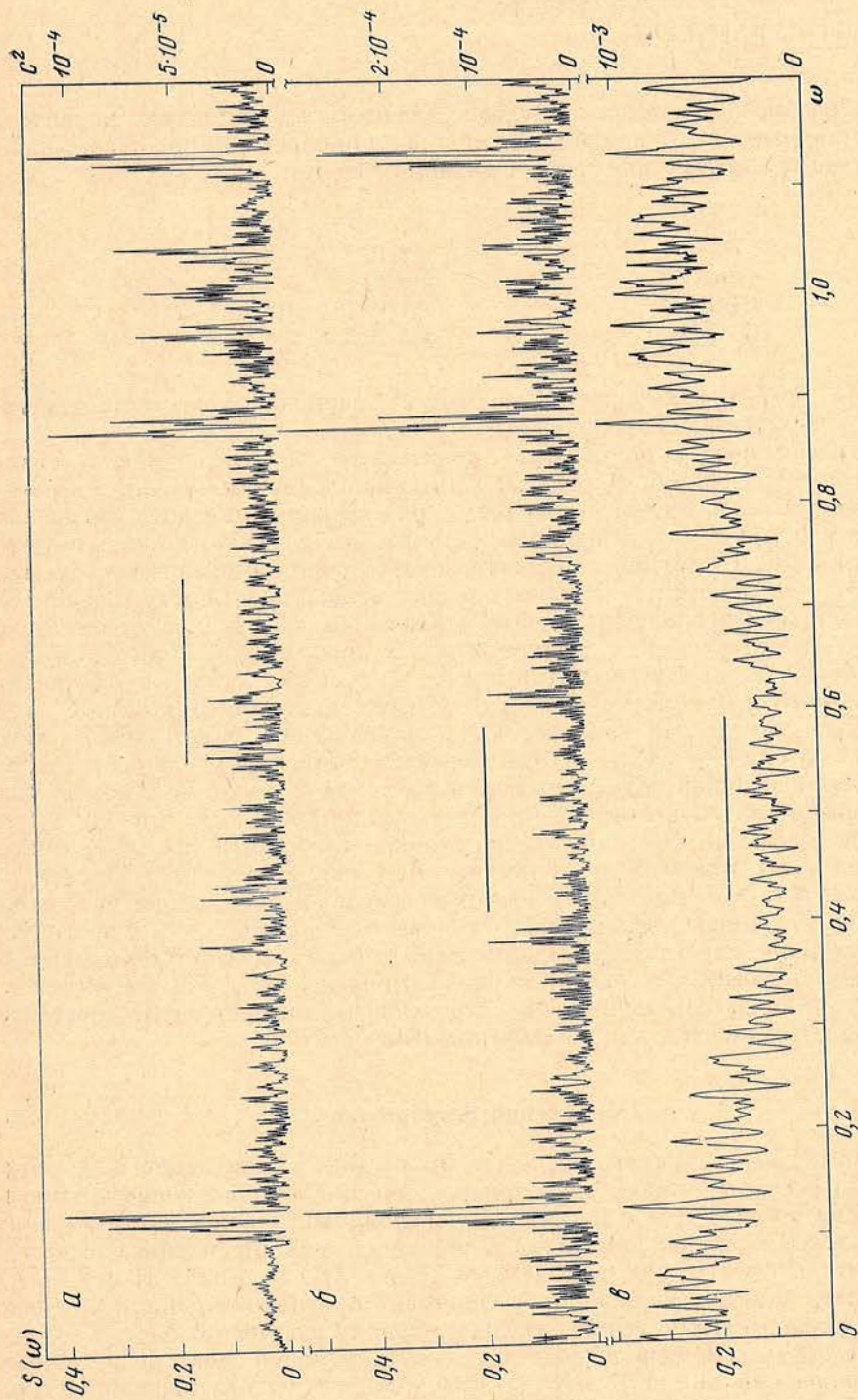


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для HD 1835

$a$  — для изменений блеска в полосе  $V$ ,  $b$  — для изменений блеска в полосе  $B$ ,  $v$  — для изменений  $H$  и  $K$  Ca II

зом, изменения суммарного блеска  $\xi$  Воо АВ гораздо лучше согласуются с изменениями Н и К Са II у  $\xi$  Воо А, чем у  $\xi$  Воо В.

Если известна частота  $\bar{\omega}$  периодической составляющей изменений, то среднеквадратичное отклонение непериодической составляющей может быть найдено по следующей формуле [6]:

$$s = \left\{ \frac{[1 - S(\bar{\omega})] \Sigma f^2}{N - 3} \right\}^{1/2}.$$

Таким образом, получаются следующие значения  $s$  и амплитуды периодической составляющей  $C$  (в звездных величинах для блеска  $B$  и по отношению к непрерывному спектру для потока в линиях Н, К):

Звезда	Полоса	$s$	$C$
$\xi$ Воо АВ	$B$	$6 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$
$\xi$ Воо А	Н, К	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$
HD 1835	$B$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$
HD 1835	Н, К	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$

Напомним, что при амплитуде, равной  $C$ , периодическая составляющая  $C \sin 2\pi \omega t$  изменяется в пределах  $\pm C$ .

При рассмотрении полученных результатов полезно отметить также свойства преобразования Фурье, выводимые из идеальной модели, в которой наблюдения объекта производятся регулярно несколько месяцев ежедневно, причем в каждый день в течение нескольких часов. Такая модель изучена Рачковским [8]. Ее можно охарактеризовать функциями частоты (окнами)  $O_1, O_2, O_3$ , положения максимумов которых зависят соответственно от  $DT, \Delta T, \delta T$  — общей продолжительности наблюдений, интервалов их повторяемости (сут) и интервалов, в течение которых каждый раз наблюдения проводятся (см. графики в [8]). Для частот  $0 \leq \omega \leq 1,2 \text{ сут}^{-1}$  существуют только окна  $O_1$  и  $O_2$ . Сдвиги по частоте в последовательностях окон  $O_1$  и  $O_2$  при продолжительности наблюдений порядка 8 мес равны  $(DT)^{-1} \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ сут}^{-1}$  и  $(\Delta T)^{-1} = 1 \text{ сут}^{-1}$ . Как показали вычисления Рачковского [8], окна  $O_2$  для идеальной модели являются плавными функциями с максимумами и минимумами на частотах соответственно  $0,0; 1,0 \dots \text{сут}^{-1}$  и  $0,5; 1,5 \dots \text{сут}^{-1}$ . Это позволяет объяснить ход графиков функции  $S(\omega)$ , полученных по наблюдениям Вилсона, рис. 1 (кривые  $a, \bar{a}$ ), рис. 2 (кривая  $\bar{a}$ ). Поскольку максимумы  $S(\omega)$  на указанных рисунках расположены вблизи частот  $0,0$  и  $1,0 \text{ сут}^{-1}$ , то плавное уменьшение  $S(\omega)$  к частоте  $\omega \approx 0,5 \text{ сут}^{-1}$  и последующее возрастание, вероятно, вызвано влиянием окна  $O_2$ . Отсутствие плавных минимумов вблизи  $\omega \approx 0,5 \text{ сут}^{-1}$  на рис. 1 (кривые  $a, \bar{b}$ ) и рис. 2 (кривые  $a, \bar{b}$ ), вероятно, свидетельствует о том, что наши наблюдения менее соответствуют идеальной модели, чем наблюдения Вилсона.

### Обсуждение результатов

Основные выводы данного исследования состоят в следующем. 1. У звезд HD 1835 и  $\xi$  Воо АВ имеются квазипериодические составляющие в изменениях блеска и эмиссии Н и К Са II. 2. Периодичность более четко выражена в изменениях блеска; амплитуда  $C$  периодических изменений блеска составляет  $0^m,023$  у HD 1835 и  $0^m,0055$  у  $\xi$  Воо АВ. В линиях Н и К Са II наблюдаются циклы изменений различной продолжительности, однако основной период их изменений близок к периоду изменений блеска той же звезды. Поэтому основной период может быть выявлен лишь по большому числу наблюдений линий Н и К ( $\sim 150$ ). Амплитуды квазипериодических изменений в линиях Н и К составляют около  $0^m,03$  у обеих звезд. Поскольку период изменений блеска  $\xi$  Воо АВ близок к основному периоду изменений в линиях Н и К у  $\xi$  Воо А, то следует считать, что изменения блеска  $\xi$  Воо АВ вызваны в основном изменениями компонента А. 3. У  $\xi$  Воо А основной период изменений составляет около 10 сут. У HD 1835 возможные значения



основного периода составляют 7,66; 1,15 и 0,88 сут, но, вероятно, истинным значением основного периода является 7,66 сут. Остальные два периода, вероятно, вызваны тем, что наблюдения производились через промежутки времени, кратные суткам. В линиях Н и К Ca II происходят изменения, как более продолжительные, так и менее продолжительные по сравнению с основным периодом. Найденные нами здесь периоды изменений блеска HD 1835 и  $\xi$  Boo AB согласуются с теми, которые были получены в [3, 4].

В связи со сделанными нами выводами отметим результаты, полученные Бланко и др. для звезды типа G0 V HD 206860 [2, 9]. У этой звезды по наблюдениям с 1970 по 1977 г. обнаружены в полосе V изменения с периодом 24,9 сут в пределах  $0^m,02$  и неправильные изменения приблизительно в тех же пределах. Не замечено четкой периодичности в изменениях линий Н и К по наблюдениям Вилсона с 1966 по 1975 г. Интенсивности эмиссионных линий h и k Mg II, возможно, изменяются с тем же периодом, что и блеск звезды, но в антифазе; однако было получено всего пять наблюдений этих линий. Поскольку Бланко и др. не утверждают, что 24,9-дневные изменения линий Н и К Ca II у HD 206860 вообще отсутствуют, то их результаты не противоречат полученным нами для HD 1835 и  $\xi$  Boo AB, особенно если учесть различия в методике нашего и их исследования. В частности, Бланко и др. отмечают, что 24,9-дневные изменения у HD 206860 в линиях Н и К Ca II могут быть выражены слабее, чем в линиях h и k Mg II, вследствие того, что линии Н и К менее интенсивные, чем линии h и k.

Причиной периодичности в изменениях блеска и линий Н и К Ca II у звезд солнечного типа, вероятно, являются осевое вращение и неравномерности поверхностной яркости. Последние могут быть вызваны наличием на поверхности звезды темных пятен (изменения блеска) и ярких флоккулов (изменения линий Н и К). Флоккулы, вероятно, являются менее устойчивыми образованиями, чем пятна, на что указывает наличие в изменениях Н и К наряду с основным периодом также более быстрых и более медленных циклов. Бумба и Ружичкова-Тополова так же, как и мы, обнаружили периодичность, связанную с осевым вращением, в изменениях линий Н и К в спектре Солнца как звезды и нерегулярные короткопериодические изменения [10]. Щербакова [11] нашла тесную корреляцию между свечением линии Н Ca II в спектре Солнца как звезды и суммарным потоком в линии К Ca II от флоккулов.

Рассмотренные нами звезды солнечного типа сходны и, вероятно, генетически связаны со звездами типа BY Dra. В частности, HD 1835,  $\xi$  Boo A и В отличаются, как и звезды типа BY Dra, большими интенсивностями линий Н и К Ca II. Изменения интенсивностей этих линий в спектре BY Dra наблюдались Боппом и др. [12, 13]. Первоначально по фотографическим наблюдениям были найдены изменения эквивалентной ширины линии Н Ca II приблизительно в 2 раза за 12 ночей [12]. Эти данные рассматривались как свидетельство неоднородной поверхностной яркости в линии Н Ca II у BY Dra. Позднее по 10 фотоэлектрическим наблюдениям за пять ночей был получен разброс эквивалентной ширины линии К Ca II со среднеквадратичным отклонением  $\pm 3\%$ , и был сделан вывод, что поверхностная яркость BY Dra в линии К почти однородна [13]. Оценка пределов отклонений [13] близка к полученной нами оценке для линий Н и К Ca II у звезд солнечного типа, однако, как показывает наше исследование, в [13], вероятно, было проведено слишком мало наблюдений для того, чтобы могли быть выявлены изменения линии К Ca II с периодом, совпадающим с периодом изменений блеска BY Dra (3,8 сут).

В [14—16] показано, что изменения  $H_{\alpha}$ -эмиссии у звезд типа BY Dra хотя и больше по амплитуде, чем у эмиссий Н и К Ca II, но они тоже не всегда показывают такую же периодичность, которая наблюдается у блеска этих звезд. Получены свидетельства более быстрых колебаний в  $H_{\alpha}$ , чем те, которые могут быть вызваны только вращением звезды при неоднородной поверхностной яркости. Эти выводы тоже связаны с рассматриваемыми нами вопросами ввиду возможной общности происхождения эмиссий в линиях  $H_{\alpha}$  и Н, К Ca II.

Автор благодарен доктору О. Ц. Вилсону за предоставление всех полученных им наблюдений звезд  $\xi$  Boo A,  $\xi$  Boo B и HD 1835.

Декабрь 1980 г.

### Литература

1. Wilson O. C.— *Astrophys. J.*, 1978, vol. 226, p. 379.
2. Blanco C., Catalano S., Marilli E.— *Astron. and Astrophys. Suppl.*, 1979, vol. 36, p. 297.
3. Чугайнов П. Ф.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 61, с. 127.
4. Чугайнов П. Ф.— Там же, 1976, т. 54, с. 89.
5. Deeming T. J.— *Astrophys. Space Sci.*, 1975, vol. 36, p. 137.
6. Ferraz-Mello S.— In: *Colloq. on binary stars*. San Paulo, 1977.
7. Tanner R. W.— *J. Roy. Astron. Soc. Canada*, 1948, vol. 42, p. 177.
8. Рачковский Д. Н.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 61, с. 12.
9. Blanco C., Catalano S., Marilli E.— *Nature*, 1979, vol. 280, p. 661.
10. Bumba V., Ruzickova-Topolova B.— *Solar Phys.*, 1967, vol. 1, p. 216.
11. Щербанова З. А.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1976, т. 55, с. 37.
12. Bopp B. W.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1974, vol. 166, p. 79.
13. Bopp B. W., Feland G.— *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1977, vol. 89, p. 69.
14. Busko I. C., Quast G. R., Torres C. A.— *Astron. and Astrophys.*, 1977, vol. 60, p. L27.
15. Bopp B. W., Schmitz M.— *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1978, vol. 90, p. 531.
16. Vogt S. S.— *Astrophys. J.*, 1981, vol. 247, p. 975.

УДК 524.33+524.352

## ТЕЛЕВИЗИОННАЯ ФОТОМЕТРИЯ НОВОЙ ЛЕБЕДЯ 1975 (V1500 Cyg) В 1979—1980 гг.

Е. П. Павленко

Наблюдения Новой Лебедя 1975 в 1979—1980 гг. выполнялись в системе, близкой к V, и иногда одновременно в B, V. За 60 ч было получено около 1800 телевизионных снимков. Период изменений блеска  $P = 0^m.279226$  после стабилизации в 1978 г. продолжал оставаться постоянным. Средние кривые блеска в 1979 и 1980 гг. асимметричны, первичный и вторичный минимумы различной глубины; их амплитуда увеличивается от года к году вплоть до  $1^m.2$  в 1980 г. Кривая 1980 г., полученная в фильтре V, сходна с кривыми 1976—1977 гг., полученными в континууме [1, 3]. Отмечены изменения амплитуды и среднего блеска звезды от цикла к циклу.

Предполагается, что 6,7-ч изменения блеска возникают в результате частных затмений в тесной двойной системе Новой Лебедя, имеющей наклонение орбиты, равное  $i = 60^\circ$ .

THE TV-PHOTOMETRY OF NOVA CYGNI 1975 (V1500 CYG), by E. P. Pavlenko — About 1800 TV pictures of Nova Cygni 1975 during 60 hours were obtained in 1979—1980 at the Crimean Astrophysical observatory. The observations were carried out in V and sometimes — simultaneously in B and V colour systems.

The period of brightness variations  $0^m.279226$  remains constant after it has stabilized in 1978, but the amplitude and mean brightness of the individual light curves change from cycle to cycle. The mean light curves are asymmetrical. The depth of primary and secondary minima is sporadically increasing from year to year and reached  $1^m.2$  in 1980. The mean curves obtained in V system in 1980 and in continuum in 1976—1977 are similar. It is supposed that 6,7-hour variations of brightness appear as a result of partial eclipses in close binary system with orbit inclination  $i = 60^\circ$ .

### Наблюдения

В 1979—1980 гг. в КАО продолжалось исследование Новой Лебедя 1975 г. [1—3]. Наблюдения были выполнены на менисковом телескопе МТМ-500 с использованием высокочувствительной передающей телевизионной трубки типа ЛИ-217. Всего было получено около 1800 ТВ-снимков окрестности Новой; временное разрешение в зависимости от яркости звезды и условий ее видимости составляло 1, 2 или 4 мин.

Оценки блеска Новой, звезды сравнения и контрольной звезды проводились глазомерно [1] относительно изображений искусственных звезд (имитатора звезд), проектируемых на фотокатод ТВ-трубки в процессе наблюдений. Градации блеска между соседними изображениями искусственных звезд составляли около  $0^m4$ .

V1500 Суг наблюдалась 60 ч в течение 15 ночей: в 1979 г. на протяжении пяти ночей, с 19 по 27.08, в цветовой системе, близкой к V; в 1980 г. — на протяжении пяти ночей, с 4 по 11.08, двух ночей, с 4 по 6.09, и трех ночей, с 15 по 17.10, одновременно в B, V (по методике, описанной в [2]) или только в V.

В 1979 г., когда средний блеск Новой в цветовой системе V был близок к  $15^m6$ , в качестве звезды сравнения и контрольной были выбраны звезды 4 ( $V = 14^m9$  [2]) и 17. В 1980 г. средний блеск Новой упал до  $\sim 16^m5$ , и для сравнения и контроля служили звезды 9 и 17 (см. карту окрестности на рис. 1). Оценки блеска V1500 Суг в фильтрах B и V выражались относительно полусуммы блеска контрольной и звезды сравнения:

$$\Delta m_N = m'_N - \frac{1}{2}(m'_K + m'_{cp}),$$

где  $m'_N$ ,  $m'_K$ ,  $m'_{cp}$  — относительные звездные величины Новой, контрольной и звезды сравнения, определенные по [1]. Ошибка одной оценки при этом не превысила  $\pm 0^m08$ .

По наблюдениям с помощью метода хорд Погсона [4] были определены моменты минимумов блеска. Ниже приводятся данные тех минимумов, которые определялись на временном интервале длительностью не менее часа без пропусков в наблюдениях. Наличие быстрых флюктуаций в излучении системы [1] затрудняло надежное определение моментов экстремумов. Точность наблюденных моментов минимумов блеска, приведенных ниже, составляет около 10 мин.

Дата	Ж.Д.☉, мин	Дата	Ж.Д.☉, мин
19.08 1979 г.	24444105,402	6.08	2444458,481
20.08	106,378	8.08	460,440
21.08	107,360	4.09	487,401
26.08	112,395	17.10	530,392
4.08 1980 г.	456,396		

Данные эпох минимумов блеска Новой, полученные в 1978 [2], 1979 и 1980 гг., позволили сделать вывод, что период изменений блеска оставался постоянным после его стабилизации в 1978 г., и уточнить его величину по сравнению с [5] (уменьшить на  $0^d000008$ ). Уточненное значение периода равно  $P = 0^d279226$ .

### Кривые блеска

На рис. 2 различными значками изображены индивидуальные кривые блеска для 6,7-ч периода, полученные в 1979 г. и отдельно для каждого из трех месяцев — в 1980 г. Моменты первичных минимумов удовлетворяют равенству

$$T = 2443696^d4827 + 0^d279226 \cdot E.$$

Здесь в качестве начальной эпохи выбран один из хорошо определенных минимумов 1978 г.

Для обоих лет видны большие изменения индивидуальных кривых от цикла к циклу: изменяется как амплитуда 6,7-ч колебаний, так и средний

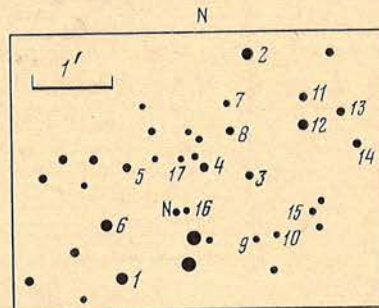


Рис. 1. Карта окрестности Новой Лебеда 1975

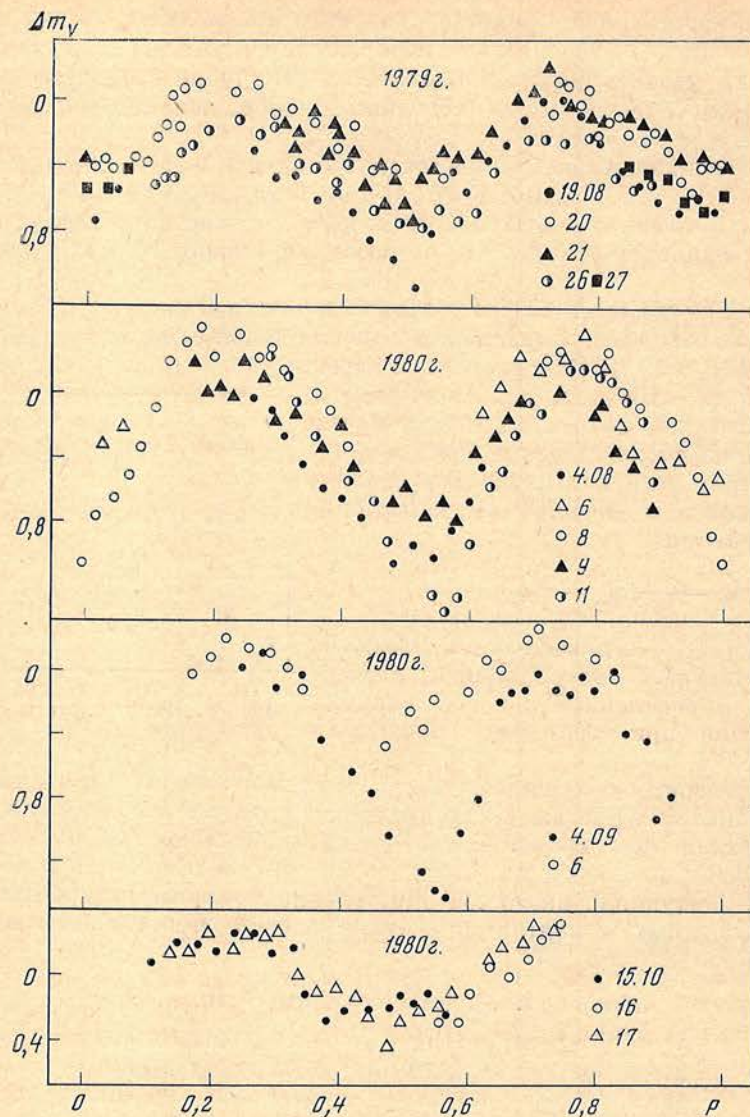


Рис. 2. Индивидуальные кривые блеска Новой Лебеда 1975

По вертикальной оси отложена относительная звездная величина, по горизонтальной — фазы периода  $P = 6,7$  ч. Одна оценка блеска на рисунке является средним из пяти индивидуальных значений, ошибка одной оценки не превосходит размера значка

блеск. Не проводя специальных исследований, можно заметить, что наиболее значительным изменениям подвергается глубина минимумов: при увеличении среднего блеска она становится меньше, а сам минимум — более плоским. Особенно разительны эти изменения в 1980 г.: в августе каждая кривая имела амплитуду изменения блеска не менее  $1^m$  (от 1 до  $1^m6$ ), в сентябре наблюдалось резкое изменение среднего блеска Новой: всего за два дня амплитуда колебаний его изменилась от  $1^m6$  (4.09) до  $0^m7$  (6.09); а в октябре на протяжении трех ночей подряд амплитуда не превосходила  $0^m6$  и кривые блеска отличались стабильностью.

На рис. 3 приведены средние кривые блеска для 3 лет наблюдений. Для построения средней кривой 1980 г. использовались только наблюдения, полученные в августе, так как они представляют все фазы 6,7-ч периода. Заметна небольшая асимметрия, отмечавшаяся ранее [1, 2, 5]: возрастание блеска происходит быстрее, чем падение. Отчетливо видна увеличивающаяся от года к году средняя амплитуда изменений блеска: каждая после-

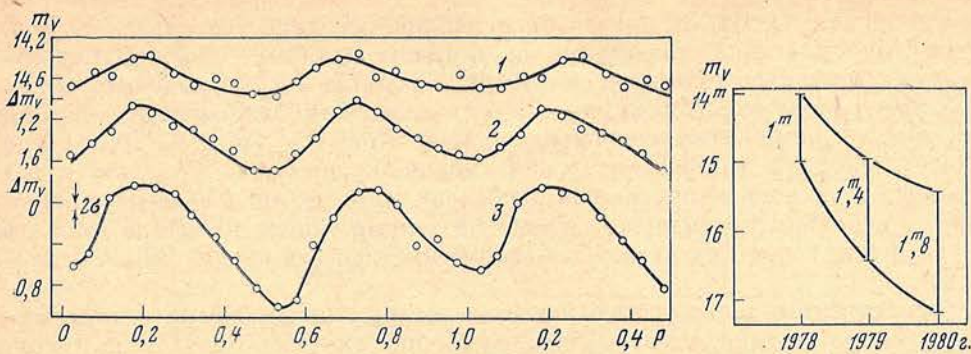


Рис. 3. Средние кривые блеска, полученные путем усреднения индивидуальных кривых 1 — июль 1978 г. (из [2]), 2 — август 1979 г., 3 — август 1980 г. В построении кривых использовался сравнительно тесный ряд наблюдений, полученный за время не более месяца при числе усредняемых кривых не менее пяти. Указана ошибка средней оценки

Рис. 4. Наблюдаемое от года к году увеличение общего диапазона изменения блеска Новой Лебедя в системе V

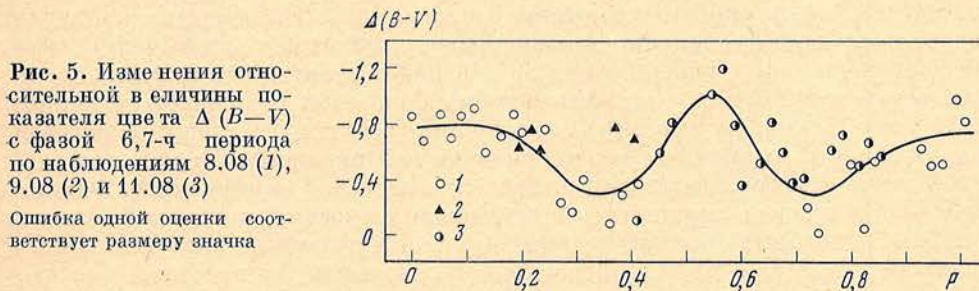


Рис. 5. Изменения относительной в единицы показателя цвета  $\Delta(B-V)$  с фазой 6,7-ч периода по наблюдениям 8.08 (1), 9.08 (2) и 11.08 (3). Ошибка одной оценки соответствует размеру значка

дующая амплитуда в  $\sim 1,5$  раза больше предшествующей. На кривых с большой амплитудой становится явственной разница глубин I и II минимумов блеска. Это явление можно объяснить тем, что вклад оболочки, сброшенной Новой, в общем излучении системы уменьшается, так как со временем она становится оптически тоньше. На рис. 4 вертикальными линиями изображены пределы изменения блеска Новой в системе V для каждого из 3 лет наблюдений.

Одновременные наблюдения в фильтрах B и V, проведенные 8, 9 и 11.08 1980 г., позволили вычислить относительную величину показателя цвета

$$\Delta(B-V) = \Delta B - \Delta V$$

и проследить ее изменение на протяжении 6,7-ч периода. На рис. 5 приведены усредненные по два результата определения  $\Delta(B-V)$ . Здесь же проведена средняя кривая изменения цвета, из которой видны большие его изменения — около  $0^m,8$  — с фазой периода. Заметим, что более обширный материал цветовых наблюдений Новой в 1978 г. [2] показал, что характер изменения показателя цвета  $B-V$  с фазой периода меняется от цикла к циклу.

### Обсуждение результатов

Во многих отношениях такие фотометрические особенности Новой Лебедя 1975 г., как изменения кривых блеска и цвета, их асимметрия, сходны с особенностями некоторых характеристик карликовых новых и новоподобных звезд, в частности новоподобной звезды типа U Близнецов. Общими чертами в изменениях кривых блеска, например, являются уменьшение глубины минимума и изменение его формы при увеличении среднего блеска системы.

Следует отметить, что средняя кривая блеска 1980 г., полученная в фильтре V, напоминает средние кривые 1976—1977 гг., построенные по наблюде-

ниям в континууме [1, 3], для которых важной особенностью считалось различие формы соседних максимумов: один из них был более плоским. Вероятно, столь тонкие фотометрические эффекты реально можно выделить, лишь наблюдая Новую в континууме — максимально освободившись от влияния эмиссионных линий оболочки (сброшенной Новой в 1975 г.), или когда вкладом оболочки в общее излучение можно пренебречь. Результаты наблюдений в широких спектральных полосах и, более того, в интегральном свете, в основном проводившиеся наблюдателями, могли не всегда выявить эти различия и поэтому давали основание предпочесть период 3,35 ч периоду 6,7 ч.

Рассмотренные выше фотометрические детали кривых блеска — отличающаяся форма соседних максимумов, различная глубина I и II минимумов, наблюдаемая на протяжении последних 3 лет, дают основание отдать предпочтение величине орбитального периода 6,7 ч перед 3,35 ч.

Уорнером для катаклизмических переменных была получена зависимость период — отношение масс [6]. Если воспользоваться этой зависимостью, то соотношение масс компонентов системы Новой Лебеда для периода 6,7 ч составит  $q \approx 0,8$ .

В настоящее время существуют некоторые разногласия по поводу угла наклона плоскости орбиты к картинной плоскости  $i$ . Наблюдения контуров эмиссионных линий оболочки Новой Лебеда привели к заключению, что этот угол может быть равен 60 или 30°, и ряд обстоятельств склонил тогда чашу весов в пользу 30° (а такая величина наклона исключает затмения) [7]. К тому же малая амплитуда (несколько десятых звездной величины) обнаруженной в то время короткопериодической переменности могла объяснить ее не затмением, а сильной эллипсоидальностью компонентов. Однако возрастание средней амплитуды короткопериодических изменений блеска до 1<sup>m</sup>2, а некоторых индивидуальных (т. е. наблюдаемых в течение ночи) изменений до 1<sup>m</sup>8, в 1980 г. невозможно объяснить эллипсоидальностью. Это дает основание считать угол  $i = 60^\circ$  более вероятным. Тогда 6,7-ч изменения блеска можно истолковать как результат частных затмений в двойной системе, компоненты которой имеют небольшое различие светимостей и масс.

Изменения кривых блеска 6,7-ч периода, различные формы максимумов и глубина минимумов, асимметрия кривых, цветовые изменения на протяжении периода изменения блеска требуют дальнейшего изучения, и поэтому особенно важны наблюдения Новой в период минимального блеска, когда мелкие фотометрические особенности становятся более отчетливыми.

Считаю своим долгом поблагодарить А. Н. Абраменко за подготовку телевизионной аппаратуры к наблюдениям, В. В. Прокофьева за полезное обсуждение результатов, Л. И. Филатову за помощь в оформлении статьи.

Май 1981 г.

#### Литература

1. Павленко Е. П., Прокофьева В. В. — Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 64, с. 67—72.
2. Абраменко А. Н., Павленко Е. П. — Там же, 1982, т. 66.
3. Абраменко А. Н., Прокофьева В. В. — Астрон. журн., 1977, т. 54, с. 510—514.
4. Методы исследования переменных звезд/Под ред. В. Б. Никонова. М.: Наука, 1971. 334 с.
5. Kemp J. C., King R., Parker T. E., Johnson P. E. — Publ. Astron. Soc. Pacific, 1979, vol. 91, N 540, p. 214—217.
6. Warner B. — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1973, vol. 162, p. 189—196.
7. Боярчук А. А., Гершберге Р. Е. — Астрон. журн., 1977, т. 54, с. 488—493.

**РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ  
СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ОТ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ,  
ПРОВЕДЕННЫХ НА ТЯНЬ-ШАНЕ  
В ТЕЧЕНИЕ 1979—1981 гг.**

Д. Б. Муканов

Приводятся результаты трехлетних наблюдений Крабовидной туманности, выполненных на установке Тянь-Шаньской высокогорной станции ФИАН. Средний поток гамма-квантов равен  $(5,7 \pm 1,3) \times 10^{-11}$  кв. см $^{-2}$ ·с $^{-1}$  для энергий  $> 2 \cdot 10^{12}$  эВ. Этот результат свидетельствует в пользу гипотезы о плоском спектре гамма-квантов сверхвысокой энергии, выдвинутой Гриндли [8].

OBSERVATIONAL RESULTS OF GAMMA-RADIATION OF VERY HIGH ENERGIES FROM THE CRAB NEBULA, OBTAINED IN 1979—1981 IN TIAN-SHAN, by D. B. Mukanov.— The paper presents the results of three year long observations of the Crab nebula carried out at the Tian-shan installation of the Lebedev Physical Institute. It has been found that the mean gamma-quanta flux equals to  $(5,7 \pm 1,3) \cdot 10^{-11}$  sq cm $^{-2}$  s $^{-1}$  for the energies  $2 \cdot 10^{12}$  eV, that speaks in favour of the hypothesis of Grindlay [8], that the spectrum of very high energy gamma-quanta is flat.

Гамма-астрономия занимает значительное место в бурно развивающейся в последние десятилетия всеволновой астрономии. Диапазон гамма-лучей самый широкий в астрофизике и представляет особенный интерес, как высокоэнергичная часть спектра всего электромагнитного излучения.

Являясь продуктом взаимодействия заряженных частиц с веществом и магнитными полями, гамма-излучение имеет ту особенность, что, распространяясь прямолинейно, позволяет определить направление на источник. Это свойство гамма-излучения, а также использование результатов исследований в других диапазонах длин волн дает возможность идентифицировать источник и помогает понять процессы, происходящие в далеких областях космического пространства. Детальные исследования интенсивности и спектра гамма-излучения позволяют изучать физические условия и механизмы ускорения космических лучей в источниках.

В области энергий гамма-квантов от  $10^6$  эВ и вплоть до  $10^9$  эВ получены интересные результаты. Наблюдается гамма-излучение от галактического диска. Открыто более десятка дискретных галактических источников. Обнаружены гамма-всплески неизвестного происхождения.

В этой области энергий преобладающим типом взаимодействия гамма-квантов с веществом является рождение электрон-позитронных пар. Наблюдение этих пар оказывается наиболее удобным (например, с точки зрения точного определения положения источников на небесной сфере) в искомых камерах, которые и являются главными детекторами гамма-излучения в области  $> 100$  МэВ. Поскольку толщина атмосферы Земли составляет примерно 30 радиационных пробегов поглощения гамма-квантов, искомые камеры приходится выносить за пределы атмосферы, например на баллонах или на спутниках. Но на баллонах время измерений ограничено, а на спутниках детекторы имеют малую площадь. Так, на ИСЗ COS-B чувствительная площадь детектора была 0,06 м $^2$ , однако в ближайшее время ( $\sim 5-10$  лет) ожидается запуск спутников, где будут установлены детекторы гамма-излучения с площадью порядка 1 м $^2$ .

При энергиях выше  $10^9$  эВ традиционные методы регистрации неприемлемы из-за крайне малого потока гамма-излучения. Но при более высоких энергиях ( $10^{11}-10^{14}$  эВ) возможны наземные наблюдения черенковских вспышек широких атмосферных ливней (ШАЛ). В этой области энергий первичные частицы или гамма-кванты способны вызывать в атмосфере каскад-

ные процессы, т. е. ливень вторичных частиц. Но вторичные частицы сильно поглощаются, и их можно наблюдать лишь на высотах гор. В то же время черенковское свечение вторичных частиц не поглощается атмосферой и распространяется на площади порядка  $10^5$  м<sup>2</sup>. Это свечение можно обнаружить небольшими оптическими приемниками с большими светособирающими рефлекторами. Такими черенковскими детекторами можно обнаружить в принципе гамма-кванты с энергией в несколько десятков ГэВ. Наименьшая пороговая энергия сейчас достигнута на 10-м рефлекторе Смитсоновской обсерватории в США — 200 ГэВ [1]. Верхняя граница этого «окна» наземных экспериментов определяется межгалактическим и межзвездным поглощением гамма-квантов на реликтовом излучении. При энергии гамма-излучения выше  $10^{14}$  эВ наблюдения по этой причине можно вести только от объектов нашей Галактики, да и то от областей, не очень далеких от Солнечной системы [2].

Первые эксперименты по регистрации черенковских вспышек от ШАЛ были проведены еще в 1953 г. Галбрайтом и Джелли [3]. А первые длительные наблюдения с целью поиска точечных источников гамма-квантов были осуществлены в СССР группой сотрудников ФИАНа под руководством Чудакова [4] в течение 1959—1964 гг. В последующие годы было проведено довольно много экспериментов и обнаружены некоторые дискретные источники. Поток гамма-квантов от точечных источников проще обнаружить по резкой угловой анизотропии в приходе частиц. Одним из таких источников, от которого надежно обнаружен поток гамма-квантов с энергией  $> 2 \cdot 10^{11}$  эВ, является Крабовидная туманность с пульсаром NP 0532. Причем этот объект оказался переменным.

Нами также велись наблюдения этого объекта в течение 1979—1981 гг. на Тянь-Шаньской высокогорной станции ФИАНа СССР. Детекторы расположены на высоте 3330 м над уровнем моря. Установка для наблюдений регистрировала черенковские вспышки ШАЛ, возникающие при взаимодействии первичной частицы с атмосферой Земли. Гамма-излучение от источника можно было обнаружить по увеличению частоты возникновения ливней, когда источник находился в поле зрения детектора.

#### Аппаратура

Установка для регистрации черенковских вспышек ШАЛ представляет собой телескопическую систему, состоящую из трех полуметровых параболических зеркал, жестко смонтированных на одном поворотном устройстве. Оптические оси зеркал ориентированы параллельно друг другу с точностью  $\pm 0;25$ . В фокальной плоскости параболоидов расположены выносные блоки с фотоумножителями. Сигналы от каждого ФЭУ через формирующие каскады поступали на входы схемы тройных совпадений. Число совпадений за одномоментный интервал времени записывалось самописцем ЭППВ-51. Фокусное расстояние параболоидов 650 мм, и при диафрагме (перед фотокатодом) в 33 мм телесный угол детекторов составляет  $2 \cdot 10^{-3}$  ср. Этому значению соответствует геометрический половинный угол приемного конуса в  $1;4$ . При таком поле зрения детекторов темп счета тройных совпадений в направлении зенита в ясную безлунную ночь достигал 20 имп/мин, что по нашим оценкам соответствует пороговой энергии  $\sim 4 \cdot 10^{12}$  эВ для заряженных частиц.

Ранее в наблюдениях 1976—1978 гг. телесный угол детекторов равнялся  $\sim 3,6 \cdot 10^{-3}$  ср (диафрагма 44 мм). В остальном изменений в аппаратуре не было. Более подробное описание установки дано в [5, 6].

#### Результаты наблюдений

Наблюдения проводились методом сканирования за счет вращения Земли, при котором подсчитывается избыток событий в направлении на источник относительно фона. Этот метод подробно описан, например, в [7].

Сканирования Крабовидной туманности проводились в осенне-зимние периоды 1979—1981 гг. За это время было проведено 133 сканирования



объекта. Этот материал после тщательного отбора данных по записям тока лампы подсвечивания ФЭУ (которые характеризовали изменения яркости ночного неба на пути сканирования, а также прозрачность атмосферы, наличие зарниц, метеоров и т. п.) обрабатывался на вычислительной машине типа «Наири-К». Статистическая обработка на машине велась согласно критериям, описанным в [7]. В [7] обоснован отбор материала по качеству данных, на которые влияет стабильность параметров аппаратуры, изменения прозрачности атмосферы и всякого рода атмосферные явления. Кроме того, подробно описана статистическая обработка оставляемых для дальнейшего анализа сканов. Не перечисляя все критерии обработки данных, приведенных в [7], мы здесь укажем лишь на два основных момента.

1. Для каждого из оставшихся сканов находилось отношение среднеквадратичного к «нормальному» отклонению  $\sigma_{\text{эксп}}/\sigma_{\text{теор}}$ :

$$\sigma_{\text{эксп}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m N_i^2 - m\bar{N}^2}{m-1}},$$

$$\sigma_{\text{теор}} = \sqrt{\bar{N}},$$

где  $N_i$  — минутное значение скорости счета ливней в скане в  $i$ -й интервал времени,  $\bar{N}$  — среднее за скан минутное значение скорости счета ливней,  $m$  — число минутных интервалов в скане. Из дальнейшего рассмотрения исключались те сканы, для которых отношение  $\sigma_{\text{эксп}}/\sigma_{\text{теор}}$  значительно отличалось от единицы, т. е.

$$\sigma_{\text{эксп}}/\sigma_{\text{теор}} - 1 > 2\Delta \left( \frac{\sigma_{\text{эксп}}}{\sigma_{\text{теор}}} \right) \approx \frac{2}{\sqrt{2\bar{N}}}.$$

2. Из рассмотрения были исключены также те сканы, в которых дрейф скорости счета за скан превышал две ошибки его измерения. В этом случае считалось, что дрейф реально присутствует:

$$D = 2 \frac{\bar{N}_H - \bar{N}_K}{\bar{N}_H + \bar{N}_K}, \quad \Delta D = \frac{4}{m\sqrt{m\bar{N}}}.$$

Здесь  $\bar{N}_H$  и  $\bar{N}_K$  — средние скорости счета ливней в первой и во второй половинах скана соответственно.

В результате проведенного отбора для дальнейшего анализа было оставлено 108 сканов.

На рис. 1 представлен суммарный временной ход скорости счета ливней для этих сканов. По оси абсцисс отложено прямое восхождение  $\alpha$ , по оси ординат  $N$  — число импульсов за двухминутный интервал,  $\sigma_T$  — стандартное отклонение, равное  $\sqrt{\bar{N}}$ .

Хорошо видно, что в направлении на источник темп счета возрастает. Это превышение составляет величину  $(3,81 \pm 0,87)\%$  от фона космических лучей. Эффект равен  $4,4\sigma$ . Таким образом, можно утверждать, что средний поток гамма-квантов, зарегистрированный в течение 1979—1981 гг., составляет  $(5,7 \pm 1,3) \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  для энергии гамма-квантов  $> 2 \cdot 10^{12} \text{ эВ}$ .

### Сопоставление с результатами других авторов

Наблюдения Крабовидной туманности с пульсаром NP 0532 в центре совершенно надежно указывают на присутствие как постоянного потока, так и пульсирующего потока гамма-квантов с энергией порядка  $10^{12} \text{ эВ}$ .

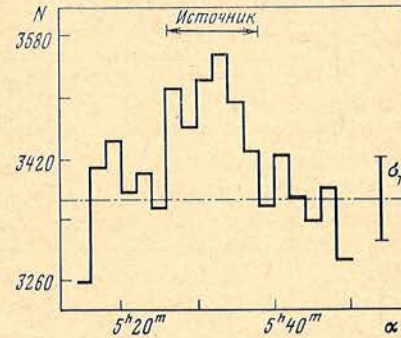


Рис. 1. Временной ход интенсивности ливней при сканировании Крабовидной туманности

$\alpha$  — прямое восхождение,  $N$  — суммарное число зарегистрированных вспышек от ливней за 108 сканирований

Первые надежные результаты были достигнуты усилиями группы исследователей Смитсоновской обсерватории. Так, согласно [1] в течение 1969—1972 гг. зарегистрированный ими поток гамма-квантов с энергией  $E > 2 \cdot 10^{11}$  эВ составил  $(4,4 \pm 1,4) \cdot 10^{-11}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. В интервалы времени, следовавшие через 60 сут после скачка периода пульсара, поток гамма-квантов достиг величины  $(1,21 \pm 0,24) \times 10^{-10}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Эффект при этом составил 5  $\sigma$  (стандартных отклонений). Этой же группе в декабре 1973 г. удалось обнаружить периодическую составляющую в излучении с энергией гамма-квантов  $E > 8 \cdot 10^{11}$  эВ [8]. Зарегистрированный поток при этой энергии равен  $4 \cdot 10^{-12}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Эффект составил 5 $\sigma$ , причем пик импульса гамма-квантов следовал через 6 мс после главного оптического импульса. В январе 1974 г. опять был обнаружен пик гамма-квантов, энергетический порог

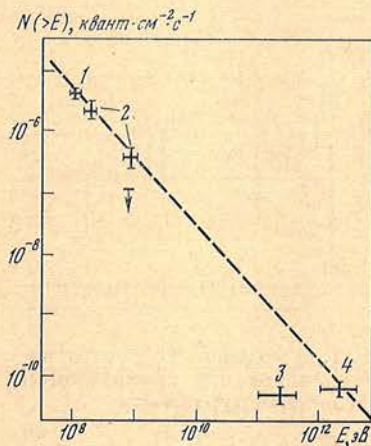


Рис. 2. Данные о потоках гамма-квантов от Крабовидной туманности

По оси абсцисс — энергия, по оси ординат — интегральный поток  $N$ . 1 — данные, полученные в [11], 2 — в [12], 3 — в [1], 4 — в настоящей работе

делают предположение о переменности пульсара NP 0532. В [9], кроме того, говорится о том, что спектр излучения пульсара при энергиях гамма-квантов выше  $10^{11}$  эВ может быть пологим.

Методика наблюдений пульсирующего излучения такова, что неясно, какую долю всего гамма-излучения Крабовидной туманности она составляет. Поэтому результаты нашего эксперимента, в котором не измерялась пульсирующая составляющая, трудно сопоставить с результатами других исследований. А там, где измерялся непрерывный поток гамма-излучения, энергия регистрируемых другими исследователями гамма-квантов отличается в несколько раз от наших.

На рис. 2 приведены данные о спектре гамма-излучения Крабовидной туманности. Наиболее надежно поток гамма-квантов зарегистрирован на спутнике COS-B [11] для энергии  $E > 10^8$  эВ. В [12] приведены результаты измерений потока гамма-квантов с  $E > 240$  МэВ и  $E > 800$  МэВ, выполненных на аппаратуре, поднятой в стратосферу на баллонах. Причем если в первом полете наблюдались статистически значимые потоки гамма-квантов, то во втором полете получен лишь верхний предел, что свидетельствует в пользу переменности потока гамма-квантов.

Хотя данные, полученные на Тянь-Шане, и лежат на прямой, экстраполированной от области  $10^8$  эВ, тем не менее нам представляется, что спектр гамма-квантов в области  $10^{12}$  эВ является пологим, о чем уже говорилось в [9]. Необходимо также отметить, что в последнее время получены данные, свидетельствующие о переменном характере потока гамма-квантов в области  $10^8$  эВ [13]. Таким образом, переменность потока гамма-квантов от Крабо-

в этом случае был несколько выше  $10^{12}$  эВ. К тому же зарегистрированный поток больше, чем при  $E > 8 \cdot 10^{11}$  эВ (примерно  $10^{-11}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>). По этому поводу в обзорной статье Гриндли [9] делается предположение об очень плоском спектре гамма-излучения сверхвысоких энергий от пульсара NP 0532, согласующегося с  $F(>E) \sim AE^0$ ;  $F(>E)$  — интегральный спектр гамма-излучения выше  $E$ .

В начале 1977 г. индийскими учеными зарегистрирован пульсирующий поток  $(1,19 \pm 0,33) \cdot 10^{-11}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> от пульсара NP 0532 [10]. Пороговая энергия  $E = 5 \cdot 10^{11}$  эВ. Эффект равен 3,56  $\sigma$ .

В [9] и [10] приводятся результаты разных групп исследователей, обнаруживших пульсирующий поток от пульсара NP 0532 при различных энергиях гамма-квантов. Причем эффект обнаруживается через некоторое время после скачка периода этого пульсара, а положения импульса гамма-квантов и его амплитуда меняются со временем. По всем этим независимым наблюдениям авторы де-

видной туманности вряд ли вызывает сомнения. Это обстоятельство чрезвычайно усложняет изучение энергетического спектра гамма-квантов, являющегося важнейшей характеристикой процесса генерации.

Май 1981 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Fazio G. G., Helmken H. F., O'Mongain E., Weekes T. C. — *Astrophys. J.*, 1972, vol. 175, p. L117.
2. Гинзбург В. Л., Сыроватский Е. И. Происхождение космических лучей. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
3. Galbraith W., Jelley J. V. — *Nature*, 1953, vol. 171, p. 349.
4. Чудаков А. Е., Дадькин В. Л., Зацепин В. И., Нестерова Н. М. — Тр. ФИАН, 1964, т. 26, с. 118.
5. Муканов Д. Б., Нестерова Н. М., Степанян А. А., Фомин В. П. — Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 98.
6. Муканов Д. Б. — Там же, 1981, т. 63, с. 151.
7. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Пешпор Ю. И., Фомин В. П. — Там же, 1975, т. 53, с. 29.
8. Grindlay J. E., Helmken H. F., Weekes T. C. — *Astrophys. J.*, 1976, vol. 209, p. 592.
9. Grindlay J. E. Center for Astrophysics, preprint ser., 1976, N 579.
10. Gupta S. K., Ramana Murthy P. V., Sreekantan B. V., Tonwar S. C. — *Astrophys. J.*, 1978, vol. 221, p. 268—273.
11. Kanbach G., Bennett K., Bignami G. F. et al. — In: Proc. XII ESLAB Sympos. Frascati (Italy), 24—27 May, 1977, p. 21.
12. McBreen B., Ball S. E. Jr., Campbell M. et al. — *Astrophys. J.*, 1973, vol. 184, p. 571.
13. Wills R. D. et al. — In: Proc. gamma-ray astron. meet. L., 1980, 27—28 November.

УДК 527.745

### ИЗМЕНЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ ФОНОВЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СОЛНЦЕ

Н. Н. Степанян

По  $H_{\alpha}$ -картам фоновых магнитных полей за полтора цикла солнечной активности (1964—1980 гг.) изучено изменение дифференциального вращения фоновых полей со временем и широтой. Показано, что распределение периодов обращения с широтой очень неравномерно. Часто встречаются протяженные широтные зоны жесткого вращения. Многие из них отождествляются с крупными структурами фонового поля.

Найдено, что в минимуме солнечной активности на Солнце наблюдаются периоды обращения отдельных широтных зон от 25 до 30,3 сут ( $\Delta P_{\max} = 5^{\text{д}3}$ ). Разность средних периодов обращения на широте 40—50° и 0—10° в минимуме  $\Delta P = 2^{\text{д}8}$ . В максимуме активности самые короткие и самые длинные периоды не наблюдаются. Наименьший период обращения экваториальной зоны в это время 26^{\text{д}5}, а на широтах 40—50° наибольший период 29^{\text{д}5}, т. е.  $\Delta P_{\max} = 3^{\text{д}}$ . Разность средних периодов  $\overline{\Delta P} = 1^{\text{д}9}$ .

Отсюда можно сделать вывод об увеличении жесткости вращения Солнца в максимуме и уменьшении ее в минимуме активности. Такое изменение дифференциального вращения свидетельствует о преобладании полюидальной составляющей подфотосферного магнитного поля в максимуме активности и тороидальной составляющей в минимуме.

THE VARIATIONS OF DIFFERENTIAL ROTATION OF THE SOLAR BACKGROUND MAGNETIC FIELD, by N. N. Stepanyan. — The variation of differential rotation of the background magnetic field during one and a half cycle (1964—1980) was studied using  $H_{\alpha}$ -charts of magnetic fields. It has been shown that latitude distribution of rotation periods is very irregular. Large latitude zones of rigid rotation appear frequently. Many of them might be associated with large structures of background field.

Latitude zones from 0—50° have characteristic rotation periods covering 25—30.3 days ( $\Delta P_{\max} = 5^{\text{д}3}$ ) in the minimum of solar activity. In this case the mean difference for latitudes 40—50° and 0—10° equals to  $\overline{\Delta P} = 2^{\text{д}8}$ . In the maximum of the activity the shortest and longest periods were not observed. The least rotation period of the equatorial zone is 26^{\text{д}5} and the longest one is equal to 29^{\text{д}5} at 40—50° latitude, i. e.  $\Delta P_{\max} = 3^{\text{д}}$ . So, the difference of the mean periods is  $\overline{\Delta P} = 1^{\text{д}9}$ .

Thus we can conclude, that the increase of solar rotation rigidity coincides with the maximum, where as the decrease — with the minimum. Such variations of differential rotation suggest the predominance of poloidal component of subphotospheric magnetic field in the maximum, and of toroidal component — in the minimum of solar activity.

Вопрос о флюктуациях дифференциального вращения Солнца имеет большое теоретическое значение. Каулинг [1] показал, что стационарное дифференциальное вращение не может поддерживать общее осесимметричное поле, т. е. для объяснения солнечного цикла надо привлекать дополнительный механизм генерации общего поля. В качестве такого механизма рассматривается действие динамо, обусловленное неосесимметричными движениями жидкости [2]. Раньше такими движениями считали грануляцию и супергрануляцию. Но ввиду малых масштабов явлений от этого объяснения в настоящее время отказываются [3]. В 1965 г. Бумба и Говард [4] на основе изучения крупномасштабных магнитных полей и независимо от них Вард [5] по собственным движениям пятен высказали предположение о существовании глобального поля скоростей, являющегося отражением конвекции с элементами  $\ll R_{\odot}$  ( $R_{\odot}$  — радиус Солнца). Йошимура [6] показал теоретически, что если такая глобальная конвекция существует, то она может быть тем дополнительным процессом, который необходим для «управления» солнечным циклом. Известно (см., например, [7]), что дифференциальное вращение активных образований и спокойных областей на разных высотах существенно различается. Есть много наблюдений, свидетельствующих о том, что дифференциальное вращение даже одного типа образований далеко не постоянно как во времени, так и по широте.

Определение дифференциального вращения проводится в основном двумя методами: по трассерам и спектроскопически, путем измерения лучевых скоростей. Первые исследования такого рода были опубликованы в начале XX в. [8, 9]. Среди последних статей, посвященных определению вариаций дифференциального вращения солнечных пятен, можно назвать [10—12].

Большая серия работ по созданию спектрального метода определения дифференциального вращения и поиску кратковременных вариаций вращения, или «остаточных скоростей», была выполнена на обсерватории Маунт-Вилсон [3, 13].

Говард и его сотрудники фотоэлектрически измеряли сдвиги линии Fe I  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  с точностью, соответствующей скорости 5 м/с на поверхности Солнца. В [14] по разности интенсивностей в двух крыльях линии Fe I  $\lambda 8688 \text{ \AA}$  фотоэлектрически определялись изменения экваториальной скорости вращения супергранул.

Нам представляется, что хорошим материалом для изучения крупномасштабной конвекции с характерным размером  $\ll R_{\odot}$  являются  $H_{\alpha}$ -карты магнитных полей, опубликованные в [15] и публикуемые ежемесячно в [16] для каждого оборота Солнца.

Границы областей (+)- и (-)-поля (структур фонового поля) определяют на этих картах по положению волокон, а знак уточняется по знаку полей пятен и флоккулов. По  $H_{\alpha}$ -картам фоновые поля можно изучить в зоне по широте до  $\pm 70^{\circ}$ .

В [17], изучая  $H_{\alpha}$ -карты за 200 оборотов (1964—1980 гг.), мы нашли некоторые количественные характеристики структур фоновых полей (средние размеры, время жизни, миграцию по широте). Там же были определены периоды обращения структур фоновых полей на разных широтах. Продолжая [17], мы подробно рассмотрим вопрос об изменении дифференциального вращения фонового поля с широтой и временем. Это изменение наглядно видно на развертках рис. 1. Развертки получены непосредственно из  $H_{\alpha}$ -карт. Каждая полоска или строка развертки — это 10-градусная (по широте) полоска одной карты. Долготы на ней растут справа налево, а даты прохождения через центральный меридиан — слева направо.

На рис. 1 в качестве примера приведены развертки для широт  $20\text{--}30^{\circ}$  (а) и  $30\text{--}40^{\circ}$  (б) S-полусферы. Белым цветом обозначены области (+) фонового поля, черным — (-)-поля. Одни и те же широтные зоны в последующих

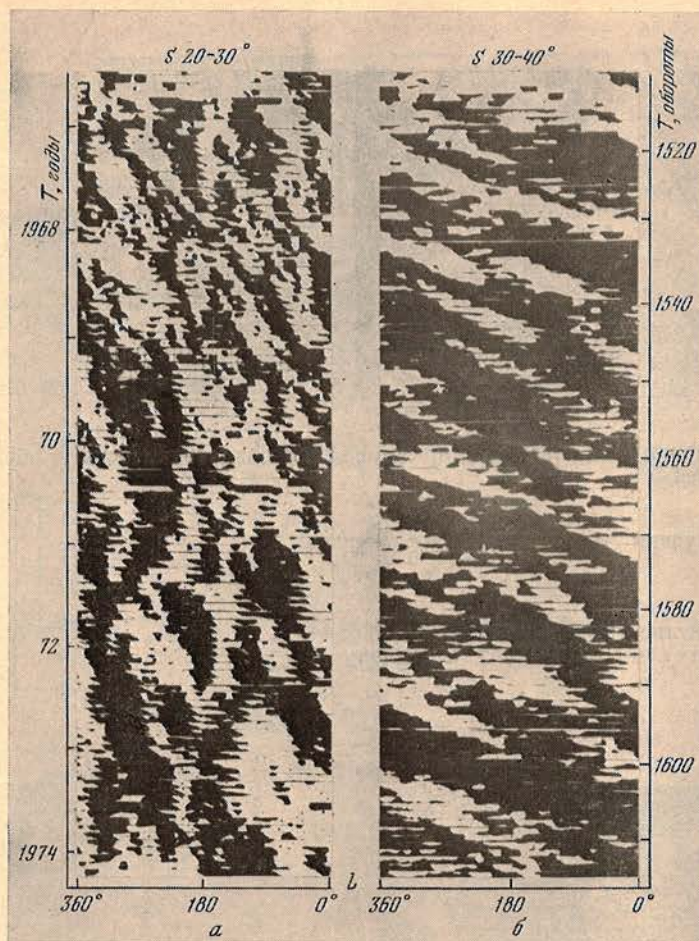


Рис. 1. Развертка  $H_{\alpha}$ -карт магнитных полей для двух широтных зон

оборотах наклеены друг под другом. Слева написаны годы, справа — номера кэррингтоновских оборотов.

Если структура фонового поля (участок полоски одного цвета на рис. 1) вращается с кэррингтоновским оборотом ( $P_K = 27^d 275$ ), то на развертке рис. 1 в каждой последующей строчке она окажется на тех же долготах, что и в предыдущей. За время жизни этой структуры мы получим вертикальную полосу на развертке (см., например, рис. 1, а, обороты 1570—1580,  $L \sim 0 \div 180^\circ$ ). Если же период обращения больше кэррингтоновского, то на развертках полосы, соответствующие положению данной структуры в последовательных оборотах, будут наклонены вправо (рис. 1, б). При периоде  $P < P_K$  наклон полос будет влево (рис. 1, а, обороты 1568—1575,  $L \sim 200 \div 250^\circ$ ). Как видим, даже на этих двух развертках для разных структур наклоны полос бывают разными даже в одно и то же время. Средний по всем долготам наклон также меняется во времени (рис. 1, а около оборота 1560).

Для того чтобы количественно исследовать вопрос об изменении со временем вращения фоновых полей на разных широтах, каждую 10-градусную полосу карты мы разбивали по 10 градусов по долготе и получали квадраты  $10 \times 10^\circ$ . Каждый такой квадрат обозначался +1 или -1 в зависимости от знака магнитного поля в нем. Для одной 10-градусной широтной зоны и одного оборота Солнца получаем ряд из 36 членов. Всего было рассмотрено 200 оборотов в 14 широтных зонах ( $\varphi = \pm 70^\circ$ ). Таким образом, мы имеем 14 рядов по 7200 членов. Каждый член этих рядов представляет знак магнитного поля на центральном меридиане в данной широтной зоне в некоторый

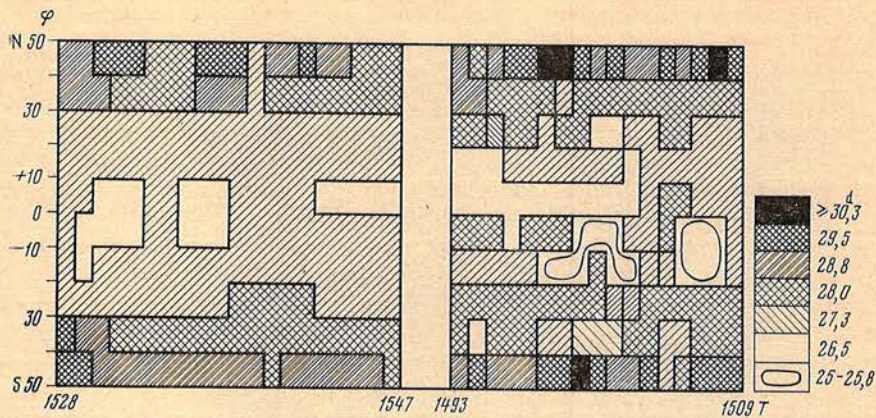


Рис. 2. Два примера из развертки, представляющей изменение периода обращения с широтой и временем

Рис. 3. Изменения  $s_p$  (внизу) и  $M_\phi$  со временем (вверху)

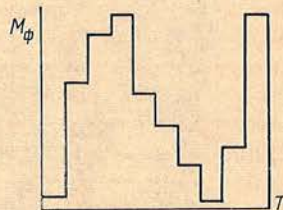
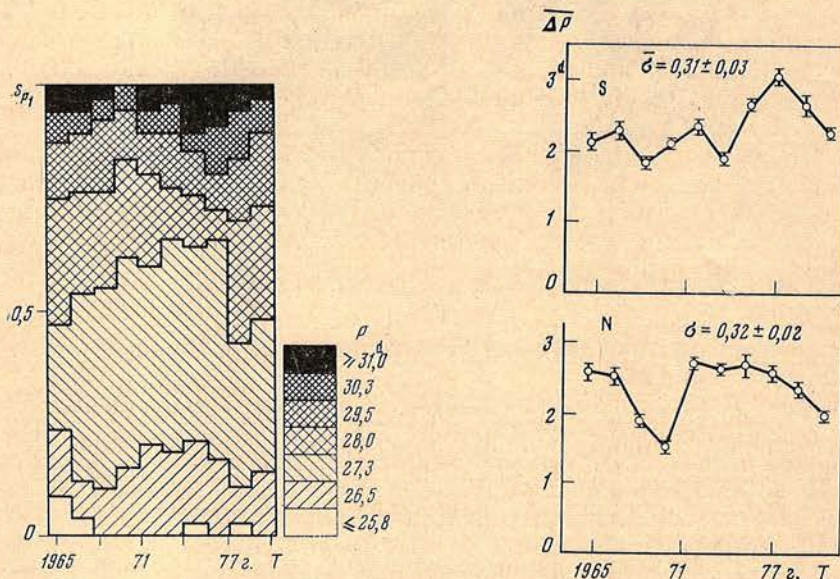


Рис. 4. Изменение дифференциальности вращения на широтах 40—50° и 0—10° в N- и S-полушарах



момент времени. Временной интервал между соседними членами ряда равен  $0.76$  ( $1/36$  кэррингтоновского оборота).

Структурой фонового магнитного поля в 10-градусной широтной зоне мы назвали последовательность соседних членов одного ряда, имеющих один знак.

Математический метод определения периодов обращения структур фоновых полей описан в [17]. Отличие состоит лишь в числе осредняемых оборотов, взятых для определения периода  $P$ .

В [17]  $P$  определялось по трем последовательным оборотам, в данной статье — по пяти. В результате машинной обработки для каждой 10-градусной зоны получены значения периода  $P$  (скользящие средние по пяти оборотам для каждого кэррингтоновского оборота).

Этот материал для  $\phi = \pm 50^\circ$  был представлен в виде развертки, ось абсцисс которой соответствует времени  $T$  в кэррингтоновских оборотах, а ось ординат — широтам  $\phi$ . В клетке, соответствующей  $k$ -му обороту ( $k =$

$= 1, \dots, 200$ ) и широтной зоне  $\varphi_n$  ( $n = -50^\circ, \dots, +50^\circ$ ), ставился период  $P_{k,n}$ .

Полученная таким образом развертка показывает существенную неоднородность распределения периодов обращения с широтой и временем. На рис. 2 в качестве иллюстрации представлены два интервала из этой развертки с различными распределениями периодов обращения. Для наглядности значения периодов показаны разной штриховкой, обозначения даны на рисунке справа.

Интервал оборотов 1528—1547 с малой дифференциальностью вращения (максимальная разница встречающихся за это время периодов  $\Delta P_{\max} = 3^d$ ) соответствует наличию на Солнце крупной структуры (—)-поля, которая захватывала большую широтную зону и постепенно перемещалась к N-полюсу.

В интервале оборотов 1493—1509 дифференциальность вращения существенно больше как за счет более быстрого вращения на экваторе, так и за счет замедления движения на высоких широтах. В этом интервале  $\Delta P_{\max} = 5^d$ .

Для количественной оценки неравномерности дифференциального вращения мы рассмотрели следующую величину. Для некоторого интервала времени (далее будут рассматриваться интервалы в 20 кэррингтоновских оборотов) можно подсчитать число оборотов 10-градусных зон с каждым из встречающихся периодов ( $s_p$ ). На рис. 2 это соответствует подсчету одинаково заштрихованных клеток. После деления полученной величины  $s_p$  на общее число оборотов (число клеток на рис. 2) получим нормированную величину  $s_p$ .

На рис. 3 представлено изменение  $s_p$  со временем. Вверху приведено изменение суммарной мощности флоккулов  $M_\phi$  (сумма произведений яркости флоккула на его площадь по всем флоккулам и двадцати оборотам). Эта величина хорошо коррелирует с числами Вольфа и представляет 11-летний цикл солнечной активности.

Из рис. 3 можно сделать некоторые выводы. Дифференциальность вращения (в смысле максимальной разницы встречающихся периодов) наибольшая в минимуме активности ( $\Delta P_{\max} = 5^d, 3$ ) и наименьшая в максимуме активности ( $\Delta P_{\max} = 3^d$ ). Увеличение жесткости вращения в максимуме и уменьшение ее в минимуме происходит за счет появления в минимуме наиболее коротких ( $P = 25 \div 25^d, 8$ ) и наиболее длинных ( $P > 30^d, 3$ ) периодов, не наблюдающихся в максимуме.

Дифференциальность вращения была определена и по разности средних периодов на широте  $40-50^\circ$  и  $0-10^\circ$  ( $\overline{\Delta P}$ ) для каждого полушария. Осреднение проводилось по 20 последовательным оборотам. Результат представлен на рис. 4. Среднеквадратичные отклонения от средних значений даны в виде вертикальных черточек у каждой точки. На рис. 4 приведены средние значения этих величин  $\bar{\sigma}$ . Как видим,  $\overline{\Delta P}$  наименьшая в максимуме активности и наибольшая в минимуме.

На рис. 5 представлено изменение со временем средних периодов обращения фоновых полей на разных широтах. Каждая точка — среднее значение периода за 20 оборотов. Широтные зоны указаны между соответствующими им кривыми N- и S-полусфер. Штриховыми прямыми обозначен  $P$  для данной широты за весь рассматриваемый интервал времени для N- и S-полусфер отдельно. Для широт  $0 \pm 40^\circ$  нет четкой зависимости периода от цикла. В то же время наблюдаются резкие колебания длины периода обращения на отдельных широтах. Например, в 1975 г. наблюдается резкое уменьшение периода на широте N  $30-40^\circ$ , а в 1978 г. все Южное полушарие вращалось заметно медленнее, чем Северное.

Среднее для всего материала широтное распределение различных периодов обращения можно представить несколько иначе, а именно подсчитать число оборотов с данным периодом  $P$  в каждой широтной зоне. Эту величину обозначим через  $S_{P, \varphi_n}$  по аналогии с  $S_p$  (см. рис. 3). На рис. 6 представлено изменение  $\overline{S_{P, \varphi_n}}$  с широтой для пяти значений периода  $P$ . Как видим, каждый период обращения значимо встречается на нескольких широтах ( $\Delta\varphi \gtrsim 20^\circ$ ),

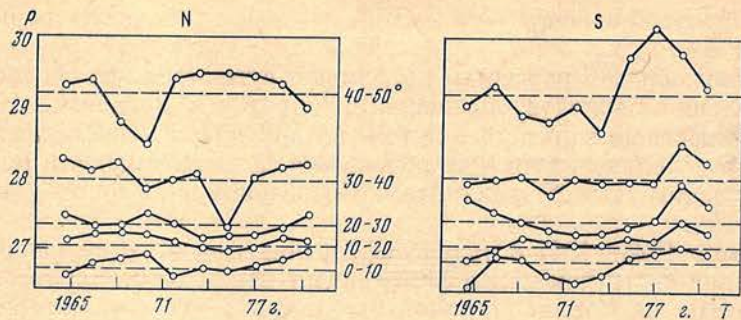


Рис. 5. Изменение средних периодов обращения в 10-градусных широтных зонах со временем

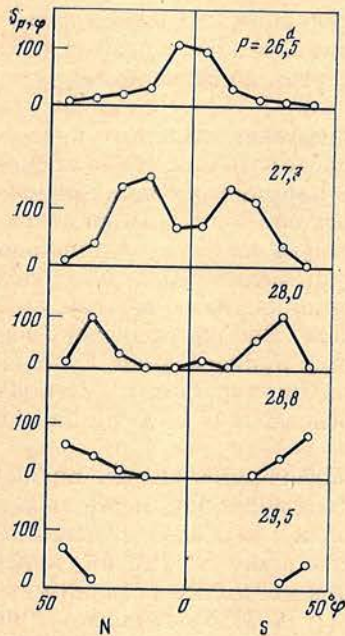


Рис. 6. Широтное распределение периодов обращения

а периоды  $P = 26,5$  и  $27,3$  и в более широком интервале широт  $\Delta\varphi \sim 60^\circ$ .

С чем же могут быть связаны изменения скорости вращения отдельных областей на Солнце?

Сравнение отдельных моментов в распределении периодов со структурами фоновых полей показывает совпадение некоторых явлений в распределении  $P$  с наличием крупных структур. На рис. 5 близость периодов обращения на широтах  $10-40^\circ$  N-полушария в 1975 г. соответствует наличию крупной долгоживущей структуры фонового поля на этих широтах. То же самое можно сказать о близости периодов обращения на широтах N  $10-30^\circ$  в 1967 г. Уменьшение периода на широте N  $40-50^\circ$  в 1968—1969 гг. совпало по времени с перемещением крупной структуры (—)-поля к N-полюсу.

Увеличение периода в S-полушарии на фазе роста нового цикла в 1978—1979 гг. совпадает с наличием крупной структуры (+)-поля, перемещение которой к полюсу является первой «волной» поля, предшествующей смене знака полярного поля.

Простой просмотр  $H_\alpha$ -карт показывает, что жесткое вращение структур фонового поля — довольно частое явление. Косвенным подтверждением этого является длительное существование корональных дыр, располагающихся над обширными областями фонового поля одного знака.

На фоне отдельных неоднородностей в распределении дифференциального вращения, связанных с наличием крупных структур фонового поля, проявляется все же глобальная характеристика — рост диапазона встречающихся периодов обращения (т. е. уменьшение жесткости вращения) в минимуме активности по сравнению с максимумом. Такое изменение жесткости вращения может свидетельствовать об увеличении полоидальной составляющей подфотосферного магнитного поля в максимуме активности, тогда как в минимуме усиливается тороидальная составляющая. Трудно судить об уверенности такого вывода ввиду малого объема данных.

В [4, 9, 18] есть некоторые подтверждения увеличения жесткости вращения в максимуме. Так, в [9] для 18-го цикла по наблюдениям пятен определялось дифференциальное вращение и его изменение с фазой цикла. Были рассмотрены три градации: ветвь роста, эпоха максимума и ветвь спада. Для одного типа пятен (в магнитных областях или в зоне активных долгот) изменение дифференциальности от минимума к максимуму такое же, как у нас. Для пятен вне магнитных областей картина обратная. Авторы [9] обнару-



жили также большое количество скачков дифференциальности. В [18] примерно по тому же материалу, что и в [9], но без разделения пятен на два типа по месту их возникновения изменения дифференциального вращения с циклом хорошо видны. Так, на ветвях роста и спада активности разность скоростей вращения пятен  $\Delta\lambda/\Delta T$  для широт 25 и 5° равна 0°,5 в сутки, а в эпоху максимума 0°,28 в сутки. В переводе на разность периодов это дает  $\overline{\Delta p} = 0,49$  в минимуме и  $\overline{\Delta p} = 0,45$  в максимуме.

В [4] для того же интервала времени  $\Delta\lambda/\Delta T$  для тех же широт 25 и 5° меняется от 0°,5 в сутки на фазе роста и спада активности до 0°,4 в максимуме.

В заключение приношу искреннюю благодарность академику А. Б. Северному за полезное обсуждение и интерес к этой работе. Я благодарю также за помощь в расчетах Г. А. Козлову и в оформлении статьи Л. С. Голополову.

Апрель 1981 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Cowling T. G. — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1933, vol. 94, p. 39.
2. Parker E. N. — Astrophys. J., 1955, vol. 122, p. 293.
3. Говард Р., Йошимура Х. — В кн.: Проблемы солнечной активности/Под ред. В. Бумбы и И. Клегена. М.: Мир, 1979, с. 28.
4. Bumba V., Howard R. — Astrophys. J., 1965, vol. 141, p. 1502.
5. Ward F. — Ibid., 1965, vol. 141, p. 534.
6. Yoshimura H. — Ibid., 1972, vol. 178, p. 863.
7. Howard R. — IAU Symp. N 43, 1971, p. 3.
8. Halm J. — Trans. Roy. Soc. Edinb., 1904, vol. 41, N 5, p. 1.
9. Plaskett H. H. — Astroph. J., 1916, vol. 43, p. 145.
10. Витинский Ю. И., Ихсанов Р. Н. — Солнечные данные, 1972, № 6, с. 99.
11. Витинский Ю. И., Ихсанов Р. Н. — Докл. АН СССР, 1980, т. 254, с. 577.
12. Neidig D. F. — Solar Phys., 1980, vol. 66, p. 205.
13. Howard R., Boyden J. E., Labonte B. J. — Ibid., 1980, vol. 66, p. 167.
14. Duvall T. L. — Ibid., 1980, vol. 66, p. 213.
15. McIntosh P. S. — In: Rep. UAG-70, 1979.
16. Solar-Geophysical Data, US Dep. of Commerce.
17. Степанян Н. Н. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1981, т. 65, с. 43.
18. Newton H. W., Nunn M. L. — Mon. Not. Astron. Soc., 1951, vol. 111, p. 413.

УДК 523.035.338.337

### ПОЛЯРИЗАЦИЯ РЕЗОНАНСНО-РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННОГО ВНУТРЕННИМИ ИСТОЧНИКАМИ СРЕДЫ

С. И. Гонасюк, Д. Н. Рачковский

Проведено численное решение (параметры  $I, Q$ ) уравнений переноса излучения в плоскопараллельной среде конечных размеров без магнитного поля для случая чистого когерентного рассеяния в резонансных линиях. Излучение в резонансных линиях происходит только за счет собственных источников среды. Подобные условия реализуются в переходной области хромосфера — корона и в короне, где образуются эмиссионные линии в далеком ультрафиолете.

Обнаружено, что знак поляризации выходящего излучения зависит от распределения собственных источников в среде. Для оптически тонкой в линии среды поляризация всегда положительная, т. е. колебания электрического вектора происходят преимущественно в плоскости, образованной лучом зрения и нормалью к атмосфере. Она остается положительной, хотя и малой, при большой оптической толщине слоя с убывающей вглубь концентрацией источников. Поляризация становится отрицательной при достаточно большой оптической толщине слоя с нарастающей вглубь концентрацией источников излучения и при их равномерном распределении в слое.

Из-за крайней неоднородности солнечной хромосферы и короны в зависимости от оптической толщи суммарная поляризация от всей линии может быть положительной равной нулю или отрицательной. Это приведет к серьезным ошибкам при определении

магнитного поля по эффекту Ханле. Проблема использования в астрофизике эффекта Ханле для определения магнитных полей усложняется еще и тем, что нет однозначной связи между величиной магнитного поля и поляризацией [8].

RESONANCE-LINE POLARIZATION OF THE RADIATION INDUCED BY INTERNAL SOURCES OF THE MEDIUM, by *S. I. Gopasyuk, D. N. Rachkovsky*.— Transfer equations (for Stokes parameters  $I, Q$ ) in the finite plane-parallel atmosphere in the absence of magnetic field for coherent scattering in resonance lines have been solved numerically. The radiation in resonance lines is purely of the internal origin of the line forming layer. Such conditions are observed in the solar chromosphere — corona transition region and the corona, where UV emission lines are formed.

The direction of polarization of the resonance radiation was found to depend on the distribution of the internal sources inside the layer. For the optically thin layer in the line the linear polarization (the positive one) is parallel to the plane formed by both the perpendicular to the layer and the line of sight. The polarization is also positive when the line forming layer is optically thick and the internal source function decreases with the optical depth. In both cases of the internal source function increase with the optical depth and its homogeneous distribution inside the layer, the polarization is negative for the sufficiently large optical thickness of the radiating layer.

Integrated line polarization can be positive, negative or equal to zero depending on the inhomogeneous optical thickness of the solar atmosphere. It might lead to significant errors in determination of magnetic fields by the Hanle effect. The astrophysical use of the Hanle effect is also complicated because of ambiguous interpretation of polarization data in terms of magnetic field direction and strength [8].

Для выяснения структуры магнитного поля крайне необходимы наблюдения не только в фотосфере и хромосфере, но и в более высоких слоях Солнца. Достаточно интенсивные линии, которые образуются в переходной области хромосферы—корона и в самой короне, находятся в ультрафиолетовой области спектра. По ним точность измерения магнитного поля по эффекту Зеемана примерно на два порядка ниже, чем по линиям в видимой области спектра.

При отсутствии магнитного поля или при его очень малой напряженности имеется перекрытие зеемановских подуровней в атоме. Это сопровождается интерференцией соответствующих состояний, в результате чего когерентно-рассеянное излучение в линии становится линейно-поляризованным. Поляризация резонансного излучения чрезвычайно чувствительна к воздействию магнитных полей. С ростом напряженности поля перекрытие подуровней Зеемана уменьшается, что приводит к уменьшению степени линейной поляризации и повороту плоскости поляризации (эффект Ханле [1]).

Высокая чувствительность поляризации к полю и успехи, достигнутые в теории [1—6], сыграли немаловажную роль в том, что в последние годы широко обсуждаются возможности использования эффекта Ханле для измерения солнечных магнитных полей [7].

Столкновения приводят к нарушению фазовых соотношений между подуровнями, интерференционные эффекты исчезают, и рассеяние света становится некогерентным. Так что проблему использования эффекта Ханле для измерения магнитных полей, в частности на Солнце, по своему характеру можно разделить на две части: 1) вычисление при нулевом магнитном поле величины поляризации излучения в линии, образующейся в конкретных физических условиях, и 2) установление зависимости линейной поляризации излучения в данной линии от величины и направления магнитного поля.

Однако связь изменения поляризации с напряженностью магнитного поля из-за того, что неизвестно его направление, неоднозначна. В результате напряженность поля определяется с точностью до порядка [8].

Вычисления поляризации резонансного излучения имеют и самостоятельное значение: они позволяют уточнить физические условия, в которых формируются линии. До недавнего времени главное внимание уделялось приложению теории переноса для исследования поляризации когерентно-рассеян-

ного излучения в полубесконечных средах (атмосферы звезд) и при рассеянии средой падающего извне излучения (атмосферы планет, протуберанцы) [9—15].

Изучение поляризации когерентно-рассеянного излучения в средах конечных размеров с собственными источниками излучения хотя и проводилось [16, 17], но недостаточно полно.

Здесь мы проводим численные расчеты поляризации резонансного излучения от внутренних источников среды, имеющей конечные размеры, и изучаем зависимость поляризации от оптической толщи слоя и распределения источников в нем.

В переходной области хромосфера—корона и в короне свечение в ультрафиолетовых линиях происходит за счет возбуждения ионов электронным ударом. Если нет направленных пучков электронов, что мы и предполагаем, то спонтанные переходы дают изотропное излучение. В далеком ультрафиолетовом диапазоне длин волн наиболее сильными являются резонансные эмиссионные линии. Относительный вклад непрерывного излучения по сравнению с эмиссией в линиях начиная примерно с длины волны  $\lambda < 1500 \text{ \AA}$  незначительный и уменьшается с длиной волны. Концентрации электронов и ионов довольно низкие, и поэтому процессы, приводящие к истинному поглощению квантов и к деполяризации излучения, не существенны. Ролью внешнего излучения, падающего извне на излучающие слои, тоже можно пренебречь. При таких условиях приближение двухуровневого атома вполне приемлемо. Мы также не учитываем перераспределения излучения по частотам в линии из-за эффекта Доплера. Эти условия означают, что в ультрафиолетовых резонансных линиях, образующихся в переходной области хромосфера—корона и в короне, преобладает случай чистого когерентного рассеяния.

Далее мы также предполагаем, что ультрафиолетовые линии образуются в плоскопараллельном слое. Распределение источников излучения меняется по глубине слоя, т. е. зависит от оптической толщи.

При отсутствии магнитного поля параметр Стокса, характеризующий круговую поляризацию,  $V = 0$ . Параметр  $U = 0$  из условий симметрии задачи. Остается только два параметра  $I_{\parallel}$  и  $I_{\perp}$  — интенсивности излучения с направлениями колебаний электрического вектора, параллельными и перпендикулярными к плоскости рассеяния.

При введенных нами ограничениях уравнения переноса излучения для параметров Стокса  $I_{\parallel}$  и  $I_{\perp}$  формально можно записать в векторной форме [9, 18]:

$$\mu \frac{d\mathbf{I}}{d\tau} = \mathbf{I} - \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mathbf{P}(\mu, \mu_1) \mathbf{I}(\tau, \mu_1) d\mu_1 - iB_0(\tau), \quad (1)$$

где

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} I_{\parallel} \\ I_{\perp} \end{pmatrix};$$

$\mathbf{P}(\mu, \mu_1)$  — фазовая матрица рассеяния,  $\mu = \cos \theta$ ;  $B_0(\tau)$  — изотропная функция источника, соответствующая собственному излучению среды в данной линии, и  $\tau$  — оптическая толщина в линии.

Для наших целей удобнее перейти к параметрам интенсивности  $I$  и поляризации  $Q$ :

$$I = I_{\parallel} + I_{\perp}, \quad Q = I_{\parallel} - I_{\perp}. \quad (2)$$

Фазовая матрица рассеяния  $\mathbf{P}(\mu, \mu_1)$  при этом принимает вид [19]

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

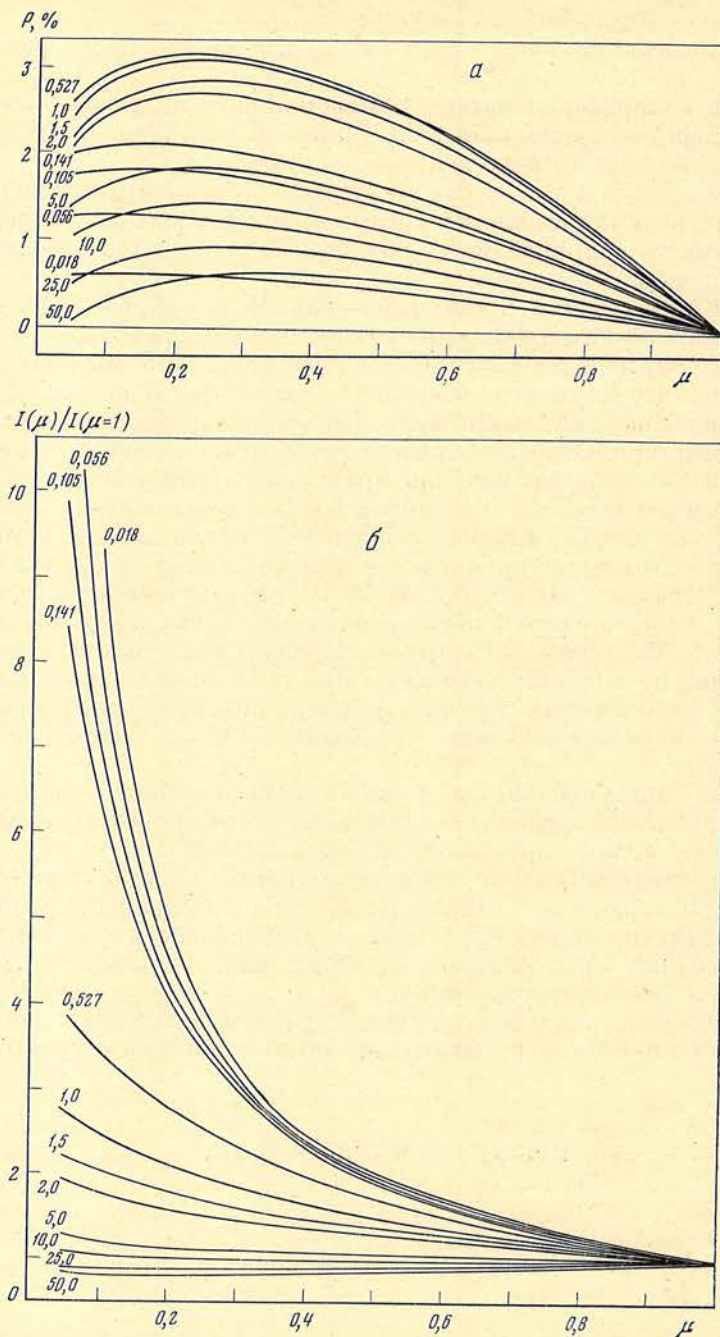


Рис. 1. Изменение с углом наклона относительно нормали к границе среды ( $\mu = \cos \theta$ ) степени поляризации  $P$  (а) и интенсивности выходящего излучения из среды для убывающей с глубиной функции источников  $B_0(\tau) = 1/(0,1 + \tau)$  (б) при различных значениях оптической толщи слоя  $\tau_0$  и  $E_1 = 1/2$

Рядом с каждой кривой дано значение  $\tau_0$

Постоянная  $E_1$  зависит от начального квантового числа  $j$  и от перехода  $\Delta j (= \pm 1; 0)$  [18]. Она определяет долю квантов, рассеивающихся когерентно.

Векторное уравнение (1), преобразованное посредством выражений (2) и (3), решалось численным интегрированием уравнения для функции источника  $S(\tau)$ . После чего параметры выходящего из среды излучения  $I(\mu)$  и  $Q(\mu)$  вычислялись непосредственно интегрированием функции  $S(\tau)$  вдоль луча зрения [20]. Расчеты интенсивностей  $I(\mu)$  и поляризации  $Q(\mu)$  выходя-

щего излучения были проведены при различных распределениях источников собственного излучения  $B_0(\tau)$  по глубине слоя для  $E_1 = 1,0$  ( $j = 0$ ;  $\Delta j = 1$ ) и  $E_1 = 1/2$  ( $j = 1/2$ ;  $\Delta j = 1$ ). Набор оптических толщ  $\tau_0$  излучающего слоя при этом был заключен в пределах от 0,018 до 50. Все варианты расчетов были проведены для трех наиболее характерных случаев распределения источников  $B_0(\tau)$  в слое: 1) убывающей с глубиной концентрации источников  $\frac{\partial B_0(\tau)}{\partial \tau} < 0$  ( $e^{-a\tau}$ ;  $\frac{1}{b+\tau}$ ), 2) нарастающей с глубиной концентрации источников  $\frac{\partial B_0(\tau)}{\partial \tau} > 0$  ( $a\tau$ ;  $a\tau^2$ ;  $e^{a\tau}$ ) и 3) равномерного распределения источников, т. е.  $B_0(\tau) = \text{const}$ .

Характерные случаи изменения с  $\mu$  степени поляризации  $P(\mu) = Q(\mu)/I(\mu)$  и относительной интенсивности  $I(\mu)/I(\mu = 1)$  выходящего излучения при разных  $\tau_0$  слоя и  $E_1 = 1/2$  приведены на рис. 1 (для  $B_0(\tau) = 1/(0,1 + \tau)$ ), рис. 2 ( $B_0(\tau) = e^{2\tau}$ ) и рис. 3 ( $B_0(\tau) = 1$ ).

Мы видим, что при оптически тонком слое поляризация выходящего излучения положительная, а интенсивность его при малых  $\mu$  значительно больше выходящей по нормали ( $\mu = 1$ ). Положительная поляризация соответствует случаю, когда колебания электрического вектора происходят преимущественно в плоскости, образованной лучом зрения и нормалью к слою. С увеличением оптической толщи слоя  $\tau_0$  степень поляризации выходящего излучения для всех  $B_0(\tau)$  растет. Во всех случаях она достигает наибольшего значения 3—4% при  $\mu = 0,1 \div 0,2$  и оптической толщe слоя  $\tau_0 \approx 0,527$ . В дальнейшем с ростом  $\tau_0$  степень поляризации уменьшается, но по размеру — в зависимости от знака градиента функции  $B_0(\tau)$ .

От вида распределения функции источников  $B_0(\tau)$  в слое зависит интенсивность выходящего излучения из оптически толстого слоя (см. рис. 1—3).

При отрицательном градиенте функции  $B_0(\tau)$  величина поляризации с переходом к большим  $\tau_0$  (для  $\tau_0 > 0,5$ ) уменьшается. Она сохраняет знак и остается положительной, хотя очень малой, даже при оптической толщe слоя  $\tau_0 = 50$  (см. рис. 1). Интенсивность излучения при больших  $\tau_0$  слабо зависит от  $\mu$ . Для  $\tau_0 = 50$  она при малых  $\mu$  всего лишь на 20% ниже той, которая выходит по нормали к слою (см. рис. 1).

В случае положительного градиента функции  $B_0(\tau)$  максимальная величина степени поляризации (3,6%) несколько выше, чем при отрицательном градиенте (см. рис. 2). С увеличением  $\tau_0$  (при  $\tau_0 > 0,5$ ) поляризация уменьшается, становится равной нулю, переходит в отрицательную сначала при малых, а затем и больших  $\mu$ . Начиная с некоторого значения  $\tau_0$  (в случае рис. 2  $\tau_0 = 5,0$ ) поляризация при всех значениях  $\mu$  становится отрицательной, т. е. колебания электрического вектора происходят преимущественно в направлении, перпендикулярном к плоскости, образованной лучом зрения и нормалью к слою. Наибольшая ее величина достигает 3,7%. По сравнению с первым случаем здесь (см. рис. 2) при значительно меньших значениях  $\tau_0$  выходящая интенсивность при малых  $\mu$  существенно меньше, чем при больших. Начиная с  $\tau_0 = 10$  это соотношение между интенсивностями не зависит от оптической толщe слоя.

Равномерное распределение источников близко соответствует случаю положительных градиентов функции  $B_0(\tau)$ . Здесь также поляризация меняет знак на отрицательный с переходом к большим оптическим толщам и интенсивность при малых  $\mu$  значительно меньше, чем при  $\mu = 1$ . Однако эти особенности смены знака поляризации и существенные различия интенсивностей при малых и больших  $\mu$  наступают при больших значениях  $\tau_0$ . Для сравнения на рис. 4 показано изменение степени поляризации  $P(\mu)$  и интенсивности  $I(\mu)/I(\mu = 1)$  с  $\mu$  для линий с  $E_1 = 1$  и  $B_0(\tau) = 1$ . Для линий с  $E_1 = 1$  максимальная величина степени поляризации составляет примерно 10%.

Итак, из этих вычислений следует, что для выходящего излучения поляризация имеет положительный знак в тех случаях, когда интенсивность при малых  $\mu$  значительно больше, чем при больших  $\mu$ . Напротив, если интенсивность при больших  $\mu$  существенно превосходит ее значение при малых  $\mu$ , то

поляризации выходящего излучения отрицательная. Отметим, что на смену знака поляризации указывалось ранее [21] на основании вычислений поляризации излучения О- и В-звезд.

Для того чтобы лучше понять суть явления, связанного с изменением знака поляризации, детальнее рассмотрим фазовую матрицу рассеяния (3). Матрица (3) легко факторизуется:

$$P(\mu, \mu_1) = \begin{vmatrix} 1 & \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E_1}{2}} (1 - 3\mu^2) \\ 0 & \frac{3}{2} \sqrt{\frac{E_1}{2}} (1 - \mu^2) \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E_1}{2}} (1 - 3\mu_1^2) & \frac{3}{2} \sqrt{\frac{E_1}{2}} (1 - \mu_1^2) \end{vmatrix}. \quad (4)$$

Обозначая через

$$T(\mu) = \begin{vmatrix} 1 & \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E_1}{2}} (1 - 3\mu^2) \\ 0 & \frac{3}{2} \sqrt{\frac{E_1}{2}} (1 - \mu^2) \end{vmatrix}, \quad (5)$$

запишем

$$P(\mu, \mu_1) = T(\mu) \cdot \tilde{T}(\mu_1). \quad (6)$$

Введем функцию источников

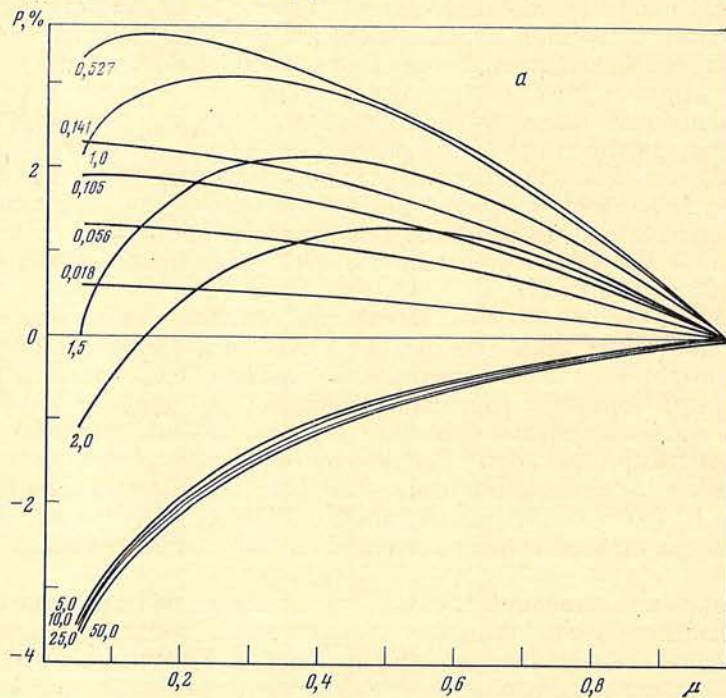
$$S(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \tilde{T}(\mu_1) I(\tau, \mu_1) d\mu_1, \quad (7)$$

или в развернутом виде:

$$S_I(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu_1) d\mu_1, \quad (8a)$$

$$S_Q(\tau) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E_1}{2}} \left[ \int_{-1}^1 (1 - 3\mu_1^2) I(\tau, \mu_1) d\mu_1 + 3 \int_{-1}^1 (1 - \mu_1^2) Q(\tau, \mu_1) d\mu_1 \right]. \quad (8b)$$

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для возрастающей с глубиной функции источников  $B_0(\tau) = e^{2\tau}$



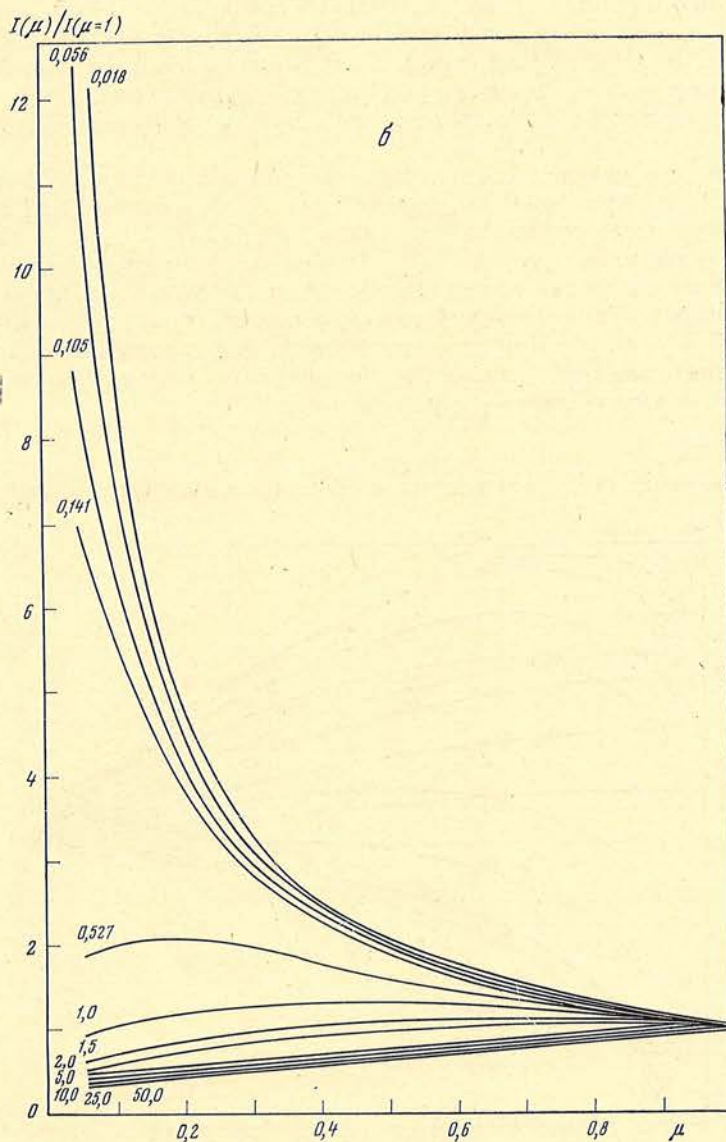
На основании уравнения (1) легко можно убедиться, что

$$I(\tau=0, \mu) \approx \int_{\tau} T(\mu) S(t) e^{-\frac{t}{\mu}} \frac{dt}{\mu} \quad (9)$$

и

$$Q(\tau=0, \mu) \approx \int_{\tau} (1 - \mu^2) S_Q(t) e^{-\frac{t}{\mu}} \frac{dt}{\mu}. \quad (10)$$

Следовательно, знак параметра  $Q(\tau=0, \mu)$ , поляризации выходящего излучения, определяется распределением по оптической глубине функции источника  $S_Q(t)$ . Функция  $S_Q(t)$  согласно выражению (86) состоит из двух интегралов. Определяющим из них является первый. Поскольку интенсивность  $I(\tau, \mu)$  — величина положительная, то знак  $S_Q(\tau)$  согласно выражению (86) определяется распределением с  $\mu$  параметра  $I(\tau, \mu)$ , так как в интег-



рале

$$\int_0^1 (1 - 3\mu_1^2) I(\tau, \mu_1) d\mu_1 = \int_0^{1/\sqrt{3}} (1 - 3\mu_1^2) I(\tau, \mu_1) d\mu_1 + \int_{1/\sqrt{3}}^1 (1 - 3\mu_1^2) I(\tau, \mu_1) d\mu_1 \quad (11)$$

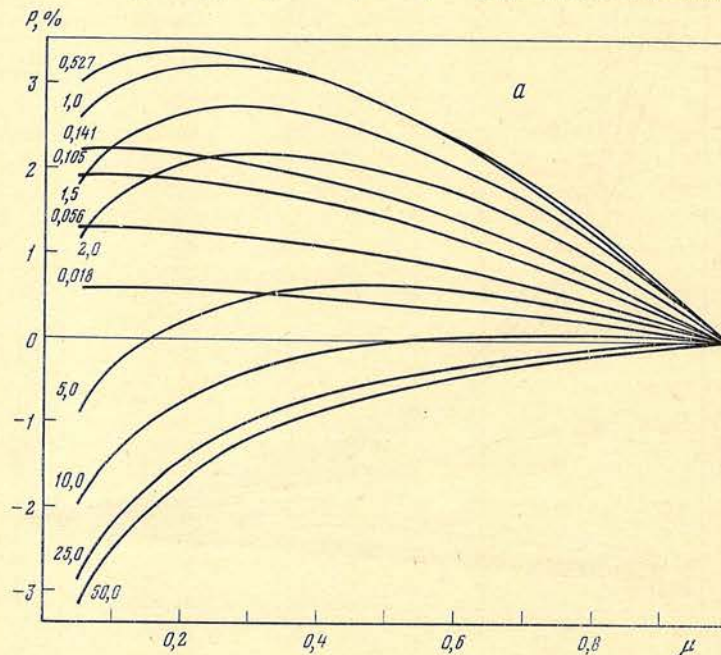
первое слагаемое в правой части имеет всегда положительное, а второе — отрицательное значение. В соответствии с выражением (11) введем секторы (рис. 5, а). Излучение, идущее внутри каждого сектора, дает вклад определенного знака в  $S_Q(\tau)$ .

В оптически тонкой среде распределение излучения по углам на поверхности и в глубине слоя примерно одинаково. Причем интенсивность излучения больше при малых  $\mu$ , т. е. в положительных секторах. Это приводит к тому, что величина  $S_Q(\tau) > 0$ , а следовательно, и параметр  $Q(\tau = 0, \mu) > 0$  при всех  $\mu$ .

На внешней границе оптически толстой среды ( $\tau = 0$ ) выполнение условия  $\mu_1 < \mu_2$  влечет за собой и  $I(\tau = 0, \mu_1) < I(\tau = 0, \mu_2)$ . Вследствие этого  $S_Q(\tau = 0) < 0$ . При продвижении в глубь среды положительные секторы первоначально растут быстрее, чем отрицательные (рис. 5, б). Величина  $S_Q(\tau)$  при некотором  $\tau = \tau_k$  обращается в нуль и затем становится положительной.

Известно, что излучение вдоль луча зрения выходит из глубин с  $\tau_\mu \leq 1$ . Если  $\tau_k > 1$ , то при всех  $\mu$  параметр  $Q(\tau = 0, \mu) < 0$ . Если же  $\tau_k < 1$ , то могут иметь место случаи, когда при малых  $\mu$   $Q(\tau = 0, \mu)$  — отрицательное, а при больших  $\mu$   $Q(\tau = 0, \mu) > 0$ , так что знак поляризации зависит от вклада слоев с отрицательной и положительной  $S_Q(\tau)$ . Отличное от равномерного распределение источников излучения  $B_0(\tau)$  с глубиной может менять знак  $Q(\tau = 0, \mu)$ . При этом источники, расположенные в основном в верхних слоях, имеют тенденцию обеспечивать положительное значение  $Q(\tau = 0, \mu)$ , а внутренние — отрицательное.

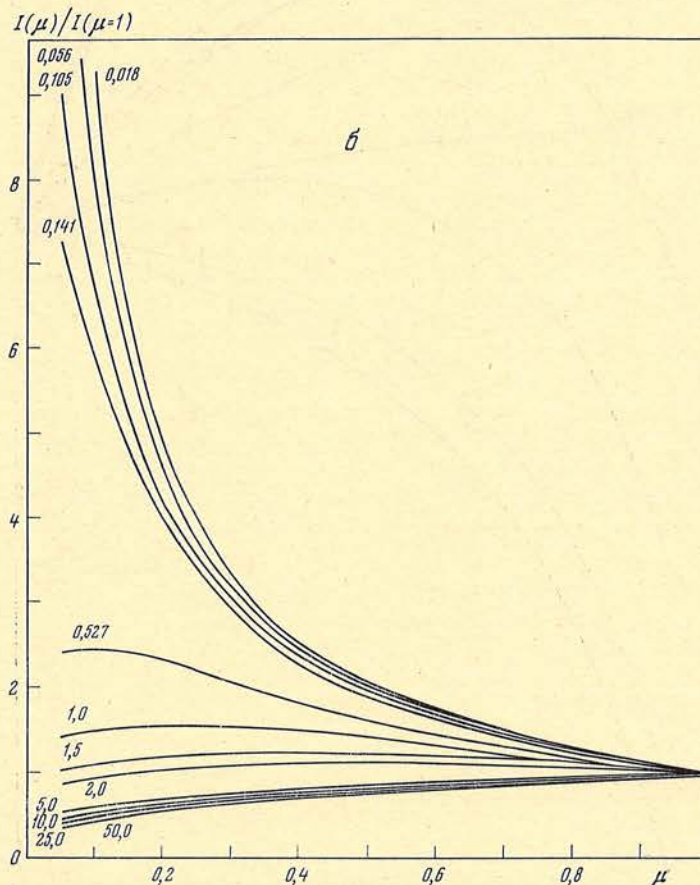
Рис. 3. То же, что на рис. 1, для равномерного распределения источников  $B_0(\tau) = 1$

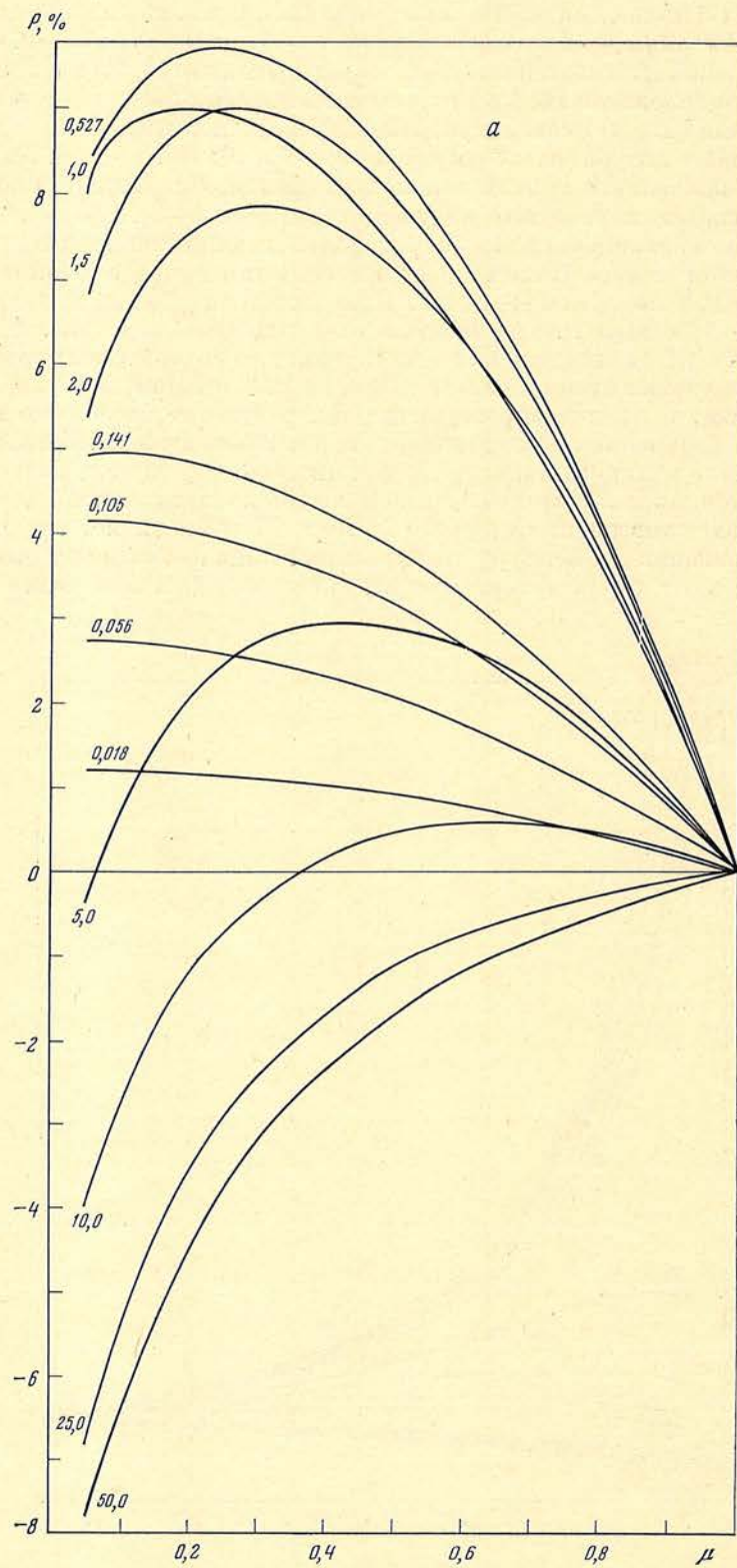




Этот качественный анализ подтверждается численными расчетами. На рис. 6 показан ход функции источников поляризованного излучения  $S_Q(\tau)$  с  $\tau$  для разных оптических толщ слоя и различных законов распределения источников излучения  $B_0(\tau)$  в нем. В каждом случае функция источника  $S_Q(\tau)$  нормирована так, что максимальное значение ее равно 1,0. Рядом с кривой функции  $S_Q(\tau)$  приведена оптическая толщина слоя  $\tau_0$  и закон изменения  $B_0(\tau)$ . Вертикальной линией выделена область с  $\tau = 1$ , из которой в основном выходит излучение. Для оптически тонкой среды функция  $S_Q(\tau)$  положительна. Она является положительной и для оптически толстых сред, у которых источники излучения  $B_0(\tau)$  сконцентрированы на переднем крае слоя и довольно быстро убывают вглубь (рис. 6, кривые 10;  $e^{-2\tau}$  и 10;  $1/(0,1 + \tau)$ ). Как видим, эти случаи эквивалентны оптически тонким средам. Они и дают положительную поляризацию выходящего излучения (см. рис. 1—3). Среда с однородным и быстро нарастающим вглубь распределением источников  $B_0(\tau)$  с ростом оптической толщи слоя  $\tau_0$  дают все больший вклад в отрицательную часть  $S_Q(\tau)$  для области  $0 \div \tau = 1$ . При достаточно больших  $\tau_0$  функция  $S_Q(0 \div \tau = 1)$  становится полностью отрицательной (см. рис. 6, кривые 50; 1 и 10;  $e^{2\tau}$ ). Это оптически плотные случаи, для которых поляризация выходящего излучения отрицательна (см. рис. 2, а, 3, а). Изменение знака поляризации может быть интерпретировано как результат разной анизотропии выходящего излучения из оптически тонкой и толстой среды. Однако интерпретация знака поляризации посредством интенсивностей не совсем очевидна в случае источников  $B_0(\tau)$  с убывающей вглубь концентрацией.

Из данных, приведенных на рис. 1, а, 2, а и 3, а, уже видно, что распределение поляризации по контуру спектральной линии зависит от оптической толщи слоя и от характера распределения источников излучения  $B_0(\tau)$  в



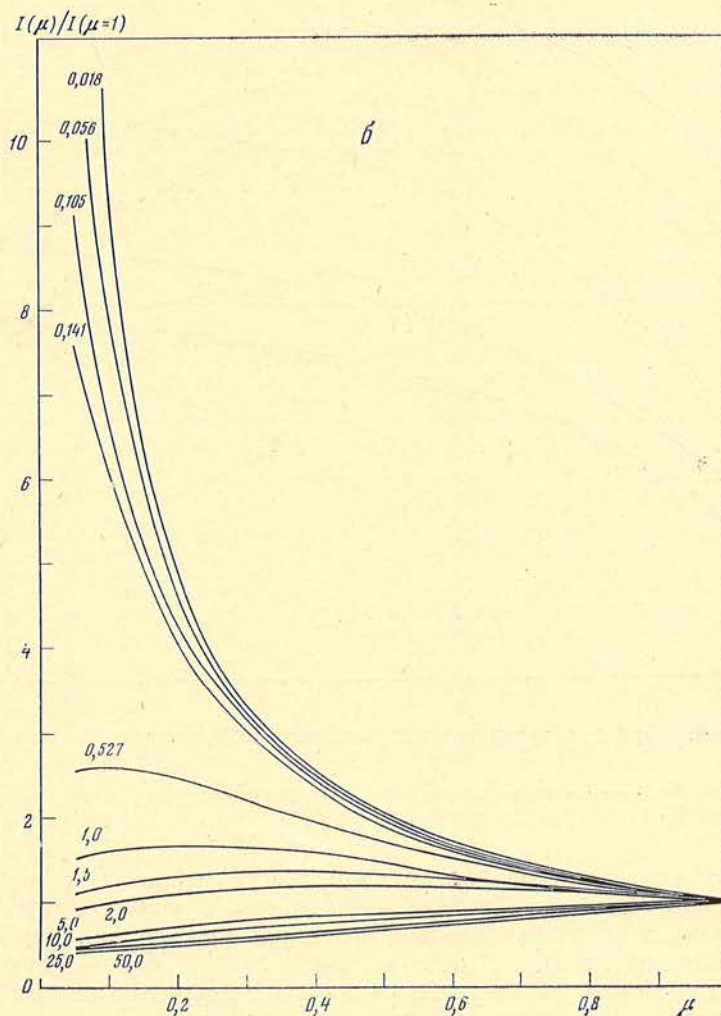


нем. Для оптически тонких сред поляризация по всему контуру имеет положительную величину, а при оптически толстых она может быть разного знака.

Распределение поляризации по контуру спектральной линии выходящего излучения под разными углами относительно нормали к слою представлено на рис. 7 для среды с  $\tau_0 = 10$ . Контур линии предполагается доплеровским. В далеких крыльях оптическая толщина слоя мала и поляризация всегда положительная. Она остается положительной и в ядре линии для случаев с убывающей вглубь концентрацией источников  $B_0(\tau)$  (рис. 7, а).

Для сред с возрастающей концентрацией источников вглубь и с равномерным их распределением по слою (при достаточно большом  $\tau_0$  слоя) с переходом к центру линии положительная поляризация в крыльях линии сменяется на отрицательную в ядре (рис. 7, б, в). Расстояние от центра линии, на котором происходит смена знака поляризации, естественно, зависит от  $\tau_0$ . По величине отрицательная поляризация в ядре линии может быть такой же, как положительная в крыльях. Основная часть излучения в линии сосредоточена в пределах доплеровской полуширины. Поэтому суммарная поляризация излучения от всей линии может быть положительной, равной нулю или отрицательной. Все определяется оптической толщиной  $\tau_0$  и видом распределения источников излучения  $B_0(\tau)$  в слое.

Рис. 4. То же, что на рис. 1, для равномерного распределения источников  $B_0(\tau) = 1$  и  $E_1 = 1$



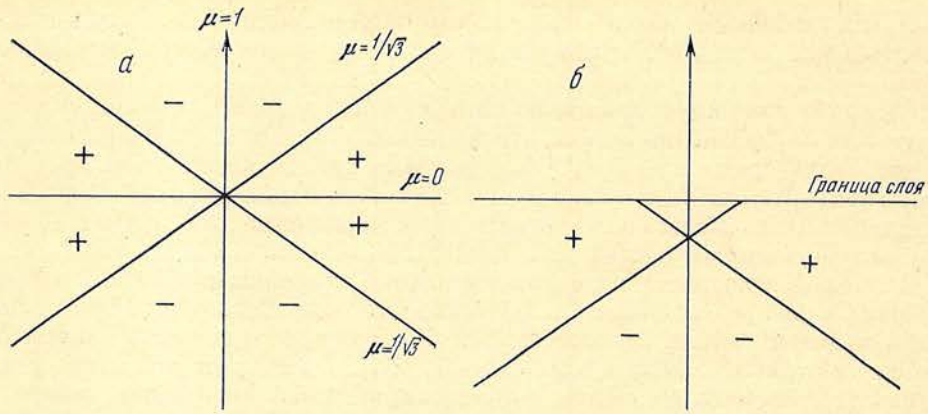


Рис. 5. Схема секторов с положительным и отрицательным вкладом функции источника  $S_Q(\tau)$  поляризованного излучения

а — внутри излучающей среды, б — вблизи передней ее границы

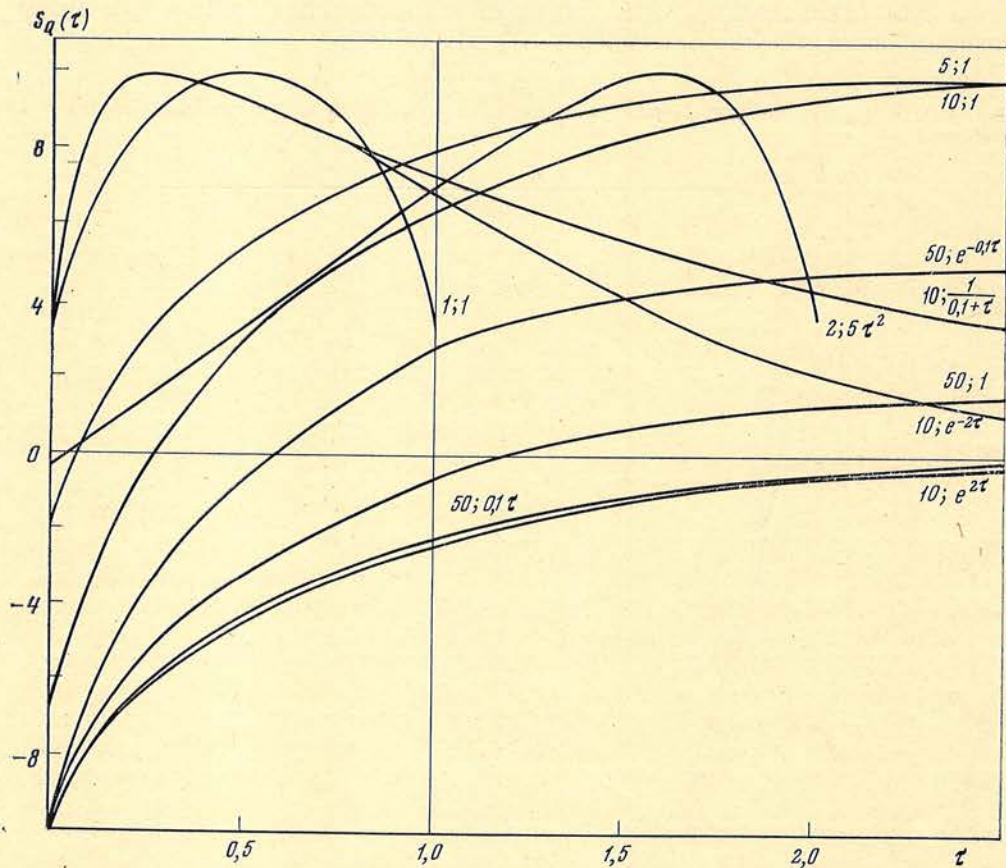


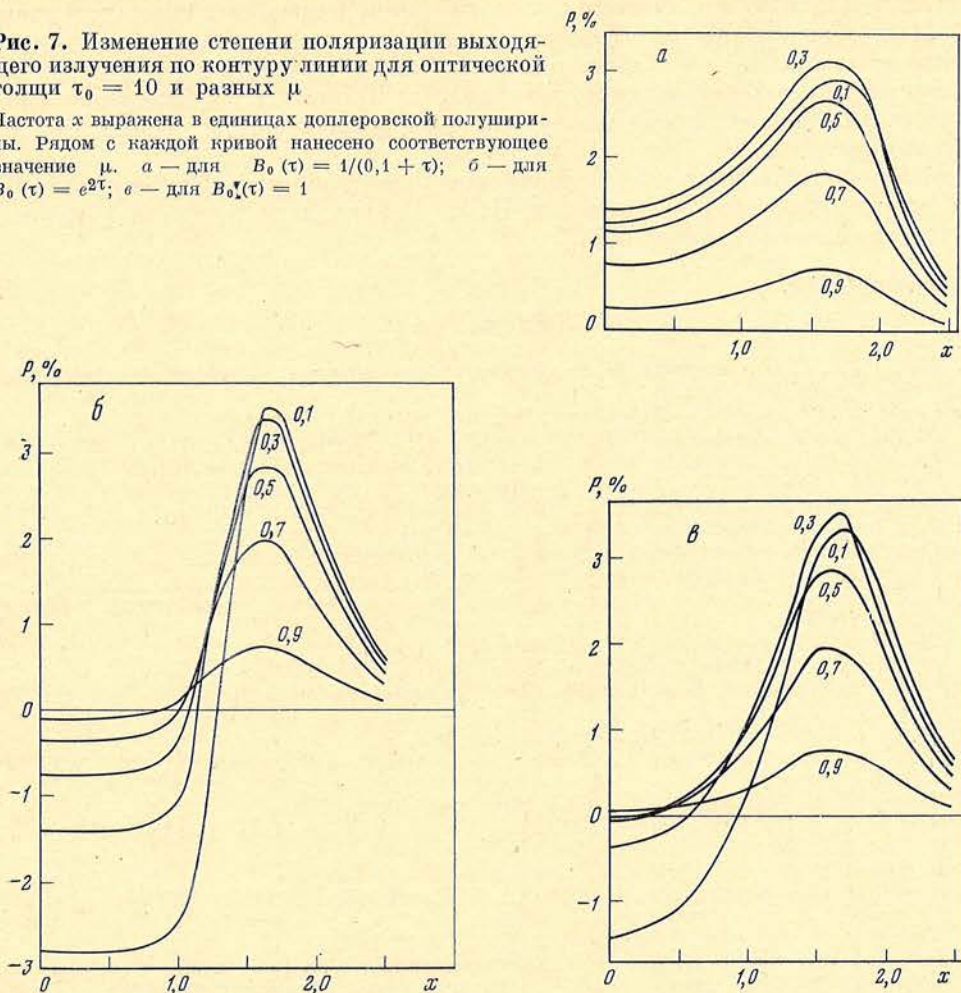
Рис. 6. Изменение функции источника поляризованного излучения  $S_Q(\tau)$  с оптической толщиной  $\tau$

Около каждой кривой указаны значения оптической толщины  $\tau_0$  излучающего слоя и закон изменения функции источников  $V_0(\tau)$  с глубиной (после точки с запятой)

Солнечная атмосфера крайне неоднородна. В хромосфере, протуберанцах, переходной области хромосфера — корона и в короне плотности в отдельных волокнах могут различаться более чем на порядок. Эффекты плотности и функции источников  $V_0(\tau)$  в волокнах скажутся на величине и знаке наблюдаемой поляризации в линиях. Это в свою очередь приведет к серьезным ошибкам при определении магнитного поля по эффекту Ханле, так как

Рис. 7. Изменение степени поляризации выходящего излучения по контуру линии для оптической толщи  $\tau_0 = 10$  и разных  $\mu$ .

Частота  $x$  выражена в единицах доплеровской полуширины. Рядом с каждой кривой нанесено соответствующее значение  $\mu$ . а — для  $V_0(\tau) = 1/(0,1 + \tau)$ ; б — для  $V_0(\tau) = e^{-2\tau}$ ; в — для  $V_0(\tau) = 1$ .



эффекты плотности и функции источников  $V_0(\tau)$  будут приписаны магнитному полю. Величина магнитного поля из-за того, что мы не знаем его ориентации в пространстве, определяется по данным поляризации, т. е. по эффекту Ханле, довольно неоднозначно, с точностью до порядка [8].

Таким образом, учитывая все эти особенности, мы приходим к выводу, что использование в астрофизике эффекта Ханле для определения магнитных полей весьма проблематично.

Недавние наблюдения показали наличие в спектрах вспышек слабой линейной поляризации в линии  $H_{\alpha}$ , которая в более слабом синем крыле имеет один знак, а в более сильном красном — противоположный знак поляризации [22]. Эти наблюдения качественно можно объяснить на основании механизма резонансного рассеяния излучения во вспышке. Для этого вспышку представим в виде двух плоскопараллельных слоев конечной оптической толщи, которые в самом грубом приближении считаются движущимися друг относительно друга с постоянной скоростью. По сравнению с моделью вспышки в виде двух облаков с градиентом скорости, позволившей объяснить асимметрию крыльев водородных линий [23], наша является упрощенной. Вследствие доплер-эффекта приближающийся к наблюдателю слой предполагается оптически прозрачным по отношению к излучению удаляющегося слоя. В частности, распределение источников излучения по закону  $e^{-2\tau}$  относительно границ слоев, обращенных к центру вспышки (рис. 7, б), позволяет качественно объяснить большую интенсивность в красном крыле [23] и отрицательную поляризацию излучения в нем. Синее крыло при этом становится более сла-

бым, а поляризация излучения положительной. Вспышки с симметричными  $H_{\alpha}$ -крыльями должны давать одинаковый знак поляризации излучения в обоих крыльях. Знак поляризации излучения в ядре линии тогда будет определяться видом функции источников  $B_0(\tau)$ . Однако для установления количественного соответствия между теорией и наблюдениями необходимы детальные расчеты.

В заключение приносим благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение результатов работы и Н. И. Райковой за подготовку данных вычислений к опубликованию.

21 апреля 1981 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. *Mitchell A. C. G., Zemansky M. W.* Resonance radiation and excited atoms. Cambridge Univ. Press, 1961, p. 258.
2. *Hanle W., Pepperl R.*— Acta Phys. Polonica, 1968, t. 34, s. 675.
3. *Ноевиков Л. Н., Скрябин Г. В., Соломахо Г. И.*— УФН, 1974, т. 113, с. 597.
4. *House L. L.*— J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 1970, vol. 10, p. 909.
5. *Omont A., Smith E. W., Cooper J.*— Astrophys. J., 1973, vol. 182, p. 283.
6. *Sahal-Brechot S.*— Astrophys. J., 1977, vol. 213, p. 887.
7. Rep. from the Observatory of Lund/Ed. J. O. Stenflo, 1977, N 12.
8. *Гонясюк С. И.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1979, т. 60, с. 108.
9. *Чандрасекар С.* Перенос лучистой энергии. М.: Изд-во иностр. лит., 1953.
10. *Соболев В. В.* Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М.: Гостехиздат, 1956.
11. *Mullikin T. W.*— Astrophys. J., 1969, vol. 155, p. 555.
12. *Гришин В. П., Домке Х.*— Астрофизика, 1971, т. 7, с. 211.
13. *Landi degl Innocenti E.*— In: Rep. from the Observatory of Lund/Ed. J. O. Stenflo, 1977, N 12, p. 35.
14. *Hyder C. L.*— Astrophys. J., 1964, vol. 140, p. 817.
15. *Sahal-Brechot S., Bommier V., Leroy J. L.*— Astron. and Astrophys., 1977, vol. 59, p. 223.
16. *Stenflo J. O., Stenholm L.*— Ibid., 1976, vol. 46, p. 69.
17. *Rees D. E.*— In: Rep. from the Observatory of Lund/Ed. J. O. Stenflo, 1977, N 12, p. 25.
18. *Hamilton D. R.*— Astrophys. J., 1947, vol. 106, p. 457.
19. *Stenflo J. O.*— Astron. and Astrophys., 1976, vol. 46, p. 61.
20. *Рачковский Д. Н.*— Наст. том., с. 78.
21. *Нагурнер Д. И.*— Тр. Астрон. obs. ЛГУ, 1962, т. 30, с. 79.
22. *Бабин А. Н., Коваль А. Н.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1982, т. 66.
23. *Буславский В. Г., Северный А. В.*— Материалы симп. «Звезды, туманности, галактики». Ереван, 1969, с. 129.

УДК 523.035.2

### РЕЛЕЕВСКОЕ РАССЕЯНИЕ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ СРЕДЕ

Д. Н. Рачковский

Предложен алгоритм численного решения уравнений переноса излучения при релеевском типе рассеяния. Рассматривается как конечная, так и полубесконечная среда. Предполагается рассеяние без изменения частоты. Зависящие от азимута члены фазовой матрицы не учитываются. Метод обеспечивает относительные ошибки порядка 0,2% для интенсивности выходящего излучения и 1,0% для степени поляризации.

RAYLEIGH SCATTERING IN THE PLANE-PARALLEL ATMOSPHERE, by D. N. Rachkovsky.— The procedure of numerical solution for radiative transfer equations at Rayleigh-line scattering is proposed. Finite and semi-infinite atmospheres are being treated. The scattering is supposed to be free from frequency redistribution. Azimuth-dependent members of phase matrix were not considered. This method provides the accuracy of 0.2% for the output radiation intensity and about 1% for the degree of polarization.

Рассеяние релеевского типа весьма часто осуществляется в природе. Рассеяние на молекулах и электронах, в резонансных линиях, на флюктуациях плотности или частичках межзвездной среды — все эти виды рассеяния существенно релеевского типа.

Теория переноса излучения при релеевском законе рассеяния в плоскопараллельных средах хорошо разработана [1—4] как для среды конечной оптической толщины, так и полубесконечной среды.

В случае полубесконечной среды имеются таблицы обобщенных функций Амбарцумяна, с помощью которых нетрудно рассчитать интенсивность и поляризацию выходящего из атмосферы излучения [5]. Можно отметить также таблицы непосредственно параметров  $I$  и  $Q$  излучения, опубликованные Силантьевым [6].

Для среды конечной оптической толщины дело обстоит несколько хуже. В принципе необходимо табулировать для каждого значения  $\tau_0$ , оптической толщины среды, восемь  $\varphi$ -функций. Такие таблицы были бы весьма громоздки и неудобны.

Ниже предложен относительно простой алгоритм расчета поля излучения в среде конечной оптической толщины при релеевском типе рассеяния. Алгоритм обеспечивает точность порядка 0,2% для интенсивности и 1% для степени поляризации, что для многих астрофизических задач вполне достаточно.

Вместо релеевской матрицы рассеяния возьмем резонансную матрицу как более общую. Азимутальной зависимостью мы будем пренебрегать. Тогда для матрицы рассеяния или фазовой матрицы имеем [4]:

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

Здесь  $\mu, \mu_1$  — соответственно косинусы углов с нормалью к атмосфере падающего и рассеянного лучей,  $E_1$  и  $E_2$  — некоторые численные коэффициенты, зависящие от квантовых чисел линии. Подразумевается система параметров  $I_l, I_r$ , значок  $l$  относится к случаю, когда электрический вектор колеблется в меридиональной плоскости, а  $r$  — в плоскости, ей перпендикулярной.

В параметрах  $I$  и  $Q$  матрицу  $P(\mu, \mu_1)$  можно записать более компактно:

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

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

Здесь мы воспользовались соотношениями  $I = I_l + I_r$ ,  $Q = I_l - I_r$ ,  $E_1 + E_2 = 1$ .

Обозначая  $\lambda$  — вероятность выживания кванта при однократном рассеянии,  $S^*(\tau)$  — первичную функцию источников, можем записать уравнения переноса излучения:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \mu) - \frac{\lambda}{2} T(\mu) \int_{-1}^{+1} \tilde{T}(\mu') I(\tau, \mu') d\mu' - S^*(\tau). \quad (4)$$

Введем функцию источников

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{-1}^{+1} \tilde{T}(\mu') I(\tau, \mu') d\mu'. \quad (5)$$

Решая уравнения (4), находим

$$I(\tau, \mu) = \int_{\tau}^{\tau_0} \frac{\exp\left(\frac{\tau-\tau'}{\mu}\right)}{\mu} (T(\mu) S(\tau') + S^*(\tau')) d\tau', \quad \mu > 0; \quad (6)$$

$$I(\tau, -\mu) = \int_0^{\tau} \frac{\exp\left(\frac{\tau' - \tau}{\mu}\right)}{\mu} (I(\mu) S(\tau') + S^*(\tau')) d\tau', \quad \mu < 0. \quad (7)$$

Используя (5) — (7), находим уравнение для  $S(\tau)$ :

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \left\{ \int_0^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|) S(\tau') d\tau' + \int_0^{\tau_0} L(|\tau - \tau_0|) S^*(\tau') d\tau' \right\}. \quad (8)$$

Здесь

$$K(x) = \int_0^1 \frac{\exp\left(-\frac{x}{\mu}\right)}{\mu} \tilde{T}(\mu) T(\mu) d\mu, \quad (9)$$

$$L(x) = \int_0^1 \frac{\exp\left(-\frac{x}{\mu}\right)}{\mu} \tilde{T}(\mu) d\mu. \quad (10)$$

В матрице рассеяния  $P(\mu, \mu_1)$  мы пренебрегли членами, зависящими от азимутов угла падения и рассеяния. В рамках этого ограничения можно рассмотреть также случай нормального освещения плоскопараллельной среды.

Пусть на среду падает нормально к ее границам пучок излучения с полным потоком  $\lambda F$ , первичную функцию источников можно записать

$$S^*(\tau, \mu) = \frac{\lambda}{4} e^{-\tau T(\mu)} \left\| -\sqrt{\frac{E_1}{2}} \right\| F.$$

Векторы отраженного и пропущенного излучения запишутся:

$$I(\tau, \mu) = \int_{\tau}^{\tau_0} \frac{\exp\left(\frac{\tau - \tau'}{\mu}\right)}{\mu} T(\mu) (S(\tau') + C(\tau')) d\tau', \quad (11)$$

$$I(\tau, -\mu) = \int_0^{\tau} \frac{\exp\left(\frac{\tau' - \tau}{\mu}\right)}{\mu} T(\mu) (S(\tau') + C(\tau')) d\tau'. \quad (12)$$

Для функции  $S(\tau)$  получим уравнение

$$S(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau_0} K(|\tau - \tau'|) (S(\tau') + C(\tau')) d\tau', \quad (13)$$

где

$$C(\tau) = \exp(-\tau) \left\| -\sqrt{\frac{E_1}{2}} \right\| \frac{\lambda}{4} F. \quad (14)$$

Полный поток излучения, выходящего из среды, определяется соотношением

$$H = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} \{ (M(\tau') + M(\tau_0 - \tau')) S(\tau') + (M^{1,1}(\tau') + M^{1,1}(\tau_0 - \tau')) S^*(\tau') \} d\tau'. \quad (15)$$

В случае нормального освещения среды

$$H = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} (M(\tau') + M(\tau_0 - \tau')) (S(\tau') + C(\tau')) d\tau'. \quad (16)$$



Здесь

$$M(x) = \int_0^1 \exp\left(-\frac{x}{\mu}\right) \Gamma(\mu) d\mu. \quad (17)$$

Отметим, что в (15), (16)  $H$  — скаляр и в матрице  $M(x)$  используется только первая строка.

Все интегралы в приведенных выше формулах будем вычислять одним и тем же способом. Интервал интегрирования  $\tau_0$  разобьем на четное число отрезков. Функции  $S(\tau)$ ,  $S^*(\tau)$ ,  $C(\tau)$  на двух соседних отрезках представим в виде параболы. Например:

$$S(\tau) = a + b\tau + c\tau^2.$$

Это позволит выразить неизвестные коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$  через значения  $S(\tau)$  в узлах. В качестве примера возьмем интеграл

$$\begin{aligned} J &= \int_{\tau_j}^{\tau_{j+2}} K(\tau' - \tau_i) S(\tau') d\tau' = \int_{\tau_j}^{\tau_{j+2}} K(\tau' - \tau_i)(a + b(\tau' - \tau_i) + c(\tau' - \tau_i)^2) d\tau' = \\ &= (K_0(x)a + K_1(x)b + K_2(x)c)_{x_1}^{x_2}. \end{aligned}$$

Здесь

$$K_i(x) = \int K(x) x^i dx; \quad x_1 = x_j - x_i; \quad x_2 = x_{j+2} - x_i; \quad i = 0, 1, 2.$$

Коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c$  находим, решая систему

$$S(\tau_n) = a + b(\tau_n - \tau_i) + c(\tau_n - \tau_i)^2; \quad n = j, j+1, j+2.$$

В результате

$$\begin{aligned} J &= \{D(i, j; j+1, j+2)S(\tau_j) - D(i, j; j, j+2) \cdot S(\tau_{j+1}) + \\ &+ D(i, j; j, j+1)S(\tau_{j+2})\}/D_j. \end{aligned}$$

Здесь  $D_j = \Delta_{j, j+1} \Delta_{j, j+2} \Delta_{j+2, j+1}$ , (18)

$$D(i, j; k, l) = \begin{vmatrix} E_0 & E_1 & E_2 \\ 1 & \Delta_{k, i} & \Delta_{k, i}^2 \\ 1 & \Delta_{l, i} & \Delta_{l, i}^2 \end{vmatrix}.$$

$$\Delta_{k, i} = \tau_k - \tau_i, \quad (19)$$

$$E_0 = K_0(x_2) - K_0(x_1);$$

$$E_1 = K_1(x_2) - K_1(x_1); \quad E_2 = K_2(x_2) - K_2(x_1).$$

Преобразуя (8) подобным образом, получим

$$\begin{aligned} S(\tau_i) &= \frac{\lambda}{2} \sum_{j=1}^{N-2} \{D^K(i, j; j+1, j+2)S(\tau_j) - D^K(i, j; j, j+2)S(\tau_{j+1}) + \\ &+ D^K(i, j; j, j+1)S(\tau_{j+2})\}/D_j + \frac{\lambda}{2} \sum_{j=1}^{N-2} \{D^L(i, j; j+1, j+2)S^*(\tau_j) - \\ &- D^L(i, j; j, j+2)S^*(\tau_{j+1}) + D^L(i, j; j, j+1)S^*(\tau_{j+2})\}/D_j. \end{aligned} \quad (20)$$

Аналогичным образом записываются выражения (6), (7), (11) — (13), (15), (16), их мы приводить не будем, выпишем входящие в них определения.

Индексы  $K$ ,  $L$ ,  $M$  соответствуют функциям  $K(x)$ ,  $L(x)$ ,  $M(x)$ , от которых зависит определитель  $D$ , например:

$$D^L(i, j; k, l) = \begin{vmatrix} E_0^L & E_1^L & E_2^L \\ 1 & \Delta_{ki} & \Delta_{ki}^2 \\ 1 & \Delta_{li} & \Delta_{li}^2 \end{vmatrix}. \quad (21)$$

Здесь при  $i = j + 1$

$$E_m^L = L_m(x_2) + L_m(x_1) - 2L_m(0), \quad m = 0, 2;$$

при  $i \neq j + 1$

$$E_m^L = k(L_m(x_2) - L_m(x_1)), \quad k = \frac{j-i+1}{|j-i+1|}$$

всегда

$$E_1^L = L_1(x_2) - L_1(x_1) \quad (22)$$

и

$$x_1 = |\tau_j - \tau_i|; \quad x_2 = |\tau_{j+2} - \tau_i|.$$

Матричные элементы моментов функций равны

$$\begin{aligned} K_0^{1,1}(x) &= x \operatorname{Ei}(x) - e^{-x}; & K_0^{2,1}(x) &= K_0^{1,2}(x); \\ K_0^{1,2}(x) &= C_1 \{(2 - x^2)x \operatorname{Ei}(x) + x(x-1)e^{-x}\}; \\ K_0^{2,2}(x) &= 0,2C_2 \{(3x^4 - 80x^2 + 200)x \operatorname{Ei}(x) - \\ &\quad - (112 + 62x - 74x^2 - 3x^3 + 3x^4)e^{-x}\}. \end{aligned} \quad (23)$$

$$K_1^{1,1}(x) = 0,5 \{x^2 \operatorname{Ei}(x) - (1+x)e^{-x}\}; \quad K_1^{2,1}(x) = K_1^{1,2}(x); \quad (24)$$

$$K_1^{1,2}(x) = C_1 \{(4 - 3x^2)x^2 \operatorname{Ei}(x) + (2 + 2x - 3x^2 + 3x^3)e^{-x}\};$$

$$K_1^{2,2}(x) = 0,5C_2 \{(40 - 24x^2 + x^4)x^2 \operatorname{Ei}(x) - \\ - (16 + 16x + 18x^2 - 22x^3 - x^4 + x^5)e^{-x}\}.$$

$$K_2^{1,1}(x) = \frac{1}{3} \{x^3 \operatorname{Ei}(x) - (x^2 + 2x + 2)e^{-x}\}; \quad K_2^{2,1}(x) = K_2^{1,2}(x);$$

$$K_2^{1,2}(x) = \frac{C_1}{15} \{(10 - 9x^2)x^3 \operatorname{Ei}(x) + (16 + 16x + 8x^2 - 9x^3 + 9x^4)e^{-x}\};$$

$$K_2^{2,2}(x) = \frac{C_2}{105} \{(1400 - 1008x^2 + 45x^4)x^3 \operatorname{Ei}(x) - (928 + 928x + \\ + 464x^2 + 738x^3 - 918x^4 - 45x^5 + 45x^6)e^{-x}\}. \quad (25)$$

$$L_0^{1,1}(x) = K_0^{1,1}(x); \quad L_0^{1,2}(x) = 0; \quad L_0^{2,1}(x) = K_0^{1,2}(x); \quad (26)$$

$$L_0^{2,2}(x) = C_1 \{(6 - x^2)x \operatorname{Ei}(x) - (4 + x - x^2)e^{-x}\}.$$

$$L_1^{1,1}(x) = K_1^{1,1}(x); \quad L_1^{1,2}(x) = 0; \quad L_1^{2,1}(x) = K_1^{1,2}(x);$$

$$L_1^{2,2}(x) = 0,75C_1 \{(4 - x^2)x^2 \operatorname{Ei}(x) - (2 + 2x + x^2 - x^3)e^{-x}\}. \quad (27)$$

$$L_2^{1,1}(x) = K_2^{1,1}(x); \quad L_2^{1,2}(x) = 0; \quad L_2^{2,1}(x) = K_2^{1,2}(x);$$

$$L_2^{2,2}(x) = C_1 \{(10 - 3x^2)x^3 \operatorname{Ei}(x) - (8 + 8x + 4x^2 + 3x^3 - 3x^4)e^{-x}\}. \quad (28)$$

Из моментов функции  $M(x)$  нужно привести только следующие:

$$M_0^{1,1}(x) = -0,5 \{x^2 \operatorname{Ei}(x) + (1-x)e^{-x}\};$$

$$M_0^{1,2}(x) = \frac{C_1}{4} \{(x^2 - 4)x^2 \operatorname{Ei}(x) + (2 + 2x + x^2 - x^3)e^{-x}\}. \quad (29)$$

$$M_1^{1,1}(x) = -\frac{1}{3} \{x^3 \operatorname{Ei}(x) + (1+x-x^2)e^{-x}\}; \quad (30)$$

$$M_1^{1,2}(x) = C_1 \{(3x^2 - 10)x^3 \operatorname{Ei}(x) + (8 + 8x + 4x^2 + 3x^3 - 3x^4)e^{-x}\}.$$

$$M_2^{1,1}(x) = -0,25 \{x^4 \operatorname{Ei}(x) + (2 + 2x + x^2 - x^3)e^{-x}\}; \quad (31)$$

$$M_2^{1,2}(x) = \frac{C_1}{6} \{(x^2 - 3)x^4 \operatorname{Ei}(x) + (6 + 6x + 3x^2 + x^3 + x^4 - x^5)e^{-x}\}.$$

Приведенные выше формулы полностью определяют задачу нахождения поля диффузно отраженного или рассеянного излучения, а также поле излучения внутри среды.

Таблица 1

$\mu$	Для $S^*(\tau) = 1,0$				Для $S^*(\tau) = e^{-2\tau}$			
	Рачковский		Силантьев		Рачковский		Силантьев	
	$I(\mu)$	$Q(\mu)/I(\mu)$	$I(\mu)$	$Q(\mu)/I(\mu)$	$I(\mu)$	$Q(\mu)/I(\mu)$	$I(\mu)$	$Q(\mu)/I(\mu)$
0,1	12,105	-3,666	12,074	-3,67	1,9391	6,131	1,9407	6,11
0,2	13,924	-2,088	13,888	-2,09	1,9034	6,735	1,9051	6,74
0,3	15,568	-1,160	15,526	-1,17	1,8509	6,738	1,8528	6,71
0,4	17,097	-0,582	17,050	-0,59	1,7937	6,337	1,7958	6,31
0,5	18,535	-0,222	18,484	-0,23	1,7357	5,684	1,7382	5,65
0,6	19,890	-0,011	19,843	-0,02	1,6785	4,838	1,6814	4,81
0,7	21,194	0,095	21,135	0,09	1,6226	3,83	1,6259	3,80
0,8	22,429	0,121	30,367	0,12	1,568	2,683	1,5718	2,66
0,9	23,069	0,085	23,543	0,08	1,515	1,404	1,5193	1,39
1,0	24,736	0,0	5,538*	0	1,4636	0	1,4682	0

\* Эта величина у Силантьева, видимо, ошибочная.

Таблица 2

$\mu$	Расчет по таблицам [7]		$\tau_j \sim 1,6^j$		$\tau_j \sim 1,2^j$	
	отражение	пропуск	отражение	пропуск	отражение	пропуск
0,1	0,74630		0,744	0,0310	0,7452	0,0303
0,2	,56174	0,03688	,564	,0360	,5655	,0356
0,3	,47054	,04179	,468	,0408	,4700	,0406
0,4	,40994	,04663	,407	,0456	,4094	,0455
0,5	,36736	,05145	,364	,0503	,3670	,0504
0,6	,33528	,05619	,332	,0549	,3348	,0552
0,7	,30988	,06073	,307	,0593	,3094	,0598
0,8	,28902	,06492	,286	,0634	,2886	,0641
0,9	,27142	,06868	,268	,0671	,2710	,0679
1,0	,25626	,07197	,253	,0704	,2558	,0712

В случае полубесконечной среды имеются таблицы параметров  $I$  и  $Q$  [6], и мы можем их сравнить с результатами наших расчетов, а также оценить возможную ошибку. Для полубесконечной среды расчеты велись как для конечной (с оптической толщиной  $\tau_0 = 100$ ). Использовалась только первая четверть матрицы  $A$  в уравнениях

$$A_{ij}S(\tau_j) = A_{ij}^*S^*(\tau_j), \quad j = 1, 2, \dots, N, \quad N = 51.$$

Источники  $S^*(\tau_j)$  предполагались симметричными относительно  $j = (N + 1)/2$ . В табл. 1 приведены результаты наших расчетов и Силантьева [6] для случаев  $\lambda = 0,99$ ,  $N = 25$ . Как видим, данные находятся в хорошем согласии.

Для среды конечной оптической толщины оценка точности наших результатов проведена лишь в случае пренебрежения поляризационными эффектами, т. е. при  $E_1 = 0$ . По таблицам  $X$ - и  $Y$ -функций, опубликованных в [7], рассчитывалось диффузно отраженное и пропущенное излучение. При этом ошибка достигает, по-видимому, единиц пятого знака после запятой. Эти величины сравнивались с результатами наших вычислений. Для сравнения мы выбрали вариант, наиболее трудный для расчета, при косом падении  $\mu_0 = 0,1$  освещающего среду потока. Функция  $S^*(\tau)$  при этом имеет очень сильный градиент на границе среды. В табл. 2 приведены результаты вычислений. Здесь  $\mu$  — косинус угла отражения или пропускания. В столбцах 2 и 3 приведены результаты расчетов по таблицам, опубликованным в [7]. В столбцах 3 и 4 даны наши результаты; как видим, ошибка соответствует единицам третьего знака после запятой. Относительная ошибка составляет 1—2%.

В данном случае был выбран шаг по узлам точек деления по закону  $1,6^j$ , причем симметрично относительно центра слоя. Такая зависимость дает хорошие результаты,  $\sim 0,2\%$  одновременно для отраженного и пропущенного излучения при умеренных градиентах  $S^*$  ( $\tau$ ). В столбцах 6 и 7 выбран другой закон распределения узлов. Узлы сконцентрированы со стороны наблюдателя и соответствуют зависимости  $1,2^j$ . Для отраженного света имеем очень хорошую точность,  $\sim 0,2\%$ . Для пропущенного света — худшую вследствие малости выходящего потока.

Выбор точек деления, как видим, имеет важное значение. При  $\lambda = 1,0$  мы руководствовались следующим критерием: если баланс по потоку  $H$  выполняется с ошибкой  $\leq 0,5\%$ , то результаты имеют ошибку  $\leq 0,3\%$ .

В заключение можно сказать, что, как показали многочисленные проверки, алгоритм при известных предосторожностях дает надежные, устойчивые результаты, вполне удовлетворяющие многим астрофизическим задачам.

Май 1981 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Mourad S. A., Siewert C. E. — *Astrophys. J.*, 1969, vol. 55, p. 555.
2. Mullikin T. W. — *Ibid.*, 1966, vol. 145, p. 886.
3. Домке Х. — *Астрон. журн.*, т. 48, с. 777.
4. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. М.: Изд-во иностр. лит., 1953.
5. Lenoble I. L. — *JQSRT*, 1970, vol. 10, p. 535.
6. Сулаймъев Н. А. — *Астрон. журн.*, 1980, т. 57, с. 587.
7. Carlstedt J. L., Mullikin T. W. — *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1966, vol. 12, p. 449.

УДК 523.746

### БАЛЬМЕРОВСКИЕ ЛИНИИ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

Э. А. Барановский

Получена модель солнечной вспышки, объясняющая в общих чертах наблюдаемые интенсивности и полуширины линий бальмеровской серии. В модели имеется пять тонких горячих слоев в хромосфере и фотосфере. Для построения модели хромосферы решаются численно уравнения переноса и стационарности для атома водорода с 13 уровнями и континуумом. Определение фотосферной части модели делается с помощью более простой программы. Температура и электронная концентрация верхнего слоя в модели равны соответственно  $\sim 25000$  К и  $3 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ . Температура четырех нижних слоев составляет около 8000 К, а электронная концентрация лежит в пределах  $5 \cdot 10^{12}$ — $2 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ . Толщина слоев 50—150 км. Модель объясняет наблюдаемые характеристики бальмеровских линий до  $H_{15}$ .

BALMER LINES IN SOLAR FLARES, by E. A. Baranovsky. — Plane-parallel model atmosphere for solar flares have been constructed for approximate simulation of observations of Balmer lines intensities and half-widths in flares. The model consists of five hot thin layers in the chromosphere and photosphere. We solve the transfer and statistical equilibrium equations for a thirteen-level plus continuum hydrogen atom in order to obtain the chromospheric flare model. The determination of photospheric part of the model is based on a simplified program of calculations.

The upper layer has the temperature about 25000 K and the electron density  $3 \cdot 10^{13}$ . The temperature of four lower layers equals to about 8000 K, and the electron density ranges from  $5 \cdot 10^{12}$  to  $2 \cdot 10^{13}$ . The thickness of the layers is within 50 to 150 km. The general properties of Balmer lines up to  $H_{15}$  are approximately reproduced.

В видимой области спектра бальмеровские линии являются наиболее интенсивными из эмиссионных в солнечных вспышках. Начальные члены серии присутствуют во всех вспышках без исключения, а в сильных вспыш-

ках наблюдаются линии до  $H_{14}$ ,  $H_{15}$  и в редких случаях до  $H_{18}$ . Линии этой серии очень удобны для исследований по нескольким причинам: 1) они очень интенсивные; 2) все линии имеют большую ширину, следовательно, не искажены инструментальными эффектами; 3) атомные константы для атома водорода известны сравнительно точно, что облегчает расчеты интенсивностей и профилей; 4) вследствие того что водород является основной составляющей атмосферы Солнца, в расчеты не входит содержание элемента — величина, не всегда известная достаточно точно.

Не удивительно поэтому, что исследованию бальмеровских линий во вспышках посвящено огромное число работ. Нами просмотрено около 70 статей за период с 1950 по 1980 г., в которых изучаются те или иные аспекты свечения бальмеровских линий. В большей части исследований определение физических условий в области вспышки делается на основании изучения профилей бальмеровских линий или их полуширин. По форме профилей в крыльях линий определялся механизм уширения [1—8]. Результаты, полученные для разных вспышек, были иногда противоречивыми, но в настоящее время считается установленным, что существенную, а для линий высоких номеров — основную, роль в уширении играет эффект Штарка.

Измерение полуширин линий бальмеровской серии также дает информацию о механизме уширения. Наблюдаемое для некоторых вспышек увеличение полуширин с номером линии (начиная с некоторого номера) [9—13] может быть объяснено только штарковским уширением. Кроме того, значения полуширин бальмеровских линий настолько велики, что при попытках объяснить их доплеровским уширением получаются сильно завышенные теоретические полуширины для линий металлов (например,  $H$  и  $K$  Ca II [14]).

По величине полуширин линий высоких номеров или по характеру их зависимости от номера линии определялась электронная концентрация [7, 9, 10, 11, 15—29].

Определению физических параметров вспышек с помощью данных об интенсивностях бальмеровских линий посвящено сравнительно немного работ [1, 30—36]. По измеренным полным интенсивностям  $E_m$  (по эквивалентным ширинам) в линиях определяется обычно населенность уровней  $N_m$  из равенства

$$E_m = A_{m2} N_m h \nu_{2m} F / 4\pi, \quad (1)$$

где  $A_{m2}$  — вероятности спонтанных переходов с уровня  $m$  на второй уровень, а  $F$  — множитель, учитывающий влияние самопоглощения. Населенность второго уровня  $N_2$  и оптическая толщина  $\tau_{2m}$  в линиях находятся по профилям начальных линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  путем подбора величин  $N_2$  и  $\tau_{2m}$  — так, чтобы вычисленные и наблюдаемые профили наилучшим образом совпадали. Предварительно должен быть установлен механизм уширения линий и в случае штарковского уширения сделана оценка электронной концентрации  $n_e$ . Надежность такой процедуры определения величин  $N_m$ ,  $\tau_{2m}$  всегда вызывает сомнения, поскольку применение ее связано с некоторыми допущениями, как, например, постоянство функции источников с глубиной. Но если даже определение населенностей уровней сделано правильно, то следует иметь в виду, что это еще не решение задачи. Нужно найти такие физические параметры среды (температура, плотность, турбулентная скорость), при которых найденное распределение населенностей уровней реализуется. Для решения подобной проблемы нужно, строго говоря, решать задачу переноса излучения — для данных параметров среды (плотности и температуры) найти функцию источников (населенность уровней).

Достаточно строгий подход к проблеме предполагает совместное решение уравнений переноса и стационарности для атома со многими уровнями. Это довольно сложная задача, требующая современной вычислительной техники, поэтому не удивительно, что до последнего времени применялись только приближенные методы расчета населенностей уровней. При расчетах такого рода авторы, как правило, приходят к выводу, что населенности уровней, полученные с помощью выражения (1), очень трудно согласовать с теоретическими расчетами этих величин. По (1) получается, что верхние

уровни перенаселены, перевозбуждены [33, 34, 36], так что в некоторых случаях температура возбуждения для высоких уровней оказывается абсурдно высокой — сотни тысяч градусов [34]. В [32] получено неплохое согласие вычисленных населенностей уровней для  $m > 2$  с определенными по (1), но расчетная населенность второго уровня оказалась на 2 порядка меньше величины, определенной по профилям линий. Однако вычисления в [32] проделаны без учета поля излучения и поэтому представляют ограниченный интерес.

Строгое решение (с незначительными упрощениями) для атома водорода с тремя уровнями и атома Ca II с пятью уровнями мы находим в [37], где рассчитывается модель вспышки в области фотосферы (по крыльям линий Ca II, в приближении ЛТР) и хромосферы (по линиям  $L_\alpha$ ,  $H_\alpha$ , K Ca II). Авторы не делают, однако, сравнения вычисленной и наблюдаемой эмиссии в линиях  $L_\alpha$  и  $H_\alpha$ . В окончательной модели вспышки в [37] эмиссия водородных линий возникает в тонком слое с  $T = 8000 \div 15000$  К и  $n_e \approx 3 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ , расположенном в самых верхних слоях хромосферы — на границе с переходным слоем.

Здесь мы рассчитываем эмиссию в бальмеровских линиях до  $H_{15}$  для моделей, состоящих из нескольких тонких слоев с повышенной по отношению к невозмущенной атмосфере температурой, расположенных на разной глубине в хромосфере и верхних слоях фотосферы. Такое моделирование соответствует представлению о солнечных вспышках, согласно которому последние состоят из отдельных волокон, нитей, разделенных более холодным веществом. К выводу о волокнистой структуре вспышек приходят многие авторы на основании наблюдений тонкой структуры вспышек [3, 38] и оценки линейных размеров вспышечных элементов [9, 10, 21]. Вполне естественно предположить, что эти волокна расположены на разных глубинах.

Для вычисления функции источников в линиях решается совместная система уравнений переноса и стационарности. Используется метод, описанный в [39]. Однако для применения этого метода к модели атома со многими уровнями мы несколько изменили последовательность итераций и перегруппировали члены в уравнениях. Описание процесса вычислений вместе с программой, составленной на фортране, будет дано в следующей статье. Предварительный вариант нашего метода вычислений в применении к атому с тремя уровнями описан в [40].

Вычисления показали прежде всего, что отличие функции источников в бальмеровских линиях от функции Планка велико только в хромосфере. Начиная от области температурного минимума и глубже в фотосфере функция источников очень близка (различие не более 15%) к функции Планка. Однако ионизация водорода отличается от ионизации, рассчитанной по формуле Саха, не только в хромосфере, но и в верхних слоях фотосферы. В связи с этим для моделей, у которых горячий слой расположен в области температурного минимума или глубже, мы применяем более простую программу расчета интенсивностей. В этой программе (по ней можно вычислять эмиссию в линиях  $H_6$ — $H_{15}$  и в крыльях линий  $H_\alpha$  —  $H_\gamma$ ) функция источников берется равной функции Планка, но ионизация рассчитывается с учетом отклонений от формулы Саха. Поле излучения в бальмеровском и в более высоких континуумах считается известным.

Модель вспышки, состоящая из множества отдельных волокон, трудна для расчетов, поэтому мы аппроксимируем ее моделью с плоскими тонкими слоями на разных глубинах. Мы проделали расчеты для различного числа слоев в моделях и пришли к выводу, что для удовлетворительного согласия теоретических и наблюдаемых интенсивностей и полуширин бальмеровских линий в модели должно быть не менее пяти слоев на разных глубинах. Наша окончательная модель состоит из пяти слоев, из которых самый верхний расположен в хромосфере на границе с переходным слоем, а остальные четыре находятся в области температурного минимума и ниже на глубинах  $\tau_{0,5} = 0,002; 0,01; 0,12; 0,25$ . Обозначим эти слои номерами 1—5 (сверху вниз). Для излучения в линиях  $H_\alpha$  —  $H_\gamma$  основной вклад дает верхний слой, а свечение линий  $H_6$  —  $H_{15}$  возникает в четырех нижних слоях. Темпера-

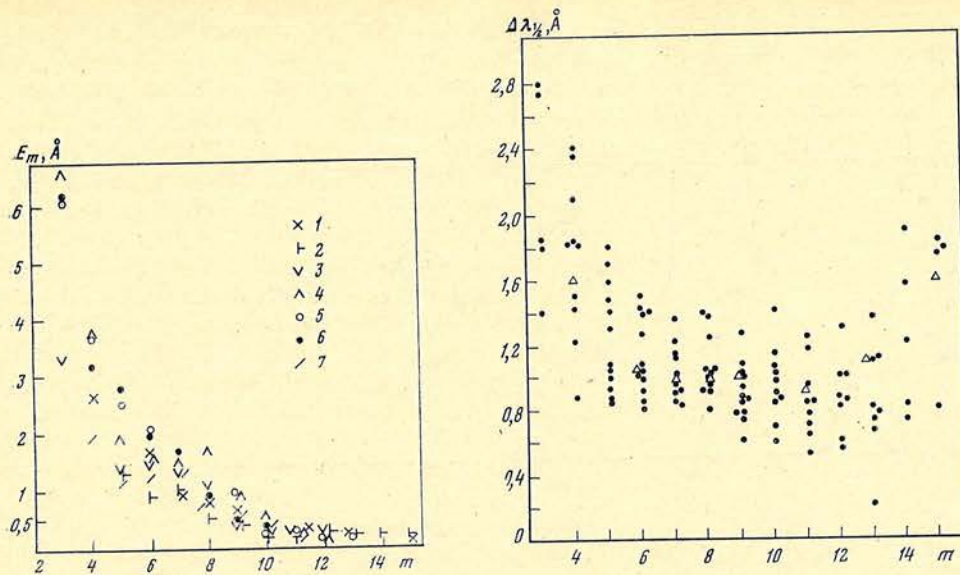


Рис. 1. Эквивалентные ширины бальмеровских линий (в экв. Å) по наблюдениям разных авторов

1 — вычисления по нашей модели, 2 — [11], 3 — [29], 4 — [29], 5 — [41], 6 — [42], 7 — [43]

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для полуширин линий

тура четырех нижних слоев 7900—8100 К, а верхнего  $(15 \div 30) \cdot 10^3$  К, концентрация атомов водорода  $n_H 5 \cdot 10^{13} - 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , электронная концентрация  $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  в нижнем слое и возрастает от слоя к слою до  $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  в самом верхнем. Вычисленные по этой модели эквивалентные ширины и полуширины линий показаны на рис. 1 и 2.

Согласование вычисленных и наблюдаемых величин оказалось возможным в том случае, если турбулентная скорость  $v_t$  в слоях 2—3 составляет около 24 км/с, а электронная концентрация в слоях 4 и 5 не превышает  $7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Для меньших значений турбулентной скорости полуширины линий  $H_\alpha - H_\gamma$  оказываются слишком малыми, а при  $n_e > 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  в слоях 4 и 5 полуширины линий  $H_{13} - H_{15}$  оказываются слишком большими. Теоретические профили некоторых линий показаны на рис. 3. Уровень непрерывного спектра обозначен тонкой прямой. Для сравнения на рис. 3 даны также наблюдаемые профили, полученные в [41—43] для вспышек, наблюдавшихся в Крымской астрофизической обсерватории и Астрономической обсерватории Киевского университета. Интенсивности (вспышка минус невозмущенная фотосфера) выражены в единицах непрерывного спектра. Отдельные элементы тонкой структуры вспышки могут перекрывать, экранировать друг друга или располагаться рядом, без перекрытия. Соответственно и расчеты можно делать для первого или второго варианта (т. е. для слоев, экранирующих друг друга или располагающихся рядом). В нашей модели реализуется расположение с полным экранированием четырех нижних слоев. Верхний слой не экранирует нижние.

Нужно еще сказать несколько слов о вычислении профилей коэффициента поглощения в бальмеровских линиях. В уширении этих линий существенную (а для высоких номеров — основную) роль играет эффект Штарка. В настоящее время теория штарковского уширения достаточно хорошо разработана. Мы сошлемся здесь на монографию Грима [44], в которой можно найти многочисленные ссылки на предыдущие работы в этой области. Следует иметь в виду, однако, что расчеты штарковских профилей по точным формулам, которые даются в [44] и в статьях других авторов, очень трудоемки и для практических задач неприемлемы. Поэтому обычно применяются более простые приближенные выражения. Мы используем для расчетов асимптотическое выражение, которое дано у Грима [44, с. 314]. Центральную

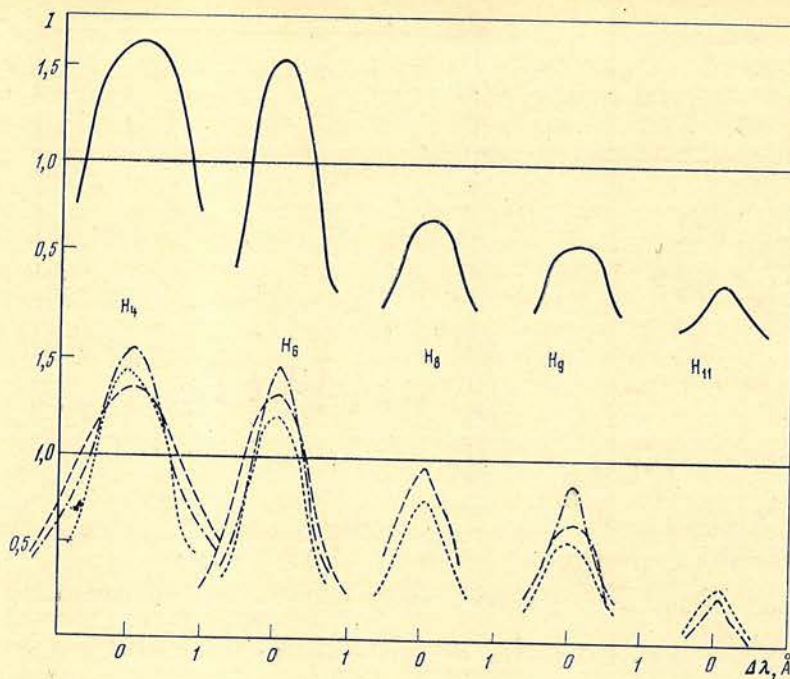


Рис. 3. Теоретические (вверху) и наблюдаемые (внизу) [41–43] профили линий  $H_4$ ,  $H_6$ ,  $H_8$ ,  $H_9$ ,  $H_{11}$

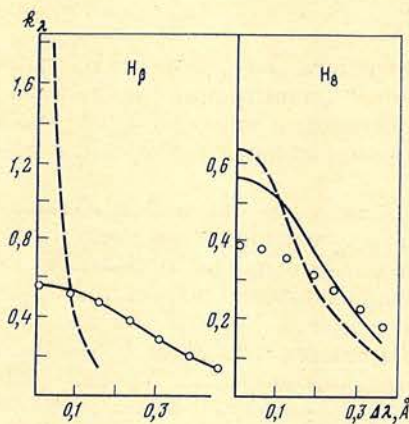


Рис. 4. Профили коэффициента поглощения линий  $H_\beta$  и  $H_8$  для  $T = 8000$  К,  $n_e = 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $v_l = 20$  км/с

часть профиля мы рассчитываем с помощью табулированных в [45] значений интенсивностей штарковских контуров. Сравнение расчетов по данным из [45] с точными расчетами [44, 46, 47] показало, что, за исключением узкой области в центре линий, расхождение не превышает 10%. Для центра линий расхождение может быть больше, но профиль этой части линии определяется в основном доплеровским уширением, поэтому здесь не скажется ошибка в штарковском профиле. Для вычисления штарковского профиля коэффициента поглощения нами сделана программа на фортране. В этой программе предусмотрена возможность использования различных (по выбору) выражений для величины  $\gamma$  — постоянной затухания, являющейся одним из параметров таблицы в [45]. Посредством этого параметра учитывается вклад электронов в уширение профиля. Формулы для вычисления величины  $\gamma$ , данные разными авторами, различаются между собой.

Профиль коэффициента поглощения можно считать чисто штарковским для линий с номерами от 9 и выше. Однако для линий с меньшими номерами существенную роль начинает играть доплеровское уширение. Для этих линий нужно рассчитывать суммарный эффект от штарковского и доплеровского уширений. Такого рода расчеты были проделаны в [48], однако составленные автором таблицы неудобны в тех случаях, когда приходится вычислять много контуров. Поэтому мы составили программу, в которой делается свертка штарковского и фойгтовского (или доплеровского) профилей. На



рис. 4 показаны некоторые результаты расчетов по этой программе. Как видно из рисунка, для линии  $H_{\beta}$  штарковский и фойгтовский профили сравнимы между собой по ширине, следовательно, для данной линии необходимо делать свертку двух профилей. Для линии  $H_{\gamma}$  штарковский профиль значительно уже фойгтовского, эту линию можно рассчитывать с фойгтовским профилем (если  $n_e \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ).

Сформулируем в заключение основные результаты и выводы.

1. Для модели вспышки, состоящей из одного слоя в верхней хромосфере, не удается получить хорошее согласие теории и наблюдений одновременно для всех рассматриваемых величин — эквивалентных ширин, полуширин и интенсивностей линий бальмеровской серии. Это расхождение нельзя устранить посредством изменений параметров (температуры, плотности, турбулентной скорости) излучающего слоя.

2. Согласие теоретических и наблюдаемых величин существенно улучшается в моделях вспышки, состоящей из нескольких излучающих слоев, расположенных на разных глубинах — от верхней хромосферы до фотосферы.

3. Наилучшее согласие теории и наблюдений получается для моделей, состоящих из четырех-пяти слоев на глубинах  $\tau_{0,5}$  от 0,002 до 0,25 и одного слоя в верхней хромосфере. Температура нижних слоев — 7800—8200 К, а верхнего — около 25000 К. Электронная концентрация в нижнем слое не превосходит  $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , а в верхнем — составляет около  $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Турбулентная скорость двух верхних слоев равна  $\sim 24 \text{ км/с}$ . Эти значения электронной концентрации и турбулентной скорости получены из сравнения вычисляемых и наблюдаемых значений полуширин линий.

Излучающие слои имеют толщину порядка 50—150 км. Оптическая толщина слоев в непрерывном спектре очень мала — не более 0,002, поэтому модели не дают непрерывной эмиссии.

Апрель 1981 г.

#### Литература

1. Мустель Э. Р., Северный А. Б. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1952, т. 8, с. 19.
2. Казаческая Т. В., Северный А. Б. — Там же, 1958, т. 19, с. 46.
3. Северный А. Б. — Там же, 1959, т. 21, с. 131.
4. Северный А. Б., Коваль А. Н. — Там же, 1961, т. 26, с. 3.
5. Северный А. Б. — Астрон. журн., 1958, т. 35, с. 335.
6. Smith E. P. — Astrophys. J., 1963, vol. 137, p. 580.
7. Балин В. Г. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1965, т. 34, с. 252.
8. Коваль А. Н., Окс Е. А. — Наст. том., с. 90.
9. Suemoto Z., Hiei E. — Publ. Astron. Soc. Japan, 1959, vol. 11, p. 185.
10. Svestka Z. — Advances in Astron. and Astrophys., 1965, vol. 3, p. 119.
11. Степанян Н. Н. — Астрон. журн., 1969, т. 46, с. 580.
12. Svestka Z. — Bul. Astron. Inst. Cheskosl., 1964, t. 15, s. 162.
13. Hirayama T. — Publ. Astr. Soc. Japan, 1961, vol. 13, p. 152.
14. Svestka Z. — Solar Flares. Dordrecht — Holland, 1976.
15. Svestky Z. — Bul. Astron. Inst. Cheskosl., 1963, t. 14, s. 234.
16. De Feiter L. O. — Rech. Obs. Utrecht, 1966, vol. 18, p. 79.
17. Svestka Z., Fritzova L. — Solar Phys., 1967, vol. 2, p. 75.
18. Fritzova L., Svestka Z. — Ibid., 1967, vol. 2, p. 87.
19. Полунав П. Н. — Информ. бюл. МГГ, 1961, № 4, с. 11.
20. Jefferies J. T., Orrall F. Q. — Astrophys. J., 1961, vol. 133, p. 946, 963.
21. De Feiter L. D., Svestka Z. — Bul. Astron. Inst. Cheskosl., 1964, t. 15, s. 117.
22. Полунав П. Н., Яковкин Н. А. — Астрон. журн., 1965, т. 42, с. 764.
23. Курочка Л. Н. — Там же, 1970, т. 47, с. 111.
24. Semel M., Soru-Fscaut I. — Astron. and Astrophys., 1971, vol. 12, p. 340.
25. Svestka Z. — Solar Phys., 1972, vol. 24, p. 154.
26. Svestka Z. — Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1972, vol. 10, p. 1.
27. Полунав П. Н. — Солнечные данные, 1961, № 10—11.
28. Курочка Л. Н. — Там же, 1962, № 1.
29. Курочка Л. Н., Остапенко В. А. — Там же, 1970, № 9, с. 111.
30. Пустамов А. А. — Там же, 1979, № 2, с. 91.
31. Пустамов А. А. — Там же, 1979, № 12, с. 80.
32. Полунав П. Н. — Астрон. журн., 1960, т. 37, с. 1032.
33. Svestka Z. — Bul. Astron. Inst. Cheskosl., 1960, t. 11, s. 167.
34. Svestka Z. — Ibid., 1961, t. 12, s. 73.
35. Svestka Z. — Ibid., 1963, t. 14, s. 234.

36. Курочка Л. Н.— Bull. Astron. Inst. Cheskoslov., 73, t. 24, s. 132.  
 37. Machado M. E., Linsky J. L.— Solar Phys., 1975, vol. 42, p. 395.  
 38. Северный А. Б.— Астрон. журн., 1957, т. 34, с. 684.  
 39. Avrett E. H., Loeser R.— Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep., 1969, N 303.  
 40. Бараноский Э. А., Северный А. Б.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 60, с. 99.  
 41. Полуян П. Н.— Вестн. Киев. ун-та, 1974, т. 16, с. 33.  
 42. Полуян П. Н.— Там же, 1977, т. 19, с. 36.  
 43. Казанцев А. Н., Полуян П. Н.— Там же, 1979, т. 21, с. 36.  
 44. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М., 1978.  
 45. Griem H. R.— Astrophys. J., 1960, vol. 132, N 3, p. 883.  
 46. Edmonds F. M., Schlüter J. H., Wells O. C.— Mem. Roy. Astron. Soc., 1967, vol. 71, p. 5, 271.  
 47. Vidal C. R., Cooper J., Smith E. W.— Astrophys. J. Suppl., 1973, vol. 25, p. 37.  
 48. Курочка Л. Н.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1968, т. 38, с. 96.

УДК 523.75

## НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПОИСКА НИЗКОЧАСТОТНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В МОЩНЫХ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШКАХ

А. Н. Коваль, Е. А. Окс \*

Приводятся сведения об уширении линий в турбулентной плазме, анализируется возможность обнаружения гипотетической плазменной турбулентности в солнечных вспышках, разрабатывается методика анализа профилей бальмеровских линий во вспышках с учетом электрических полей  $F_c$ , обусловленных низкочастотными волнами разделения зарядов плазмы.

По разработанной методике анализируются профили бальмеровских линий в трех протонных вспышках. Анализ показал, что в хромосферной плазме исследуемой протонной вспышки 18.08 1959 г., по-видимому, существовали низкочастотные поля с характерной напряженностью  $F_0 \sim 5$  CGS. Для вспышки 26.09 1963 г. есть некоторые основания считать, что в ней были развиты низкочастотные поля с  $F_0 \sim 3$  CGS. Для вспышки 25.06 1972 г. оказалось недостаточно наблюдательных данных для однозначных выводов. Результаты предварительные, требуются дальнейшие наблюдения спектров мощных вспышек и их анализ по предложенной методике.

SOME RESULTS OF THE SEARCHING OF LOW-FREQUENCY PLASMA TURBULENCE IN LARGE CHROMOSPHERIC FLARES, by A. N. Koval, E. A. Oks.—The information about lines broadening due to plasma turbulence is reported, the possibility of the hypothetic plasma turbulence in the chromospheric flares is analysed, the method of the analysis of Balmer lines profiles taking into consideration the electric fields  $F_c$  due to low frequency (LF) waves of plasma charge division is elaborated.

The Balmer lines profiles of three proton flares are analysed by proposed method. The analysis shows: 1) LF fields with strength  $F_0 \sim 5$  CGS were present in chromospheric plasma of the investigated proton flare 18.08 1959; 2) It is reasonable to suppose that LF fields with  $F_0 \sim 3$  CGS may be developed in the flare 26.09 1963; 3) No definite conclusion for the flare 25.06 1972 could be drawn for lack of the observational data. As the results are preliminary further spectral observations and analysis of large chromospheric flares by elaborated method are needed.

Вопрос о механизмах уширения водородных линий в хромосферных вспышках исследуется более 30 лет. После известных результатов Казачевской и Северного [1], Сюемото и Хиши [2] установилось мнение, что профили бальмеровских линий могут быть объяснены совместным действием эффекта Доплера и эффекта Штарка. При этом речь шла об эффекте Штарка за счет ионных микрополей  $F$ , которые описываются распределением Хольцмарка

\* Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений.

$W_H(F)$  [3] с характерной напряженностью  $F_H = 1,25 \cdot 10^{-9} N^{2/3} (N - \text{концентрация ионов}^1)$  и степенным «хвостом»:

$$W_H \propto F^{-5/2} \text{ при } F \gg F_H.$$

Однако последующие исследования (см., например, [4, 5]) показали, что во многих вспышках интенсивность в крыльях линий спадает быстрее, чем по хольцмарковскому закону ( $\propto \Delta\lambda^{-2/3}$ ), но более медленно, чем предписывает эффект Доплера ( $\propto \exp[-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2]$ ). Такие профили обычно представляют эмпирической зависимостью

$$I_{nn'}(\Delta\lambda) \propto \exp[-(\Delta\lambda/\overline{\Delta\lambda_{nn'}})^\chi], \quad 1 \leq \chi < 2, \quad \overline{\Delta\lambda_{nn'}} = \text{const.} \quad (1)$$

Далее полагают

$$\Delta\lambda_{nn'} = \Delta\lambda_D = \lambda_{nn'} v_0/c, \quad (2)$$

где  $v_0^2 = 2kT/M + v_t^2$ , и интерпретируют формулу (1) как «немасквелловское» распределение нетепловых скоростей ( $T$  — температура,  $v_t$  — скорость нетепловых движений;  $\lambda_{nn'}$  — длина волны линии, излучаемой при переходе с уровня  $n$  на уровень  $n'$ ). При такой интерпретации величина  $\Delta\lambda_{nn'}/\lambda_{nn'}$ , определяемая из наблюдений, согласно формуле (2) не должна зависеть от номера линии  $n$ .

Однако в некоторых вспышках величина  $\Delta\lambda_{nn'}/\lambda_{nn'}$ , определенная по наклону наблюдавшихся профилей в координатах  $[\lg I, (\Delta\lambda)^\chi]$  (см., например, [4, 6], где  $\chi = 1$ ), проявляет систематический рост с номером линии. Это ставит под сомнение указанную интерпретацию.

В [7] показано, что особенности бальмеровских профилей в некоторых вспышках можно трактовать как штарковское уширение плазменной турбулентностью. Там же отмечено, что для более надежной интерпретации спектров необходимо исследовать вспышки, в которых наблюдаются высокие члены бальмеровской серии  $H_n$  ( $n > 9$ ), анализируя одновременно зависимость полуширин  $\Delta\lambda_{1/2}(n)$  от номера линии  $n$  и ход интенсивности в крыльях.

Такая программа реализована нами ниже при анализе профилей бальмеровских линий в трех протонных вспышках. Далее будет показано, что учета эффектов Доплера, Штарка (в хольцмарковских полях) и самопоглощения оказывается недостаточно для объяснения наблюдательных данных. Привлечение эффекта Штарка в полях низкочастотных электростатических колебаний плазмы, по-видимому, улучшает согласие теоретических профилей с наблюдаемыми.

## 1. Уширение водородных линий в турбулентной плазме

1. Низкочастотные (НЧ) электрические поля в плазме являются суперпозицией двух составляющих:  $F = F_1 + F_c$ . Индивидуальная составляющая напряженности поля  $F_1$  создается ионами, находящимися на расстояниях  $\rho \lesssim \rho_D$  от атома-излучателя (дебаевский радиус  $\rho_D \approx 6,90 (T/N)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-4}$  см для плазмы с температурой  $T = 10^4$  К и концентрацией  $N = 10^{13}$  см $^{-3}$ ). Коллективная составляющая  $F_c$  соответствует упорядоченным колебательным движениям, в которых периодически происходит разделение зарядов плазмы на масштабах  $\rho \gtrsim \rho_D$ . Плотность тепловой энергии

<sup>1</sup> Здесь и далее используются гауссовы единицы для всех величин, кроме длин волн, измеряемых в ангстремах.

<sup>2</sup> В астрофизике под термином «турбулентность» понимают обычно газодинамическую турбулентность, т. е. беспорядочное движение, в котором частицы, как правило, имеют ничтожную вероятность дважды пройти через одну и ту же точку пространства. Плазменная турбулентность принципиально отличается от газодинамической тем, что частицы колеблются около своих равновесных положений.

Газодинамическая турбулентность вызывает дополнительное доплеровское уширение, причем профили линий определяются распределением нетепловых скоростей  $v_t$ , о котором а priori почти ничего не известно. Плазменная турбулентность вызывает дополнительное штарковское уширение, так что профили линий определяются распределением напряженностей полей колебаний  $F_c$ . Для колебаний со случайными фазами такие распределения хорошо известны.

плазмы всегда превышает плотность энергии колебаний по крайней мере на один порядок:

$$F_0^2/8\pi kTN \lesssim 10^{-1}, \quad F_0^2 \equiv \langle F_c^2 \rangle. \quad (3)$$

Профиль водородной линии  $S_{nn'}(\alpha)$ , уширенной НЧ-полями, определяется функцией распределения напряженностей  $W(F/F_0)$  НЧ-полей:

$$S_{nn'}(\alpha) = (n'^2 f_{\pm})^{-1} \sum_k (f_k/C_k F_0) W(\Delta\lambda/C_k F_0), \quad \alpha \equiv \Delta\lambda/F_0. \quad (4)$$

Здесь  $F_0$  — характерная напряженность поля; силы осцилляторов  $f_k$ ,  $f_{\pm}$  и штарковские постоянные  $C_k$  затабулированы Андерхилл и Вадделем [8].

Поля  $F_i$  распределены по хольцмарковскому закону  $W_H(\beta)$ , где  $\beta \equiv F/F_H$ ,  $F_H \approx 1,25 \cdot 10^{-9} N^{2/3}$ . Поля  $F_c$  описываются, как показано в [9], распределением Релея:

$$W_R(F_c/F_0) = 3 (6/\pi)^{1/2} (F_c^2/F_0^3) \exp(-3F_c^2/2F_0^2), \quad (5)$$

где  $F_0^2 \equiv \langle F_c^2 \rangle$  — среднеквадратичное значение поля НЧ-колебаний.

Распределение результирующего НЧ-поля  $F = |\mathbf{F}_i + \mathbf{F}_c|$  описывается сверткой  $W(\beta, a) = W_H * W_R$ , зависящей от параметра  $a \equiv F_H/F_0$ :

$$W(\beta, a) = \left(\frac{3}{2\pi}\right)^{1/2} a\beta \int_0^{\infty} du W_H(u) u^{-1} \left\{ \exp\left[-\frac{3}{2}a^2(\beta-u)^2\right] - \exp\left[-\frac{3}{2}a^2(\beta+u)^2\right] \right\}. \quad (6)$$

В характерном для турбулентной плазмы случае, когда  $a \ll 1$ , функция  $W(\beta, a)$ , как показано в [9], на интегрально существенной части практически совпадает с релеевской  $W_R(F/F_0)$ . Однако в «хвосте» функция  $W(\beta, a)$  приближается к хольцмарковской  $W_H(\beta) \approx 1,496\beta^{-3/2}$  ( $\beta \gg 1$ ). В самом деле, при  $a\beta \gg 1$  основной вклад в  $W(\beta, a)$  вносит первое слагаемое подынтегрального выражения в (6), которое имеет острый максимум в точке  $u = \beta$ . Воспользовавшись методом перевала, находим

$$W(\beta, a) \approx \frac{1,496}{\beta^{3/2}} \left[ 1 + \frac{21}{8a^2\beta^2} + \frac{1001}{128a^4\beta^4} + \dots \right], \quad \beta \gg a\beta \gg 1. \quad (7)$$

Границе перехода от квазирелеевского крыла к квазихольцмарковскому соответствует  $\beta_{cr} \approx 2,4a^{-1}$ , т. е.  $F_{cr} \approx 2,4F_0$ .

2. Проанализируем возможность обнаружения гипотетической плазменной турбулентности в солнечных вспышках, проведя численные оценки уширения различных водородных линий. В качестве характерных параметров плазмы возьмем  $N = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 10^4 \text{ К}$ . Тогда поле НЧ-колебаний  $F_0 \lesssim 6 \text{ CGS}$  в соответствии с (3), а хольцмарковское поле  $F_H \approx 0,6 \text{ CGS}$ . Имея в виду наиболее благоприятный случай, положим  $F_0 = 6 \text{ CGS}$ , так что  $a = 0,1$ .

Основным механизмом уширения водородных линий в солнечных вспышках, конкурирующим с эффектом Штарка, является эффект Доплера, обусловленный как тепловыми, так и нетепловыми движениями. Будем вначале полагать, что нетепловых движений нет ( $v_t = 0$ ), и использовать в качестве характерного значения скорости  $v_0$  тепловую скорость  $(2kT/M)^{1/2} \approx 1,3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ .

С теоретической точки зрения наиболее «приятно» иметь дело с простейшей водородной линией  $L_{\alpha}$ . Для нее сумма в (4) содержит лишь одно слагаемое, так что штарковский профиль  $L_{\alpha}$  с точностью до множителя совпадает с распределением НЧ-полей  $W(\beta, a)$ . Используя результаты [9], нахо-

дим штарковскую полуширину линии  ${}^1L_\alpha$ .

$$\Delta\lambda_{i/2}^{(S)} = 1,59 \cdot 10^{-3} F_0 \approx 0,95 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}.$$

Доплеровская полуширина  $\Delta\lambda_{i/2}^{(D)} = 2 (\ln 2)^{1/2} \lambda_{nn'} v_0/c$  для линии  $L_\alpha$  составляет 0,088 \AA, т. е. на порядок превышает штарковскую:  $\Delta\lambda_{i/2}^{(S)}/\Delta\lambda_{i/2}^{(D)} \approx \approx 0,11$ . Поэтому возможность обнаружения полей  $F_c$  по линии  $L_\alpha$  представляется весьма сомнительной.

Наблюдаемая линия  $L_\alpha$  сильно обременена самопоглощением и имеет полуширину  $\Delta\lambda_{i/2}^{(obs)} \sim 1 \text{ \AA}$  (см., например, [10]), что намного превышает теоретические значения, приведенные выше для оптически тонких профилей. Тем не менее на первый взгляд не исключена возможность того, что влияние полей  $F_c$  проявится в оптически тонкой части крыльев наблюдаемой линии  $L_\alpha$ . Однако в действительности нет даже такой возможности. Дело в том, что, как указано выше, при  $F > F_{cr} \approx 2,4F_0$  распределение  $W(\beta, a)$  результирующего поля  $F = |F_i + F_c|$  переходит в хольцмарковское. В теоретическом профиле коэффициента поглощения для линии  $L_\alpha$  при  $F_0 = 6 \text{ CGS}$ ,  $F_H = 0,6 \text{ CGS}$  граница перехода находится на расстоянии от центра линии  $\Delta\lambda_{cr} \approx 0,008 \text{ \AA}$ . Используя выражения (4), (7), нетрудно убедиться, что на расстояниях от центра линии  $L_\alpha$   $\Delta\lambda \gg \Delta\lambda_{i/2}^{obs} \sim 0,5 \text{ \AA}$ , соответствующих наблюдаемой полуширине, теоретический профиль отличается от хольцмарковского лишь на 0,01%. Следовательно, для рассматриваемой линии  $L_\alpha$  в теоретическом профиле коэффициента поглощения практически нет релевской части: доплеровская центральная часть профиля непосредственно переходит в хольцмарковское крыло. Таким образом, приходится с сожалением констатировать, что получить информацию о полях  $F_c$  по линии  $L_\alpha$  не представляется возможным.

Ситуация становится более благоприятной при переходе к более высоким членам ( $n \gg 1$ ) и другим спектральным сериям водорода ( $n' > 1$ ). Этому способствуют следующие обстоятельства. Во-первых, при увеличении  $n$  уменьшаются силы осцилляторов водородных линий ( $f_{nn'} \propto n^{-3}$ ), а при увеличении  $n'$  уменьшаются заселенности  $N_{n'}$  — в результате ослабляется эффект самопоглощения. Во-вторых, при увеличении  $n$  и  $n'$  растет отношение  $\Delta\lambda_{i/2}^{(S)}/\Delta\lambda_{i/2}^{(D)}$  теоретической штарковской полуширины, определяемой средним полем колебаний  $F_0$ , к теоретической доплеровской полуширине. В качестве иллюстрации проведем некоторые оценки для линий с  $n = 7$ , используя те же значения параметров  $N, T, F_0, v_0$ .

Для лаймановской линии  $L_7$  (930 \AA) получим:  $\Delta\lambda_{i/2}^{(S)} \approx 0,074 \text{ \AA}$ ;  $\Delta\lambda_{i/2}^{(D)} \approx \approx 0,067 \text{ \AA}$ ;  $\Delta\lambda_{i/2}^{(S)}/\Delta\lambda_{i/2}^{(D)} \approx 1,1$ .

Для бальмеровской линии  $H_7$  (3970 \AA) находим:  $\Delta\lambda_{i/2}^{(S)} \approx 1,2 \text{ \AA}$ ;  $\Delta\lambda_{i/2}^{(D)} \approx \approx 0,29 \text{ \AA}$ ;  $\Delta\lambda_{i/2}^{(S)}/\Delta\lambda_{i/2}^{(D)} \approx 4,1$ .

Наконец, для пашеновской линии  $P_7$  (10049 \AA), которая также наблюдается в хромосферных вспышках (см., например, [11]), получим:  $\Delta\lambda_{i/2}^{(S)} \approx 5,2 \text{ \AA}$ ;  $\Delta\lambda_{i/2}^{(D)} \approx 0,73 \text{ \AA}$ ;  $\Delta\lambda_{i/2}^{(S)}/\Delta\lambda_{i/2}^{(D)} \approx 7,1$ .

Таким образом, в вопросе обнаружения полей  $F_c$ , по-видимому, наиболее перспективны с теоретической точки зрения линии Пашена. К сожалению, они излучают в инфракрасной области спектра, и поэтому соответствующих наблюдательных данных очень мало.

Подавляющее большинство наблюдений относится к линиям Бальмера. Однако основная масса этих наблюдательных данных относится к низким членам бальмеровской серии. К сожалению, эти линии мало пригодны для получения информации о плазменной турбулентности по следующим причинам.

Во-первых, для них штарковское уширение (даже при максимально возможных полях  $F_0$ ) не превосходит доплеровского уширения. Например,

<sup>1</sup> Здесь и далее под полушириной понимается полная ширина на уровне половины максимальной интенсивности линии  $I_{max}/2$ .

для линии  $H_\alpha$   $\Delta\lambda_{1/2}^{(S)} \approx 0,15 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda_{1/2}^{(D)} \approx 0,47 \text{ \AA}$ . Напомним, что доплеровская полуширина оценивалась нами без учета нетепловых скоростей  $v_t$ . В действительности характерная скорость нетепловых движений  $v_t$ , как показывают наблюдения (см., например, [11]), может значительно превышать тепловую, что усугубит ситуацию<sup>1</sup>.

Во-вторых, головные бальмеровские линии существенно обременены самопоглощением. Поэтому их наблюдаемые полуширины превышают теоретические значения  $\Delta\lambda_{1/2}^{(S)}$ ,  $\Delta\lambda_{1/2}^{(D)}$ , приведенные выше для оптически тонких профилей.

В-третьих, расстояние от центра линии  $\Delta\lambda_{\text{сг}}$ , на котором квазирелеевский профиль коэффициента поглощения переходит в квазихольцмарковский, не превышает наблюдаемой полуширины по крайней мере для  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  (например, для  $H_\alpha$   $\Delta\lambda_{\text{сг}} \approx 0,3 \text{ \AA}$ ).

Таким образом, в центральной части головных бальмеровских линий самопоглощение и доплеровское уширение маскируют информацию о плазменной турбулентности. Крылья же этих линий соответствуют области, в которой распределение электрических полей не сводится к простым предельным случаям релеевского или хольцмарковского распределений для всех штарковских компонент, а имеет довольно сложный вид (6), что весьма затрудняет анализ наблюдательных данных.

3. Подведем некоторые итоги предварительного теоретического анализа. Гипотеза о плазменной турбулентности привлечена теоретиками для объяснения наиболее мощных вспышек ( $Q \sim (10^{29} - 10^{30}) \text{ эрг/с}$ ) [12, 13]. В менее мощных вспышках НЧ-волны разделения зарядов могут не развиваться; если же они и развиваются, то их среднее поле  $F_0$  значительно меньше предельного значения, допускаемого соотношением (3). Поэтому для вспышек мощностью  $Q \ll 10^{29} \text{ эрг/с}$  поиск влияния плазменной НЧ-турбулентности на уширение бальмеровских линий представляется бесперспективным.

Вернемся к наиболее мощным вспышкам. Если в них развиваются НЧ-поля  $F_c$ , то надежно установить их наличие по бальмеровским линиям можно только при одновременном выполнении следующих условий: 1) во вспышке должны излучаться высокие члены бальмеровской серии ( $n > 9$ ), оптически тонкие вплоть до своего центра ( $\tau_0(n) < 1$ ); 2) скорость нетепловых движений  $v_t$  в рассматриваемой мощной вспышке не должна намного превышать тепловую скорость  $(2kT/M)^{1/2}$ .

Таким образом, заранее ясно, что поиск плазменной НЧ-турбулентности по бальмеровским линиям может оказаться успешным далеко не для всех (пусть даже мощных) вспышек. Только в некоторых наиболее благоприятных ситуациях можно надеяться на получение однозначного результата.

Настоящее исследование ограничено имевшимися в Крымской астрофизической обсерватории спектрограммами трех протонных вспышек 18.08 1959 г., 26.09 1963 г., 25.06 1972 г. Забегая вперед, отметим, что для вспышки 25.06 1972 г. не выполнено условие 1: ее спектрограмма ограничена участком длин волн 6700—3780  $\text{\AA}$  и не может содержать линий с  $n \geq 11$  (а  $H_{10}$  недодержана). Для вспышки 26.09 1963 г., как выяснилось, не выполнено условие 2. Оказалось, что только для вспышки 18.08 1959 г., по-видимому, можно говорить о надежном измерении среднего НЧ-поля  $F_0$ .

<sup>1</sup> Не следует думать, что доплеровское уширение за счет нетепловых скоростей  $v_t$  и штарковское уширение в полях  $F_c$  — это два взаимоисключающих механизма уширения, обусловленного одной и той же причиной (некой «абстрактной турбулентностью»). Газодинамическая и плазменная турбулентности характеризуются не только разными типами движений, но и разными масштабами. В частности, для вспышечной плазмы характерные масштабы газодинамической турбулентности  $L > l \geq 1 \text{ см}$  ( $l$  — длина свободного пробега), т. е. по крайней мере на четыре порядка превышают дебаевский радиус  $\rho_D \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ , являющийся характерным масштабом плазменной турбулентности. Поэтому газодинамическая и плазменная турбулентности, вообще говоря, могут независимо друг от друга существовать одновременно. Соответственно спектральные линии могут быть одновременно уширены и за счет нетепловых скоростей  $v_t$ , и за счет полей  $F_c$ .

## 2. Методика анализа профилей бальмеровских линий во вспышках

1. Для анализа наблюдений с учетом полей  $F_c$  необходимо иметь соответствующие расчетные профили. Расчеты упрощаются благодаря условию  $F_0 \gg F_H$ . В этом случае штарковский профиль коэффициента поглощения в линии на интегрально существенной части (на которой  $\lg [I_{\max}/I(\Delta\lambda)] \lesssim 1,5 \div 2$ ) можно вычислять по формуле (4) с релейским распределением полей  $W_R(F)$  из (5).

Описание полей  $F_c$  можно несколько детализировать. При выводе (5) предполагалось, что НЧ-колебания развиты изотропно (имеют сферическую диаграмму направленности). Однако теоретические и экспериментальные исследования показали, что диаграмма направленности НЧ-полей может иметь, вообще говоря, лишь аксиальную симметрию. Осью симметрии обычно служит направление тока или магнитного поля. Сильно вытянутую вдоль

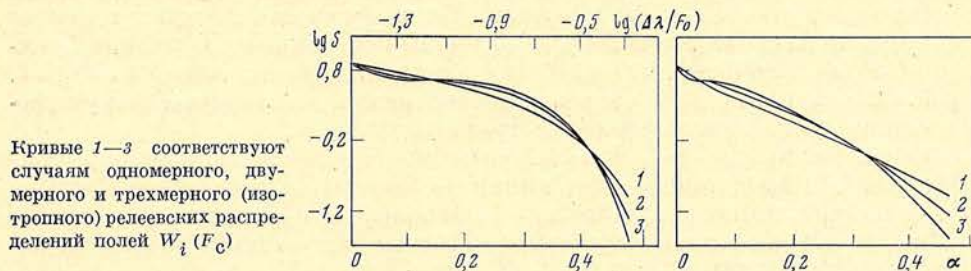


Рис. 1. Универсальные теоретические профили  $S(\alpha)$  линии  $H_{10}$ , испытывающей штарковское уширение коллективными полями  $F_c$  электростатических НЧ-колебаний плазмы

оси диаграмму направленности (квазиодномерный случай) можно описывать одномерным распределением Релея (гауссовским)

$$W_1(F/F_{01}) = (2/\pi)^{1/2} F_{01}^{-1} \exp(-F^2/2F_{01}^2). \quad (8)$$

Сильно сплюснутую вдоль оси диаграмму направленности (квазидвумерный случай) можно описывать двумерным распределением Релея

$$W_2(F/F_{02}) = 2F/F_{02}^2 \exp(-F^2/F_{02}^2). \quad (9)$$

Здесь  $F_{0i}^2 \equiv \int_0^\infty dF \cdot F^2 W_i(F/F_{0i})/F_{0i}$ ;  $i = 1, 2, 3$  (изотропное распределение  $W_R(F/F_0)$  отсюда и далее обозначаем  $W_3(F/F_{03})$ ).

Три набора универсальных профилей бальмеровских линий  $S_n^{(i)}(\alpha)$ ,  $i = 1, 2, 3$ , уширенных полями  $F_c$  с распределениями  $W_i(F/F_{0i})$ , затабулированы в [14]. В качестве примера на рис. 1 приведены расчетные профили линии  $H_{10}$  (нумерация кривых соответствует индексу  $i$ ). В координатах  $(\lg S, \lg \alpha)$  профили  $S(\alpha)$  не ложатся на прямую, причем наклон касательных растет с удалением в крыло, быстро достигая значений  $q > 2,5$ . В координатах  $(\lg S, \alpha)$  расчетные профили почти распрямляются (в особенности в одномерном случае и отчасти в двумерном).

Таким образом, численный расчет подтверждает важное свойство профилей  $S_n^{(i)}(\alpha)$ , предсказанное аналитически в [7]: профили  $S_n^{(i)}(\alpha)$  спадают более медленно, чем релейские профили каждой отдельно взятой штарковской компоненты. Если спад релейского профиля отдельной компоненты неотличим от доплеровского закона  $I_{\text{com}}(\Delta\lambda) \propto \exp[-(\Delta\lambda/\Delta\bar{\lambda})^2]$ , где  $\Delta\bar{\lambda} = \text{const}$ , то полный профиль в результате наложения штарковских компонент спадает медленнее и приближенно описывается законом  $I_{\text{tot}}(\Delta\lambda) \propto \exp[-(\Delta\lambda/\Delta\bar{\lambda})^\chi]$ , где  $1 \leq \chi < 2$ . Эта особенность является одним из признаков, позволяющих отличить доплеровское уширение (в том числе вызванное газодинамической турбулентностью) от штарковского уширения в полях  $F_c$  НЧ-колебаний плазмы.

Однако главный признак, позволяющий дискриминировать два указанных механизма уширения, — их различная зависимость от номера линии. Доплеровское уширение для высоких членов ( $n \gg 1$ ) практически не зависит от номера линии, тогда как штарковское уширение в полях  $F_c$  растет  $\propto n^2$ . Этот момент подробно обсуждается ниже.

2. Контуры водородных линий в солнечных вспышках определяются конкуренцией эффектов Доплера (обусловленного в основном нетепловыми движениями), самопоглощения и эффекта Штарка. Это наглядно проявляется на графике зависимости «приведенных» полуширин  $\Delta\lambda_{1/2}/\lambda_n \equiv g(n)$  от номера линии. Обычно при малых  $n$  функция  $g(n)$  убывает, затем достигает минимума (при  $n = 7 \div 10$ ), а при больших  $n$  (если такие линии наблюдались) начинает возрастать.

Полуширины головных членов бальмеровской серии соответствующих убывающей ветви функции  $g(n)$  определяются в основном эффектом Доплера и самопоглощением. Если бы эти линии были оптически тонкими в центре ( $\tau_0/n < 1$ ), то для них значение  $g(n)$  было бы постоянным. Убывание функции  $g(n)$  объясняется тем, что в действительности для этих линий  $\tau_0(n) \gg 1$ . Возрастание функции  $g(n)$  означает одновременно, что штарковское уширение доминирует над доплеровским и что  $\tau_0(n) \lesssim 1$ .

Таким образом, главный признак возможного влияния плазменной НЧ-турбулентности на бальмеровские линии — наличие возрастающей ветви на графике «приведенных» полуширин  $g(n)$ . Однако этот признак является необходимым, но не достаточным условием. Полуширины линий, соответствующих возрастающей ветви функции  $g(n)$ , приближенно выражаются соотношением

$$\Delta\lambda_{1/2}(n) = [(\Delta\lambda_{1/2}^{(D)})^2 + (\Delta\lambda_{1/2}^{(S)})^2]^{1/2}, \quad (10)$$

в котором штарковская полуширина  $\Delta\lambda_{1/2}^{(S)}$  может определяться как средним полем НЧ-колебаний  $F_0$ , так и хольцмарковским полем  $F_H$ .

Допустим, что  $F_0 \lesssim F_H$ . Тогда полуширины  $\Delta\lambda_{1/2}^{(S)}$  можно получить из таблиц [14]. Используя соотношение (10), можно по возрастающей ветви функции  $g(n)$  найти  $v_0$ ,  $F_H$  и, следовательно, концентрацию плазмы  $N$ . Если полученное значение  $N > 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , то предположение, что  $F_0 \lesssim F_H$ , становится сомнительным.

Дополнительной проверкой указанного предположения может служить анализ хода интенсивностей в координатах  $(\lg I, \lg(\Delta\lambda))$ . В случае, когда  $F_0 \lesssim F_H$ , оптически тонкие крылья линий должны ложиться на прямую с наклоном  $q$  в диапазоне  $2 \leq q \leq 2,5$ . Если же крылья линий в этих координатах существенно отклоняются от прямых, причем в далеких крыльях наклон касательных заметно превышает  $q = 2,5$  (хотя бы для некоторых линий), то можно считать, что предположение  $F_0 \lesssim F_H$  не соответствует действительности. Следовательно, возрастание функции  $g(n)$  обусловлено электростатическими НЧ-колебаниями плазмы со средним полем  $F_0 \gg F_H$ . Такой результат означал бы успешное обнаружение плазменной НЧ-турбулентности в мощной солнечной вспышке.

Значения  $F_{0i}$  (и  $v_0$ ) можно независимо определить, сравнивая ход интенсивности в крыльях наблюдаемых и расчетных профилей линий  $H_\delta$  и выше (для линий  $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma$  в соответствии со сказанным в п. 2 разд. 1 (релеевские профили линий  $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma$ , рассчитанные в [14], не могут адекватно описывать крылья наблюдаемых линий). Сравнение удобно проводить в координатах  $(\lg I, \Delta\lambda)$ , измеряя наклоны касательных  $\Delta\lambda_{s1} \equiv (\lg e) \left| \frac{d(\lg I)}{d(\Delta\lambda)} \right|^{-1}$ , т. е. характерные масштабы, на которых интенсивность в крыльях линий спадает в  $e$  раз. В случае доплеровского уширения «приведенные» наклоны  $\Delta\lambda_s/\lambda_n \approx v_0/c$  не должны зависеть от  $n$ . При учете эффекта Штарка в полях  $F_c$  функция  $j(n) \equiv \Delta\lambda_{s1}/\lambda_n$  должна быть возрастающей (как указано в [7]). Используя выражение

$$\Delta\lambda_{s1}(n) = (\Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_S^2)^{1/2}, \quad \Delta\lambda_S \equiv (\lg e) \cdot F_{0i} \left| \frac{d(\lg S^{(i)})}{d\alpha} \right|^{-1}, \quad (11)$$



можно по зависимости  $j(n)$  найти  $v_0$  и  $F_{0i}$ . Заметим что значение  $v'_0$ , полученное по  $g(n)$ , должно быть больше, чем значение  $v_0$ , полученное по  $j(n)$ . Последнее значение  $v_0$  ближе к истинному, так как на ходе крыльев пренебрежение самопоглощением сказывается в меньшей степени, чем на полуширинах.

3. Самопоглощение нетрудно ввести в рассмотрение, следуя [1, 15], т. е. исходя из уравнения

$$I_\lambda = P_\lambda [1 - \exp(-\tau_\lambda)] \quad (12)$$

и вводя дополнительное предположение о слабой зависимости функции источника  $P_\lambda$  от длины волны  $\lambda$ . В рамках этой часто используемой простой модели удается одновременно учесть все три основных механизма, определяющих профиль линии.

Полуширина линии оказывается равной

$$\Delta\lambda_{1/2}(n) = 2[(v_0\lambda_n/c)^2 \ln y(\tau_0) + (\Delta\lambda_{1/2}^{(S)})^2]^{1/2}, \quad (13)$$

где

$$y(\tau_0) \equiv \tau_0 \{\ln [2(1 + e^{-\tau_0})^{-1}]\}^{-1}, \quad \Delta\lambda_{1/2}^{(S)} = C_n F_0 \lambda_n / \pi c. \quad (14)$$

Здесь  $C_n$  и  $\tau_0 = \tau_0(n)$  — соответственно средняя штарковская постоянная для линии  $H_n$  в шкале частот и оптическая толщина, которые при  $n \gg 1$  выражаются в виде

$$C_n \approx Kn^2, \quad \tau_n(0) = Bf_n\lambda_n \approx bn^{-3} \quad (K, B, b = \text{const}), \quad (15)$$

где  $f_n$  — сила осциллятора  $H_n$ .

Наиболее интересный момент в анализе рассматриваемой простой модели состоит в том, что в ее рамках можно независимо определить  $v_0$ , используя убывающую ветвь кривой «приведенных» полуширин  $g(n)$  и не прибегая к анализу функции  $j(n)$ . В самом деле, убывающая ветвь функции  $g(n)$  соответствует оптически толстым линиям:  $\tau_0(n) \gg 1$ . В этом случае из соотношений (13)–(15) имеем

$$g^2(n) = (4v_0^2/c^2) [\ln \bar{B} + \ln (f_n\lambda_n/\lambda_\infty)], \quad \bar{B} \equiv 10^{-8}\lambda_\infty B / \ln 2. \quad (16)$$

Ясно, что  $v_0$  легко найти, обрабатывая наблюдательные данные по формуле

$$g^2(n+1) - g^2(n) = (4v_0^2/c^2) \ln (f_{n+1}\lambda_{n+1}/f_n\lambda_n), \quad (17)$$

после чего  $F_0$  и  $\tau_0$  можно определить из анализа наблюдаемых полуширин с помощью (13), (14).

Найденные значения  $\tau_0(n)$  позволяют также исправить за самопоглощение измеренные наклоны  $\Delta\lambda_{s1}$ . Из анализа модели следует, что если в центре линии  $\tau_0 \gg 1$ , то на уровнях  $I_{\max}/2, I_{\max}/4, I_{\max}/8$  оптические толщи равны соответственно  $\tau_{1/2} \approx 0,69, \tau_{1/4} \approx 0,29, \tau_{1/8} \approx 0,13$ . Поэтому даже для линий с  $\tau_0 \gg 1$  поправка к  $\Delta\lambda_s$ , измеренному на отрезке  $[I_{\max}/2, I_{\max}/4]$ , не превышает 20%, а поправка к  $\Delta\lambda_{s1}$ , измеренному на отрезке  $[I_{\max}/4, I_{\max}/8]$ , не превышает 10%. Эти поправки не превышают погрешностей измерений величин  $\Delta\lambda_{s1}$  и потому незначительны.

### 3. Результаты анализа профилей бальмеровских линий в протонных вспышках

Анализируются профили бальмеровских линий в трех протонных вспышках. Спектрограммы вспышек получены на башенных солнечных телескопах Крымской астрофизической обсерватории БСТ ( $D/F = 40$  см/21 м, дисперсия спектрографа  $\sim 1,1-0,5$  Å/мм) и МБСТ ( $D/F = 22$  см/12 м, дисперсия спектрографа  $\sim 0,70-0,35$  Å/мм) при помощи спектрографа с эшелле.

Фотометрическая обработка спектрограмм проводилась на регистрирующем микрофотометре МФ-4. Получение контуров высоких членов серии Бальмера из-за наличия большого количества линий поглощения в спектре Солнца связано с рядом трудностей. На регистрограммах определялись интенсивности в местах, свободных от линий поглощения, для фотометрических разре-

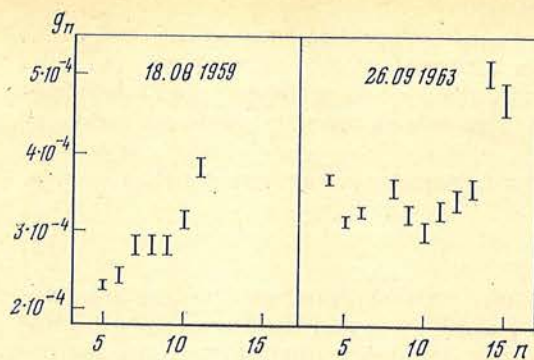


Рис. 2. «Приведенные» полуширины  $\Delta\lambda_{1/2}/\lambda \equiv g(n)$  бальмеровских линий  $H_n$  в протонных вспышках 18.08 1959 г. и 26.09 1963 г.

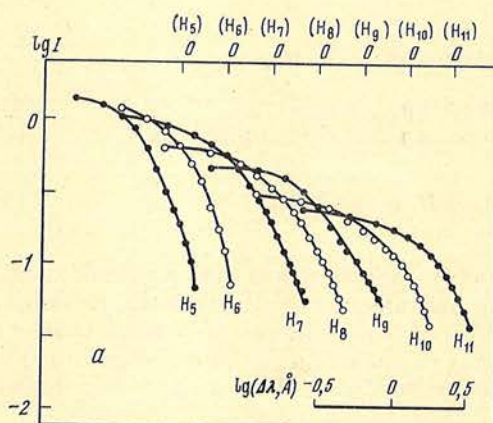


Рис. 3. Контуры бальмеровских линий в координатах  $\lg I, \lg(\Delta\lambda)$  (а) и  $\lg I, \Delta\lambda$  (б) для протонной вспышки 18.08 1959 г.

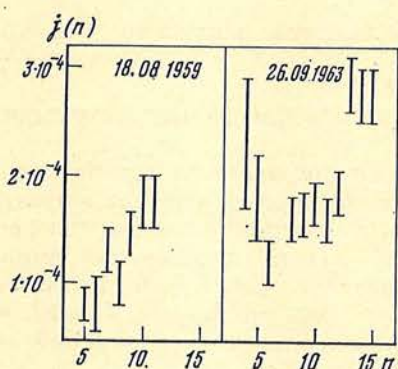
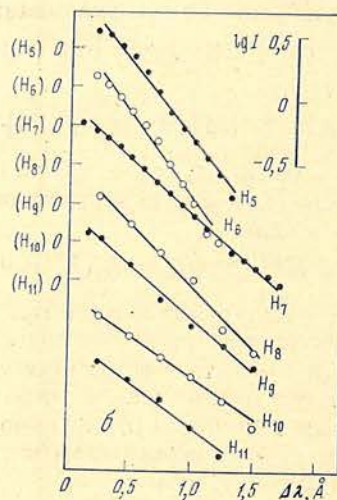


Рис. 4. «Приведенные» наклоны  $\Delta\lambda_{s1}/\lambda = j(n)$  бальмеровских линий  $H_n$  в протонных вспышках 18.08 1959 г. и 26.09 1963 г.

зов — в месте вспышки и в невозмущенной области фотосферы. Затем выбирался участок спектра вне эмиссии, по атласу Миннарта определялся его уровень от интенсивности непрерывного спектра, и контур линии выражался в единицах интенсивности этого участка спектра. Чистая эмиссия вспышки получалась вычитанием из «возмущенного» контура «подложки». Разброс точек на контурах все же получается значительный. При определении полуширин линий этот разброс учитывался, и на рис. 2 нанесены величины ошибок, вызванные неуверенностью в проведении контуров.

1. Вспышка балла 3 18.08 1959 г. ( $\rho = 0,47$ ) началась в  $10^h14^m$ , достигла максимума в  $10^h26^m$  и закончилась в  $13^h50^m$  UT. Наблюдения вспышки на БСТ начаты в  $10^h59^m$ . Для изучения выбрана спектрограмма, полученная в  $11^h19^m$ , на которой эмиссия в линиях водорода видна до  $H_{13}$ . Следует подчеркнуть, что исследуемая спектрограмма относится к послемаксимальной фазе вспышки.

Получены контуры линий водорода от  $H_5$  до  $H_{11}$ . Из-за малой интенсивности контуры более высоких линий не исследовались.

Из рис. 2, на котором приведены значения  $g(n) = \Delta\lambda_{1/2}/\lambda_n$  для рассматриваемой вспышки, видно, что  $g(n)$  систематически возрастает с номером линии  $n$  (диапазон изменения величины составляет 1,7). Согласно разд. 2 это означает, что доминирует эффект Штарка, а эффекты Доплера и самопоглощения для линий  $H_8-H_{11}$  можно в первом приближении не учитывать (они будут учтены ниже). В предположении  $F_0 \ll F_H$  анализ зависимости  $\Delta\lambda_{1/2}(n)$  для линий  $H_5-H_{11}$  приводит к концентрации электронов  $N \approx (5 \pm 1) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , превышающей обычно определяемые значения  $N$  даже в сильных вспышках. Для проверки проанализируем ход интенсивности линий  $H_5-H_{11}$  на расстояниях от центра  $\Delta\lambda \gg \Delta\lambda_{1/2}$ , т. е. в оптически тонких крыльях.

В координатах  $(\lg I, \lg(\Delta\lambda))$  крылья линий  $H_5-H_{11}$  существенно отклоняются от прямых, причем в далеких крыльях наклон касательных достигает (например, для  $H_5, H_6$ ) значений  $q > 4$  (рис. 3, а). Это означает, что в уширении линий водорода в данной вспышке проявляется эффект Штарка, обусловленный полями НЧ-колебаний  $F_c$ , а не полями  $F_i$ .

Сравнивая полуширины (см. (7)) наблюдаемых и расчетных профилей, находим  $F_{01} = (14 \pm 6) \text{ CGS}$ ,  $F_{02} = (4,9 \pm 1,5) \text{ CGS}$ ,  $F_{03} = (3,9 \pm 0,6) \text{ CGS}$ , среднеквадратичная скорость (с учетом тепловых и нетепловых движений)  $v_0 = 42 \pm 3 \text{ км/с}$ .

Наблюдавшиеся контуры линий в координатах  $(\lg I, \Delta\lambda)$  представлены на рис. 3, б. Измеренные значения  $j(n) = \Delta\lambda_{s1}/\lambda_n$  приведены на рис. 4. Видно, что при переходе от  $H_5$  к  $H_{11}$  значения  $j(n)$  систематически возрастают (более чем вдвое). Сравнивая ход интенсивности наблюдаемых и расчетных профилей линий (кроме  $H_5$ , исключенной согласно п. 2 разд. 2), находим  $F_{01} = (7 \pm 3) \text{ CGS}$ ,  $F_{02} = (5,2 \pm 1,3) \text{ CGS}$ ,  $F_{03} = (6,5 \pm 1,6) \text{ CGS}$ ,  $v_0 = (24 \pm 3) \text{ км/с}$ .

Таким образом, два независимых способа измерений НЧ-полей  $F_{0i}$  приводят к согласующимся значениям (в пределах погрешности) для одномерного и двумерного распределения полей, что еще раз свидетельствует о правильной интерпретации наблюдательных данных. Наилучшее согласие достигается для двумерного распределения.

Измеренные выше по ходу полуширин  $\Delta\lambda_{1/2}(n)$  значения  $F_{01}$  и  $v_0$  получены без учета самопоглощения. Заметное возрастание функции  $g(n)$  свидетельствует о законности такого приближения для измерений величин  $F_{01}$ . Однако значение  $v_0$  получается при этом завышенным.

Проводя анализ полуширин с учетом самопоглощения по методике, описанной в п. 3 разд. 2, находим  $F_{02} = (5 \pm 1) \text{ CGS}$ ,  $v_0 = (24 \pm 3) \text{ км/с}$ ,  $\tau_0(5) = 4 \pm 1$  (соответствующая оптическая толщина в центре  $H_\alpha$  составляет  $\tau_0(3) = (9 \pm 2) \cdot 10$ ).

2. Вспышка балла 3 26.09 1963 г. ( $\rho = 0,97$ ) началась в  $7^{\text{h}}00^{\text{m}}$  и достигла максимума около  $7^{\text{h}}18^{\text{m}} \text{ UT}$ . В [16] изучено развитие спектров этой вспышки во взрывной фазе, а ряд ее физических параметров определен в [17]. Выбранные нами для исследования спектрограммы получены в  $7^{\text{h}}18^{\text{m}}$  и в  $7^{\text{h}}23^{\text{m}}5 \text{ UT}$ , т. е. относятся к моменту, когда вспышка достигла максимального развития. Эмиссия в линиях водорода протяженная, уверенно наблюдается до  $H_{19}$ , красная асимметрия выражена слабо. Получены контуры линий водорода от  $H_4$  до  $H_{15}$  (кроме  $H_7$ ).

Для более высоких линий начинает сказываться эффект переналожения крыльев. До линии  $H_{15}$  он отсутствует, так как протяженность эмиссионного крыла линии  $H_{15} \sim 4 \text{ \AA}$ , а расстояние между линиями  $H_{15}$  и  $H_{16}$  составляет  $8,13 \text{ \AA}$ .

Следует также отметить, что во вспышке 26.09 1963 г. интенсивно светились линии гелия. Линия водорода  $H_8$  блендируется с линией гелия  $\lambda 3889 \text{ \AA}$ , так что ее также следует исключить из рассмотрения.

Проанализируем контуры линий, полученные в момент  $7^{\text{h}}18^{\text{m}} \text{ UT}$ . На рис. 2 представлена зависимость «приведенных» полуширин  $g(n)$ . Видно, что функция  $g(n)$  убывает при  $8 < n \leq 10$  и возрастает при  $10 \leq n \leq 15$  (диапазон изменения величины  $g(n)$  составляет 1,6). На возрастающей ветви

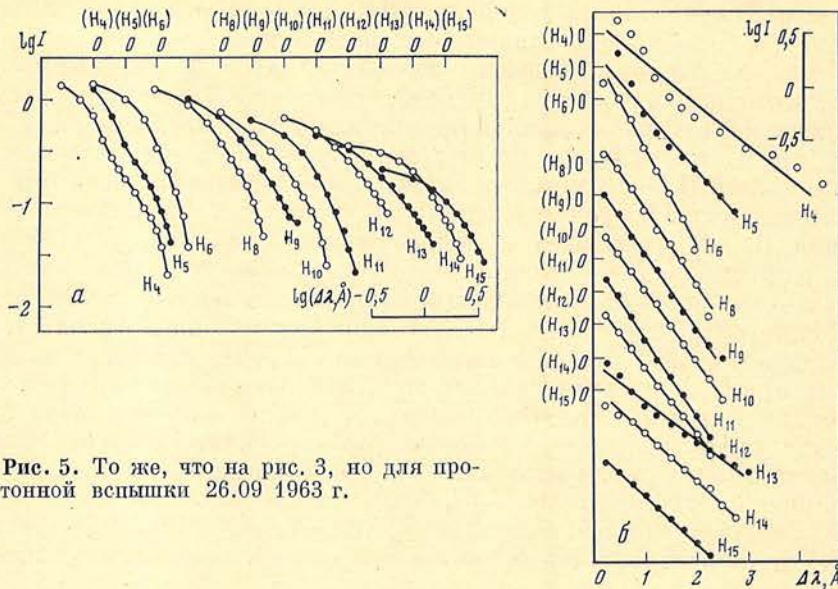


Рис. 5. То же, что на рис. 3, но для протонной вспышки 26.09 1963 г.

функции  $g(n)$  доминирует эффект Штарка, а эффекты Доплера и самопоглощения для линий  $H_{12}-H_{15}$  можно в первом приближении не учитывать. Если учесть только эффект Штарка в «хольцмарковских» полях  $F_1$ , то из величин  $\Delta\lambda_{1/2}(n)$  для  $n = 12 \div 15$  следует  $N = (2,3 \pm 0,8) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Для проверки анализировался ход интенсивности в крыльях линий  $H_4 - H_{15}$  в координатах  $(\lg I, \lg(\Delta\lambda))$ . Как видно из рис. 5, а, крылья линий существенно отклоняются от прямых, причем в далеких крыльях наклон касательных  $(d(\lg I)/d(\lg \Delta\lambda))$  достигает (например, для  $H_4, H_5, H_6, H_8, H_{10}, H_{11}$ ) значений  $q \approx 4 \div 5$ . Следовательно, и в этой вспышке в уширении линий водорода вероятно проявляется эффект Штарка, обусловленный полями  $F_c$ , а не  $F_1$ . Сравнивая полуширины (см. (7)) наблюдаемых и расчетных профилей, находим  $F_{01} = (13 \pm 7) \text{ CGS}$ ,  $F_{02} = (3,6 \pm 0,9) \text{ CGS}$ ,  $F_{03} = (3,0 \pm 0,7) \text{ CGS}$ ;  $v'_0 = (56 \pm 2) \text{ км/с}$ .

Наблюдаемые контуры линий в координатах  $(\lg I, \Delta\lambda)$  представлены на рис. 5, б. Зависимость «приведенных» наклонов  $j(n)$  представлена на рис. 4. При переходе от  $H_6$  к  $H_{15}$  значения  $j(n)$  возрастают более чем вдвое. Сравнивая ход интенсивности наблюдаемых и расчетных профилей линий (кроме  $H_4$  и  $H_5$ , исключаемых согласно п. 2 разд. 2), находим  $F_{01} = (7 \pm 3) \text{ CGS}$ ,  $F_{02} = (3,8 \pm 0,7) \text{ CGS}$ ,  $F_{03} = (4,2 \pm 2,0) \text{ CGS}$ ,  $v_0 = (42 \pm 6) \text{ км/с}$ . Таким образом, и для этой вспышки два независимых способа измерений НЧ-полей  $F_{01}$  приводят к согласующимся значениям (в пределах погрешности), причем вновь наилучшее согласие достигается для двумерного распределения полей.

Учет самопоглощения по методике, описанной в п. 3 разд. 2, дает  $F_{02} = (3 \pm 1) \text{ CGS}$ ,  $v_0 = (27 \pm 9) \text{ км/с}$ ,  $\tau_0(10) = 1 \pm 0,7$  (чему соответствует  $\tau_0(3) = (3 \pm 2) \cdot 10^2$ ). Последние значения  $F_{02}, v_0$  согласуются с полученными выше (в пределах погрешности).

Мы не описываем анализ бальмеровских линий в более поздний момент  $7^{\text{h}}23^{\text{m}}5 \text{ UT}$  вспышки 26.09 1963 г., поскольку он приводит к аналогичным качественным выводам и близким количественным результатам.

3. Вспышка балла 2В 25.06 1972 г. ( $\rho \approx 0,34$ ) началась в  $4^{\text{h}}39^{\text{m}}$  и закончилась в  $5^{\text{h}}43^{\text{m}} \text{ UT}$ . На спектрограммах видно несколько вспышечных узлов с протяженными крыльями. В линиях  $H_\alpha, H_\beta$  очень сильно выражена красная асимметрия, которая существенно уменьшается в более высоких линиях бальмеровской серии. Обработано две спектрограммы, относящиеся к моменту максимального развития вспышки:  $4^{\text{h}}51^{\text{m}}$  и  $4^{\text{h}}54^{\text{m}}$ . Получены контуры линий  $H_3-H_9$ . Линия  $H_{10}$  находится в области недодержек.

Как указывалось в разд. 1, из-за отсутствия в спектрограммах вспышки 25.06 1972 г. бальмеровских линий с  $n > 9$  нет смысла проводить детальный анализ имеющихся линий. Отметим лишь, что зависимость «приведенных»

полуширин  $g(n)$  имеет минимум при  $n = 6$ . Однако возрастающая ветвь функции  $g(n)$  лишь намечена: изменение величины  $g(n)$  на этой ветви не превышает 20—30%. Намечившееся возрастание функции  $g(n)$  может быть объяснено как влиянием хольцмарковских полей при концентрации ионов  $N = (3,0 \pm 1,6) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , так и влиянием полей НЧ-колебаний с  $F_0 = (2 \div 4) \text{ CGS}$ .

4. В заключение раздела сравним параметры, полученные для разных вспышек. Во вспышке 18.08 1959 г., по-видимому, существовали НЧ-поля с  $F_0 \sim 5 \text{ CGS}$ . Используя это значение  $F_0$ , можно оценить истинную концентрацию ионов (следуя [7] и учитывая (3)):  $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} \lesssim N \lesssim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Тогда для хольцмарковского поля  $F_H \ll F_0$  находим:  $0,4 \text{ CGS} \lesssim F_H \lesssim 1 \text{ CGS}$ . Для этой вспышки характерны сравнительно слабые нетепловые движения ( $v_t \sim 20 \text{ км/с}$ ) и относительно небольшая оптическая толща в линии  $H_\alpha$  ( $\tau_0 \sim 10^2$ ).

Для вспышки 26.09 1963 г. есть некоторые основания считать, что в ней были развиты НЧ-поля  $F_0 \sim 3 \text{ CGS}$ . Это дает для  $N$  оценку  $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} \lesssim N \lesssim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Для хольцмарковского поля  $F_H \ll F_0$  получим:  $0,3 \text{ CGS} \lesssim F_H \lesssim 0,6 \text{ CGS}$ . Для этой вспышки характерны более интенсивные нетепловые движения ( $v_t \sim 40 \text{ км/с}$ ) и большая оптическая толща в линии  $H_\alpha$ .

Указанные значения  $F_0$  соответствуют в обеих вспышках довольно высокому отношению плотности энергии НЧ-полей к плотности тепловой энергии плазмы:  $F_0^2/8\pi kTN \gtrsim 0,02$ .

Отметим, что анализ бальмеровских контуров дал также некоторые основания полагать, что НЧ-поля, вероятно, могли иметь сплюснутую (двумерную) диаграмму направленности. Если этот сугубо предварительный результат подтвердится при анализе новых наблюдений, то он будет коррелировать с результатами спектроскопических исследований лабораторных импульсных разрядов [18, 19], в которых были обнаружены поля НЧ-колебаний с аналогичной диаграммой направленности<sup>1</sup>.

#### Выводы

Только для одной из трех протонных вспышек, проанализированных выше, можно говорить о надежном обнаружении и измерении электрических полей  $F_c$ , обусловленных НЧ-волнами разделения зарядов плазмы (речь идет о вспышке 18.08 1959 г.). Для другой вспышки (26.09 1963 г.) хотя и существует большая вероятность того, что бальмеровские линии испытывали влияние полей  $F_c$ , полной уверенности в этом все же нет. Это связано, во-первых, с более интенсивными, чем во вспышке 18.08 1959 г., нетепловыми движениями, которые маскируют проявления эффекта Штарка (нарушено условие 2 разд. 1). Во-вторых, «приведенные» полуширины линий  $H_4 - H_6$  в этой вспышке не соответствуют плавному ходу графика  $g(n)$  для линий  $H_8 - H_{15}$  (хотя это можно объяснить, например, тем, что высокие и низкие члены бальмеровской серии излучаются из областей, отличающихся по физическим условиям).

Наконец, в третьей протонной вспышке (25.06 1972 г.) наблюдательных данных явно недостаточно для какого-либо однозначного результата (нарушено условие 1 разд. 1), но и имеющиеся данные не противоречат предположению о штарковском уширении полями НЧ-колебаний.

В свете тех трудностей, которые были указаны в разд. 1, по предварительным теоретическим оценкам полученные результаты поиска плазменной НЧ-турбулентности в хромосферных вспышках можно, по-видимому, считать скорее оптимистическими, чем пессимистическими. Эти результаты являются лишь предварительными. Для окончательного решения вопроса нужны новые наблюдения спектров мощных вспышек и их последующий анализ по описанной методике.

Авторы весьма признательны А. Б. Северному за полезное обсуждение.  
Ноябрь 1980 г.

<sup>1</sup> Как известно, импульсные разряды издавна использовались в лабораторном моделировании солнечных вспышек [20].

## Литература

1. Казачевская Т. В., Северный А. Б.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1958, т. 19, с. 46.
2. Suemoto Z., Hiei E.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1959, vol. 11, p. 185.
3. Holtmark J.— Ann. Physik, 1919, vol. 58, p. 577.
4. Smith E. V. P.— Astrophys. J., 1963, vol. 137, p. 580.
5. Северный А. Б.— In: The Solar Spectrum/Ed. C. de Jager. Utrecht, Dordrecht — Holland: D. Reidel Publ. Co., 1965, p. 221.
6. Полуян П. Н.— Солнечные данные, 1961, № 9, с. 63; № 10, с. 53; № 11, с. 48.
7. Окс Е. А.— Письма в Астрон. журн., 1978, т. 4, с. 415.
8. Underhill A. B., Waddell J. H.— Nat. Bureau of Stand. Cric., 1959, N 603.
9. Окс Е. А., Шолин Г. В.— ЖТФ, 1976, т. 46, с. 254.
10. Барановский Э. А., Северный А. Б.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 60, с. 99.
11. Ягер К. де. Строение и динамика атмосферы Солнца. М.: Изд-во иностр. лит., 1962, гл. VБ.
12. Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Цытович В. Н. Физика плазмы солнечной атмосферы. М.: Наука, 1977, гл. 3.
13. Сыроватский С. И.— В кн.: Проблемы солнечной активности и космическая система «Прогноз». М.: Наука, 1977, с. 5.
14. Галдейский А. В., Окс Е. А.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1982, т. 65, с. 59.
15. Мустель Э. Р., Северный А. Б.— Там же, 1952, т. 8, с. 19.
16. Бабин В. Г.— Там же, 1965, т. 33, с. 118.
17. Бабин В. Г.— Там же, 1965, т. 34, с. 252.
18. Бабыкин М. В., Жужунашвили А. И., Окс Е. А. и др.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 175.
19. Окс Е. А., Ранцев-Картинов В. А.— Там же, 1980, т. 79, с. 99.
20. Бабин А. Н., Лукьянов С. Ю., Северный А. Б. и др.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1962, т. 27, с. 52.

УДК 527.75/98

### СОПОСТАВЛЕНИЕ $H_{\alpha}$ -АКТИВНОСТИ С МИКРОВОЛНОВЫМИ ВСПЛЕСКАМИ 6 ИЮЛЯ 1974 г.

А. Н. Бабин, Л. Г. Карташова

С целью обнаружения источников импульсных всплесков микроволнового излучения ( $\lambda = 1,9$  см), наблюдавшихся 6.07 1974 г. в отсутствие крупных вспышек в активной области СД № 96, проведена фотометрия узлов флоккулов в линии  $H_{\alpha}$  и их световые кривые сопоставлены с ходом микроволнового излучения восьми импульсных всплесков.

Из сопоставления следует, что с импульсной фазой каждого из восьми всплесков совпадают по времени импульсные поярчения небольшой системы флоккульных узелков ( $\sim 5 \times 10''$ ) в виде двух цепочек, сдвинутых друг относительно друга и соединенных системой петель. Одна из цепочек тесно примыкает к ядру крупного пятна, другая расположена в области магнитного поля противоположной полярности. Кроме импульсного поярчения в данной системе видна и медленная составляющая, максимум которой сдвинут по времени в сторону затухания яркости.

Во время микроволновых всплесков наблюдаются также синхронные поярчения флоккулов и в других частях активной области, в первую очередь в местах со сложной конфигурацией магнитных полей, иногда охватывающие практически всю активную область, однако они чаще всего не имеют импульсного характера. Синхронное возрастание яркости флоккулов отмечается и в другие моменты времени.

ON A CORRELATION BETWEEN  $H_{\alpha}$ -ACTIVITY AND MICROWAVE BURSTS IN JULY 6, 1974, by A. N. Babin, L. G. Kartashova.— To detect the sources of impulsive microwave bursts ( $\lambda = 1.9$  cm) observed in the active region McMath 13043 in the absence of large flares, the photometry of  $H_{\alpha}$ -plage knots has been carried out and their light curves were compared with the behaviour of microwave radiation of eight bursts.

The comparison shows that there is a good time coincidence between impulsive phase of every radio burst and impulsive  $H_{\alpha}$ -brightening of a small system of plage knots ( $\sim 5 \times 10''$ ) that string together into two sheared chains connected by a loop system. One chain is closely adjacent to the umbra of a large sunspot, the other is located in the region of opposite magnetic polarity. In addition to the impulsive brightening, this system has a slow component whose maximum is shifted in time to the intensity fading.

During the microwave bursts the synchronous intensity increases of plagues are also observed in other parts of the active region (mainly in the places with complex magnetic field configuration). In some cases the brightenings occupy practically the whole active region, but mostly they do not bear an impulsive character. Synchronous intensity increases of plagues can be observed in other moments, too.

Еще первые работы, выполненные в Крымской астрофизической обсерватории в 50-х годах, показали связь нестационарных явлений на Солнце с всплесками радиоизлучения [1, 2].

Согласно современным представлениям всплески жесткого рентгеновского и микроволнового излучения вызываются нетепловыми электронами [3]. Механизм ускорения нетепловых электронов, места их возникновения в активной области остаются одной из важнейших нерешенных проблем солнечных вспышек. Рядом авторов проводилось сравнение  $H_{\alpha}$ - и микроволнового излучения в течение импульсной фазы солнечных вспышек, а также сопоставление  $H_{\alpha}$ -наблюдений с импульсными рентгеновскими всплесками, которые хорошо коррелируют с микроволновым излучением [4—7]. Было найдено временное соответствие внезапных точечных  $H_{\alpha}$ -поярчаний с импульсной фазой рентгеновского излучения. В [6] показано, что внезапное очень сильное увеличение яркости в линии  $H_{\alpha}$  одного или нескольких узелков является оптическим компонентом импульсной фазы вспышки, характеризующейся прежде всего рентгеновским и микроволновым всплесками. Там же описаны основные особенности этих узелков.

При сопоставлении оптических наблюдений больших вспышек с микроволновыми всплесками картина связи замыкается сложностью и многообразием активных процессов, происходящих в таких явлениях. Поэтому для изучения связи  $H_{\alpha}$ - и микроволнового излучения нами был выбран период развития активной области № 96 по «Солнечным данным» (McMath 13043) 6.07 1974 г., когда отсутствовали большие вспышки, но наблюдался ряд импульсных всплесков в радиодиапазоне. При этом мы использовали  $H_{\alpha}$ -фильтрограммы, визуальные измерения магнитных полей и записи радиоизлучения на  $\lambda = 1,9$  см.

#### 1. Наблюдения

Весь наблюдательный материал получен в Крымской астрофизической обсерватории. Оптические наблюдения 06.07 1974 г. проводились на коронографе КГ-1 с  $H_{\alpha}$ -фильтром «Халле» ( $\Delta\lambda = 0,5 \text{ \AA}$ ) в основном в центре линии  $H_{\alpha}$  с редкими выходами в крыло до  $\pm 1 \text{ \AA}$  или в узком участке непрерывного спектра у  $\lambda 6076 \text{ \AA}$  [8]. Съемка активной области велась с частотой 2 кадра/мин почти непрерывно с 04<sup>h</sup>00<sup>m</sup> до 13<sup>h</sup>00<sup>m</sup> UT. С 04<sup>h</sup>00<sup>m</sup> до 07<sup>h</sup>20<sup>m</sup> использовалась система, строящая изображение Солнца диаметром  $D_{\odot} \approx 12$  см и дающая разрешение  $\sim 1''$ , в остальное время 07<sup>h</sup>25<sup>m</sup> — 13<sup>h</sup>00<sup>m</sup> применялась другая система с  $D_{\odot} \approx 5$  см и разрешением до  $\sim 2''$ .

Радионаблюдения на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см [9, 10] одновременно велись на РТ-22 слежением за данной активной областью непрерывно с 05 до 15<sup>h</sup> UT. Диаграмма направленности телескопа составляет около 4',5 на 1,9 см и близка к размерам активной области. Наводка радиотелескопа на область осуществлялась по максимуму интенсивности. С целью обнаружения слабых флюктуаций в радиоизлучении часть сигнала от Солнца компенсировалась сигналом от шумового генератора, что позволяло вести радиозапись при оптимальной чувствительности. Ширина шумовой дорожки на волне 1,9 см не превышала 0,8% от уровня антенной температуры «спокойного» Солнца. Подробные сведения, касающиеся наблюдений на РТ-22, приведены в [9, 10]. Визуальные измерения напряженностей магнитных полей пятен осуществлялись на телескопе БСТ-2.

#### 2. Характеристика активной области

На рис. 1, а приведена зарисовка пятен с указанием полярностей их магнитных полей. Из него видно, что в хвостовой части группы наблюдается  $\delta$ -конфигурация. Предполагая, что волоконная структура ориентирована

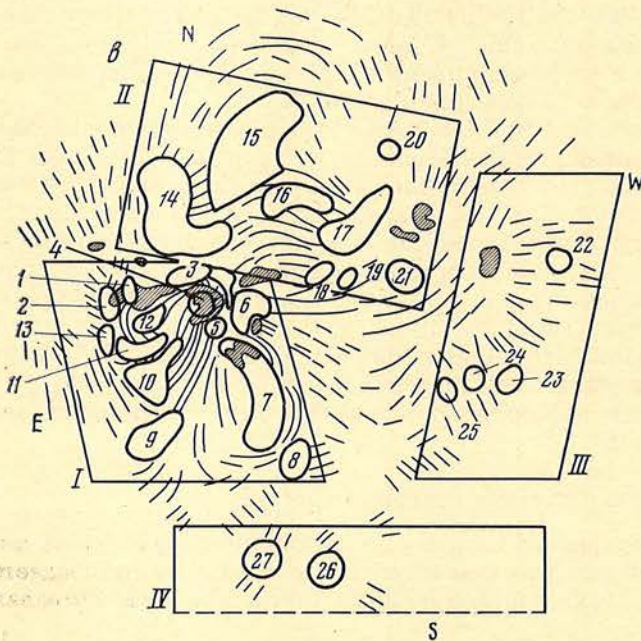
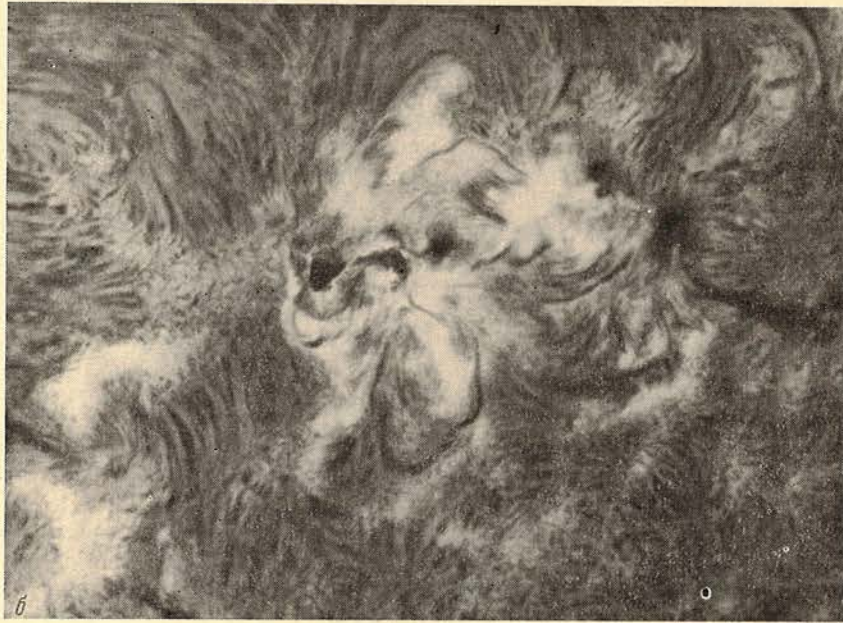
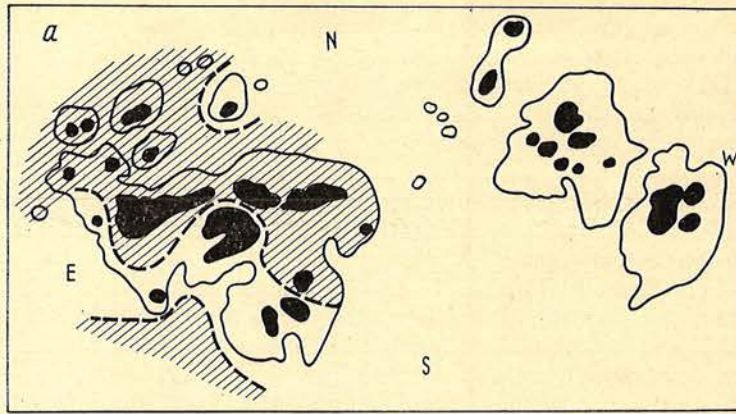


Рис. 1. Активная область СД № 96 06.07 1974 г.

*a* — зарисовка и магнитные поля пятен; штриховой линией проведена линия раздела полярностей магнитного поля; области пятен S-полярности заштрихованы; *b* — снимок активной области в линии  $H_{\alpha}$ ,  $6^h13^m$ , 5 UT; *c* — схематическое изображение основных особенностей структуры активной области в линии  $H_{\alpha}$ ; узлы флоккулов обведены жирными линиями и пронумерованы арабскими цифрами; тонкими линиями нанесены характерные волокна или отдельные цепочки волоконца; пятна заштрихованы; четырехугольниками выделены четыре (I—IV) зоны активной области



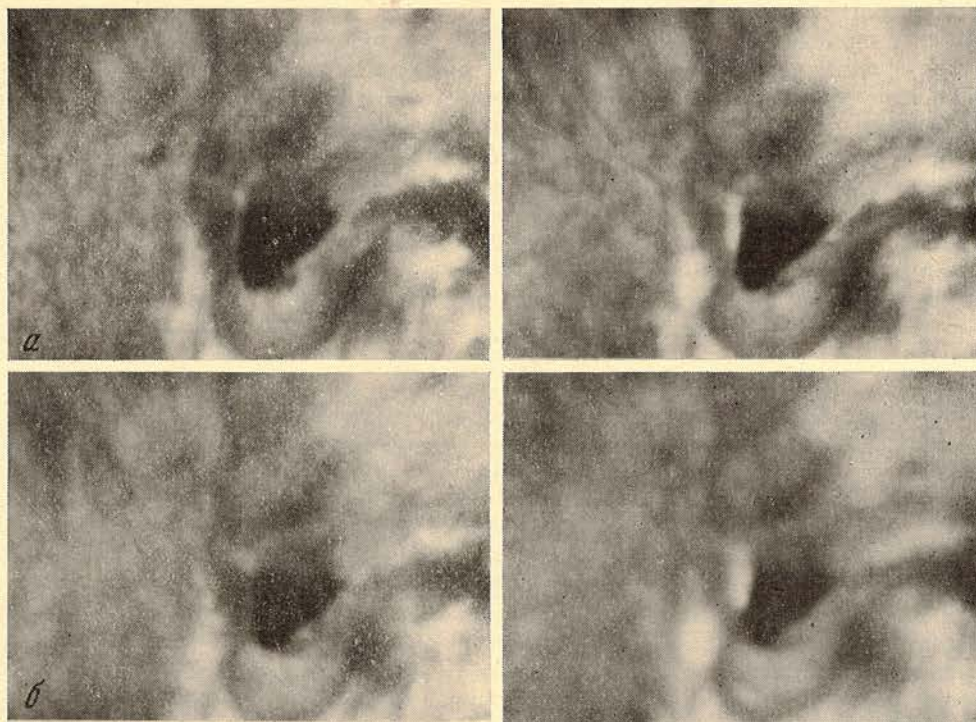


Рис. 2. Два примера субвспышек в области узлов 1 и 2 (слева — до вспышки, справа — во время вспышки)

*a* — вспышка 06<sup>h</sup>24<sup>m</sup>, *б* — вспышка 07<sup>h</sup>01<sup>m</sup> UT

приблизительно вдоль силовых линий магнитного поля [11, 12], мы видим подтверждение сложности картины магнитного поля в активной области также на  $H_{\alpha}$ -фильтрограмме (рис. 1, б). Схематическое изображение  $H_{\alpha}$ -структуры дано на рис. 1, в. Оно отражает до некоторой степени магнитные связи между основными пятнами и наиболее яркими узлами флоккулов по всей активной области, наблюдавшиеся в те или иные моменты времени. Линия раздела полярностей на рис. 1, а проведена с учетом структуры  $H_{\alpha}$ -волоконцев. По степени сложности магнитной конфигурации активная область может быть разделена на четыре зоны (I — IV). В зоне I — хвостового пятна — узлы флоккулов наиболее сложно связаны между собой. Некоторые из них соединяются системами волоконцев с двумя-тремя другими узлами (см., например, узлы 4, 1, 2, 12). В северной части активной области (зона II) структура заметно проще (за исключением узлов 18, 19). Область лидера (зона III) характеризуется еще более простой конфигурацией магнитного поля. То же самое можно сказать и о структуре в районе усиленной хромосферной сетки (зона IV) на южной окраине активной области.

### 3. $H_{\alpha}$ -активность и радиоизлучение

В течение 4—7.07 активная область дала большое количество вспышек, в том числе несколько вспышек балла 2. Как и следовало ожидать, более крупные вспышки развивались в зоне I. В районе  $\delta$ -конфигурации двухбалльная вспышка 04.07 1974 г. дала эмиссию в белом свете [13]. 6.07 также произошла вспышка балла 2n (11.06—13.00 UT), однако эта вспышка и связанные с ней события в радиодиапазоне здесь не рассматриваются. Кроме нее, в активной области наблюдалась целая серия импульсных субвспышек. Большая часть их (свыше десяти) отличались высокой гомологичностью. Располагались эти субвспышки в стороне от мест разгорания крупных вспышек (на рис. 1, в они обозначены номерами 1 и 2) и длились несколько минут. Два примера субвспышек из этой серии показаны на рис. 2, а, б.

Отличительной чертой радиоизлучения данной активной области 6.07 является наличие большого числа весьма сходных между собой импульсных микроволновых всплесков различной интенсивности [9, 10]. Всплески иногда начинались без заметного предвсплескового поярчения, характеризовались примерно одинаковой скоростью подъема и спада интенсивности. Длительность импульсных всплесков составляла несколько минут. Слабые всплески повторялись буквально через 5—10 мин, наиболее интенсивные — с интервалом 15 и более минут. Для дальнейшего анализа выбраны восемь наиболее мощных импульсных всплесков. Просмотр нашего  $H_{\alpha}$ -фильма сразу обнаружил, что с каждым всплеском совпадает по времени импульсное поярчение узелков 1 и 2 до уровня вспышек Sn — Sb.

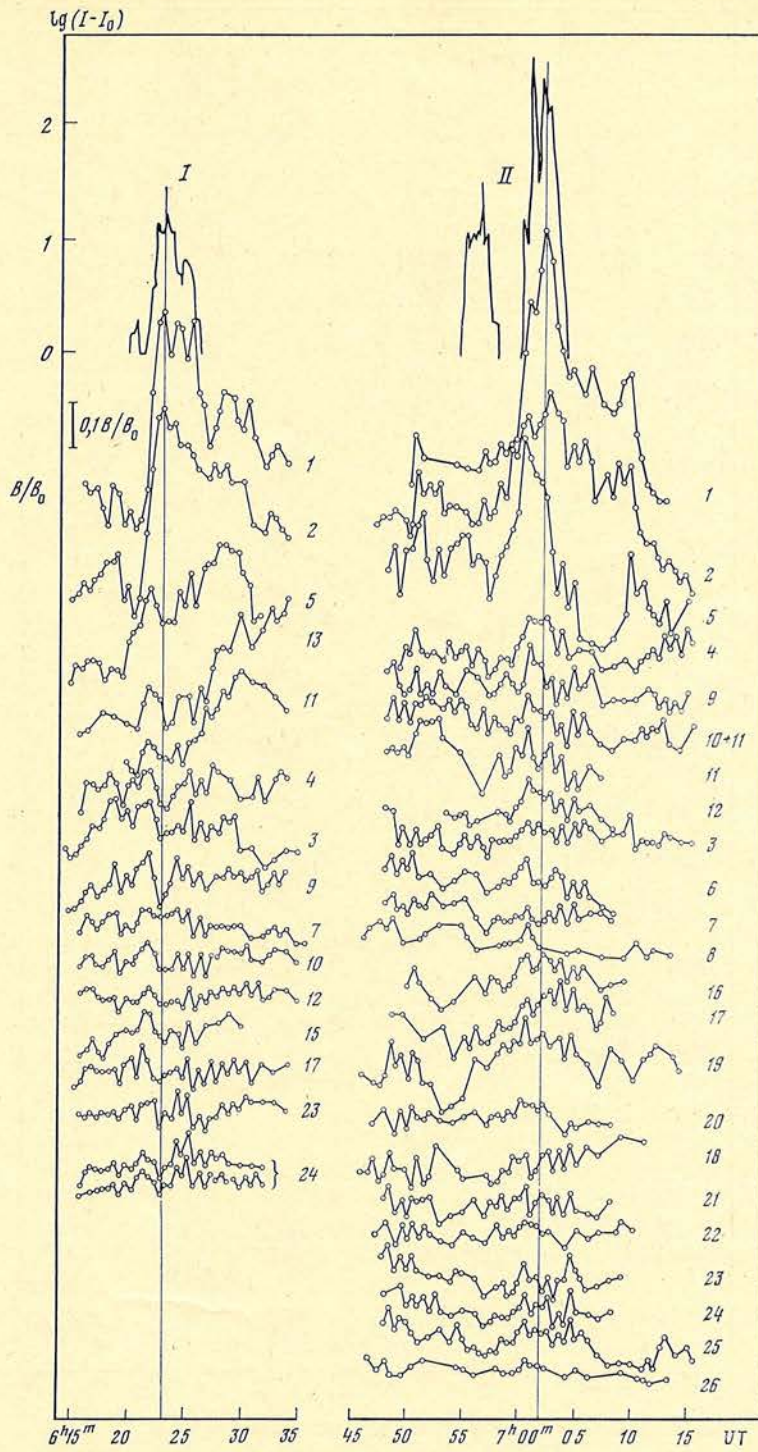
#### 4. Фотометрия

Чтобы подробно сопоставить кривые изменения яркости в  $H_{\alpha}$  крошечных узелков 1, 2 и микроволнового радиоизлучения, а также выяснить, что происходит в других местах, где поярчения на глаз незаметны, было решено провести по возможности подробную фотометрию флоккулов активной области.

Мы отказались от обычной фотометрии лишь отдельных наиболее ярких точек во флоккульных узлах по нескольким причинам. Во-первых, подобные измерения не дают информации о поведении узла в целом. Во-вторых, в таком случае необходимо предварительно заметить, какая деталь поярчала, а для слабых или плавных изменений яркости это часто трудно сделать. И, наконец, измеренная яркость мелких узлов сильно зависит от качества изображений. Чтобы частично устранить указанные трудности, достаточно соответствующим образом увеличить щель фотометра. При этом в щель будут «проваливаться» неоднородные по плотности детали, что допустимо лишь тогда, когда измеряемые интенсивности невозмущенного и возмущенного Солнца находятся на прямолинейной части характеристической кривой, построенной в нестандартных осях { $A$  — пропускание;  $I$  — интенсивность}. Легко увидеть, что в этом случае: 1) отсчет фотометра не зависит от качества изображений до тех пор, пока измеряемый узел целиком проваливается в щель; 2) при поярчении всего узла флоккула или его частей в пределах щели изменение пропускания пропорционально изменению измеряемого потока.

Для нашего негатива прямолинейная часть в указанных выше осях соответствует  $A/\Phi \approx 0,80 \div 0,27$  ( $A/\Phi$  — пропускание, нормированное к единице при наведении на фон эмульсии). Съемка Солнца проводилась с экспозициями, обеспечивающими хорошую видимость на пленке как ярких, так и темных  $H_{\alpha}$ -структур. Ввиду высокой контрастности применявшейся пленки оказалось, что в этом случае интенсивности, соответствующие невозмущенным и возмущенным участкам Солнца лежат вне прямолинейного участка характеристической кривой (для невозмущенного Солнца  $A/\Phi \approx 0,14$ ), т. е. для них невозможно применить метод фотометрии с увеличенной щелью. Чтобы «переместить» интересующие нас интенсивности на прямолинейную часть кривой, была изготовлена соответствующая позитивная копия с нашего  $H_{\alpha}$ -фильма, на которой и производились все измерения. При этом мы не уделяли специального внимания возможным неточностям, связанным с переходом к копии, поскольку нас интересовали не количественные характеристики яркости, а лишь качественный характер ее изменения со временем индивидуально для каждого узла.

Выбрав теперь подходящую щель, мы не только в заметной степени освобождаемся от влияния качества изображений, но и можем регистрировать для измеряемого узла суммарный поток (который мы в дальнейшем для краткости называем яркостью  $B$ ) при изменениях как яркости (в пределах прямолинейной части характеристической кривой) составляющих его узелков, так и их количества и площади. Чтобы иметь в каждом случае оптимальную щель, мы закрепляли на фотометре вместо стандартной щели сменные диафрагмы, каждая из которых вырезалась по форме измеряемого узла в момент максимума его площади. Яркость невозмущенного Солнца  $B_0$  определялась с максимально возможной щелью, соответствующей на Солнце около 1 кв. мин.



**Рис. 3.** Сопоставление кривых яркости различных узлов флоккулов в линии  $H_{\alpha}$  с ходом импульсного радиоизлучения на 1,9 см для первых двух (I, II) всплесков. Интенсивность радиоизлучения отсчитывается от предвсплескового значения. Кривые пронумерованы в соответствии с номерами узлов флоккулов.

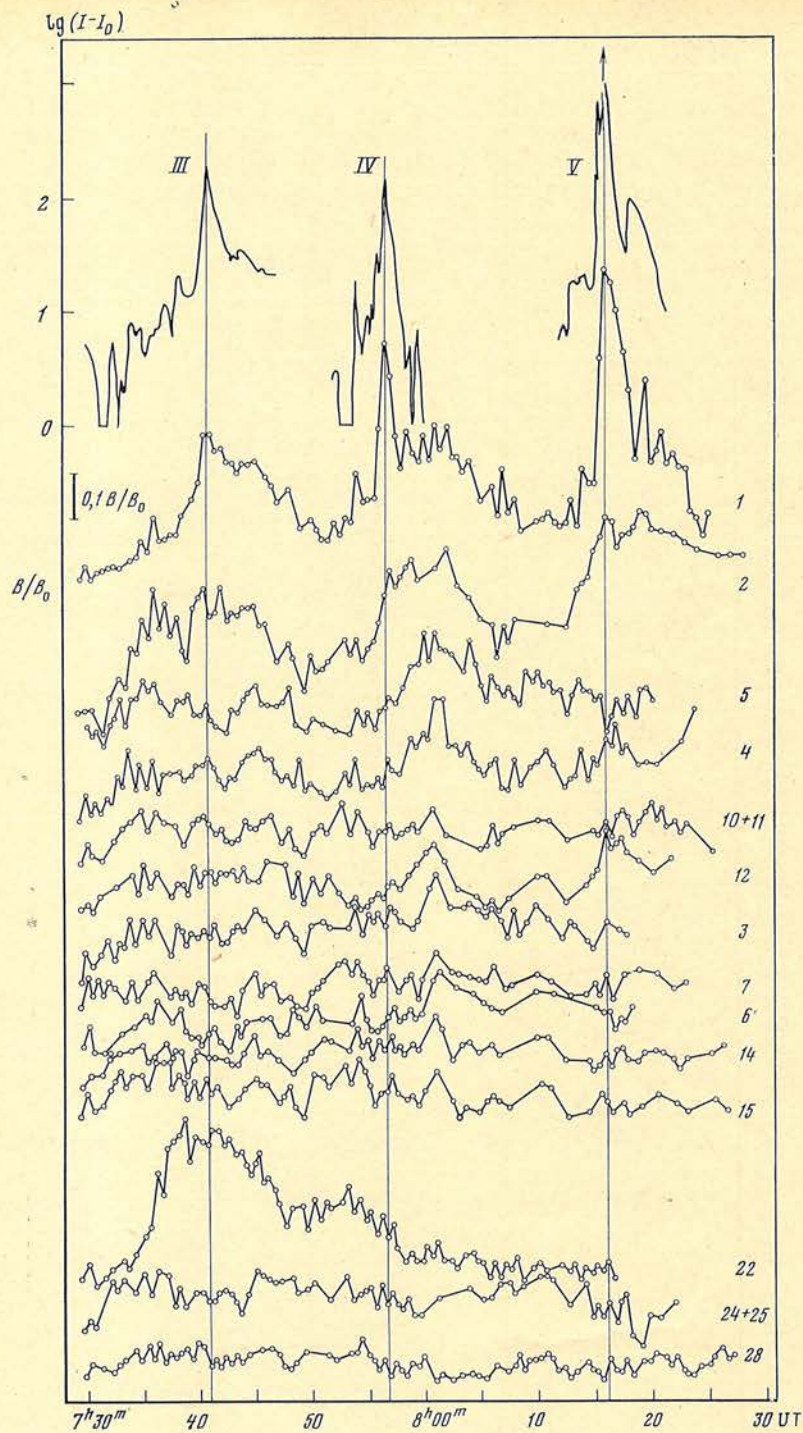


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для всплесков III—V

Выбранные для фотометрирования флоккулярные узлы обозначены на рис. 1, *в* (не показаны лишь некоторые наиболее удаленные из них в зоне IV). Мы старались по возможности полно выполнить измерения  $H_{\alpha}$ -яркости прежде всего для зоны I и не стремились получить столь же подробную информацию для других зон, поскольку в них магнитные связи были проще, а активность заметно ниже.

Для каждого из восьми микроволновых всплесков измерялось от 13 до 23 узлов; такие измерения охватывали период от 15 до 25 мин. Для трех

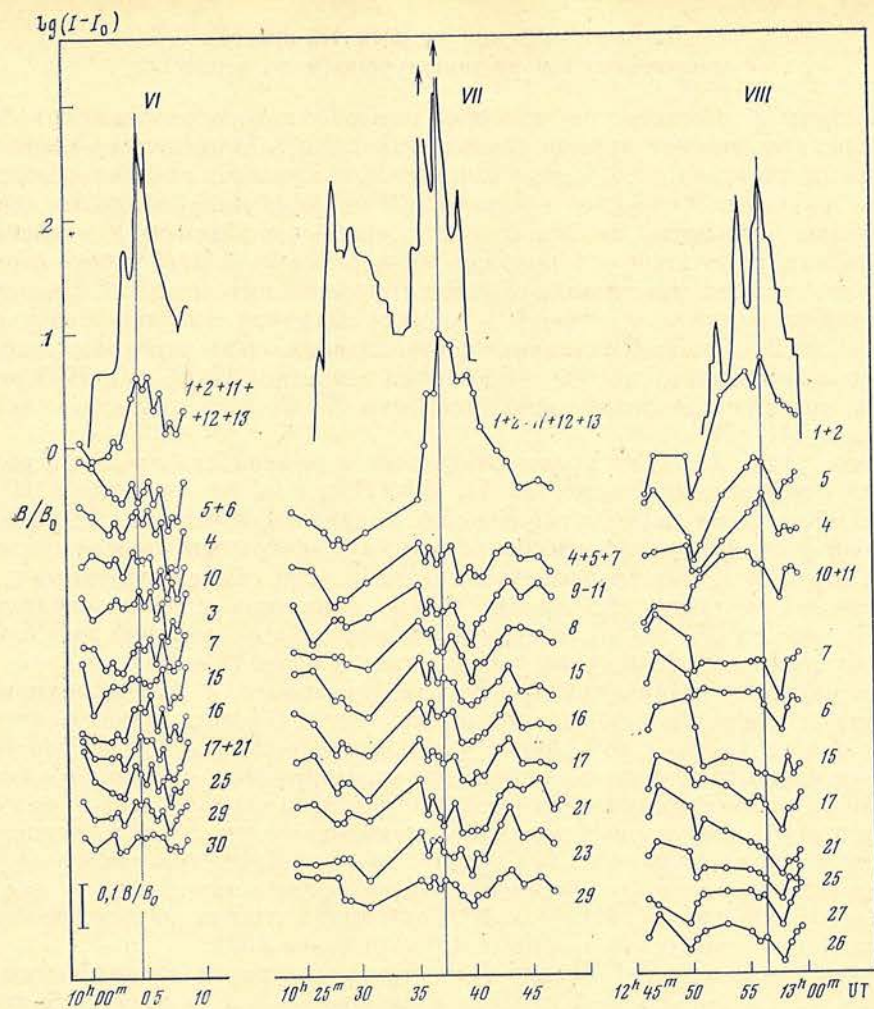


Рис. 5. То же, что на рис. 3, для всплесков VI—VIII

всплесков, следующих друг за другом с малым интервалом времени, проведены непрерывные измерения в течение почти одного часа. На протяжении всего исследуемого периода (около 5 ч) оказалось невозможным придерживаться первоначального выделения во флоккулах отдельных измеряемых узлов. Во многих случаях более поздних наблюдений приходилось объединять некоторые соседние узлы одной щелью, определяя таким образом лишь суммарное значение светового потока. Это было вызвано следующими причинами: ухудшение углового разрешения на снимках из-за смены оптической системы телескопа, эволюционные изменения структуры флоккулов и их предвспышечное поярчение и т. п. По этим же причинам для каждого узла изготавливалась своя диафрагма для соответствующего интервала непрерывных измерений. Отметим, что во всех случаях не измерялись кадры с очень плохими изображениями, а также относящиеся к съемке в крыльях линии  $H_{\alpha}$ . Среднеквадратичное отклонение одного измерения обычно мало и в редких случаях достигает величины  $\pm 0,01 B/B_0$ . Чтобы иметь представление о воспроизводимости отсчетов, можно сравнить измерения одного и того же узла 24 с двумя несколько различающимися диафрагмами для всплеска I (рис. 3).

Результаты фотометрии в виде временного хода относительной яркости  $B/B_0$  различных флоккульных узлов представлены на рис. 3—5 (фактически  $B/B_0$  — это отношение яркости эмиссионного узла к яркости невозмущенного Солнца, умноженное на отношение площади узла к площади диафрагмы — щели). В верхней части рисунков приведен ход микроволнового радиоизлучения на 1,9 см для восьми импульсных всплесков.

## 5. Сопоставление кривых $H_{\alpha}$ -яркости с микроволновым радиоизлучением во всплесках

Наилучшее соответствие с ходом микроволнового излучения во всех всплесках показывают кривые яркости узлов 1 и 2. В пределах нашего временного разрешения ( $0^m5$ ) максимумы световых кривых и кривых радиоизлучения совпадают. Ход яркости узлов 1 и 2 во время микроволновых всплесков можно разложить на две составляющие — импульсную и медленную. Импульсная составляющая (продолжительность ее 2—3 мин) строго соответствует по времени максимальной фазе микроволнового всплеска. Медленная составляющая (длительностью 10—15 мин) сдвинута в сторону затухания всплеска на 3—5 мин. Импульсная составляющая очень четко выражена на кривых яркости узла 1 (особенно во время всплесков II, IV, V). На кривых узла 2 она представлена слабо (всплески II, V) или отсутствует совсем (всплески III, IV).

Кроме узлов 1 и 2, во время микроволнового всплеска ярчают и другие участки флоккулов (см. всплески II, V—VIII). Так, во время трех (II, VI, VII) из числа более мощных всплесков (с характерной формой кривой в импульсной фазе, показывающей два максимума) ярчает наибольшее число узлов (от 10 до 20), и этот процесс охватывает все, даже самые отдаленные участки активной области. Во время других всплесков ярчает значительно меньшее число узлов (3—5), причем обычно в наиболее активной зоне I. Синхронные поярчания флоккулов наблюдались и ранее [14, 15].

Длительность поярчаний флоккулов, связанных с микроволновыми всплесками, составляет обычно несколько минут. В одних случаях они приблизительно совпадают по времени с общей продолжительностью всплеска, в других превышают ее на несколько минут. Поярчания флоккулов в подавляющем большинстве случаев не носят импульсного характера. Только в случае всплеска II импульсные поярчания показывают узлы 7, 6 и, возможно, некоторые другие узлы зоны I. Синхронные изменения яркости флоккулов наблюдаются не только во время импульсной фазы микроволновых всплесков. Часто (всплески IV, III, II, I, VII) они приходятся на различные моменты медленной составляющей кривых яркости узлов 1 и 2.

В заключение следует подчеркнуть, что, несмотря на значительную активность флоккулов по всей области и прежде всего в ее хвостовой части, в подавляющем большинстве случаев во время микроволновых всплесков наблюдаются импульсные поярчания узлов 1 и отчасти 2. Это дает нам основание предположить, что области 1 и 2 являются источником исследуемых импульсных микроволновых всплесков радиоизлучения 6.07 1974 г.

## 6. Особенности мест возникновения импульсных поярчаний

Узлы 1 и 2 находятся в области сильных магнитных полей; узел 1 — основной источник импульсных поярчаний — вплотную примыкает к большому ядру пятна, узел 2 находится по другую сторону нейтральной линии в области вкрапления поля другой полярности. Каждый из флоккулов 1 и 2 в общем случае представляет собой цепочку (длиной  $\sim 10''$ ) ярких узелков размерами 1—2'' (3—4'' в случае узла 2). Расстояние между цепочками около 5''. При активизации узлы 1 и 2 соединялись системой ярких волоконца, а в спокойные периоды в этом месте наблюдались темные микроволоконца. Интересно, что цепочки приблизительно параллельны, но сдвинуты друг относительно друга, поэтому связывающие их волоконца направлены под углом к цепочкам.

Указанные особенности узелков 1 и 2 характерны для рентгеновских источников согласно исследованиям [6, 7].

Отметим далее, что узел 2 был виден в течение всего дня наблюдений, в то время как узел 1 практически отсутствовал в спокойные периоды и появлялся лишь в моменты начала очередной импульсной субвспышки. Это последнее обстоятельство еще раз свидетельствует в пользу того, что поярчание именно

узла 1 было в основном связано с появлением микроволновых всплесков. К особенностям узлов 1 и 2 следует добавить, что наблюдавшаяся 6.07 вспышка балла 2 не захватила эту область. Однако первая же субвспышка, происшедшая через 1 ч 35 мин после максимума двухбалльной вспышки и сопровождавшаяся микроволновым всплеском, развилась опять в узлах 1 и 2, т. е. это место продолжало оставаться устойчивым источником мелкомасштабной микроволновой активности.

В заключение можно высказать предположение, что исключительная импульсная активность узлов 1 и 2 обусловлена тем, что они составляют систему магнитных арок малого размера и большой кривизны в области высокого градиента магнитного поля.

Авторы глубоко благодарны А. Б. Северному за полезные замечания при обсуждении статьи, А. С. Дворяшину и М. А. Миронову за предоставленные кривые радиовсплесков на волне 1,9 см, а также В. В. Гапееву за изготовленные копии  $H_{\alpha}$ -фильма.

Апрель 1981 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Северный А. Б.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1955, т. 15, с. 111.
2. Моисеев И. Г., Гопасюк С. И.— Там же, 1957, т. 17, с. 14.
3. Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Цытович В. Н. Физика плазмы солнечной атмосферы. М.: Наука, 1977, гл. 3, § 2, 3.
4. De Jager C.— Solar Phys., 1967, vol. 2, p. 327.
5. Vorpahl J., Zirin H.— Ibid., 1970, vol. 11, p. 285.
6. Vorpahl J. A.— Ibid., 1972, vol. 26, p. 397.
7. Vorpahl J.— Astrophys. J., 1976, vol. 205, p. 868.
8. Бабин А. Н.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, т. 52, с. 79.
9. Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н.— Там же, 1977, т. 57, с. 156.
10. Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н.— Там же, 1980, т. 62, с. 166.
11. Степанов В. Е.— Там же, 1958, т. 20, с. 52.
12. Цап Т. Т.— Там же, 1962, т. 31, с. 200; 1965, т. 33, с. 92.
13. Бабин А. Н.— Там же, 1980, т. 62, с. 142.
14. Фисенко М. И., Чистяков В. Ф.— В кн.: Исследования явлений на Солнце, 1975, с. 37.
15. Огирь М. Б.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 131.

УДК 523.75+523.164

### 160-МИНУТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПО КРУГУ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 13,5 мм

В. А. Ефанов, В. А. Котов, И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров, А. Б. Северный

Обнаружены колебания степени круговой поляризации радиоизлучения спокойного Солнца на волне 13,5 мм с периодом 160<sup>мн</sup> и амплитудой около  $2 \cdot 10^{-5}$ . Они происходят с запаздыванием на 34<sup>мн</sup> относительно изменений лучевой скорости, наблюдаемых на уровне фотосферы, и связаны, по-видимому, с вариациями общего магнитного поля Солнца.

160-MINUTE OSCILLATIONS OF THE CIRCULARLY POLARIZED RADIO-EMISSION OF THE SUN AT WAVELENGTH OF 13.5 MM, by V. A. Efanov, V. A. Kotov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov, A. B. Severny.— Variations of the circularly polarized radio-emission of the Sun with period of 160 min and amplitude of about  $2 \cdot 10^{-5}$  are detected at 13.5 mm wavelength. They exhibit phase-coherence (with about 34<sup>min</sup> delay-time) with the global 160 min oscillations of the Sun seen in the velocity of the photosphere and might be related to synchronous changes of the solar mean magnetic field.

В ходе недавних исследований установлено, что 160-мин глобальные пульсации фотосферы Солнца [1, 2] сопровождаются почти когерентными с ними колебаниями инфракрасной яркости [3], общего магнитного поля Солнца [4] и эффективной температуры в спокойных участках Солнца на радиоволнах в диапазоне 2—3,5 см [5].

Эти факты указывают на то, что колебания фотосферы производят возмущения в хромосфере, которые проявляются в виде флюктуаций яркости в инфракрасном и радиодиапазонах.

Здесь сообщается об обнаружении колебаний степени круговой поляризации радиоизлучения «спокойного» Солнца на волне 13,5 мм с периодом 160 мин и амплитудой около  $2 \cdot 10^{-5}$ .

## 1. Наблюдения

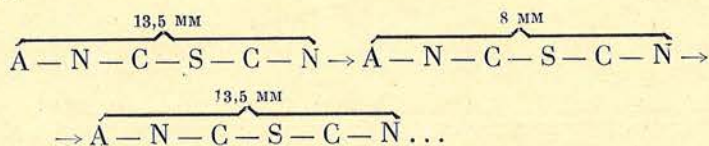
Наблюдения Солнца для выявления указанных колебаний были проведены в июне — июле 1980 г. одновременно на волнах 8 и 13,5 мм. Измерения проводились на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР при помощи радиополяриметров с флюктуационными чувствительностями около 1 К при постоянной времени  $\tau = 1^s$  на обеих волнах. В качестве преобразователей поляризации в поляриметрах использовались диэлектрические четвертьволновые пластинки в круглом волноводе. Размеры главных лепестков диаграмм направленности на 8 и 13,5 мм составляли 1,65 и 2',55 соответственно на уровнях половинной мощности. Так как на 8 и 13,5 мм применялись несовмещенные облучатели, диаграммы направленности антенны на этих двух волнах были разнесены в азимутальной плоскости на угловое расстояние около  $500''$ , что отразилось на методике наблюдений.

Измерения поляризации проводились в трех областях Солнца: в центре и у обоих полюсов. Перед началом наблюдений по этой программе ежедневно делались разрезы Солнца для выбора участков с наименьшим градиентом яркости вблизи центра диска, у Северного и Южного полюсов. Центральные области выбирались не дальше  $5'$  от центра диска (диапазоны долгот  $\pm 25^\circ$ , широт  $\pm 5^\circ$ ). Области вблизи полюсов располагались в среднем на расстоянии около  $10'$  от центра диска ( $40$ — $50^\circ$  по широте). В отдельные дни из-за наличия волокон у одного из полюсов и как следствие больших градиентов радиояркости вместе с центральным участком наблюдалась высокоширотная область только около одного из полюсов. Так, 16, 23, 24 и 27.06 такая область была у Северного полюса, а 30.06, 01 и 04.07 — у Южного полюса Солнца. Локализация наблюдавшихся участков на картах в линии  $H_\alpha$  из бюллетеня «Солнечные данные» [6] показала, что они все были свободны от каких-либо проявлений солнечной активности. Измерения начинались, как правило, при высотах Солнца около  $25^\circ$  и заканчивались на высотах около  $20^\circ$  над уровнем горизонта. Параллактический угол при этом менялся от  $-45^\circ$  до  $+45^\circ$ . Средняя продолжительность наблюдений составляла около 9 ч в день. Для визуального контроля за состоянием атмосферы использовалась телевизионная установка, передающая камера которой была сопряжена с оптическим телескопом, установленным на радиотелескопе для гидирования и юстировки. Изображение Солнца, построенное этим телескопом, отображалось на экране телевизора, и по нему отмечались моменты прохождения облаков через поле зрения.

Наблюдения выполнялись в виде циклов, следовавших попеременно: вначале для одной, затем для другой длины волны. Каждый цикл начинался с записи радиоизлучения участка неба (фон) — точка  $A$  — на расстоянии около  $1^\circ$  от центра диска Солнца. Затем радиотелескоп последовательно наводился на участок спокойного Солнца вблизи его Северного полюса (N), около центра диска (C), вблизи Южного полюса (S), снова у центра (C), — и цикл измерений на выбранной длине волны заканчивался записью излучения той же области у Северного полюса (N). Следующий цикл снова начинался с записи радиоизлучения фона, но наведение на выбранные точки производилось уже главным лепестком диаграммы направленности на другой



длине волны. Таким образом, последовательность измерений была следующей:



Процесс переустановки, смены волны наблюдений и регистрации выходного сигнала в цифровом виде был полностью автоматизирован при помощи ЭВМ М-6000 [7]. Она уже учитывала изменение положения Солнца в экваториальной системе координат и систематические ошибки наведения телескопа [8]. В рассматриваемых наблюдениях не учитывалось изменение точки слежения на поверхности Солнца вследствие его вращения. Точность отслеживания выбранной области на диске Солнца составляла около  $30''$  в течение всего дня наблюдений.

В каждой выбранной точке выходные сигналы радиополяриметров усреднялись в цифровом виде в течение 2 мин, что давало результирующую чувствительность около  $0,1 \text{ К}$  ( $2 \cdot 10^{-5}$  антенной температуры спокойного Солнца). Одновременно регистрировались параметры Стокса  $I$  и  $V = R - L$  и сигнал от шумового генератора ( $K$ ) для отслеживания возможных изменений коэффициента усиления радиометров [9];  $R$  и  $L$  — право- и левополяризованные компоненты излучения соответственно. В конце усреднения печатались средний момент времени, высота точки наблюдения над уровнем горизонта и средние значения параметров  $I$ ,  $V$  и  $K$  для каждой длины волны. Эти же данные выводились на перфоленту для последующей обработки.

## 2. Результаты наблюдений и их анализ

Антенная температура наблюдавшегося участка Солнца в канале интенсивности  $I$  и обусловленное его излучением приращение сигнала в поляризационном канале  $V$  определялись вычитанием фоновой составляющей в каждом канале. Для этого использовались ближайшие по времени измерения излучения атмосферы (точки  $A$ ), которые линейно интерполировались по высоте. Учет излучения атмосферы необходим, так как эффективная температура атмосферы в миллиметровом диапазоне длин волн существенно зависит от высоты. В дальнейшем анализировались отношения  $P' = V/I$ , содержащие информацию о поляризованной по кругу составляющей радиоизлучения Солнца на фоне паразитного сигнала, обусловленного просачиванием части мощности интенсивности (неполяризованной составляющей) в поляризационный канал. Уровень такой паразитной поляризации не превышал  $0,5\%$  и имел одинаковую параболическую зависимость от времени каждый день с максимумом вблизи момента кульминации Солнца. Как будет показано в дальнейшем, этот параболический дрейф легко исключался при помощи аппроксимации данных полиномом второй степени. Заметим, что наблюдаемая степень поляризации  $P' = V/I$  слабо зависит от эффектов поглощения в тропосфере Земли, поскольку обе величины,  $V$  и  $I$ , регистрируются одновременно.

От высоты наблюдения уровень паразитного просачивания зависел практически линейно, поэтому его изменения в течение дня, по-видимому, вызывались изменениями весовых деформаций как антенны, так и волноводного тракта радиометров.

Для дальнейшего анализа — поиска колебаний поляризованного излучения с периодом 160 мин — были отобраны результаты наблюдений за 21 день с ясной погодой, составившие массив в 1781 измерение (т. е. в сумме 1781 точка). За эти дни наблюдениями было охвачено около 191 ч со средним интервалом между индивидуальными значениями  $P'$  безотносительно к какой-либо зоне примерно  $6^m4$ . Отдельно по зонам интервалы между последовательными отсчетами были различными (см. схему наблюдений выше) и в среднем составляли  $15^m$  для N- и C-зон и  $30^m$  для S-зоны.

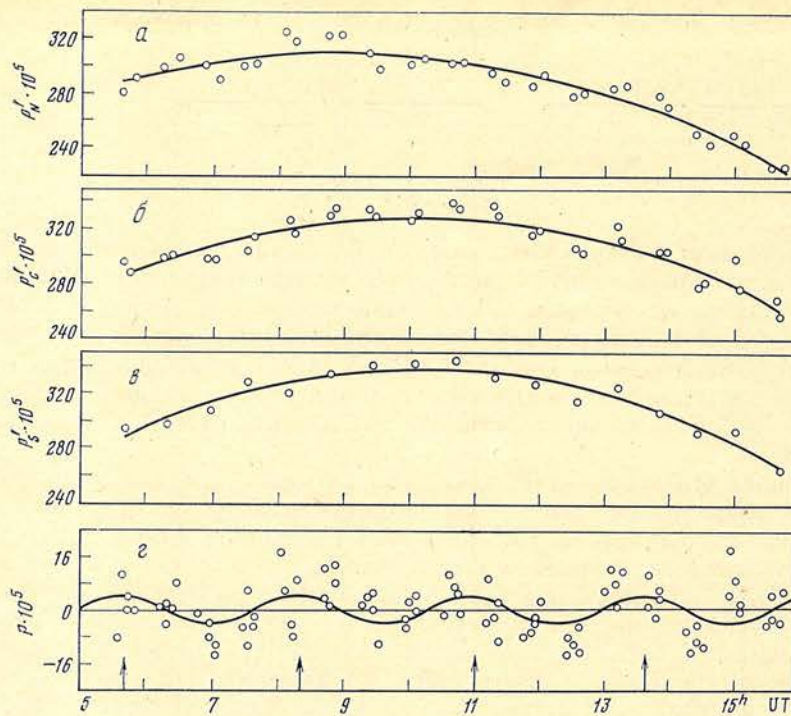


Рис. 1. Зависимость от времени регистрируемой степени поляризации радиоизлучения на волне 13,5 мм по наблюдениям 13.06 1980 г.

$a'$  — северной,  $b$  — центральной,  $c$  — южной областей Солнца,  $d$  — ее отклонений от параболического дрейфа для всех трех зон. Сплошными линиями проведены найденные методом наименьших квадратов параболы ( $a$ — $c$ ) и синусоидальная кривая с периодом  $160^m01$  ( $d$ ). Внизу стрелками отмечены моменты максимума поляризованного излучения, определенные по всей совокупности измерений (см. таблицу)

Результаты измерений  $P'$  анализировались методом, использовавшимся ранее для обработки оптических данных (лучевых скоростей) [4, 10]. Для каждого дня наблюдений, отдельно для N-, C- и S- областей, методом наименьших квадратов находилась полином 2-й степени  $P_0(t)$ , аппроксимирующий дневной дрейф измеренных степеней поляризации  $P'(t)$ . Затем вычислялись разности «измерения минус парабола»

$$P(t) = P'(t) - P_0(t), \quad (1)$$

составившие три временных последовательности — отдельно для N-, C- и S-областей.

Пример такой обработки данных за 13.06 1980 г. показан на рис. 1. Видно, что колебания степени поляризации с периодом 160 мин в отдельные дни выделялись довольно отчетливо. Амплитуда флюктуаций  $P$  относительно параболического дрейфа достигала иногда величины  $25 \cdot 10^{-5}$ . Среднеквадратичная величина этих флюктуаций (шум плюс реальные изменения) составляет около  $10 \cdot 10^{-5}$ . Отсюда следует, что полученный массив данных (1781 измерение для всех широтных зон) позволяет надежно выделить периодические изменения сигнала с амплитудой  $A \gtrsim (1781)^{-1/2} \cdot 4\sigma \approx 10^{-5}$ .

Свертка значений  $P(t)$  с периодом пульсаций Солнца  $160^m010$ , значение которого определено по оптическим данным [10], показала наличие волны с этим периодом для каждой из трех широтных зон. Отметим, что при свертке использовались только реально измеренные величины  $P$ , без всякого сглаживания их, хотя фильтрация (или интерполяция) данных обычно повышает статистическую значимость результатов. Средняя кривая изменения поляризации для каждой зоны аппроксимировалась синусоидальной кривой для определения амплитуды монохроматического колебания с периодом  $160^m010$  и фазы максимального значения степени поляризации. Результаты этого анализа приведены в таблице, где в столбце 1 указан тип анализировавшихся

данных, 2 — число измерений, 3 — амплитуда (гармоническая) колебаний, 4 — среднеквадратичная ошибка отдельного среднего значения  $P$  в 10-минутном фазовом интервале, 5 — величина  $2A'/\sigma$  — статистическая значимость полученной волны ( $A'$  — аналог пиковой амплитуды [4, 10]). В последнем столбце приведены фазы максимального значения степени поляризации. За нуль фазы всюду берется момент  $00^h 00^m$  UT, 1.01 1974 г.

Из таблицы видно, что амплитуды колебаний в N- и S-областях в 2,6 раза больше амплитуды изменений в центральной зоне, и статистическая значимость колебаний на высоких широтах выше, чем для низкоширотной зоны. Обращает на себя внимание также тот факт, что фазы максимумов степени поляризации для всех трех зон совпадали с точностью до  $8^m$  (0,05 периода).

Близость фаз максимумов поляризации для всех зон свидетельствует о том, что изменения ее происходят почти синхронно на всех широтах Солнца.

Тип данных	$k$	$A, 10^{-5}$	$\sigma, 10^{-5}$	$2A'/\sigma$	Фаза
$P_N$	725	2,3	1,59	3,2	$02^h 09^m$
$P_C$	712	1,0	1,45	2,1	02 24
$P_S$	344	2,9	2,14	2,8	02 12
$P$	1781	1,8	0,97	3,7	02 11

Поэтому в последней строке таблицы приведены параметры кривой для общего массива данных, когда все три ряда измерений  $P_N$ ,  $P_C$  и  $P_S$  рассматривались как единая временная последовательность, и анализ, описанный выше, начиная со свертки, был выполнен для нее.

Из сравнения данных, приведенных в таблице и полученных по средней кривой лучевой скорости для периода  $160^m 010$ , следует, что момент максимальной поляризации запаздывает примерно на 34 мин по отношению к среднему моменту максимальной лучевой скорости (расширения Солнца).

Для обобщенного массива данных (т. е. для полного ряда измерений в N-, C- и S-зонах) был рассчитан спектр мощности колебаний методом наложения эпох, который эквивалентен методу прямого фурье-преобразования [11]. Вид его, иллюстрирующий зависимость квадрата амплитуды колебаний от их частоты в диапазоне от  $(208^m)^{-1}$  до  $(98^m)^{-1}$ , показан на рис. 2. Из него видно, что периоду  $160^m$  соответствует один из доминирующих пиков в спектре мощности. Наряду с этим в спектре выделяются еще около 10 пиков сравнимой со  $160^m$ -колебаниями мощности, которые могут быть связаны с: а) некоторыми другими реальными колебаниями солнечного происхождения, б) шумами в измерениях поляризации, в) процедурой исключения дневного дрейфа, г) скважностью наблюдений. В частности, спектр поляризации  $P$  обнаруживает концентрацию пиков мощности в районе  $\sim 150-153^m$ ; присутствие таких периодов может отражать реальные колебания Солнца, так как близкие периоды заметны и в спектре мощности лучевой скорости фотосферы [10]. Важным обстоятельством, говорящим против «артефактного», т. е. присущего методу наблюдений и обработке материала (и связанного с близостью периода  $160,010$  к  $1/9$  сут, см. обсуждение этого вопроса в [10]), происхождения пика мощности  $160^m$  в спектре поляризации (рис. 2) является отсутствие пика  $\sim 180^m$  ( $= 1/8$  сут); пик мощности на  $144^m$  ( $= 1/10$  сут) также выражен весьма слабо по сравнению с пиком  $160^m$ .

Нужно отметить, что в пределах точности определения значений периодов ( $\approx 0^m 1$ ) в рассматриваемой области частот один и тот же период,  $160^m 0$ , присутствует одновременно в поляризованном излучении и в спектре лучевых скоростей, а также в интенсивности радиоизлучения [12]. Это свидетельствует об исключительности 160-мин колебаний, которая, по-видимому, связана с их долговременной, на протяжении по крайней мере 7 лет, фазовой когерентностью [10].

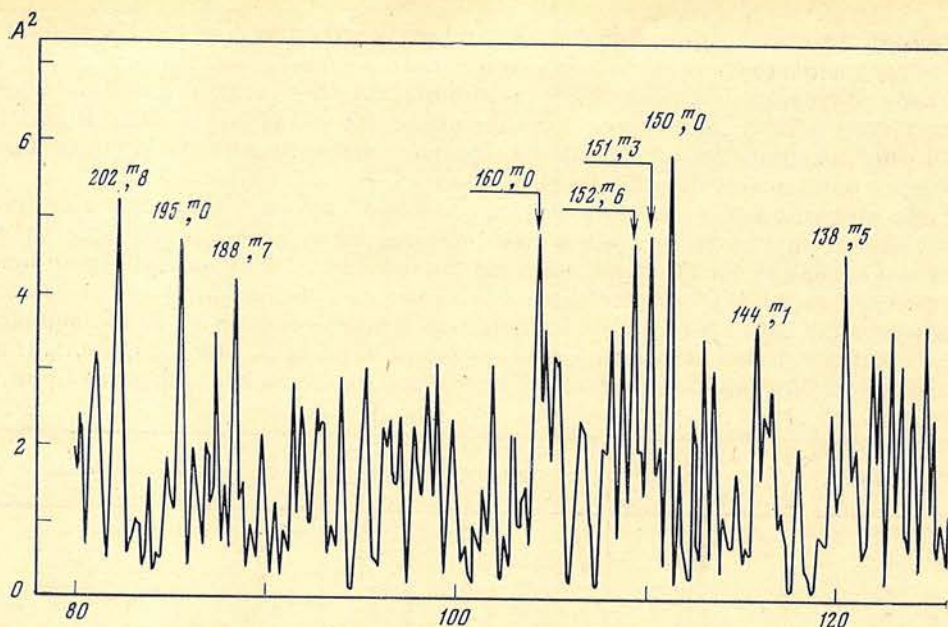


Рис. 2. Объединенный по трем широтным зонам спектр мощности измененной степени поляризации излучения «спокойного» Солнца на волне 13,5 мм (1980 г.)  
 Величина  $A^2$  дана в относительных единицах

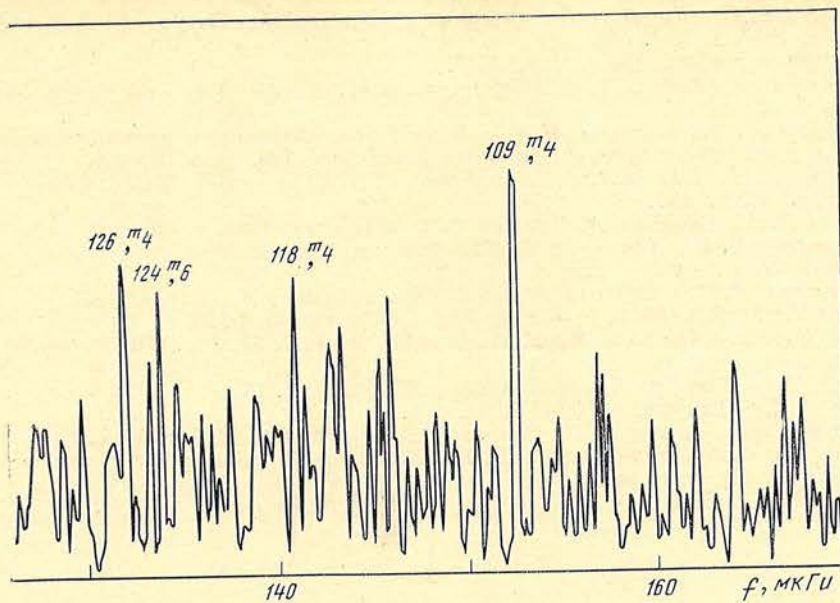
Отметим, что в отличие от изменений лучевых скоростей, радио- и инфракрасной яркостей [10], которые определялись дифференциальным методом для всего солнечного диска, вариации степени поляризации наблюдались непосредственно и почти одновременно для трех *разных* широтных зон (N, C и S) Солнца.

### 3. Обсуждение

Радиоизлучение на миллиметровых и коротких сантиметровых волнах зарождается в хромосфере. Причиной возникновения круговой поляризации теплового радиоизлучения магнитоактивной плазмы является различие коэффициентов поглощения в ней обыкновенной и необыкновенной волн [13]. Вследствие этого необыкновенная волна выходит из более высоких слоев хромосферы и обладает большей температурой, чем обыкновенная. Связь между степенью круговой поляризации излучения на частоте  $f$  и величиной магнитного поля  $H$  для квазипродольного распространения имеет вид [14]

$$P = n \frac{f_H}{f} |\cos \alpha| = 2,8n \frac{H}{f} |\cos \alpha|. \quad (2)$$

В этой формуле  $H$  выражается в Гс,  $f$  — МГц,  $f_H = 2,8 H$  — электронная гирочастота,  $\alpha$  — угол между направлением магнитного поля и лучом зрения,  $n = \partial \ln T / \partial \ln f$  — логарифмический спектральный индекс по температуре  $T$ . Формула (2) определяет степень поляризации излучения от каждой точки солнечного диска. При наблюдениях, однако, регистрируются величины, усредненные по диску Солнца диаграммой направленности радиотелескопа. Поэтому при оценке ожидаемой степени поляризации излучения спокойного Солнца необходимо учитывать: тонкую структуру магнитного поля [15, 16], совпадение областей повышенной температуры с областями усиленного магнитного поля [17—19] и обусловленную различием градиентов электронной температуры в горячих и холодных областях зависимость величины  $n$  от координат. Оценки показывают, что при учете перечисленных выше факторов степень поляризации радиоизлучения на частоте 22 ГГц ( $\lambda = 1,35$  см) может составлять величину порядка  $15 \cdot 10^{-5}$ .



Непосредственное определение степени круговой поляризации «спокойного» Солнца в каждой широтной зоне по нашим измерениям довольно затруднительно, так как требует знания величины паразитного просачивания с высокой точностью. Заметим, что при преобладании различных полярностей магнитных полей у Северного и Южного полюсов, например, разность  $P_N - P_S$  будет по абсолютной величине равна сумме степеней поляризации в зонах N и S, а знак разности будет зависеть от полярностей полей. Средние за день значения таких разностей ( $P_N - P_S$ ,  $P_N - P_C$ ,  $P_S - P_C$ ) достигали в отдельные дни величины  $30 \cdot 10^{-5}$  при средних значениях за весь период  $\overline{P_N - P_S} = (-11 \pm 4) \cdot 10^{-5}$ ,  $\overline{P_N - P_C} = (-15 \pm 2) \cdot 10^{-5}$  и  $\overline{P_S - P_C} = (-3 \pm 2) \cdot 10^{-5}$ . Видно, что согласие по порядку величины с полученной выше теоретической оценкой хорошее.

Напряженность фонового магнитного поля в южной и северной полусферах согласно последним данным составляла в 1973—1976 гг.  $\sim 0,14$  Гс [20]. Амплитуда возможных изменений общего магнитного поля Солнца с периодом 160 мин около 0,01 Гс, т. е. 7% [4]. Относительная амплитуда изменений степени круговой поляризации в нашем случае  $\sim 20\%$ . Однако при учете неоднородностей в распределении магнитного поля и яркостной температуры на Солнце относительные амплитуды изменений магнитного поля и степени поляризации, по-видимому, могут быть согласованы. Подчеркнем, что поляризованное излучение на волне 13,5 мм меняется синхронно во всех широтных областях аналогично общему магнитному полю Солнца [4]. Естественно поэтому предположить, что колебания степени поляризации вызываются вариациями магнитного поля.

Необходимо отметить, что обнаруженные пульсации поляризации радиоизлучения Солнца не могут быть вызваны влиянием ионосферы. Оценки показывают, что оптическая толщина ионосферы на  $\lambda = 1,35$  см меньше  $5 \cdot 10^{-7}$ . Разность ее оптических толщ для обыкновенной и необыкновенной волн меньше этого значения еще на несколько порядков. Поэтому влияние ионосферы на поляризованное по кругу излучение пренебрежимо мало.

Май 1981 г.

#### Литература

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*— Nature, 1976, vol. 259, p. 87.
2. *Brookes I. R., Isaak G. R., van der Raay H. B.*— Nature, 1976, vol. 259, p. 92.
3. *Котлов В. А., Кучми С.*— УФН, 1979, т. 128, с. 730.
4. *Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, vol. 183, p. 61.

5. Ерюшев Н. Н., Котов В. А., Северный А. Б., Цветков Л. И.— Письма в Астрон. журн., 1979, т. 5, с. 546.
6. Солнечные данные, 1980, № 6, № 7.
7. Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенский В. А. и др.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1980, т. 62, с. 198.
8. Зилченко И. И., Нестеров Н. С.— В кн.: 11-я Всесоюзная радиоастрономическая конференция по аппаратуре, антеннам и методам: Тез. докл. Ереван, 1978, с. 141.
9. Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенский В. А. и др.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 57, с. 199.
10. Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.— Там же, 1982, т. 66, с. 3.
11. Рачковский Д. Н., Абраменко В. И.— Там же, 1982, т. 66.
12. Цветков Л. И.— Наст. том, с. 118.
13. Железняков В. В.— Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964.
14. Bogod V. M., Gelfreikh G. V.— Solar Phys., 1980, vol. 67, p. 29.
15. Severny A. V.— In: Solar Magn. Fields, IAU Symp. N 43. P., 1970, Dordrecht, 1971, p. 675.
16. Цап Т. Т.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1978, т. 58, с. 13.
17. Цап Т. Т.— Там же, 1974, т. 50, с. 159.
18. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Северный А. Б.— Там же, 1975, т. 53, с. 121.
19. Гельфрейх Г. Б., Кайдановский Н. Н., Кононович Э. В. и др.— Письма в Астрон. журн., 1977, т. 3, с. 550.
20. Котов В. А., Степанян Н. Н.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1980, т. 62, с. 117.

УДК 523.942/945+947

**КОГЕРЕНТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В РАДИОИЗЛУЧЕНИИ  
«СПОКОЙНОГО» СОЛНЦА.  
МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ  
1977—1980 гг.**

Л. И. Цветков

Описывается наблюдательная программа, выполненная на РТ-22 КАО АН СССР с целью поиска колебаний радиояркости Солнца в диапазоне 1,9—3,5 см, сопутствующих глобальным пульсациям Солнца с периодом 160 мин. Приводятся принцип действия и основные параметры компенсационных радиометров на волнах 1,9; 2,25; 2,5 и 3,5 см, а также радиополяриметра для волны 2,25 см. Рассмотрены типы флюктуаций несолнечного происхождения: 1) флюктуации коэффициента усиления радиометра; 2) вариации поглощения в атмосфере Земли; 3) флюктуации слежения радиотелескопа. Описывается методика регистрации при наблюдениях флюктуаций относительной (центр — край) радиояркости Солнца.

Результаты наблюдений 1977—1980 гг. показывают, что средняя амплитуда измерения радиояркости в рассматриваемом диапазоне волн соответствует периодическим изменениям дифференциальной (центр — край) яркостной температуры спокойного Солнца примерно на  $\pm 3$  К. Сравнение с наблюдениями лучевой скорости Солнца показывает, что колебания радиояркости, по-видимому, запаздывают относительно колебаний лучевой скорости примерно на 12 мин.

THE COHERENT OSCILLATIONS IN THE «QUIET» SUN RADIOEMISSION. METHOD AND RESULTS OF OBSERVATIONS CARRIED OUT IN 1977—1980, by L. I. Tsvetkov.— The observational program with the Crimean 22-m radiotelescope at the wavelength range 1.9—3.5 cm was elaborated to confirm the existence of radiobrightness oscillations accompanied with the global 160 min oscillations of the solar surface. The action and some parameters of the compensative radiometers at 1.9, 2.25, 2.5 and 3.5 cm wavelengths and a radiopolarimeter at 2.25 cm wavelength are given. Some disturbing fluctuations which cannot be ascribed to the Sun have been studied: 1) fluctuations caused by the receiver, 2) atmospheric fluctuations, 3) oscillations of the telescope during Sun tracking. Registration method used while observations of the relative (center-to-limb) solar radiobrightness fluctuations, is described.

1977—1980 observations revealed that the mean amplitude of variations of radiobrightness in the considered range corresponds to variations of about  $\pm 3$  K in brightness tempe-

rature of the «quiet» Sun. The comparison with the observations of solar radial velocity shows, that radiobrightness oscillations lag those of radial velocity by approximately 12 min.

Наблюдения флюктуаций в радиоизлучении спокойного Солнца, выполненные в 1977—1978 гг. на РТ-22 КАО АН СССР в диапазоне 1,9—3,5 см, позволили обнаружить колебания относительной (центр — край) радиояркости с периодом 160 мин и амплитудой около  $10^{-3}$  [1]. Было показано, что эти колебания происходят синхронно с глобальными пульсациями Солнца [2]. В течение 1979—1980 гг. были выполнены пять циклов наблюдений на волне 2,25 см. Наблюдения проводились по методике, предложенной А. Б. Северным [1]. С целью реализации поставленной наблюдательной программы был сконструирован и изготовлен ряд компенсационных радиометров, потребовались специальные конструктивные решения и некоторые разработки методического характера. Нами были рассмотрены типы флюктуаций несолнечного происхождения, связанные с флюктуациями коэффициента усиления радиометра, вариациями поглощения в атмосфере Земли и флюктуациями слежения радиотелескопа.

Далее описывается радиометрическая аппаратура, с помощью которой проводились наблюдения, а также методика регистрации флюктуаций в полной интенсивности. Результаты наблюдений (1977—1980 гг.) в диапазоне 1,9—3,5 см сравниваются с результатами наблюдений (1974—1980 гг.) колебаний лучевой скорости Солнца [3].

### 1. Описание радиометров для наблюдений когерентных колебаний в радиоизлучении спокойного Солнца

При наблюдениях когерентных колебаний радиояркости Солнца на РТ-22 был выбран квазиулевой метод приема с компенсацией части сигнала от Солнца сигналом от генератора шума. В качестве модуляционных радиометров применялись приемники П5-10, входящие в комплект трехканального радиополяриметра [4], и радиометр на волну 2,25 см [5], поляриметр на волну 2,25 см [6]. Известно, что квазиулевой метод приема обеспечивает повышение стабильности радиометров. В нашем случае он реализуется во входных устройствах радиометров.

Трехканальный радиометр на волны 3,5; 2,5 и 1,9 см применялся при наблюдениях радиопульсаций в 1977 г. Входные устройства трехканального радиометра идентичны для всех волн. Разделение каналов по частоте осуществлялось по схеме, описанной в [4]. Блок-схема радиометра на волну 3,5 см показана на рис. 1. Принцип действия заключается в следующем. Сигнал вертикальной поляризации от Солнца через поляризационный ответвитель, полосовой фильтр и направленный ответвитель поступает на основной вход радиометра. Сигнал компенсации поступает от генератора шума (ГШ) через направленный фильтр и управляемый аттенюатор на второй вход радиометра. Управление режимами работы четырех генераторов шума, собранных на ГШ-5, осуществляется посредством блока управления и блока поджига ГШ. Схемы поджига ГШ собраны на полупроводниковых элементах и обеспечивают высокую стабильность выходной мощности ГШ. Предусмотрено дистанционное управление режимами работы ГШ.

Калибровка осуществляется подачей части мощности ГШ через аттенюатор и направленный ответвитель. Уровни калибровочных сигналов, приведенных к общему входу, составляют  $135 \pm 10$  К и проверялись по излучению согласованной нагрузки, нагретой до  $T = 100^\circ$  С. Была проведена идентификация каналов по чувствительности, калибровочным уровням и т. п. Потери на пассивных элементах СВЧ-тракта входного устройства составляют  $2,2 \pm 0,4$  дБ. Флюктуационная чувствительность радиометров около 1,5 К при полосе  $2 \times 8$  мГц. При наблюдениях на РТ-22 величина шумовой дорожки составляла около 20 К на всех волнах. Блок управления обеспечивал последовательную калибровку трех каналов методом подшумливания в течение 3 мин.

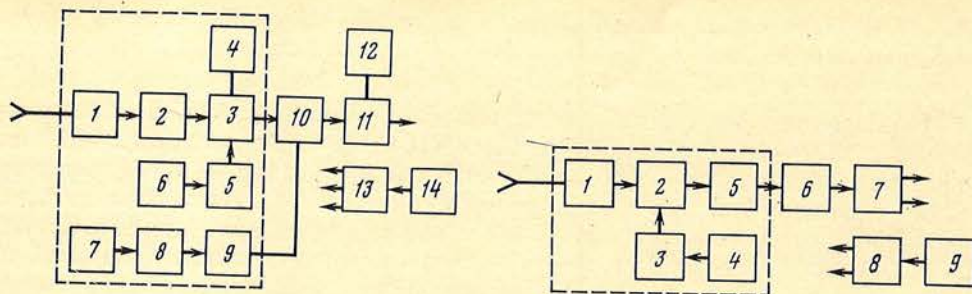


Рис. 1. Блок-схема компенсационного радиометра на волну 3,5 см

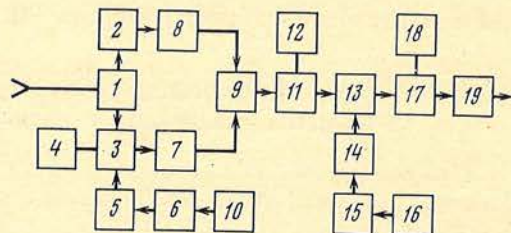
1 — поляризационный ответвитель, 2 — полосовой фильтр, 3 — направленный ответвитель, 4 — согласованная нагрузка, 5, 9 — управляемые аттенюаторы, 6, 7 — генераторы шума, 8 — направленный фильтр, 10 — СВЧ-блок радиометра, 11 — НЧ-часть радиометра, 12 — блок питания, 13 — блок поджига ГШ, 14 — блок управления. Штриховой линией показана структурная схема входной части радиометра

Рис. 2. Блок-схема компенсационного радиометра на волну 2,25 см

1 — анализатор, 2 — волноводный тройник, 3 — управляемый аттенюатор, 4 — генератор шума, 5 — модулятор ферритовый, 6 — СВЧ-блок радиометра, 7 — НЧ-часть радиометра, 8 — блок поджига ГШ, 9 — блок управления. Штриховой линией показана структурная схема компенсатора

Рис. 3. Структурная схема входной части радиополяриметра на волну 2,25 см

1 — турникетное соединение, 2 — аттенюатор, 3 — направленный ответвитель, 4, 12, 18 — согласованные нагрузки, 5, 14, 19 — управляемые аттенюаторы, 6—8, 15 — вентили, 9, 13 — модуляторы, 10, 16 — генераторы шума, 11, 17 — циркуляторы



Радиометр на волну 2,25 см применялся при наблюдениях 1978, 1979 гг. Структурная схема радиометра представлена на рис. 2. Принцип действия заключается в следующем. Сигнал вертикальной поляризации от Солнца проходит через анализатор, волноводный тройник, ферритовый модулятор на вход радиометра. Сигнал компенсации от ГШ поступает в основной тракт и через управляемый аттенюатор возбуждает в тройнике сигнал горизонтальной поляризации. Сравнение сигналов осуществляется с помощью ферритового модулятора, принцип действия которого основан на использовании эффекта Фарадея [4]. На выходе модулятора глубина модуляции пропорциональна разности этих двух сигналов. Половина мощности ГШ, ответвляющаяся в направлении облучателя, поглощается в пластинке ( $\beta_0 = 32$  дБ). Развязка плеч модулятора составляет 24 дБ. Входное устройство позволило реализовать квазиуловый метод приема, как и в случае применения трехканального радиометра.

Радиометр 2,25 см работает в режиме измерений полусуммы и полуразности мощностей двух ортогональных поляризаций. В этом случае на одном выходе радиометра регистрируется полуразность мощностей сигналов от Солнца и ГШ, на втором — полусумма этих мощностей. Сигнал внутренней калибровки, составляющий 63 К, был пересчитан ко входу методом сравнения с излучением согласованной нагрузки, нагретой до  $T = 100^\circ \text{C}$ .

Флюктуационная чувствительность при наблюдениях на РТ-22 указанным методом составляет  $\Delta T_{\text{ш}} = 0,5$  К и несколько превышает расчетную [7].

Таким образом, предельная чувствительность при наблюдениях флюктуаций на волне 2,25 см составляет порядка  $10^{-4}$  от антенной температуры спокойного Солнца и заметно выше, чем на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. В 1979 г. был разработан и изготовлен радиополяриметр модуляционного типа с последовательным анализом состояния поляризации. Поляриметр создан на базе автоматического радиометра на волну 2,25 см [5]. Принцип действия радиополяриметра основан на разделении составляющих поляризованного



сигнала в турникетном соединении с последующей модуляцией сигналов в СВЧ-тракте.

Комплект радиополяриметра включает в себя поляризационный блок, СВЧ-блок радиометра, НЧ-устройство радиометра и автономный блок управления. На рис. 3 приведена структурная схема поляризационного блока.

В конструкции поляризационного блока применены широкополосные СВЧ-компоненты на твердотельных элементах. В качестве управляемых аттенуаторов и модуляторов использованы волноводные устройства на  $p-i-n$  диодах. Развязывающие устройства: циркуляторы и вентили — в малогабаритном исполнении. Калибровка и подшумливание производится с помощью полупроводниковых генераторов шума.

Для модуляции составляющих частично-поляризованного радиоизлучения используется сетка частот, принятая в радиометре. Радиометр работает в режиме измерения полусуммы и полуразности мощностей.

В комплексе с РТ-22 радиополяриметр обеспечивает следующие режимы наблюдений: 1) одновременная регистрация как полуразности право- и левополяризованных составляющих, так и полусуммы интенсивностей неполяризованной и поляризованной компонент сигнала; 2) регистрация суммы правополяризованного компонента и половины интенсивности неполяризованной части сигнала; 3) регистрация суммы левополяризованного компонента и половины интенсивности неполяризованной части сигнала. В конструкции радиополяриметра предусмотрено устройство подшумливания по каналу круговой поляризации, обеспечивающее подачу на вход регулируемого опорного сигнала при регистрации флюктуаций поляризованного излучения. Точность измерения степени поляризации при наблюдениях на РТ-22 составляет  $1,5 \cdot 10^{-4}$  [6].

Наблюдения когерентных колебаний в поляризованном излучении от участков спокойного Солнца представляют несомненный интерес в связи с недавним обнаружением колебаний степени поляризации на волне 13,5 мм, синхронных с глобальными пульсациями Солнца [8]. Наблюдательный материал, полученный на волне 2,25 см в 1980 г., обрабатывается.

## 2. Методика регистрации флюктуаций радиоизлучения спокойного Солнца

Методика наблюдений описана в [1], она во многом аналогична методике, принятой при исследованиях в оптическом диапазоне. Телескоп работал в режиме переустановок на два различных участка диска Солнца, вблизи центра и вблизи полюса. Ширина диаграммы направленности (ДН) составляла 6,1; 5,0 и 4,8 на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см [9].

Вследствие аналогичности схемы всех каналов в сантиметровом диапазоне в дальнейшем методика рассматривается на примере применения радиометра на волну 2,25 см. Площадки для слежения выбирались при сканировании диска Солнца (в начале наблюдений) из условий наиболее приемлемого распределения радиояркости, близкого к равномерному. Это обеспечивает уменьшение влияния ошибок наведения РТ-22.

На рис. 4 представлены копии записей сканов по  $\delta$  (в направлении видимого склонения) через  $\alpha_{\text{ц}}$  (прямое восхождение центра диска) 26.06 1979 г. на волне 2,25 см. Выбор площадок осуществлялся по записям на канале разности, при этом соотношение шкал по обоим каналам было равно 24. Положение площадок выбиралось так, что угловое расстояние между ними обычно составляло 10—12'. Ширина ДН РТ-22 на волне 2,25 см, измеренная по краю диска Солнца и по источникам космического радиоизлучения, составляет  $4'3 \times 4'2$ . Положение ДН радиотелескопа относительно центра диска Солнца вычислялось с учетом кривых ошибок наведения РТ-22 в системе координат  $\alpha$  и  $\delta$ . Корректирующие скорости при слежении задавались также в соответствии с этим графиком. Ошибки наведения определялись по сканам Солнца через центр и предшествовали каждому пятидневному циклу наблюдений.

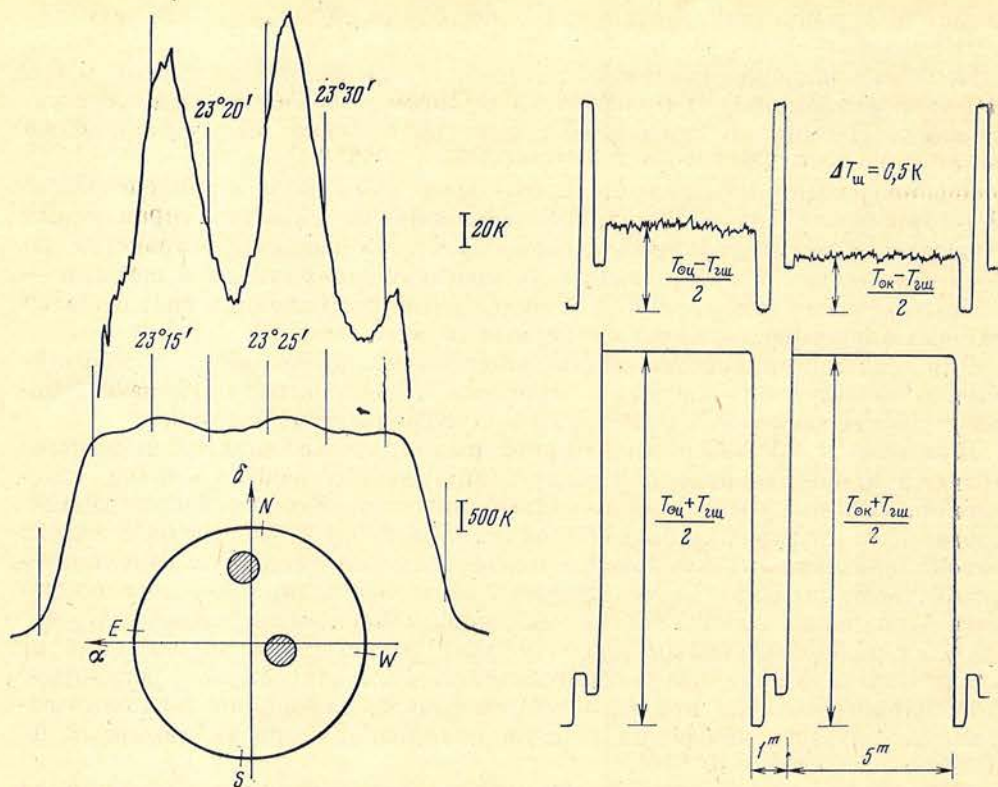


Рис. 4. Копии записи сканов Солнца на выходе канала разности (верхняя кривая) и на выходе канала суммы сигналов (нижняя кривая) 26.06.1979 г.

В нижней части рисунка схематически изображены диск Солнца и положение диаграммы направленности (ДН) РТ-22 (заштрихованные круги). Диаметры кругов соответствуют ширине ДН РТ-22 на волне 2,25 см по уровню 0,5. Вертикальными отрезками показан масштаб записей в значениях антенных температур. Скан по  $\delta$  через  $\alpha_{ц}$

Рис. 5. Копии записей радиоизлучения Солнца при переустановках радиотелескопа на выходе канала разности (верхняя кривая) и на выходе канала суммы (нижняя кривая). Длительность цикла калибровки составляет 1 мин, длительность цикла слежения около 5 мин. Стрелками показаны уровни измеряемых величин, используемых для определения  $p$ ,  $\Delta T_{ш}$  — стандартное отклонение шумов при квазиуловом методе приема

С целью уменьшения влияний условий распространения определялась относительная амплитуда пульсаций как отношение

$$p = (T_{0ц} - T_{0к}) / (T_{0ц} + T_{0к}),$$

где  $T_{0ц}$  и  $T_{0к}$  — антенные температуры радиоизлучения спокойного Солнца в центре и на краю диска соответственно. Определение величины пульсаций в яркостных температурах осуществлялось на основе исследований спектра радиоизлучения спокойного Солнца в сантиметровом диапазоне волн [10].

Заметим, что измерения яркостной температуры спокойного Солнца на волне 2,25 см, выполненные также методом сравнения с радиоизлучением Луны, подтвердили ранее полученную зависимость. Яркостные температуры спокойного Солнца составляют  $9\,700 \pm 300$  К;  $10\,160 \pm 70$  К;  $10\,800 \pm 600$  К и  $13\,000 \pm 600$  К на волнах 1,6; 2,25; 2,5 и 3,5 см соответственно.

На рис. 5 представлены копии записей радиоизлучения Солнца на волне 2,25 см по каналу разности и суммы. Там же стрелками обозначены измеряемые величины, которые использовались в дальнейшем для определения коэффициента  $p$ .

При установке ДН радиотелескопа на центр диска Солнца мы регистрируем на канале суммы:

$$T_1 = (T_{0ц} + T_{гш}) / 2,$$

где  $T_{\odot c}$  — антенная температура спокойного Солнца от участка «центр»,  $T_{\text{ГШ}}$  — спектральная плотность шумов генератора шума, выраженная в кельвинах.

На канале разности

$$\Delta T_1 = (T_{\odot c} - T_{\text{ГШ}})/2.$$

При установке на край диска Солнца в канале суммы регистрируем

$$T_2 = (T_{\odot k} + T_{\text{ГШ}})/2,$$

где  $T_{\odot k}$  — антенная температура спокойного Солнца от участка «край»; по каналу разности

$$\Delta T_2 = (T_{\odot k} - T_{\text{ГШ}})/2.$$

Таким образом,

$$p = (\Delta T_1 - \Delta T_2)/(\Delta T_1 + \Delta T_2 + T_{\text{ГШ}}).$$

Величины  $\Delta T_1$  и  $\Delta T_2$  определялись методом графического усреднения записей, полученных при слежении в 5-мин интервалах. Значения  $p$  вычислялись по графикам  $\Delta T_1$  и  $\Delta T_2$  для каждого дня наблюдений и табулировались с временным интервалом 5 мин.

Уровень компенсации выбирался из условия  $T_{\odot c} \geq T_{\text{ГШ}}$ . Заметим, что при определении  $T_{\text{ГШ}}$  учитывалась величина  $T_3 - T_{\text{ш вх}}$ , где  $T_3$  — температура шумов эквивалента модуляционного радиометра (в данном случае это температура шумов модулятора в положении «закрыт», которая численно равна температуре внутри СВЧ-блока:  $318 \pm 0,5$  К). Величина  $T_{\text{ш вх}}$  учитывает составляющие температуры шумов антенны и волноводного тракта.

### 3. Флуктуации коэффициента усиления радиометра

С целью исследования вариаций коэффициента усиления радиометра на волне 2,25 см были проведены лабораторные измерения. При этих измерениях сигнал от Солнца имитировался сигналом от генератора шума (см. рис. 2). Измерения проводились 21, 24, 25, 26.09 1979 г. в течение 10 ч ежедневно. Уровни сигналов от двух ГШ были близки к наблюдаемым при исследованиях пульсаций спокойного Солнца. Питание ГШ проводилось от двух независимых высокостабилизированных источников.

Для каждого дня были построены зависимости относительных изменений коэффициента усиления от времени

$$\delta K_y = \frac{T_{\text{ГШ1}} - T_{\text{ГШ2}}}{T_{\text{ГШ1}} + T_{\text{ГШ2}}} \quad (\text{в ед. } 10^{-3}),$$

где  $T_{\text{ГШ1}}$  и  $T_{\text{ГШ2}}$  — величина спектральной плотности шумов генератора шума (на входе модулятора), имитирующего излучение Солнца, и генератора шума компенсации соответственно.

Изучение этих кривых показало, что среднее значение амплитуды вариаций коэффициента усиления около  $2 \cdot 10^{-4}$ .

### 4. Вариации атмосферной радиояркости

В безоблачной атмосфере вариации интенсивности радиоизлучения называются турбулентными пульсациями локальных термодинамических параметров и имеют характер нормального флюктуационного процесса [11].

Величина вариаций радиояростной температуры в сантиметровом диапазоне рассматривается в [12]. Оценки показывают, что влияние вариаций безоблачной атмосферы при наших наблюдениях проявляется в увеличении шумовой дорожки при слежении за участком спокойного Солнца примерно на 30%.

В атмосфере, содержащей облачные образования, к турбулентным пульсациям радиоизлучения добавляются вариации за счет изменения интег-

рального содержания капельной влаги при ветровом сносе облачных образований в поле зрения радиотелескопа. Статистические распределения вариаций ослабления исследовались с помощью ИСЗ. Результаты этих исследований практически совпали с результатами, выполненными в СССР радиометрическими методами [11].

Наблюдательный материал, выбранный для обработки, только частично, на краях некоторых дневных реализаций, содержит данные, полученные в условиях обычной атмосферы слоисто-дождевого типа. Имеющие место при этом флюктуации со средней длительностью около 120 с исключались при усреднении в пределах 5-мин интервала слежения за участками спокойного Солнца.

Для исследования долгопериодических вариаций при наших наблюдениях 19.08 1978 г. было проведено слежение за точкой неба, отстоящей от Солнца на  $3^\circ$ , и была построена зависимость

$$\delta T_{\text{я}} = \frac{T_{\text{ша}} - T_{\text{к}}}{T_{\text{ша}} + T_{\text{к}}} \quad (\text{в ед. } 10^{-2}),$$

где  $T_{\text{ша}}$  — температура шумов антенны,  $T_{\text{к}}$  — эквивалентная температура калибровочного уровня.

Эта зависимость отражает в основном изменение яркостной температуры неба. При наших наблюдениях она менялась на  $20^\circ$  при изменениях угла места от  $30$  до  $60^\circ$ . Экспериментальное исследование показало, что в вариациях яркостной температуры неба не обнаруживаются каких-либо периодических составляющих.

### 5. Исследование флюктуаций системы управления РТ-22

С целью изучения влияния вариаций системы управления (СУ) РТ-22 были выполнены антенные измерения (апрель 1979 г.). Производилась регистрация ошибок наведения РТ-22 по азимуту  $\Delta A$  и углу места  $\Delta H$  при наблюдениях локальных источников (ЛИ) на диске Солнца в режиме слежения, а также при слежении за краем диска Солнца на волне 2,25 см. Применялся квазиуловевой метод приема. Измерения проводились при скорости ветра 10—12 м/с в безоблачную погоду.

Необходимо заметить, что система контроля ошибок наведения  $\Delta A$  и  $\Delta H$  РТ-22 фиксирует ошибки рассогласования СУ, т. е. величину и знак управляющих сигналов для согласования истинных и расчетных координат. Таким образом, существует некоторое запаздывание по времени, обусловленное дискретностью опроса датчиков положения радиотелескопа (2 раза в 1 с) и инерционностью телескопа как механической системы.

Мы сравнивали записи радиоизлучения с записями ошибок наведения (на самописцах с одинаковой скоростью протяжки ленты и с привязкой пометкам времени через 1 мин) с целью выявления корреляционной связи между ними.

Для некоторых записей производился подсчет временных интервалов между пиками в радиоизлучении и записях ошибок  $\Delta A$  и  $\Delta H$ . Выяснилось, что ошибка  $\Delta A > \Delta H$ , поэтому сравнение производилось в большинстве случаев с ошибками по азимуту, при разных величинах отклонений (10, 20, 30"...). Метод анализа аналогичен тому, который применяется при исследованиях последовательности импульсов с нестационарным периодом повторения и одинаковой амплитудой. Затем строились гистограммы распределения периодов повторения этих импульсов (пиков) для СУ в одном направлении, коррелированных с пиками в радиоизлучении, обусловленными смещением ДН РТ-22 с максимума радиояркости в распределении по ЛИ. Рассматривались реализации длительностью 5 и 60 мин.

Оказалось, что практически каждому пику в записях ошибок СУ, соответствующему отклонению ДН радиотелескопа на угол  $20''$  и более, соответствует пик на записи радиоизлучения. Амплитуда пика в радиоизлучении коррелирует с величиной отклонения, определенной по сканам ЛИ на диске

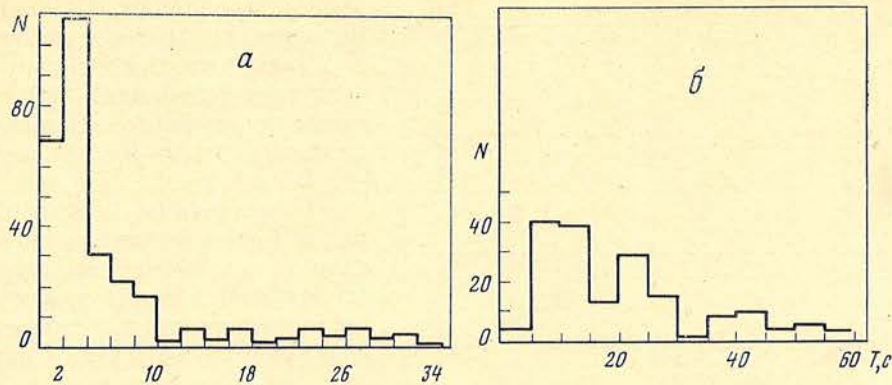


Рис. 6. Гистограммы распределения периодов пульсаций ( $\Delta A$ ) системы управления в одном направлении (а) и в обоих направлениях (б) относительно расчетного положения ДН РТ-22

Солнца ( $> 20''$ ). (Коэффициент корреляции не подсчитывался, но по крайней мере 50 пикам в записях ошибок СУ соответствовали 45 пиков в записях радиоизлучения.)

Анализ записей показал, что при определенных погодных условиях (ветер) пульсации в радиоизлучении могут возникнуть из-за колебаний радиотелескопа как механической системы, на которую воздействуют внешние возмущения. Из сравнения записей видна сильная корреляция пульсаций отклонения положения ДН радиотелескопа  $> 20''$  от расчетной для разных случаев слежения за ЛИ. Выявлены периоды 5, 10–12 и 22 с ( $T_{\text{ср}} = 11$  с). Период 5 с обусловлен, по-видимому, переходной характеристикой РТ-22 (реакция на возмущение). На рис. 6 приведены гистограммы распределения периодов пульсаций СУ ( $\Delta A$ ).

При наблюдении радиопульсаций в излучении спокойного Солнца наличие короткопериодических колебаний радиотелескопа накладывает определенные условия на выбор площадок слежения. В случае неравномерного распределения радиояркости вблизи точек слежения эти колебания радиотелескопа могут значительно увеличить  $\Delta T_{\text{ш}}$ . Они также учитывались при обработке наблюдательного материала, для чего привлекались записи сканов через площадки слежения, выполняемые как в начале, так и в конце наблюдений.

Суммарная относительная амплитуда флуктуаций, обусловленная вариациями коэффициента усиления радиометра, вариациями поглощения в атмосфере и флуктуациями системы управления телескопа, равна

$$\delta T_{\Sigma} \approx 3 \cdot 10^{-3}.$$

### 6. Результаты наблюдений когерентных колебаний в диапазоне 1,9–3,5 см

Первые результаты наблюдений пульсаций радиоизлучения Солнца с периодом 160 мин, выполненные в 1977–1978 гг. на РТ-22 КАО, опубликованы в [4]. Сведения о наблюдательном материале содержатся в таблице, где указаны интервалы наблюдений, длина волны, число дней и часов наблюдений. Как видно из таблицы, с добавлением материала 1979–1980 гг. число измерений возросло примерно в 2,5 раза.

На рис. 7 для сравнения со средней кривой (б) для лучевой скорости Солнца по измерениям Северного и др. [3] приведены кривые радиояркости по первым измерениям 1977–1978 гг. (а) и по всем измерениям 1977–1980 гг. (в). Видно, что поведение (по фазе) оптической кривой и кривых радиояркости весьма сходно. Статистическая значимость  $2A/\sigma$  обеих кривых радиояркости около 6,0. Среднеквадратичная ошибка, определенная для каждого 10-мин интервала суммарной кривой, составляет  $\sigma \approx 3,8 \cdot 10^{-4}$ . Средняя амплитуда колебаний, оцененная по гармонической кривой, прове-

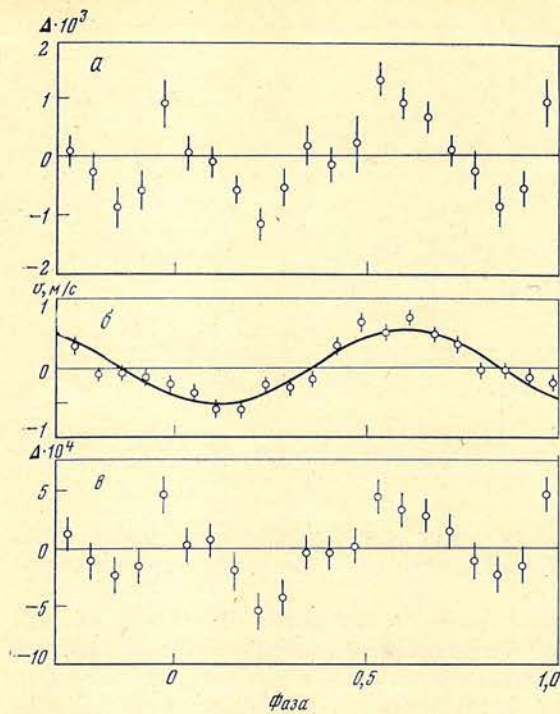


Рис. 7. Результирующие кривые относительной радиояркости по наблюдениям на длинах волн 1,9; 2,25; 2,5 и 3,5 см в 1977—1978 гг. (а), дифференциальной скорости Солнца за 1974—1980 гг. по данным [3] (б) и относительной радиояркости по наблюдениям в 1977—1980 гг. (в)

Период пульсаций  $P = 160^m 01$ , нулевая фаза соответствует моменту UT  $00^h 00^m 15.07$  1978 г. Вертикальными черточками показаны ошибки ( $\pm \sigma$ ) средних значений

наблюдения когерентных колебаний на волне 2,25 см, выполненные в 1979—1980 гг., подтверждают ранее полученные результаты [1].

2. Наблюдения флуктуаций спокойного Солнца в диапазоне 1,9—3,5 см в течение 1977—1980 гг. показывают наличие когерентности изменений радиояркости с 160-мин колебаниями лучевой скорости, определенной по оптическим наблюдениям 1974—1980 гг. Средняя амплитуда колебаний соответствует изменению радиояркости на  $\pm 3$  К.

3. Вероятно, имеет место запаздывание колебания радиояркости по отношению к колебанию лучевой скорости примерно на 12 мин.

денной через точки методом наименьших квадратов, составляет  $2,3 \cdot 10^{-4}$ , что в среднем соответствует колебаниям радиояркости спокойного Солнца в диапазоне 1,9—3,5 см около  $\pm 3$  К.

Из сравнения кривых б и в на рис. 7 можно видеть, что имеется, по-видимому, систематическая разность фаз между аппроксимирующими кривыми для лучевой скорости и радиояркости. Следовательно, колебания лучевой скорости и колебания радиояркости Солнца (в диапазоне 1,9—3,5 см) являются когерентными, причем разность фаз между ними соответствует запаздыванию изменений радиояркости на величину около 12 мин. Из рассмотрения кривых б и в также следует, что фаза максимальной скорости (приближение центра диска Солнца к наблюдателю) совпадает с увеличением радиояркости вблизи края диска по отношению к излучению его центральной части с некоторым запаздыванием по фазе.

Основные выводы можно сформулировать следующим образом:

1. Дополнительные наблюдения

Год	Интервалы наблюдений	$\lambda$ , см	Число	
			дней	часов
1977	21—25.07	1,9	5	33
1977	21—25.07	2,5	3	25
1977	21—25.07	3,5	3	26
1978	08—23.08	2,25	9	64
1979	14—25.04	2,25	5	38
1979	19—27.06	2,25	9	72
1979	05—09.08	2,25	5	39
1980	16—22.04	2,25	6	41
1980	12—31.08	2,25	9	56
Суммарный интервал времени	21.07 1977—31.08 1980 г.		54	394

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность А. Б. Северному за постановку задачи и поддержку работы, В. А. Котову за ценные замечания при обсуждении результатов. Автор благодарит М. А. Миронова за помощь при изготовлении аппаратуры и подготовку ее к наблюдениям, А. Ф. Бачурина и А. С. Дворяшина за помощь при наблюдениях, а также Е. М. Ерюшеву за помощь в обработке материала.

Май 1981 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ерюшев Н. Н., Котов В. А., Северный А. Б., Цветков Л. И.— Письма в Астрон. журн., 1979, т. 5, № 10, с. 546.
2. Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т.— Nature, 1976, vol. 259, p. 87.
3. Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1982, т. 66.
4. Цветков Л. И.— Там же, 1974, т. 50, с. 189.
5. Аблязов В. С. и др.— В кн.: 11-я Всесоюзная радиоастрономическая конференция по аппаратуре, антеннам и методам: Тез. докл. Ереван, 1978, с. 25.
6. Цветков Л. И.— Астрон. цирк., 1980, № 1113.
7. Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н. Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука, 1973.
8. Северный А. Б., Ефанов В. А., Котов В. А. и др.— Наст. том, с. 111.
9. Цветков Л. И.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 57, с. 189.
10. Бачурин А. Ф., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1974, т. 50, с. 180.
11. Башаринов А. Е. и др. Измерения радиотепловых и плазменных излучений в СВЧ-диапазоне. М.: Сов. радио, 1968, с. 155—183.
12. Кузьмин А. Д., Соломонович А. Е. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. М.: Сов. радио, 1967.

УДК 523.942/945+947

### О РАДИОРАДИУСЕ СОЛНЦА НА ВОЛНАХ 1,9; 2,5 и 3,5 см

А. Ф. Бачурин

Измерены радиорadiусы Солнца в направлениях его центрального меридиана и экватора на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см. Показано, что на этих волнах форма радиоизображения спокойного Солнца в период минимума цикла солнечной активности хорошо описывается эллипсом, малая ось которого направлена вдоль центрального меридиана. Проведен анализ ошибок измерения радиорadiуса.

ON THE SOLAR RADIO RADIUS AT 1.9; 2.5 AND 3.5 CM WAVELENGTHS, by A. F. Bachurin. — Radio radii of the Sun are measured along the central solar meridian and the equator at the wavelengths 1.9; 2.5 and 3.5 cm. It has been shown that the radio image of the quiet Sun at the minimum phase of the solar activity cycle at these wavelengths can be nicely shaped as ellipse with small axis directed along the central meridian. The analysis of measurement errors of the radio radius has been carried out.

В [1] описан способ измерения солнечного радиорadiуса, основанный на сравнении записей радиоизлучения слабо возмущенного Солнца, полученных из наблюдений при сканировании антенной солнечного диска, и расчетных кривых, построенных в предположении равномерного распределения радиояркостности по диску Солнца.

Расчетные кривые получены численным интегрированием двойного интеграла, описывающего изменение отклика антенны при сканировании солнечного диска. Они рассчитывались для трех значений радиорadiуса Солнца, равных 16, 17 и 18'. Наблюдаемый радиорadiус определялся линейной интерполяцией по двум из этих расчетных кривых, между участками быстрого изменения которых располагались участки быстрого изменения записи радио-

излучения Солнца, полученной из наблюдений при сканировании солнечного диска.

Приведенные в [1] данные дают величину радиорadiусов в направлениях, составляющих с центральным меридианом углы около  $23^\circ$  и примерно  $113^\circ$ , если отсчитывать эти углы от центрального меридиана (ц.м.) Солнца в его Северном полушарии по часовой стрелке.

Здесь рассматриваются радиорadiусы, совпадающие в пределах  $\pm 3^\circ$  с направлениями центрального меридиана и экватора Солнца. Наблюдения проводились на 22-м радиотелескопе КАО АН СССР в период с 4 по 12.11 1976 г. Методика наблюдений и принцип их обработки аналогичны описанным в [1].

Наряду с данными о величине радиорadiусов Солнца ниже приводится также оценка погрешностей в определении этих величин.

### Результаты наблюдений

Некоторое отличие от описанной в [1] методики состоит в том, что для вычисления радиорadiусов использовались не только двойные сканы (с реверсом), но и одиночные (без реверса). Это привело к необходимости учета собственного движения Солнца относительно экваториальной системы координат. Поэтому в величины радиорadiусов, полученные из одиночных сканов, вводились соответствующие поправки. Линии сканирования и направления движения диаграммы направленности (ДН) антенны относительно солнечного диска проходили таким образом, что эти поправки оказались весьма близкими к нулю для сканов вдоль ц. м. Солнца и составили около  $5''$  для сканов вдоль его экватора.

Основное выражение, по которому вычислялся радиорadiус  $R_r$  в каждом отдельном случае, имеет вид

$$R_r = C + \frac{\Delta D_r}{2}, \quad (1)$$

где  $C = 16'$ , если участки быстрого изменения записи радиоизлучения Солнца находятся между участками быстрого изменения расчетных кривых, построенных для радиорadiусов, равных  $16'$  и  $17'$ , и  $C = 17'$ , если эти участки записи расположены между соответствующими участками расчетных кривых, отвечающих радиорadiусам  $17'$  и  $18'$ ;

$$\Delta D_r = [(x_3 - x_2)/(x_1 - x_2)] \cdot 120''.$$

Смысл величин  $x_1$ ,  $x_2$  и  $x_3$  ясен из рис. 1, на котором схематически показаны кривая записи радиоизлучения Солнца и расчетные кривые.

Всего было обработано 36 записей радиоизлучения Солнца (по 12 на каждой из указанных волн), причем 27 из них соответствуют сканам вдоль его ц.м., а 9 — вдоль диаметра солнечного диска, проходящего вблизи экватора.

На рис. 2 представлены значения отношения радиорadiусов на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см вдоль ц.м. (светлые кружки) и вблизи экватора Солнца (темные кружки) к его оптическому радиусу  $R_\odot$ . Вертикальные черточки обозначают среднеквадратичные ошибки. Для радиорadiусов в направлении полюсов Солнца они вычислялись по формуле среднеквадратичного отклонения среднего, а вблизи экватора — как для среднеквадратичной ошибки отдельного измерения.

Сплошная и штриховая линии представляют аппроксимацию полученных данных линейной зависимостью вида

$$R_r/R_\odot = 1 + k\lambda,$$

где длина волны  $\lambda$  выражена в сантиметрах, а угловой коэффициент аппроксимирующей прямой вычислялся из соотношения, приведенного в [1].

В результате приходим к следующим эмпирическим выражениям:

$$R_{r, \text{ц.м.}}/R_\odot = 1 + 0,0184\lambda$$



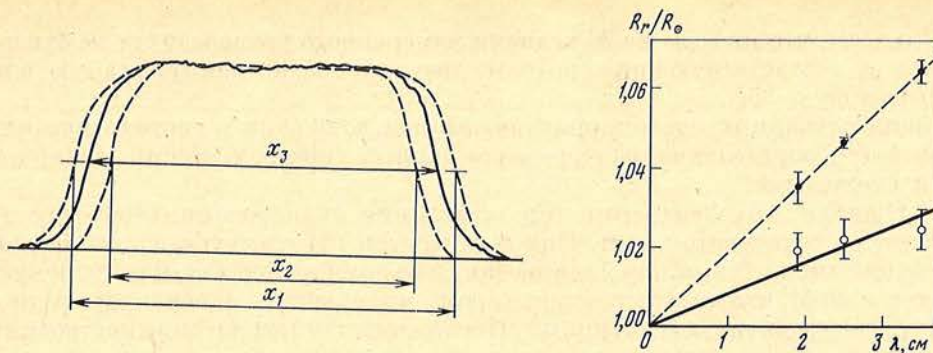


Рис. 1. Схематическое изображение записи (сплошная линия) и расчетных кривых (штриховые линии) радиоизлучения Солнца при сканировании солнечного диска

Рис. 2. Зависимость отношения радиорadiusa Солнца к его оптическому radiusу от длины волны

— для радиорadiusa  $R_{r\text{э}}$  вблизи солнечного экватора и

$$R_{r\text{э}}/R_{\odot} = 1 + 0,0079\lambda$$

— для радиорadiusa  $R_{r\text{п}}$  вдоль ц. м. Солнца, т. е. в направлении его полюсов.

### Оценка погрешностей

Оценим погрешности при определении величины радиорadiusов. Дифференцируя (1), найдем предельную абсолютную ошибку отдельного измерения радиорadiusa Солнца:

$$\Delta R_r \text{ пред} = \pm 60'' \left\{ \left| \frac{x_2 - x_3}{(x_1 - x_2)^2} \Delta x_1 \right| + \left| \frac{(x_3 - x_1) \Delta x_2}{(x_1 - x_2)^2} \right| + \left| \frac{\Delta x_3}{x_1 - x_2} \right| \right\}, \quad (2)$$

где  $\Delta x_1$ ,  $\Delta x_2$  и  $\Delta x_3$  — случайные абсолютные ошибки измерения величин  $x_1$ ,  $x_2$  и  $x_3$  соответственно.

Основные источники ошибок  $\Delta x_1$ ,  $\Delta x_2$  и  $\Delta x_3$  следующие. Неточность графических построений расчетных кривых. Ошибка графического построения одной точки оценивается равной  $\pm 1$  мм, так что  $\Delta x_1 = \Delta x_2 = \pm 2$  мм. Для ошибки  $\Delta x_3$  остается составляющая, связанная с неточностью измерения расстояний. Кроме того, на величину  $\Delta x_3$  влияют:

1) шумы радиометра, которые вызывают не только искажение записи радиоизлучения на участке ее быстрого изменения, но и на участке ее плоского максимума (см. рис. 1), что приводит к некоторой неопределенности в определении уровня излучения спокойного Солнца на ленте самописца;

2) неравномерность протяжки ленты самописца. Заметим по этому поводу, что с целью уменьшения влияния указанного фактора для записи радиоизлучения Солнца применялись самописцы типа ЭПП-09М, обладающие значительно большей стабильностью протяжки ленты, чем, скажем, самописцы типа КСП4;

3) неравномерность движения антенны при сканировании диска Солнца. Она вызвана как дискретностью управляющего сигнала на поворотные механизмы антенны радиотелескопа, так и ветровыми нагрузками на нее, которые в дни описываемых наблюдений были незначительны.

Приближенная оценка влияния всех этих факторов показывает, что ошибка измерения отрезка  $x_3$ , приходящаяся на каждый из его концов, не превышает  $\pm 2$  мм, т. е.  $|\Delta x_3| \leq 4$  мм.

Подставляя в (2) найденные значения  $\Delta x_1$ ,  $\Delta x_2$ ,  $\Delta x_3$ , а также средние значения величин  $x_1$ ,  $x_2$  и  $x_3$ , полученные из всех наблюдений, найдем предельную абсолютную ошибку отдельного измерения радиорadiusa Солнца

$$\Delta R_r \text{ пред} \approx \pm 35''.$$

Отметим, что ни одна из 36 величин измеренного радиорadiusа не отклонялась от соответствующего среднего значения на величину, равную или превышающую 35".

Кроме случайных ошибок, описанных выше, возможны и систематические ошибки при определении радиорadiusа данным способом. К ним можно отнести следующие.

1. Ошибки, обусловленные тем, что линия сканирования проходит не через центр солнечного диска. Они вызываются неточной установкой скоростей движения антенны при сканировании по двум координатам одновременно (по  $\alpha$  и по  $\delta$ ), что приводит к некоторому уменьшению измеренного радиорadiusа по сравнению с истинным. Несложные геометрические построения показывают, что это уменьшение не превышает в наших наблюдениях двух угловых секунд.

2. Ошибки, вызванные неточным знанием диаграммы направленности антенны. По-видимому, они не приводят при наших наблюдениях к заметному искажению результатов. Это косвенно следует из того, что форма расчетных кривых сканов, построенных для конкретной величины радиорadiusа Солнца (в пределах от 16 до 18'), довольно слабо зависит от ширины ДН, когда последняя изменяется в пределах 10—15% от своего среднего значения.

Таким образом, проведенная оценка погрешностей определения солнечного радиорadiusа способом сравнения расчетных кривых с кривой записи радиоизлучения Солнца показывает, что предельная абсолютная ошибка отдельного измерения не превосходит 35", и указывает пути уменьшения случайных ошибок. Основной вклад в ошибку, определяемую соотношением (2), вносит член  $\Delta x_3/(x_1 - x_2)$ . Для его уменьшения необходимо регистрировать радиоизлучение с высокой постоянной скоростью протяжки ленты самописца, уменьшать шумы радиометра, проводить наблюдения в безветренную погоду.

### Обсуждение результатов

Сравнение полученных выше данных с данными, приведенными в [1] показывает, что солнечный радиорadius  $R_{r\pi}$  в направлении полюсов меньше чем радиорadius, измеренный в направлении, составляющем угол около 23° с п.м. Солнца. В то же время радиорadius  $R_{r\epsilon}$  вблизи солнечного экватора больше радиорadiusа в направлении, которое образует угол 23° с экватором.

Ранее в [2], где приведены данные относительных измерений, показано, что в рассматриваемом диапазоне длин волн радиоизображение Солнца в первом приближении имеет форму эллипса, большая ось которого направлена вдоль солнечного экватора. Этот вывод был сделан на основании сканирования антенной диска Солнца под различными углами (через каждые 10°) относительно экваториальных координат  $\alpha$  и  $\delta$ . При описываемых выше и в [1] наблюдениях проводилось в общей сложности определение радиорadiusа лишь в четырех направлениях. Предположение об эллиптичности радиоизображения Солнца качественно подтверждается приведенным выше сравнением результатов, полученных здесь и в [1].

Однако на основании этих данных можно провести и количественную оценку эллиптичности солнечного радиоизображения на волнах рассматриваемого диапазона. С этой целью рассмотрим рис. 3, на котором изображен эллипс с полуосями  $a$  и  $b$ , направленными соответственно по осям  $Ox$  и  $Oy$  декартовой прямоугольной системы координат. Уравнения эллипса и прямой, проходящей через начало координат и наклоненной под углом  $\psi$  к оси  $Oy$ , имеют вид соответственно

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \quad y = x \operatorname{ctg} \psi.$$

Полагая  $OP = R_1$ ,  $OM = R_2$  и решая систему этих уравнений, найдем

$$a = R_1 R_2 \sqrt{\frac{\cos^2 \psi_1 \sin^2 \psi_2 - \sin^2 \psi_1 \cos^2 \psi_2}{R_1^2 \cos^2 \psi_1 - R_2^2 \cos^2 \psi_2}}, \quad (3)$$

$$b = R_1 R_2 \sqrt{\frac{\cos^2 \psi_1 \sin^2 \psi_2 - \sin^2 \psi_1 \cos^2 \psi_2}{R_2^2 \sin^2 \psi_1 - R_1^2 \sin^2 \psi_2}}. \quad (4)$$

Таким образом, зная радиусы эллипса в двух различных направлениях и углы, которые они составляют с малой полуосью, можно найти величину его полуосей.

Как указывалось, в [1] приведены данные для  $R_{r1}/R_{\odot}$  и  $R_{r2}/R_{\odot}$ , где  $R_{r1}$  — солнечный радиорadius в направлении линии склонения  $\delta$ , составляющем угол  $\psi_1 = 23^\circ$  с ц. м. Солнца, а  $R_{r2}$  — радиорadius, наклоненный к ц. м. под углом  $113^\circ$ . Полагая  $R_{r1} = R_1$ ,  $R_2 = R_{r2}$  и подставляя эти значения в (3) и (4), можно вычислить  $a/R_{\odot}$  и  $b/R_{\odot}$ , т. е. отношения соответственно радиорadiusов  $R_{r3}$  и  $R_{r\pi}$  к оптическому радиусу  $R_{\odot}$ . Результаты этого расчета и измерений приведены в таблице (среднеквадратичные ошибки указаны на рис. 2).

Отношения	$\lambda = 3,5$ см		$\lambda = 2,5$ см		$\lambda = 1,9$ см	
	$R_{r\pi}/R_{\odot}$	1,026	1,024	1,023	1,022	1,016
$R_{r3}/R_{\odot}$	1,063	1,064	1,044	1,046	1,035	1,035

Для каждой из волн в первом столбце приводятся значения соответствующих величин, найденные из расчета по соотношениям (3) и (4) с привлечением результатов [1], во втором столбце — полученные здесь. Из таблицы следует, что найденные этими двумя способами соответствующие величины близки. Поэтому с хорошим приближением можно заключить, что в период минимума цикла солнечной активности в рассматриваемом диапазоне длин волн радиоизображение Солнца имеет форму эллипса, большая ось которого совпадает с направлением солнечного экватора. Отношения большой полуоси этого эллипса к малой на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см приблизительно равны соответственно 1,038; 1,023 и 1,016.

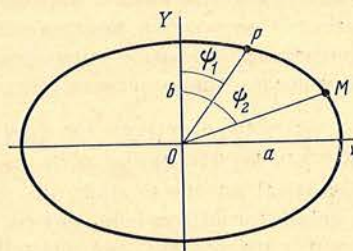


Рис. 3. Эллипс с полуосями  $a$  и  $b$  и отсчет углов в нем

В заключение сравним наши результаты с данными [3]. Там показано, что радиорadius в направлении, составляющем угол  $45^\circ$  с центральным меридианом Солнца, больше, чем в направлении его полюсов. Данные, приведенные в [3] для радиорadiusа в направлении полюсов, практически совпадают с нашими результатами, полученными в [1] для направления, составляющего угол  $23^\circ$  с ц. м. Величины же радиорadiusа в направлении полюсов, определенные здесь, меньше полученных в [3] в среднем на  $6''$ . В то же время значения радиорadiusов в направлении, составляющем угол  $45^\circ$  с ц. м., получаемые расчетом с привлечением полученных выше данных, в среднем на одну секунду дуги больше соответствующих значений, приведенных в [3].

### Выводы

1. Форма радиоизображения спокойного Солнца на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см в период минимума цикла солнечной активности хорошо описывается эллипсом, малая ось которого направлена вдоль центрального меридиана Солнца.

2. Отношение радиорadiusа  $R_{r3}$  вблизи экватора к радиорadiusу  $R_{r\pi}$  в направлении полюсов в рассматриваемом диапазоне волн растет с увеличением длины волны  $\lambda$  и может быть описано эмпирическим соотношением

$$R_{r3}/R_{r\pi} \approx (1 + 0,0184 \lambda)/(1 + 0,0079 \lambda),$$

где  $\lambda$  выражена в сантиметрах.

Приношу глубокую благодарность П. П. Добронравину, указавшему на неточность в первом варианте рукописи.

Май 1981 г.

1. Бачурии А. Ф.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1982, т. 65, с. 71.
2. Бачурии А. Ф., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.— Там же, 1974, т. 52, с. 180.
3. Fürst E., Hirth W., Lantos P.— Solar Phys., 1979, vol. 63, N 2, p. 250.

УДК 520.3

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОГНУТЫХ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ МЕТОДОМ ГАРТМАННА

Р. Е. Гершберг, К. Я. Лиморенко, В. И. Проник

Подробно излагается полная математическая схема исследования методом Гартманна поверхности зеркала, имеющего форму любого вогнутого коникоида; этой схеме разделяются систематические и случайные ошибки поверхности зеркала и проводится учет ряда эффектов, которые могут оказаться значимыми при аттестации светосильных зеркал. Приводится описание осуществленной в КАО установки, в которой точечный источник света совмещен с центром гартманнограммы. Оценивается необходимая точность измерения гартманнограмм и параметров установки при исследовании зеркал требуемого качества. Описывается методика получения и измерения гартманнограмм и дается схема программы обработки измерений, реализованной на ЭВМ ЕС-1020. Излагаются результаты исследования первого (стеклянного) 2,6-м зеркала шайновского рефлектора.

INVESTIGATIONS OF CONVEX ASTRONOMICAL MIRRORS WITH THE HARTMANN'S METHOD, by R. E. Gershberg, K. Ya. Limorenko, V. I. Pronik.— The full mathematical scheme to study the astronomical mirrors with the Hartmann's method is given in details for mirrors being any convex conicoids. In this scheme systematic and local errors of a mirror are separated and some effects that become to be significant for mirrors of small  $F/D$  ratios are taken into account. The Hartmann's setting with the point source located within the center of a hartmannogram is realized at the Crimean Astrophysical Observatory and described here. All necessary precisions to measure both hartmannograms and setting parameters are estimated for study of mirrors of required performances. The procedure of obtaining and measuring hartmannograms is described and the scheme to reduce the measurements with the EC-1020 computer is given. We present the results concerning investigations of the first 2.6 m glass mirror of the Shajn reflector.

Как известно, идея метода Гартманна исследования астрономических объектов — линзовых и зеркальных — состоит в том, что на подлежащем исследованию объективе с помощью диафрагмы, имеющей достаточно большое число отверстий, выделяются отдельные участки, объектив освещается точечным источником света и на внефокальном снимке получают изображения этого источника, построенные каждым из выделенных участков объектива, количественное сопоставление полученного таким образом узора изображений точечного источника света — гартманнограммы — с ожидаемым узором, который может быть вычислен для установленного в используемой схеме идеального объектива, дает возможность определить отклонения реального объектива от идеального. Полнота и детальность исследования оптики методом Гартманна зависят от числа и размеров отверстий диафрагмы, точность получаемых результатов определяется точностью измерения координат центров пятен гартманнограммы, точностью определения координат отверстий диафрагмы и точностью определения взаимного расположения исследуемого объектива диафрагмы, точечного источника света и фотопластинки.

Метод Гартманна был предложен в начале нашего века [1] и с тех пор широко используется для оценки качества астрономической оптики непосредственно по наблюдениям звезд. Практически все крупные телескопы при введении в строй были исследованы таким образом — см. ссылки на первые

такие исследования в [2] и публикации [3—16]. Но уже давно было осознано, что если отказаться от использования звезды в качестве бесконечно удаленного точечного источника и перейти к лабораторному источнику света, расположенному на конечном расстоянии от исследуемого объектива, то ценой небольшого усложнения в расчетах гартманнограммы для идеального объектива можно получить значительные преимущества за счет исключения возможных ошибок гидирования и неизбежного атмосферного дрожания, устранения зависимости хода исследования от капризов погоды и работы в более комфортных лабораторных условиях, поддающихся более надежной стабилизации и контролю. В работе [2] описано исследование серии параболических зеркал методом Гартманна в оптическом коридоре, где точечный источник света был расположен на 20—30-кратном фокусном расстоянии от объектива. Ранее, при исследовании 72" зеркала рефлектора Доминион-обсерватории в оптическом цехе, точечный источник света был установлен вблизи центра кривизны параксиальной зоны зеркала [4]; аналогичным образом были исследованы 40" зеркало симеизского рефлектора [5], 69" зеркало обсерватории Перкинс [17], 82" зеркало обсерватории Мак-Дональд [18] и 50" телескоп Крымской астрофизической обсерватории [7].

В последнее время астрономическая оптика все чаще исследуется методом Гартманна при установке точечного источника света и фотопластинки вблизи центра кривизны параксиальной области. В таком варианте достигается максимальная компактность всей лабораторной установки, исследуемый объект работает с пучками, максимальная светосила которых минимальна, и линейный масштаб получаемых гартманнограмм вдвое больше, чем в случае использования звезды в качестве источника света. Именно этот вариант метода Гартманна применяется сейчас как аттестационный метод для оценки качества оптики в цеховых и лабораторных условиях [19—21], и предпринимаются попытки довести его до уровня оперативного метода технологического контроля [20, 22—25]. Одновременно совершенствуется математическая теория метода и создаются программы машинной обработки гартманнограмм [10, 25—30].

Недавно исследования крупных астрономических зеркал методом Гартманна были возобновлены в Крымской астрофизической обсерватории. Особенность новой крымской установки для получения гартманнограмм состоит в том, что точечный источник света находится в ней строго на оси исследуемого зеркала и физически совмещается с центром гартманнограмм: в фотопластинке делается отверстие, и в плоскости фотоэмульсии в этом отверстии помещается малая диафрагма, освещаемая через микрообъектив. В такой схеме устраняются полевые аберрации, неизбежные в обычно используемых установках со смещением точечного источника с оси исследуемого зеркала, уменьшается число подлежащих определению параметров установки и тем самым повышается надежность получаемых результатов. Далее, наша осесимметричная схема Гартманна допускает простой расчет всех необходимых точностей определения параметров установки для контроля зеркала заданного качества. Наконец, в такой схеме реализуется простой оптический способ центрировки диафрагмы относительно зеркала, не зависящий от расположения оптической оси зеркала относительно его геометрического центра.

Первоначально наша установка была размещена в оптическом цехе КАО и использовалась для исследования сферического, параболического и гиперболических зеркал диаметром до 80 см, изготовленных в обсерватории. Затем установка была перенесена в башню 2,6-м шайновского рефлектора (ЗТШ), и на ней была проведена аттестация 2,6-м параболического зеркала. В данной статье дается полная математическая схема исследования методом Гартманна вогнутых зеркал, имеющих форму произвольной поверхности вращения второго порядка (коникоида), причем учтено влияние ряда эффектов, которые могут оказаться значимыми при аттестации зеркал значительной светосилы: эффекты конечного расстояния диафрагмы от зеркала, виньетирования отраженных от зеркала пучков на отверстиях диафрагмы и искажения масштаба при гомоцентрическом проектировании плоской сетки отверстий диафрагмы на вогнутую поверхность зеркала. Приводится описание установ-

ки КАО для получения гартманнограмм, оценивается необходимая точность определения параметров установки и измерения гартманнограмм при исследовании гиперболических зеркал диаметром 0,8 м и параболических зеркал диаметром 2,6 м, описывается методика получения и измерения гартманнограмм этих зеркал, дается схема программы обработки гартманнограмм, реализованной на ЭВМ ЕС-1020, и излагаются результаты исследования первого 2,6-м зеркала ЗТШ.

### Расчет гартманнограммы для идеального зеркала

Метод Гартманна позволяет определить отклонения реальной поверхности зеркала от теоретически заданной по отклонениям измеренных положений пятен гартманнограммы от соответствующих положений, вычисленных для идеального зеркала с заданными параметрами. Вычислим положения пятен на идеальной гартманнограмме в приближении геометрической оптики. Достаточность такого приближения обеспечивается описанным ниже выбором параметров диафрагмы Гартманна, при которых дифракционные эффекты не являются доминирующими. Приближение геометрической оптики сводится к рассмотрению хода лучей, идущих от точечного источника и падающих на зеркало сквозь отверстия диафрагмы.

Совместим ось  $X$  декартовой системы координат с осью зеркала, а плоскость  $YZ$  совместим с касательной плоскостью к зеркалу в его вершине. В такой системе координат уравнение зеркала, имеющего фигуру любого коникоида, записывается в виде

$$(e^2 - 1)x^2 + 2Rx = y^2 + z^2, \quad (1)$$

где  $R$  — радиус кривизны зеркала в вершине и  $e^2$  — квадрат эксцентриситета зеркала. Прямая, проходящая через некоторую точку на оси зеркала  $(x_0, 0, 0)$ , где находится точечный источник света, и через центр  $i$ -го отверстия диафрагмы Гартманна, установленной на расстоянии  $x_d$  от вершины зеркала перпендикулярно его оси, задается системой уравнений

$$(x - x_d)/(x_d - x_0) = (y - y_i)/y_i = (z - z_i)/z_i, \quad (2)$$

где  $(x_d, y_i, z_i)$  — координаты центра рассматриваемого отверстия диафрагмы. Совместное решение (1) и (2) дает точку пересечения рассматриваемого луча с зеркалом. Для упрощения вычислений целесообразно перейти к плоскости  $(x, \rho)$ , определяемой этим лучом и осью системы (рис. 1):

$$\rho^2 = y^2 + z^2. \quad (3)$$

Тогда вместо (1) и (2) имеем

$$(e^2 - 1)x^2 + 2Rx = \rho^2, \quad \rho = \rho_i + \rho_i \frac{x - x_d}{x_d - x_0}. \quad (4)$$

Решение этой системы можно записать в параметрическом виде:

$$x_3^i = x_0 - t(\rho_i)(x_0 - x_d), \quad \rho_3^i = \rho_i t(\rho_i), \quad (5)$$

где  $(x_3, \rho_3^i)$  — координаты точки пересечения рассматриваемого луча с поверхностью зеркала и

$$t(\rho_i) = \frac{\{R^2(x_0 - x_d)^2 + \rho_i^2 x_0 [(e^2 - 1)x_0 + 2R]\}^{1/2} - (x_0 - x_d)[(e^2 - 1)x_0 + R]}{\rho_i^2 - (e^2 - 1)(x_0 - x_d)^2}. \quad (6)$$

Уравнение луча, идущего из точки  $(x_0, 0)$  и падающего на зеркало в точке  $(x_3, \rho_3)$ , имеет вид

$$\rho - \rho_3 = -\frac{\rho_3}{x_0 - x_3}(x - x_3), \quad (7)$$

а уравнение нормали к зеркалу в этой точке записывается так:

$$\rho - \rho_3 = -\frac{\rho_3}{R + (e^2 - 1)x_3}(x - x_3). \quad (8)$$

Рис. 1. Принципиальная схема установки Гартманна для исследования вогнутых зеркал в КАО

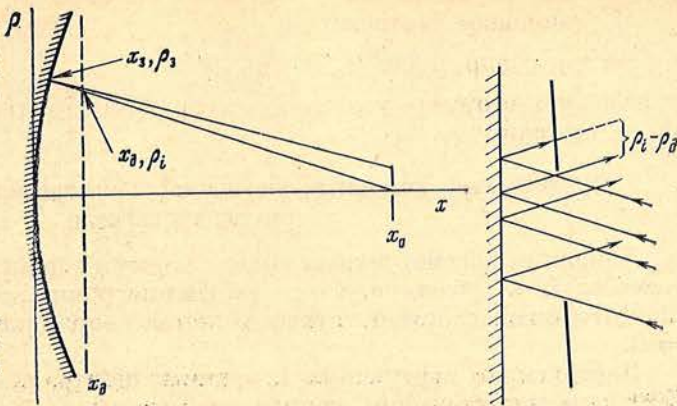


Рис. 2. К учету виньетирования отраженного пучка на диафрагме Гартманна

Нетрудно показать, что при зеркальном отражении, когда угол падения равен углу отражения, уравнение отраженного луча имеет следующий вид:

$$\rho - \rho_s = (x - x_s) \operatorname{tg} (2\beta - \alpha), \quad (9)$$

где

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{\rho_s}{x_0 - x_s} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} \beta = -\frac{\rho_s}{R + (e^2 - 1)x_s}. \quad (10)$$

Этот луч пересекает плоскость  $x = x_0$  в точке

$$x_{\text{пл}} = x_0, \quad \rho_{\text{пл}} = \rho_s + (x_0 - x_s) \operatorname{tg} (2\beta - \alpha). \quad (11)$$

Из-за того, что пучок лучей, падающих на зеркало сквозь отверстие диафрагмы, идет не по нормали к зеркалу, часть пучка после отражения будет виньетироваться. В результате эффективный центр отраженного пучка не будет определяться падающим на зеркало лучом, проходящим через центр отверстия диафрагмы. Оценим этот эффект количественно.

Луч, прошедший через центр отверстия  $(x_d, \rho_d)$ , после отражения от зеркала пересечет плоскость диафрагмы в точке  $(x_d, \rho_d)$ , где согласно (9)

$$\rho_d = \rho_s + (x_d - x_s) \operatorname{tg} (2\beta - \alpha). \quad (12)$$

Поскольку угол между плоскостью диафрагмы и касательной к зеркалу мал, можно пренебречь изменением расстояния от зеркала до диафрагмы в пределах отверстия и считать, что соотношение (12) справедливо для всех лучей, проходящих через рассматриваемое отверстие. Тогда ясно (рис. 2), что эффективная протяженность пучка вдоль оси  $\rho$  уменьшится за счет виньетирования на величину  $\rho_i - \rho_d$ , а эффективный центр отверстия диафрагмы, соответствующий центру отраженного пучка, сместится на половину этой величины от геометрического центра отверстия и будет определяться соотношением

$$\rho_i^{\text{эф}} = \rho_i + \frac{\rho_i - \rho_d}{2}. \quad (13)$$

Формула (13) приведена для случая, когда источник света смещен от центра кривизны в сторону зеркала.

Итак, используя исходные данные: параметры зеркала  $R$  и  $e^2$ , параметры диафрагмы Гартманна  $\{y_i, z_i\}$  и параметры оптической схемы  $x_0$  и  $x_d$ , получаем следующую схему вычисления координат центров пятен гартманнограммы идеального зеркала:

- 1) с помощью (3), (6) и (5) вычисляем  $x_s^i$  и  $\rho_s^i$ ;
- 2) с помощью (10), (12) и (13) вычисляем  $\rho_i^{\text{эф}}$ ;
- 3) используя  $\rho_i^{\text{эф}}$ , по (6) и (5) уточняем  $x_s^i$  и  $\rho_s^i$ ;
- 4) используя уточненные  $x_s^i$  и  $\rho_s^i$ , по (10) и (11) вычисляем  $\rho_{\text{пл}}^i$ ;

5) с помощью соотношений

$$\sin \varphi_i = y_i/\rho_i \text{ и } \cos \varphi_i = z_i/\rho_i \quad (14)$$

определяем вторую — угловую — координату центра пятна гартманнограммы — величину  $\varphi_i$ .

### Вычисление локальных уклонений и построение общего рельефа реального зеркала

Дополним рассмотренную выше систему координат  $(x, \rho)$  третьей декартовой осью  $\eta$ . Очевидно, что на гартманнограмме идеального зеркала центр каждого пятна в соответствующей системе координат имеет  $\rho^{\text{ид}} = \rho_{\text{пл}}$  и  $\eta^{\text{ид}} = 0$ .

Перейдем от измеренных координат центра некоторого пятна  $Y^{\text{изм}}$  и  $Z^{\text{изм}}$  к соответствующим координатам  $(\rho, \eta)$ :

$$\rho^{\text{изм}} = Y^{\text{изм}} \sin \varphi + Z^{\text{изм}} \cos \varphi, \quad \eta^{\text{изм}} = -Y^{\text{изм}} \cos \varphi + Z^{\text{изм}} \sin \varphi. \quad (15)$$

Поперечные аберрации

$$\Delta \rho = \rho^{\text{изм}} - \rho^{\text{ид}} \text{ и } \Delta \eta = \eta^{\text{изм}} \quad (16)$$

непосредственно связаны с локальными угловыми уклонениями реальной поверхности зеркала от идеальной фигуры:

$$\theta_\rho = -\frac{\cos^2(2\beta - \alpha)}{2(x_0 - x_3)} \Delta \rho, \quad \theta_\eta = -\frac{\Delta \eta}{2(x_0 - x_3)}, \quad (17)$$

где  $\theta_\rho$  — наклон реального зеркала относительно идеальной фигуры вдоль оси  $\rho$  и  $\theta_\eta$  — наклон вдоль оси  $\eta$  в точках, соответствующих центрам пятен гартманнограммы. При исследовании зеркал небольшой светосилы, у которых стрелка мала, переход от этих угловых уклонений к линейным отклонениям зеркала в точках, соответствующих точкам гартманнограммы, равноудаленным от центров соседних пятен, осуществляется простым умножением величин  $\theta_\rho$  и  $\theta_\eta$  на половину постоянной диафрагмы Гартмана, равной расстоянию  $L$  между центрами соседних отверстий:

$$D_\rho = \frac{1}{2} L \theta_\rho, \quad D_\eta = \frac{1}{2} L \theta_\eta. \quad (18)$$

В более общем случае необходимо учитывать искажения масштаба, возникающие при гомоцентрической проекции плоской прямоугольной сетки отверстий диафрагмы на вогнутое зеркало. Можно показать, что в этом случае вместо (18) будем иметь

$$D_\rho = \frac{1}{2} L_\rho \theta_\rho, \quad D_\eta = \frac{1}{2} L_\eta \theta_\eta, \quad (19)$$

где

$$L_\rho \equiv S(\rho_3^+) - S(\rho_3^-); \quad \rho_3^\pm = \left(\rho \pm \frac{L}{2}\right) t\left(\rho \pm \frac{L}{2}\right); \quad (20)$$

$$S(\rho) \equiv \int_0^\rho \left[1 + \left(\frac{dx}{d\rho}\right)^2\right]^{1/2} d\rho = \rho \left\{1 + \frac{1}{6} \frac{\rho^2}{R^2} - \frac{1}{5} \left[\frac{e^2 - 1}{2} + \frac{1}{8}\right] \frac{\rho^4}{R^4} + \right. \\ \left. + \frac{1}{7} \left[\frac{(e^2 - 1)^2}{2} + \frac{e^2 - 1}{4} + \frac{1}{16}\right] \frac{\rho^6}{R^6} - \right. \\ \left. - \frac{1}{9} \left[\frac{(e^2 - 1)^3}{2} + \frac{3(e^2 - 1)^2}{8} + \frac{3(e^2 - 1)}{16} + \frac{5}{128}\right] \frac{\rho^8}{R^8} + \dots\right\}$$

и

$$L_\eta = 2R_S \arcsin \frac{L_x}{2R_S}; \quad R_S = R \left(1 + \frac{e^2 \rho^2 t^2(\rho)}{R^2}\right)^{1/2}; \quad (21)$$

$$L_x = Lt \left(\left[\rho^2 + \frac{L^2}{4}\right]^{1/2}\right).$$

Функция  $t(\rho)$  определена (6). Возвращаясь к исходной системе координат, получаем

$$D_Y = D_\rho \sin \varphi - D_\eta \cos \varphi, \quad D_Z = D_\rho \cos \varphi + D_\eta \sin \varphi. \quad (22)$$



Величины  $\{D\}$  могут быть использованы непосредственно для построения рельефа реального зеркала. Следует, однако, иметь в виду, что, поскольку эти величины отягощены неизбежными ошибками измерений, построенный по ним двумерный рельеф может зависеть от выбранного порядка его построения, т. е. от выбранного пути обхода пятер гартманнограммы. Кроме того, вычисление величин  $\{D\}$  с помощью линейных соотношений (18) или (19) соответствует простейшей схеме численного интегрирования, которая в принципе также может давать некоторую погрешность. Но сама двумерность искомого рельефа позволяет в значительной степени устранить влияние этих двух источников погрешностей.

Рассмотрим участок зеркала — его  $i$ -ю площадку, соответствующую  $i$ -му отверстию диафрагмы, и его ближайшие окрестности. Очевидно, что при полном обходе любого замкнутого контура на поверхности зеркала, соответствующего последовательности соседних площадок, мы должны вернуться к исходному уровню. Это означает (рис. 3), что сумма линейных отклонений

$$D_Z(i) + D_Z(i+1) - D_Y(i+1) - D_Y(i+1+N) - D_Z(i+1+N) - D_Z(i+N) + D_Y(i+N) + D_Y(i)$$

должна быть равна нулю,  $N$  — число отверстий на диаметре диафрагмы. Поскольку при подстановке вычисленных величин  $\{D\}$  в это выражение оно оказывается равным некоторой величине  $A_i$ , в общем случае не равной нулю, то получаем систему условий, которым должны удовлетворять поправки к величинам  $\{D\}$ :

$$\delta_Z(i) + \delta_Z(i+1) - \delta_Y(i+1) - \delta_Y(i+1+N) - \delta_Z(i+1+N) - \delta_Z(i+N) + \delta_Y(i+N) + \delta_Y(i) + A_i = 0. \quad (23)$$

Далее, зеркало с отверстием в центре является двухсвязной областью, как что к локальным условиям (23) следует добавить еще одно, соответствующее обходу по замкнутому контуру вокруг центрального отверстия зеркала. В результате имеем  $m+1$  условие на  $2n$  неизвестных  $\{\delta\}$ , где  $n$  — число выделенных диафрагмой Гартманна площадок на зеркале,  $m$  — число таких узлов сетки этих площадок, к которым со всех четырех сторон примыкают рассматриваемые площадки. Нетрудно убедиться, что для всякой конечной сетки выполняется неравенство  $m+1 < 2n$ , т. е. мы имеем недостаточную систему линейных уравнений для определения  $\{\delta\}$ . Найдем такое решение этой системы, которое соответствует минимуму  $\sum \delta^2$ .

Запишем условные уравнения в виде

$$\sum \delta + A_i = 0, \quad \sum \delta + A_{\text{cont}} = 0, \quad (24), (25)$$

где  $A_{\text{cont}}$  есть сумма величин  $\{D\}$ , взятых по площадкам, образующим контур обхода вокруг центрального отверстия зеркала.

Тогда функция Лагранжа имеет вид

$$\Phi = \sum_{j=1}^{2n} \delta_j^2 + \sum_{i=1}^m \lambda_i (\sum \delta + A_i) + \lambda_{\text{cont}} (\sum \delta + A_{\text{cont}}), \quad (26)$$

и решению подлежит следующая нормальная система  $m+1+2n$  линейных уравнений:

$$\begin{aligned} \sum \delta + A_i &= 0 && m \text{ уравнений,} \\ \sum \delta + A_{\text{cont}} &= 0 && \text{одно уравнение,} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial \delta_j} &= 0 && 2n \text{ уравнений.} \end{aligned} \quad (27)$$

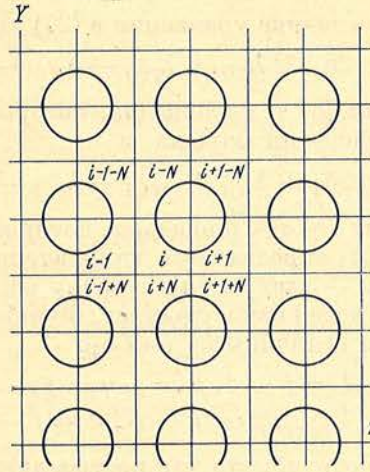


Рис. 3. К составлению и решению условных уравнений

Последние уравнения в (27) имеют такой явный вид:

$$2\delta_j + \lambda_{l(i)} + \lambda_{p(j)} - \lambda_{q(j)} - \lambda_{r(j)} = 0 \quad (28)$$

для  $\{\delta\}$  тех площадок, которые не попадают в контур обхода центрального отверстия зеркала, и

$$2\delta_j + \lambda_{l(j)} + \lambda_{p(j)} - \lambda_{q(j)} - \lambda_{r(j)} \pm \lambda_{\text{cont}} = 0 \quad (29)$$

для  $\{\delta\}$  тех площадок, которые попадают в этот контур. Знак перед членом  $\lambda_{\text{cont}}$  определяется направлением при обходе контура через данную площадку — идет ли он в сторону возрастания или убывания отсчетов по соответствующей оси координат. Функции  $l$ ,  $p$ ,  $q$  и  $r$  зависят от того, рассматриваются ли величины  $\delta_Z$  или  $\delta_Y$ :

$$\begin{aligned} l = j - 1, p = j, q = j - 1 - N \text{ и } r = j - N \text{ для } \delta_Z, \\ l = j, p = j - N, q = j - 1 \text{ и } r = j - 1 - N \text{ для } \delta_Y. \end{aligned} \quad (30)$$

Очевидно, что для построения рельефа зеркала достаточно из системы уравнений (27) найти значения величин  $\{\delta\}$ , но нет необходимости вычислять множители Лагранжа  $\{\lambda\}$ .

Используя вычисленные величины  $\{\delta\}$ , находим

$$D' = D + \delta \quad (31)$$

и последовательным обходом всех пятен гартманнограммы вычисляем отклонения реальной поверхности зеркала от идеальной фигуры в каждой точке зеркала

$$h_i = h_0 + \sum_{j=0}^i (D'_{j-1} + D'_j), \quad (32)$$

где  $h_0$  — принятый уровень начальной точки обхода. Окончательно фигура реального зеркала задается совокупностью координат точек на его поверхности  $\{x_3 + h \sec \beta, y_3, z_3\}$ , где  $y_3 = \rho_3 \frac{y_i}{\rho_i}$ ,  $z_3 = \rho_3 \frac{z_i}{\rho_i}$ , а  $x_3$ ,  $\rho_3$  и  $\text{tg } \beta$  были определены выше. Через эти точки методом наименьших квадратов проводится ближайший коникоид (или ближайший параболоид), наилучшим образом представляющий поверхность реального зеркала.

Величина  $h_0$  является, по существу, константой интегрирования и должна быть определена из независимых соображений. Если, например, выбрать  $h_0$  таким образом, что  $\min \{h_i\} = 0$ , то совокупность  $\{h_i\}$  даст информацию о необходимом дополнительном съеме материала для получения заданной поверхности зеркала. Если же  $h_0$  выбрана таким образом, что  $\sum h_i^2$  минимальна, то получаем наглядную картину для оценки оптических свойств изготовленного зеркала; в последнем случае, как известно,  $h_0$  выбирается так, чтобы  $\sum h_i = 0$ . Произвольный выбор величины  $h_0$  практически не влияет на вычисляемые параметры ближайшего коникоида (или параболоида), так как при нахождении этой поверхности методом наименьших квадратов определяются не только параметры  $R$  и  $e^2$ , но и положение вершины коникоида на оси  $X$ .

Заметим, наконец, что поскольку при вычислении поперечных аберраций используются предполагаемые параметры зеркала, степень близости которых к параметрам изготовленной поверхности обычно неизвестна, то для окончательного вычисления рельефа реального зеркала необходимы последовательные итерационные приближения.

#### Установка для получения гартманнограмм

Наша установка для фотографирования гартманнограмм (рис. 4) представляет собой скамью с направляющими длиной около метра, по которым можно независимо перемещать две стойки: на одной из них укреплена кассета с фотопластинкой, на другой — микрообъектив с диафрагмой, отверстие которой служит точечным источником. Скамья установлена на массив-

ном металлическом профиле, относительно которого она может юстироваться по двум осям. Испытуемое зеркало и скамья устанавливаются на таком расстоянии друг от друга, что центр кривизны зеркала приходится на середину скамьи. В конце скамьи закреплен лазер ЛГ-78; его юстировочные подвижки позволяют менять высоту светового луча над скамьей и выставлять его параллельно направляющим скамьи.

Для совмещения точечного источника света — плоскости диафрагмы — с плоскостью фотоэмульсии в фотопластинке сверлится отверстие диаметром 4 мм. Эта операция выполняется смоченным алмазным сверлом в специальной переносной кассете, положение фотопластинки в которой идентично положению пластинки в рабочей кассете. Положение отверстия фотопластинки, помещенной в рабочую кассету на одной из стоек, и положение микрообъектива с диафрагмой на другой стойке строго согласованы, так что при фотографировании, когда стойки сдвигаются вплотную, диафрагма входит в отверстие фотопластинки и плоскость диафрагмы совмещается с плоскостью фотоэмульсии. Диафрагма имеет отверстие диаметром 0,1 мм и сделана в насадке, которая надевается на микрообъектив и закрепляется на нем, когда микрообъектив фокусирует световой пучок в центр отверстия диафрагмы. Для получения равномерного освещения зеркала микрообъектив с диафрагмой закреплены на стойке через устройство, позволяющее качать их в небольших пределах вокруг центра, совпадающего с отверстием диафрагмы.

Как известно, исследование зеркал целесообразно проводить в схеме с вертикальной ориентацией оптической оси: при этом упрощается разгрузка зеркала и неизбежные воздушные потоки менее вредны. Поэтому, располагая скамью гори-

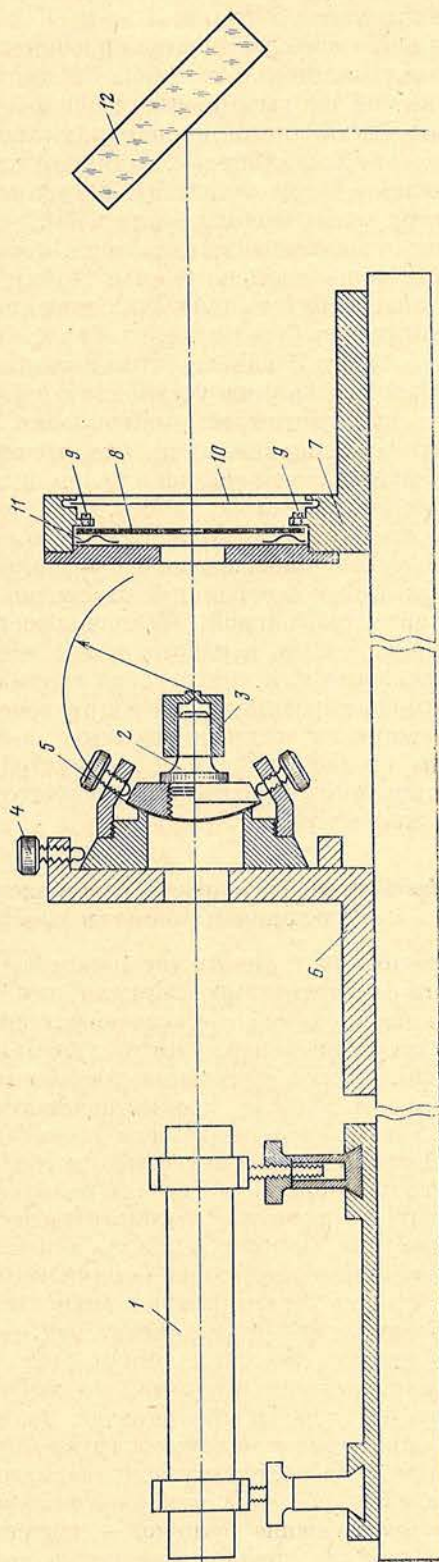


Рис. 4. Схема установки на оптической скамье для получения гартманнограмм

1 — лазер, 2 — микрообъектив, 3 — диафрагма, 4, 5 — юстировочные винты, 6, 7 — подвижные стойки, 8 — фотопластинка, 9 — юстировочные винты, 10 — шибер, 11 — прижимные пружины, 12 — диагональное зеркало

зонтально, мы применяем небольшое плоское зеркало высокого качества для направления пучка света вертикально вниз на расположенное внизу исследуемое зеркало.

Юстировка всей установки проводится следующим образом. Сперва луч лазера выставляется так, чтобы он проходил параллельно направляющим скамьи на той же высоте, что и центр отверстия в фотопластинке, а фотопластинка выставляется перпендикулярно лучу лазера. С этой целью в рабочую кассету вставляется стеклянная пластинка, у которой на месте, соответствующем центру отверстия фотопластинки, нанесено перекрестие. Используя три юстировочных винта в кассете, на которые опирается пластинка, и указанные выше подвижки лазера, можно добиться такой ситуации, когда при любом положении на скамье стойки с фотопластинкой центр светового пятна от лазера будет совпадать с перекрестием на пластинке, а отраженный от пластинки луч будет находиться в автоколлимации с выходящим от лазера лучом — это и означает, что пластинка и лазерный луч выставлены правильно. Затем на скамью устанавливается стойка с микрообъективом и диафрагмой и проводится их центрировка по лазерному лучу. Далее, чтобы совместить ось лазерного луча с оптической осью исследуемого зеркала, необходима подвижка всей скамьи в целом и/или перемещение и наклон зеркала. Эта операция проводится просто, когда исследуемое зеркало не имеет центрального отверстия: в таком случае со скамьи снимаются обе стойки и ось лазерного луча совмещается с осью зеркала простой автоколлимацией. Если же зеркало имеет центральное отверстие, то необходимо использовать микрообъектив с диафрагмой, обеспечивающие освещение всего зеркала.

Установка готова к работе, когда точечный источник и центр каустики его изображения или центр узора гартманнограммы совпадают не только в центре кривизны зеркала, но и при любом другом положении источника и фотопластинки на оптической скамье, а при смещении источника из центра кривизны его изображение центрируется на перекрестие стеклянной пластинки, сдвинутой в противоположную сторону от центра кривизны примерно на такое же расстояние.

#### **Требования на точность изготовления и установку диафрагмы Гартманна и точность измерения гартманнограмм**

Требования на точность установки диафрагмы, точечного источника и фотопластинки относительно зеркала для получения гартманнограмм определяются необходимой точностью изготовления зеркала, достижимой точностью измерения центров пятен гартманнограмм и достижимой точностью изготовления и/или аттестации диафрагмы.

В реальном зеркале, предназначенном для применения в некоторой оптической схеме, следует различать систематические и случайные, местные, ошибки. Если поверхность реального зеркала аппроксимировать уравнением некоторого коникоида, то отличия радиуса кривизны в вершине и эксцентриситета этого коникоида от соответствующих расчетных величин определяют систематические ошибки зеркала, а отклонения реальной поверхности от этого ближайшего коникоида — случайные ошибки. Эти две группы ошибок с разных сторон характеризуют поверхность зеркала и по-разному влияют на заключение о его пригодности. Так, небольшие систематические ошибки главного зеркала телескопа могут быть скомпенсированы переюстировкой системы или, в крайнем случае, регулировкой или заменой вторичного зеркала. Случайные же ошибки увеличивают размер изображения точечного источника, что приводит к некомпенсируемой потере проникающей силы оптической системы. Исследование зеркала методом Гартманна позволяет в принципе определить оба вида ошибок его поверхности.

**А. Систематические ошибки — допуски на параметры зеркала.** Радиус кривизны зеркала довольно уверенно контролируется в процессе изготовления зеркала. Кроме того, небольшие отклонения этого параметра от расчетного в тех двухзеркальных системах, для которых изготавливались рассматриваемые вогнутые зеркала, действительно могут быть скомпенсированы

некоторой перефокусировкой. Поэтому будем считать, что единственная систематическая ошибка осесимметричного зеркала — это отличие эксцентриситета ближайшего коникоида от расчетной величины. В таком случае из (1) следует

$$\Delta(e^2) = \frac{2R}{x^2} \Delta x. \quad (33)$$

Если  $\Delta x = \lambda/N$ , а  $x$  — стрелка зеркала, то для двух различных зеркал — 2,6-м зеркала ЗТШ с расчетными параметрами  $R = 19931,8$  мм и  $e^2 = 1$  и для 0,8-м гиперболического зеркала с расчетными параметрами  $R = 5665,2$  мм и  $e^2 = 1,11463$  — при  $\lambda = 0,5$  мкм имеем  $\Delta(e^2) = 1,1 \cdot 10^{-2}/N$  и  $2,8 \cdot 10^{-2}/N$  соответственно. Поскольку для двухзеркальных систем достаточно иметь каждое зеркало с поверхностью в целом не хуже  $\lambda/8$ , то зеркало ЗТШ можно считать идеальным, если ошибка квадрата его эксцентриситета не превышает 0,0014, а для 0,8-м зеркала  $\Delta(e^2) \leq 0,0036$ .

Критерий  $\lambda/8$  и соответствующие ему величины  $\Delta(e^2)$  однозначно определяют необходимые точности измерения параметров установки Гартманна. Вычисление этих допусков мы проводили методом машинного эксперимента. С этой целью по описанной выше схеме определялись теоретические координаты центров гартманнограммы, «полученной» для идеального зеркала с заданными параметрами установки. Затем эти координаты вводились в качестве измеренных величин, но при вычислениях ближайшего коникоида последовательно варьировались параметры установки: вводились ошибки  $\Delta x_0$ ,  $\Delta x_d$ , центр диафрагмы смещался с оптической оси зеркала. Расчеты показали, что эти ошибки, по-разному сказываются на определяемых параметрах зеркала: величина  $\Delta x_0$  практически линейно входит в определяемый радиус кривизны зеркала, но слабо сказывается на определяемом эксцентриситете;  $\Delta x_d$  слабо сказывается и на  $R$ , и на  $e^2$ ; децентрировка практически не искажает  $R$ , слабо влияет на  $e^2$ , но приводит к фиктивному нарушению осесимметричности рельефа зеркала. С учетом того обстоятельства, что рассмотренные ошибки независимы, а децентрировка определяется смещениями по двум независимым координатам, мы нашли такие допустимые погрешности определения установки Гартманна, совместное действие которых приводит к систематической ошибке в  $\lambda/8$ .

Зеркало, м	2,6	0,8
Допустимая ошибка измерения $x_0$ , мм	6,9	4,5
Допустимая ошибка измерения $x_d$ , мм	4,6	3,0
Допустимая децентрировка диафрагмы по каждой координате, мкм	35	13

Отсюда следует, что даже для получения зеркала, удовлетворяющего критерию  $\lambda/8$ , требования на точность определения  $x_0$  и  $x_d$  сравнительно невелики: эти параметры могут быть определены мерной лентой и штангенциркулем соответственно. Что же касается допуска на центрировку диафрагмы, то приведенные малые величины отражают высокую чувствительность получаемого рельефа зеркала к положению на нем диафрагмы; однако асимметрия рельефа может быть обусловлена как фиктивным наклоном зеркала в целом, так и реальной асимметрией его поверхности. Разделить эти два фактора можно благодаря их различному влиянию на концентрацию света: она определяется только формой поверхности, но не зависит от малого наклона зеркала в целом; поэтому критерием наилучшей центрировки должна служить максимальная концентрация лучей, и допуск на центрировку диафрагмы определяется чувствительностью концентрации лучей к смещению диафрагмы. Пробные расчеты показали, что концентрация лучей перестает быть чувствительной к смещениям диафрагмы, когда эти смещения на порядок величины больше тех, что приведены выше. Но поскольку положение оптической оси зеркала относительно его обода известно обычно с точностью не лучше 1 мм, то нет возможности выставить диафрагму на зеркале каким-либо механическим способом даже с такой «ослабленной» степенью точности, и не-

обходимо предусмотреть машинную центровку в ходе обработки гартманнограмм.

Далее, мы рассмотрели необходимую точность совмещения точечного источника с плоскостью фотопластинки в нашей установке. Вычисления показали, что при несовпадении этих элементов установки на несколько миллиметров возникает ошибка в определяемом радиусе кривизны зеркала, равная половине расстояния от фотопластинки до источника, и  $\Delta(e^2)$ , равная нескольким единицам  $10^{-4}$ . Поскольку конструкция установки исключает такое несовпадение более чем на 0,1—0,2 мм, то этим эффектом можно пренебречь и считать, что точечный источник находится точно в плоскости фотоэмульсии.

Выставление точечного источника на ось исследуемого зеркала осуществляется в нашей установке тоже с точностью не хуже нескольких десятых миллиметра. Такое боковое смещение источника практически не искажает дифракционную картину центрированной системы [21], и эффектом этого смещения тоже можно пренебречь.

Наконец, для выставления пластинки в кассете перпендикулярно плоскости направляющих оптической скамьи мы надевали на лазер диафрагму с отверстием около 0,1 мм, что позволяло центрировать на этом отверстии отраженный от пластинки пучок с точностью до долей миллиметра. При такой точности автоколлимации смещение пятен на гартманнограмме за счет неперпендикулярности фотопластинки составляет пренебрежимо малую величину порядка долей микрометра.

**Б. Случайные ошибки — критерий качества рельефа зеркала.** Определим теперь допустимые случайные ошибки в координатах центров пятен на гартманнограмме и допустимые случайные ошибки в координатах центров отверстий диафрагмы Гартманна.

Очевидно, что если угловые отклонения поверхности реального зеркала от расчетной поверхности нигде не превышают половины углового радиуса центрального пятна — кружка Эри — дифракционной картины, которая должна быть построена всей расчетной поверхностью, то такое реальное зеркало даст практически идеальную дифракционную картину и, следовательно, является идеальным. Таким образом, для идеального зеркала случайные локальные ошибки рельефа с характерными размерами, равными соответствующей постоянной диафрагмы Гартманна  $L$ , не должны превышать  $\varphi L/4$ , где  $\varphi$  — диаметр кружка Эри. Для 2,6-м зеркала с относительным диаметром центрального отверстия  $\varepsilon = 0,31$   $\varphi = 0",088$ ; для 0,8-м зеркала с  $\varepsilon = 0,33$   $\varphi = 0",28$ . Поскольку мы применяем диафрагмы Гартманна с  $L = 105$  и 35 мм (см. ниже), то локальные ошибки идеальных зеркал с указанными параметрами не должны превышать  $\lambda/45$  и  $\lambda/42$  соответственно. Но к рассматриваемым зеркалам не предъявляется требование давать дифракционную картину: достаточно, если они будут собирать практически весь свет в кружок, диаметр которого лишь в несколько раз превышает диаметр кружка Эри. Исходя из этих соображений, получаем, что 2,6-м зеркало будет собирать практически все лучи в кружок диаметром 0",5, если случайная ошибка его поверхности составляет  $\lambda/8$ , а 0,8-м зеркало будет собирать лучи в кружок диаметром 1" при случайной ошибке его поверхности  $\lambda/12$ .

Линейные отклонения центров пятен гартманнограмм, соответствующие радиусам указанных допустимых кружков рассеяния, составляют 24 и 14 мкм для гартманнограмм 2,6- и 0,8-м зеркал. Чтобы уверенно регистрировать такие отклонения, случайная ошибка измерения гартманнограмм должна быть по крайней мере в 3 раза меньше. Далее, узор пятен гартманнограммы в первом приближении подобен узору отверстий на диафрагме; поскольку характерный размер гартманнограмм, получаемых на нашей установке, около 40 мм (см. ниже), т. е. в 65 раз меньше диафрагмы Гартманна для 2,6-м зеркала и в 20 раз меньше диафрагмы Гартманна для 0,8-м зеркала, то случайные ошибки положений центров отверстий этих диафрагм могут быть в 65 и 20 раз больше случайных ошибок измерений соответствующих гартманнограмм. Наконец, если учесть, что случайные ошибки измерения гартманно-

грамм и случайные ошибки аттестации диафрагм независимы, то нетрудно найти такие допустимые погрешности, совместное действие которых приводит к случайным ошибкам в координатах пятен, равным  $1/3$  радиуса допустимого кружка рассеяния.

Зеркало, м	2,6	0,8
Допустимая ошибка при измерении центров пятен гартманнограмм, мкм	4,0	2,3
Допустимая ошибка при определении центров отверстий диафрагм, мм	0,26	0,046

Иными словами, при достижении указанных точностей обеспечивается обнаружение отклонения пятна гартманнограммы на радиус допустимого кружка рассеяния на уровне  $3\sigma$ .

Последние оценки были проверены также машинным экспериментом: с помощью генератора случайных чисел на теоретические координаты центров пятен гартманнограммы накладывались случайные ошибки с известным средним значением, эти данные вводились как измеренные величины, и затем определялись параметры зеркала. При этом, как и следовало ожидать, параметры  $R$  и  $e^2$  практически не менялись, но появлялись случайные ошибки в рельефе зеркала, средние значения которых оказались в соответствии с приведенными выше оценками.

### Диафрагмы Гартманна — исходные соотношения, изготовление, аттестация

Как уже отмечалось, мы использовали диафрагмы Гартманна с отверстиями, расположенными в узлах квадратной сетки: в таком варианте достаточно равномерное распределение исследуемых участков на зеркале сочетается с простотой изготовления и аттестации диафрагмы и удобством измерения и обработки гартманнограмм.

Известно, что основной недостаток метода Гартманна — это дискретность получаемых данных о поверхности зеркала. Увеличением числа отверстий диафрагмы можно улучшить ситуацию, но неизбежное при этом уменьшение размера отверстий приводит к увеличению размера пятен на гартманнограмме за счет дифракции. По-видимому, оптимальное решение состоит в выборе такого диаметра отверстий диафрагмы, когда диаметр кружка Эри  $d_d$  оказывается равным диаметру геометрического изображения  $d_r$ . Нетрудно получить общее соотношение, определяющее диаметр такого отверстия:

$$D = \left( 2,44\lambda S \frac{D_d}{D_r} \right)^{1/2}, \quad (34)$$

где  $S$  — расстояние от диафрагмы до фотопластинки,  $D_d$  — диаметр диафрагмы Гартманна и  $D_r$  — размер гартманнограммы. При  $D_r \approx 40$  мм,  $S = x_0 - x_d \approx R$  и  $\lambda = 4380$  Å (самая яркая синяя линия лазера ЛГ-78) получаем для 2,6-м зеркала  $D = 37$  мм и для 0,8-м зеркала  $D = 11$  мм, причем в обоих случаях оказалось, что  $d_d = d_r \approx 0,56$  мм.

Отношения найденных величин  $D$  к соответствующим радиусам кривизны зеркал практически совпадают с рекомендуемым в [2] отношением  $1/500$ , а найденные величины  $D$  в полтора-два раза меньше указанного в [30] верхнего предела этой величины. Поскольку рекомендации [2, 30] получены из нескольких иных соображений, чем наше соотношение (34), то удовлетворительное согласие всех трех оценок не является тривиальным и означает, что найденные величины оптимальны с точек зрения различных критериев.

В реально изготовленных 2,6-м и 0,8-м диафрагмах диаметры отверстий составляют 35 и 10 мм, расстояния между центрами соседних отверстий, как уже упоминалось, 105 и 35 мм, так что у нас выполняется рекомендация Романовой [2] иметь расстояние между центрами соседних отверстий не менее 2,5 диаметра этих отверстий; число отверстий на диаметрах диафрагм — 25 и 23 соответственно.

Диафрагма 0,8 м изготовлена из дюралевого листа толщиной 5 мм, в кото-

ром были сделаны отверстия с широкими фасками, оставлявшими высоту цилиндрических образующих около 0,3 мм.

Диафрагма 2,6 м собрана из четырех дюралевых листов толщиной 3 мм, укрепленных на жесткой сварной конструкции, изготовленной из 50-мм дюралевого уголка. В листах сделаны отверстия диаметром 40 мм, над каждым из них установлена небольшая квадратная юстируемая пластинка толщиной 1 мм с калиброванным отверстием диаметром 35 мм. Каждая пластинка крепится к дюралевому листу винтами, отверстия под которые сделаны с запасом, что позволяет юстировать пластинку на листе. На координатно-расточном станке был изготовлен «кондуктор» — толстая дюралевая плита с 45 отверстиями (5 рядов по 9 отверстий в каждом), в которые впрессовывались стальные пальцы, калиброванные под диаметр отверстий в накладных пластинках; с помощью этого кондуктора и были последовательно выставлены пластинки с калиброванными отверстиями на несущих листах диафрагмы.

Однако точность изготовления обеих диафрагм оказалась недостаточной: контрольные замеры показали, что центры отверстий не соответствуют квадратной сетке с необходимой точностью. Была проведена аттестация диафрагм.

Аттестация диафрагмы 0,8 м проводилась следующим образом. Точно по размеру отверстий диафрагмы была изготовлена специальная втулка с острым кольцевым выступом диаметром 0,5 мм в центре. Фотопластинки размером 30 × 30 см прижимались эмульсией к диафрагме, и в каждом отверстии эта втулка проворачивалась, оставляя при этом четкий след в виде небольшой окружности. Девятью фотопластинками мы последовательно перекрыли диафрагму таким образом, что соседние фотопластинки имели общими два ряда отверстий (рис. 5). Координаты центров полученных таким образом окружностей на фотоэмульсии были измерены на «Аскорекорде». Затем методом наименьших квадратов по рядам общих отверстий координатные системы всех пластинок были последовательно сведены в одну систему, и в эту единую систему были пересчитаны координаты центров всех отверстий диафрагмы. Вычисления показали, что ошибка определения каждой координаты центра отверстия описанным способом не превышает 10—15 мкм, т. е. была достигнута необходимая точность аттестации этой диафрагмы.

Аттестация диафрагмы 2,6 м проводилась двумя независимыми способами: путем фотографирования диафрагмы с помощью специально изготовленной камеры-обскуры и с помощью непосредственных измерений базовых расстояний между избранными отверстиями, равномерно распределенными по диафрагме, всех сторон и диагоналей элементарных квадратов, образующих сетку отверстий диафрагмы, а также диаметров всех отверстий. Второй способ был осуществлен после того, как выяснилось, что фотографический способ не обеспечивает требуемой точности.

Базовые расстояния были тщательно измерены с помощью двухметрового штангенциркуля с точностью 0,03—0,05 мм (рис. 6). По этим расстояниям с помощью решения соответствующих треугольников сперва были определены координаты 20 опорных отверстий, затем к этой опорной сети были привязаны координаты отверстий, расположенных на четырех осях симметрии диафрагмы. Наконец, используя измерения сторон и диагоналей элементарных квадратов, мы определили координаты остальных отверстий диафрагмы. (Измерения этих малых расстояний, а также диаметров отверстий проводились с помощью обычного штангенциркуля, на котором был укреплен индикатор, позволявший быстро снимать отсчеты с точностью до 0,01 мм.) Привязка координат остальных отверстий к опорной сети была проведена двумя способами: вручную, когда в ходе привязки каждого ряда и каждого столбца отверстий проводилось равномерное распределение накопленных ошибок, и решением на ЭВМ последовательностей треугольников, каждая из которых привязывалась к одному из лучей опорной сети. Последние вычисления были проведены дважды: при обходе диафрагмы по часовой стрелке и в противоположном направлении. Сравнение полученных таким образом данных позволило оценить среднеквадратичную ошибку координаты отверстия при «машинной» аттестации диафрагмы:  $\sigma_{\text{маш}} = 0,16$  мм.





Нетрудно показать, что средний квадрат разности соответствующих значений из двух независимых рядов оценок некоторой последовательности величин равен сумме дисперсий этих рядов:

$$\overline{(Q_i - Q_j)^2} = \overline{[(Q + \Delta_i) - (Q + \Delta_j)]^2} = \overline{(\Delta_i - \Delta_j)^2} = \sigma_i^2 + \sigma_j^2. \quad (35)$$

Это соотношение было использовано для оценки точностей всех трех аттестаций диафрагмы 2,6 м, которыми мы располагали: результатов, полученных фотографическим способом, и двумя вариантами обработки данных механических замеров. Предварительно результаты каждой из трех аттестаций были приведены к виду, необходимому для такого сравнения: за начало координат был взят центр тяжести центров отверстий, и вокруг этой точки весь узор отверстий был развернут таким образом, чтобы сумма квадратов разностей позиционных углов найденных центров отверстий и позиционных углов соответствующих узлов идеальной квадратной сетки была минимальна. По попарным суммам дисперсий трех аттестаций были найдены следующие значения:

$$\sigma_{\text{обскура}} = 0,62 \text{ мм}, \sigma_{\text{руч}} = 0,05 \text{ мм} \text{ и } \sigma_{\text{маш}} = 0,19 \text{ мм}.$$

Следует отметить удовлетворительное согласие двух независимых оценок  $\sigma_{\text{маш}}$ : 0,16 и 0,19 мм. Заметное различие  $\sigma_{\text{руч}}$  и  $\sigma_{\text{маш}}$  частично могло быть обусловлено накоплением ошибок в машинных вычислениях при последовательном решении около 50 треугольников. Но, строго говоря, ручная и машинная аттестации не вполне независимы, так как в обоих вариантах используются одни и те же координаты опорной сети. Это обстоятельство приводит к нарушению последнего равенства в (35) и, как показал анализ, к заметному занижению  $\sigma_{\text{руч}}$ . Поэтому мы приняли

$$\sigma_{\text{обскура}} = 0,62 \text{ мм}, \sigma_{\text{руч}} = 0,10 \text{ мм} \text{ и } \sigma_{\text{маш}} = 0,18 \text{ мм}$$

и с соответствующими весами вычислили средневзвешенные координаты центров отверстий диафрагмы, которые использовались затем при окончательной обработке гартманнограмм. Среднеквадратичная ошибка этой окончательной аттестации составляет  $\sigma = 0,08$  мм, т. е. мы достигли необходимой точности. Заметим, наконец, что среднеквадратичное отклонение по одной координате центра отверстия аттестованной диафрагмы от соответствующего узла идеальной квадратной сетки составило 0,30 мм. Несмотря на сравнительно небольшое превышение этой величины над допустимой ошибкой в координатах центров отверстий, трудоемкая работа по аттестации диафрагмы 2,6 м была, действительно, необходима: сравнение результатов пробной обработки некоторых гартманнограмм, проведенной с применением идеальной квадратной сетки до окончания аттестации диафрагмы, с результатами окончательной обработки тех же гартманнограмм показало, что без учета данных аттестации расчеты дают заметно заниженное качество зеркала.

### Получение и обработка гартманнограмм

Исследование 2,6-м зеркала проводилось в башне ЗТШ.

Оптическая скамья с лазером и диагональное зеркало были установлены на верхнем балконе купола башни, на высоте около 10 м над уровнем пола подкупольного пространства. В полу балкона было вырезано отверстие диаметром около 25 см, и купол башни был развернут таким образом, чтобы это отверстие находилось над центром крышки грузового лифта. В крышке лифта, которая в штатном положении находится на уровне пола подкупольного пространства, было вырезано отверстие  $2 \times 2$  м. Под отверстием в полу балкона была укреплена несущая легкая конструкция, покрытая полиэтиленовой пленкой. Пленка образовывала цилиндр диаметром 1,8 м, нижний срез которого через деревянный вкладыш плотно фиксировался в отверстии крышки лифта, а верхний конец переходил в конус, который также плотно фиксировался в отверстии пола балкона. К нижней стороне крышки лифта прикреплялся второй полиэтиленовый цилиндр диаметром 3 м и длиной около

10 м. Исследуемое зеркало в штатной оправе с разгрузками устанавливалось на технологическую тележку лифта и помещалось внизу в шахте лифта. Под оправу зеркала был подложен большой поддон из полиэтиленовой пленки, и после установки зеркала в рабочее положение края этой пленки приклеивались липкой лентой к нижнему срезу трехметрового полиэтиленового цилиндра. Таким образом, при получении гартманнограмм зеркало находилось в вертикальном двадцатиметровом «чулке», что сводило к минимуму воздушные потоки в установке. Поскольку шахта лифта и подкупольное пространство не были герметизованы, то мы проводили фотографирование гартманнограмм в тихую, безветренную погоду.

Диафрагма Гартманна была установлена на четырех стойках, закрепленных на оправе зеркала таким образом, что несущая конструкция диафрагмы находилась в непосредственной близости от кромки зеркала, но не касалась его; при этом расстояние от поверхности диафрагмы до вершины зеркала составляло около 95 мм.

Для выставления зеркала относительно точечного источника на заданном расстоянии лифт с тележкой и зеркалом поднимался примерно на полметра над нижним конечным положением. Грубое согласование оси зеркала и лазерного пучка достигалось малыми подвижками купола башни, тележки на лифте и домкратами тележки; точная юстировка проводилась подвижками оптической скамьи на балконе.

Расстояние от точки пересечения лазерного пучка с диагональным зеркалом до диафрагмы измерялось с помощью отвеса из тонкой стальной проволоки, длина отвеса определялась затем мерной лентой.

Во время получения гартманнограмм температурный контроль за зеркалом не проводился, но в течение суток, когда выполнялась эта работа, температура в шахте лифта менялась в пределах от 14 до 17° С.

Кассета для фотографирования гартманнограмм на нашей установке предусматривает применение фотопластинок размером 9 × 12 см, так что максимально возможный диаметр узора гартманнограмм составляет 70—80 см. Минимальный диаметр узора определяется размером отверстия в фотопластинке и прилегающего к нему небольшого участка слегка нарушенной эмульсии; эта нерабочая часть фотопластинки составляет около 4 мм, и она должна соответствовать центральной части исследуемого зеркала, обычно виньетируемой в телескопе вторичным зеркалом; такая нерабочая часть составляет, как правило,  $\frac{1}{4}$  —  $\frac{1}{3}$  исследуемого зеркала по диаметру, так что минимальный диаметр узора гартманнограммы может быть равен 15—20 мм. Как уже упоминалось, мы получали гартманнограммы с характерным размером около 40 мм: при этом заметно сокращается экспозиция по сравнению со снимками большого размера, но узор гартманнограммы все еще достаточно крупный для уверенной ориентации осей симметрии узора относительно точечного источника и для визуального контроля за всем процессом получения гартманнограмм.

Оцененная выше необходимая точность измерения гартманнограмм довольно высока, особенно для исследования зеркала 0,8 м, и это обстоятельство заставило нас уделить внимание выбору фотопластинок и режима обработки. Были отобраны три сорта мелкозернистых эмульсий умеренного контраста, DU-2, 103 aD и III aJ, и затем отработана методика оконтуривания пятен с использованием фотографического эффекта Сабатье [31]. Для получения этого эффекта обычный процесс проявления заменялся последовательностью следующих операций:

- 1) проявление в Д-19 в течение 2—2,5 мин при 18° С;
- 2) промывка в воде;
- 3) засветка рассеянным светом потолочной лампы около 1/2 с;
- 4) проявление в Д-19 1,5—2 мин;
- 5) промывка и фиксирование.

С пластинки, проявленной таким образом, контактно печаталась копия на фотопластинке FU-5, которая в дальнейшем измерялась на «Аскорекорде».

Для окончательного выбора эмульсии и для оценки эффективности оконтуривания в сходных условиях были получены гартманнограммы 0,8-м зер-

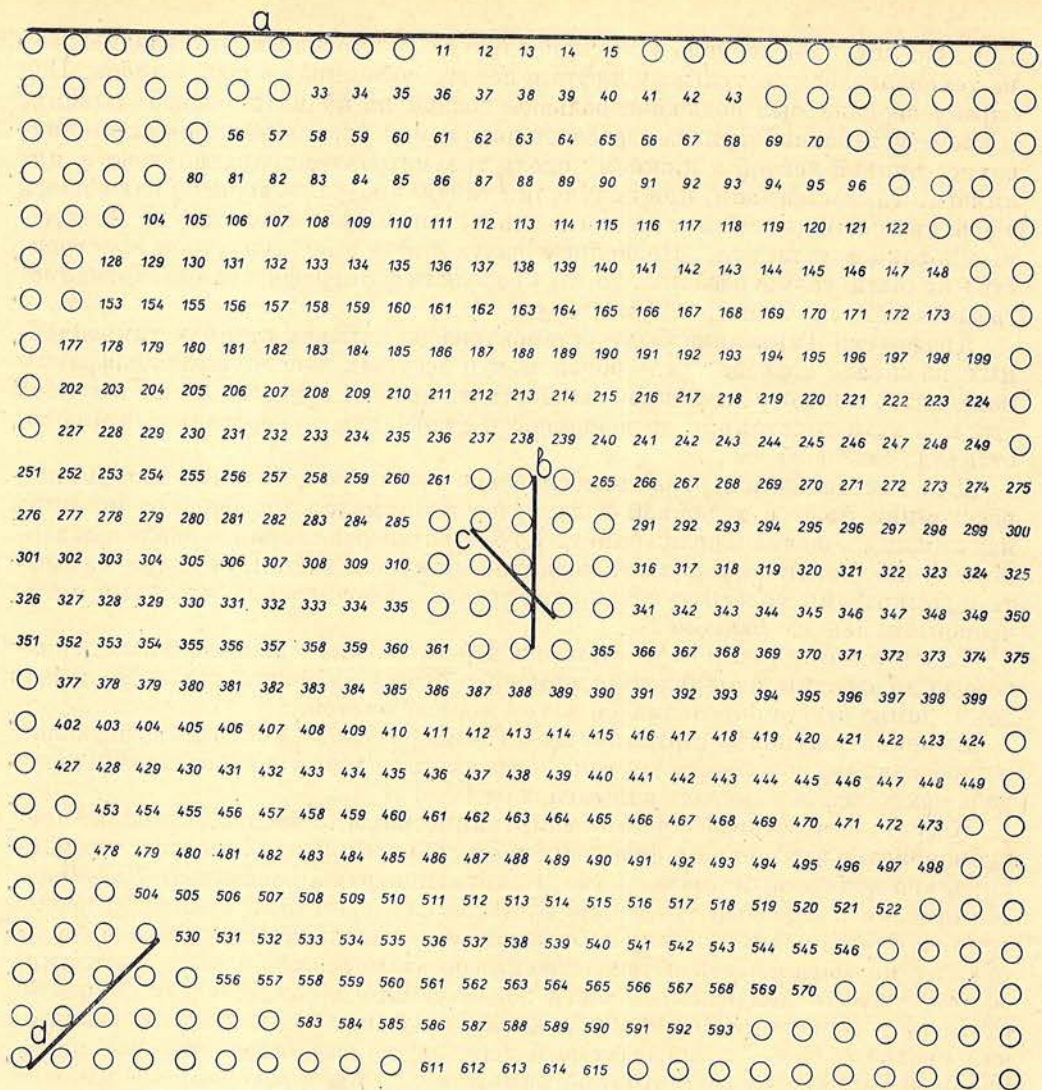


Рис. 7. Кодировка отверстий диафрагмы Гартманна на полной квадратной сетке ( $a = 2$ ,  $b = 5$ ,  $c = 3$  и  $d = 4$ )

кала, и на каждой из них было сделано по 10 наведений на центры 8 пятен вдоль одного из диаметров диафрагмы. Результаты статистической обработки этих измерений приведены в табл. 1.

Из табл. 1 следует, что эмульсия III аJ является наиболее подходящей и оконтуривание действительно заметно повышает точность наведения на пятно гартманнограммы, хотя и не столь значительно, как было получено в [31].

Таблица 1

Сорт эмульсии	Экспозиция, мин	Точность наведения по каждой координате, мкм	Примечание
DU-2	30	3,4 } 2,9 }	Две сабатье-копии с одной исходной пластинки
DU-2	30		
DU-2	15	5,3	Прямой снимок Сабатье-копия »
103 аО	8	4,7	
III аJ	20	2,1	

Сравнение двух копий с одной пластинки показало, что процедура копирования может привести к смещению изображения не более чем на 0,5 мкм.

Отбраковку измерений до машинной обработки мы не проводили: гартманнограммы, отобранные для количественной обработки, измерялись на «Аскорекорде» один раз, и данные с цифропечати перфорировались дважды, ошибки перфорирования обнаруживались машиной при сравнении двух колод перфокарт.

Поскольку координаты центров отверстий диафрагмы Гартманна заметно отличались от координат узлов идеальной сетки, то необходима была кодировка измерений на «Аскорекорде». Она достигалась единообразным порядком измерения гартманнограмм по возрастающим номерам отверстий диафрагмы (рис. 7); дополнительное нестандартно расположенное отверстие диафрагмы указывало начало и направление такого единого обхода пятен.

Мы фотографировали гартманнограммы при двух положениях диафрагмы на зеркале, отличающихся поворотом на  $90^\circ$ . Очевидно, что для сопоставления вычисленных рельефов зеркала один из них необходимо развернуть на тот же угол. Далее, при измерениях на «Аскорекорде» пластинка всегда устанавливалась эмульсией вниз, так что координаты пятен на прямых снимках и на сабатье-копиях выдавались на цифропечать «Аскорекорда» в зеркально отраженных координатных системах. Для приведения всех этих вариантов к сопоставимому виду необходим разворот матрицы измеренных координат пятен и/или ее зеркальное отображение; эти операции проводились в ЭВМ при количественной обработке измерений гартманнограмм.

### Анализ измерений гартманнограмм

Количественный анализ измерений гартманнограмм выполнялся на ЭВМ ЕС-1020 с помощью программы HART, составленной в соответствии с изложенными выше теоретическими соображениями и написанной на языке PL. Логическая схема программы изображена на рис. 8.

А. Вводимая в машину информация содержит три группы основных данных: параметры диафрагмы Гартманна, измеренные координаты центров пятен гартманнограммы и параметры установки зеркала, а также дополнительная служебная информация. Параметры диафрагмы — результаты аттестации — хранятся в библиотеке машины и вызываются в оперативную память по команде программы. Координаты пятен вводятся колодой перфокарт; при подготовке этой колоды могут быть отмечены пятна, которые не следует включать в обработку, например соответствующие дефекту на зеркале и его центральной, виньетируемой в телескопе части. На дополнительных перфокартах вводятся параметры установки  $x_0$  и  $x_d$ , постоянная диафрагмы Гартманна, предполагаемые — расчетные значения параметров зеркала  $R$  и  $e^2$ . Особым кодом вводятся сведения о заполнении отверстиями диафрагмы полной квадратной сетки (см. рис. 7). Кроме того, вводится ряд вспомогательных величин: процент точек с максимальными поперечными абберациями, которые не учитываются при вычислении параметров ближайшего коникоида (см. Г); дискретный шаг диаметра кружка в пятне рассеяния при подсчете концентрации лучей; масштаб точечной диаграммы кружка рассеяния и радиусы зон на зеркале, которым на точечной диаграмме соответствуют различные значки; требуемая точность решения условных уравнений (см. 4). Наконец, вводятся два характерных параметра, которые позволят приводить измеренные координаты пятен к стандартному виду независимо от того, измерялся прямой снимок или сабатье-копия, и независимо от ориентации диафрагмы на зеркале.

Б. Процедура приведения измеренных координат центров пятен гартманнограммы в систему координат, связанную с зеркалом, включает в себя определение центра узора и угла поворота вокруг этого центра. Координаты центра узора могут быть определены как центр тяжести всех точек узора либо как определяемая методом наименьших квадратов ближайшая ко всем четырем осям симметрии узора точка. Первое определение более строгое, но оно не допускает никакой отбраковки пятен, тогда как во втором опреде-

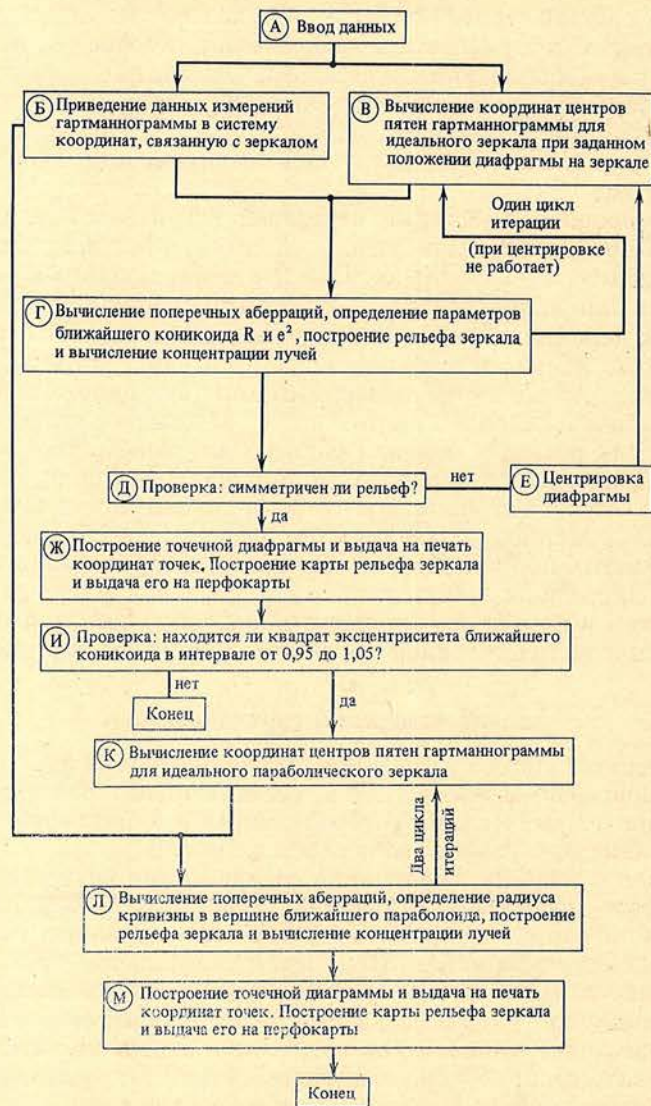


Рис. 8. Логическая схема программы HART

лении необходимо сохранение всех пятен только на осях симметрии узора. В реализованной программе HART координаты центра узора вычислялись обоими способами, и, как показали вычисления, различия результатов пренебрежимо малы.

После перенесения начала координат в центр узора угол поворота узора определяется так, что позиционные углы центров пятен относительно центра узора и позиционные углы центров отверстий диафрагмы относительно их центра тяжести согласовались наилучшим образом.

В программе HART предусмотрена возможность осреднения нескольких измерений одной и той же гартманнограммы или нескольких гартманнограмм, полученных при одинаковых параметрах установки.

В. Вычисления координат центров пятен гартманнограммы для идеального зеркала выполняются по описанной выше схеме (см. соотношения (3)—(14)). При первом обращении к этой процедуре используются расчетные параметры зеркала  $R$  и  $e^2$ , а центр диафрагмы Гартманна предполагается находящимся на оси зеркала.

Г. Процедура вычисления поперечных aberrаций, определения параметров ближайшего коникоида и построение рельефа зеркала также описана выше.

Небольшая светосила исследуемых зеркал позволила нам принять в (19)  $L_p = L_n = L$ .

К сожалению, малый объем оперативной памяти нашей ЭВМ не позволил решать полную систему условных уравнений целиком, и была реализована следующая процедура последовательных приближений. Из полной системы уравнений выделялись совокупности независимых условных уравнений типа (24), каждое из которых соответствовало обходу по замкнутому контуру вокруг вершины, общей для четырех соседних площадок на зеркале. На рис. 3 окружностями схематически представлена одна из таких совокупностей элементарных обходов. Очевидно, что существует четыре независимые совокупности такого рода, которые можно получить по описанной схеме последовательным сдвигом центров таких обходов на один шаг сетки отверстий по каждой координате. Сначала из первой совокупности таких уравнений вычисляем первое приближение поправок

$$\delta^{(1)} = \frac{1}{8} A_i^{(0)}, \quad (36)$$

где

$$A_{i_m}^{(0)} = D_Z(i) + D_Z(i+1) - D_Y(i+1) - D_Y(i+1+N) - D_Z(i+1+N) - D_Z(i+N) + D_Y(i+N) + D_Y(i). \quad (37)$$

Затем вычисляются новые невязки  $A_i^{(1)}$  по (37), полагая, что  $D^{(1)} = D + \delta^{(1)}$ , и по второй совокупности указанных условных уравнений находим второе приближение поправок  $\delta^{(2)} = 1/8 A_i^{(1)}$ . После аналогичных вычислений  $\delta^{(3)}$  и  $\delta^{(4)}$  по третьей и четвертой совокупностям условных уравнений типа (24), по условному уравнению типа (25) вычисляем поправки  $\delta^{(5)}$  для площадок, образующих замкнутый контур вокруг центрального отверстия зеркала:

$$\delta^{(5)} = \frac{1}{2k} A_{\text{cont}}^{(4)}, \quad (38)$$

где  $k$  — число площадок в этом замкнутом контуре. Затем  $D^{(5)} = D + \delta^{(5)}$ , и все начинается сначала. Такие циклы повторяются до тех пор, пока  $\max \{A^{(n)}\}$  по всему зеркалу не станет меньше некоторой наперед заданной величины. Очевидно, что такой процесс выравнивания приводит к сглаживанию случайных ошибок по всему зеркалу одновременно. Величины  $\delta^{(n)}$ , полученные в результате таких приближений, запоминаются и используются в качестве нулевого приближения при решении этой же системы в следующем цикле определения параметров зеркала и построения рельефа.

Параметры ближайшего коникоида определяются сначала по всем вычисленным точкам поверхности зеркала. Затем определяется та величина отклонения — по абсолютной величине — от поверхности этого коникоида, за пределами которой находится определенный процент наиболее отклонившихся точек. При каждом последующем вычислении параметров ближайшего коникоида такие точки, найденные в предыдущем приближении, не учитываются.

Для асферических зеркал центр кривизны параксиальной зоны не является анаберрационной точкой, и к тому же точечный источник с фотопластинкой в нашей установке смещен вдоль оси от этого центра кривизны. Поэтому у подконцентрацией лучей здесь подразумевается концентрация концов векторов поперечных аберраций к некоторой точке, куда перенесены начала всех этих векторов; сами векторы поперечных аберраций вычисляются по  $\{D\}$  с помощью уравнений (22), (19) и (17) и делением на  $R$  переводятся в угловую меру.

Так как степень близости изготовленного зеркала к расчетному коникоиду заранее неизвестна, то в программе HART предусмотрен цикл итераций Г — В — Г.

Д. Нетрудно убедиться, что при смещении центра диафрагмы Гартманна с оси осесимметричного зеркала мы получим на вычисленном рельефе фиктивное нарушение этой осесимметричности: по одну сторону от диаметра,

перпендикулярного направлению сдвига диафрагмы, все отклонения вычисленной поверхности зеркала от ближайшего коникоида будут одного знака, по другую сторону диаметра — другого знака. В программе HART предусмотрена проверка симметричности рельефа.

Е. В зависимости от знака и величины асимметрии вычисленного рельефа относительно осей  $Y$  и  $Z$  производится «сдвиг диафрагмы»: ко всем координатам ее отверстий добавляются некоторые поправки. Эта процедура осуществляется последовательными приближениями Д — Е — В — Г — Д и сводится к отысканию такого смещения центра диафрагмы с оптической оси, при котором асимметричность рельефа зеркала становится пренебрежимо малой. Процесс последовательных приближений идет устойчиво и заканчивается после 3—5 приближений.

Ж. Если исследуемое зеркало не вполне осесимметрично, т. е. имеет заметные локальные ошибки, то описанная процедура машинной центрировки будет не только исправлять фиктивную асимметричность рельефа, но и будет пытаться подвижкой диафрагмы скомпенсировать его реальную асимметричность. Чтобы избежать этой ложной центрировки, машина запоминает концентрацию лучей для каждого положения диафрагмы, и окончательным принимается то положение, при котором концентрация лучей наилучшая. Для такого положения диафрагмы определяются и выдаются на печать параметры ближайшего коникоида, рельеф зеркала, концентрация лучей, точечная диаграмма и координаты всех точек этой диаграммы. Точечная диаграмма строится в двух масштабах, чтобы лучше проследить структуру пятна рассеяния в центре и на периферии; разные зоны зеркала обозначаются на диаграмме разными значками. Процедура заканчивается выдачей рельефа зеркала на перфокарты.

И. Среди всех вогнутых коникоидов параболоид занимает особое положение в астрономической оптике: это основная форма зеркал большинства существующих телескопов-рефлекторов. Поэтому если ближайший коникоид оказывается достаточно близок к параболоиду (выполняется условие  $0,95 < e^2 < 1,05$ ), то вызывается подпрограмма «Ближайший параболоид», содержащая процедуры К, Л и М.

К, Л и М аналогичны В, Г и Ж и отличаются от последних лишь тем, что в них во всех расчетах принимается  $e^2 = 1$  и используются результаты центрировки диафрагмы, полученные в основной программе HART.

Полная обработка измерений одной гартманнограммы, содержащей 460 пятен, по программе HART на ЭВМ ЕС-1020 длится 2—2,5 ч.

#### Результаты исследования первого (стеклянного) 2,6-м зеркала ЗТШ

По описанной выше методике было проведено исследование 2,6-м зеркала, изготовленного в 1959 г. на ЛОМО. Гартманнограммы зеркала были получены 7—9 июля.

Все гартманнограммы были сфотографированы на пластинках III aJ. Как уже отмечалось, наша установка была рассчитана для работы с линией  $\lambda 4380$  лазера ЛЛ-78, в которой когерентность излучения лазера не сказывается. Но в лазерном пучке, ослабленном для выделения указанной линии синим фильтром, интенсивность этой синей линии была невелика, так что для получения гартманнограмм нормальной плотности приходилось делать экспозиции до часа. К сожалению, мы не всегда были уверены, что наша установка, где оптическая скамья с точечным источником находилась на балконе металлического купола, позволяла делать такие продолжительные экспозиции. Поэтому мы получали гартманнограммы как в линии  $\lambda 4380$ , так и в лучах основной линии лазера  $\lambda 6328$ ; в последнем случае условия для получения оптимальных гартманнограмм не выполнялись, и из-за когерентности излучения на изображениях пятен гартманнограмм появлялась тонкая структура типа типографской сетки. Далее, оказалось, что для получения хорошей сабатье-копии плотность пятен на исходном снимке должна иметь вполне определенную величину, и это обстоятельство накладывало



дополнительные требования на равномерность освещенности всего зеркала световым конусом, выходящим из микрообъектива; достичь равномерного освещения зеркала в свете красной линии лазера было довольно трудно, и мы получали гартманнограммы как в виде сабатье-копий, так и в виде прямых снимков. В итоге мы располагаем тремя видами гартманнограмм: прямые снимки в лучах  $\lambda 380$ , прямые снимки в лучах  $\lambda 6328$  и сабатье-копии с пластинок, полученных в лучах этой красной линии.

Всего получено около 25 гартманнограмм. Снимки, отобранные для количественной обработки, перечислены в табл. 2.

Окончательная обработка измерений гартманнограмм по программе HART выполнена в ноябре 1980 г., после проведения аттестации диафрагмы. В ходе этих вычислений параметры ближайшего коникоида (и параболоида) определялись без 10% точек с максимальными отклонениями; остаточные невязки условных уравнений сводились до уровня ниже 0,0001 мкм; концентрация лучей в кружке рассеяния определялась для разных диаметров с шагом 0",25.

В табл. 2 приведены даты получения гартманнограмм и их номера, ориентация диафрагмы на зеркале (азимут пятна-метки), условия фотографирования (в красной или синей линии лазера), экспозиция, режим проявления (прямой снимок или сабатье-копия). Далее приведен основной результат исследования — концентрация лучей в кружках диаметром от 0,25 до 1",50.

Как известно, всякая ошибка эксперимента Гартманна может привести лишь к фиктивному занижению оценки качества зеркала, в частности к занижению концентрации лучей. Поэтому отбор гартманнограмм, которые дают лучшую концентрацию, — это и есть отбор наиболее достоверных результатов. Однако мы попытались оценить точность полученных данных независимым способом.

Сначала мы определили точность наведения по каждой измеренной пластинке. С этой целью на каждое из 10 пятен вдоль выбранного радиуса узора гартманнограммы проводилось по 10 наведений, и полученная статистической обработкой этих измерений среднеквадратичная ошибка наведения  $\sigma_{\text{навед}}$  по каждой координате приведена в предпоследнем столбце табл. 2. Рассмотрение этих величин показывает, что, во-первых, практически при измерениях всех гартманнограмм была достигнута необходимая точность:  $\sigma_{\text{навед}} \leq 4$  мкм. Во-вторых,  $\sigma_{\text{навед}}$  не обнаруживает четких различий для прямых снимков и сабатье-копий, для снимков в синих и красных лучах лазера. В-третьих, высокая точность наведения привела к тому, что погрешность при этой операции не стала определяющей для всего эксперимента, так что  $\sigma_{\text{навед}}$  не могут быть использованы для усреднения рельефов по разным снимкам, и нет смысла для повышения точности конечного результата делать повторные измерения.

Поэтому мы сопоставили окончательные результаты обработки разных гартманнограмм — рельеф зеркала — непосредственно с помощью описанной выше процедуры, в основе которой лежит соотношение (35). Предварительно в каждом рельефе было отброшено 20% точек с наибольшими отклонениями от ближайшего параболоида, и затем были вычислены отклонения всех точек от поверхности, средней для оставшихся 80% точек. Попарные суммы дисперсий, вычисленные по (35), позволили оценить среднеквадратичную ошибку построения рельефа  $\sigma_{\text{рельеф}}$  на каждой пластинке, что приведено в последнем столбце табл. 2. Сравнение  $\sigma_{\text{рельеф}}$  с данными по концентрации лучей определенно показывает положительную корреляцию, и мы использовали  $\sigma_{\text{рельеф}}$  для определения среднего рельефа зеркала и для оценки точности конечного результата.

Усреднение рельефов проводилось с весами, равными  $\sigma_{\text{рельеф}}^{-2}$ . При усреднении определялась ошибка среднего в каждой точке зеркала; эти ошибки не обнаруживают связи с деталями рельефа зеркала, они мало меняются от точки к точке, и среднеквадратичная величина этих ошибок по всему зеркалу составляет 0,028 мкм, или  $\lambda/18$ . Мы не смогли аттестовать плоское диагональное зеркало нашей установки с точностью, лучшей чем  $\lambda/20$  —  $\lambda/15$ . Поскольку при анализе гартманнограмм это зеркало считалось идеаль-

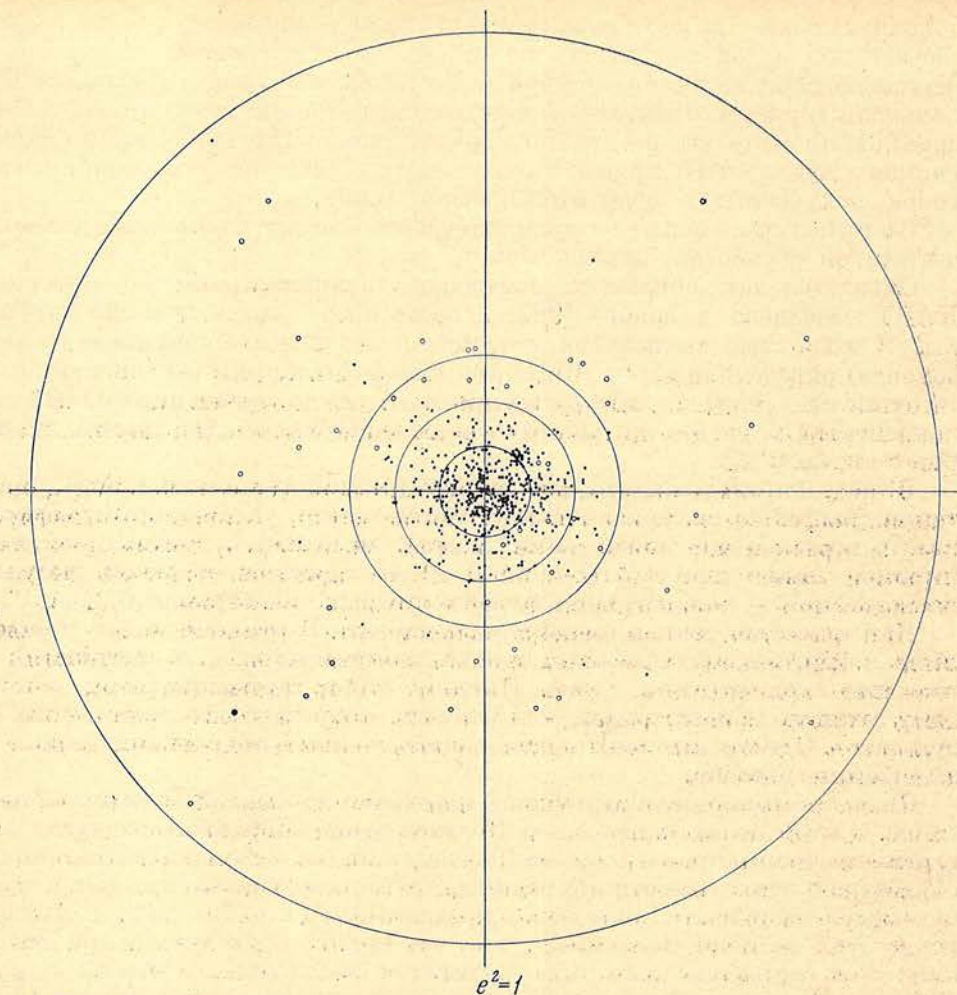


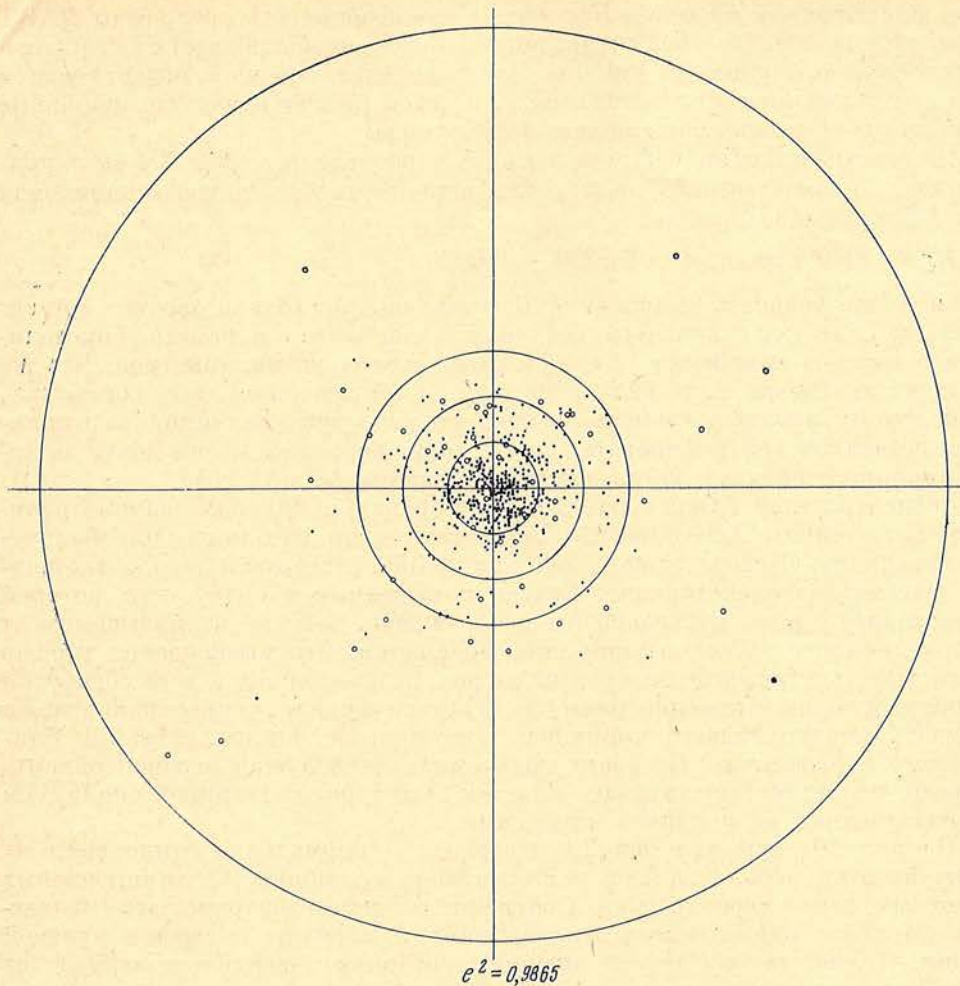
Рис. 9. Точечные диаграммы зеркала, построенные для ближайшего коникоида ( $e^2 = 0,9865$ ) и для ближайшего параболоида ( $e^2 = 1$ )

Диаметры окружностей соответствуют  $0'',5$ ;  $1''$ ;  $1'',5$ , и  $5''$

ным и все его ошибки переносились на рельеф исследуемого зеркала, то реальная точность определения рельефа зеркала составляет  $\lambda/12 - \lambda/15$ . Таким образом, анализ полученных гартманнограмм показывает, что в нашем эксперименте была достигнута такая же точность определения поверх-

Таблица 2

Дата, 1980 г.	Номер снимка	Ориентация диафрагмы	Рабочая линия лазера	Экспозиция	Режим проявления	Ближайший				
						R, мм	$e^2$	концентрация лучей в кружках		
								$0'',25$	$0'',50$	$0'',75$
8.07	10	Юг	Красная	10 с	Прямой	19949,9	0,9893	15,3	43,4	66,0
	12	»	»	5 с	»	19950,5	0,9879	19,2	49,0	68,2
	13	»	»	5 с	Сабатье	19950,3	0,9910	17,2	47,3	70,0
	14	»	Синяя	10 мин	Прямой	19950,5	0,9855	14,4	44,7	67,1
	15	»	»	15 мин	»	19950,3	0,9875	18,1	46,2	67,3
	16	»	Красная	5 с	Сабатье	19950,1	0,9857	15,9	46,2	70,6
	17	»	»	5 с	»	19950,3	0,9865	18,8	47,9	70,6
9.07	20	Запад	»	5 с	Прямой	19950,9	0,9959	17,1	48,4	70,0
	21	»	Синяя	10 мин	»	19950,5	0,9919	18,4	47,1	69,8



ности зеркала, какая была реализована при изготовлении одного из лучших астрономических зеркал — 4-м зеркала обсерватории Китт-Пик [23], и эта точность вполне достаточна для контроля 2,6-м зеркала, которое должно собирать практически весь свет в кружке диаметром  $0'',5$ .

Основное отличие нашей программы HART от других подобных программ состоит в том, что в ней проводится отдельный анализ систематических и локальных ошибок исследуемой поверхности. В приложении к зеркалу ЗТШ

коникгоид			Ближайший параболоид							$\sigma_{\text{навед.}}$ мкм	$\sigma_{\text{рельеф}}$ мкм
(в процентах) в диаметре			R, мм	концентрация лучей (в процентах) в кружках диаметром							
1'',00	1'',25	1'',50		0'',25	0'',50	0'',75	1'',00	1'',25	1'',50		
79,1	87,8	91,3	19949,6	12,4	44,9	68,4	79,7	87,4	90,4	3,5	0,047
79,8	87,8	91,5	19950,2	16,6	46,0	66,4	80,8	87,2	90,8	2,8	0,069
81,1	86,7	91,3	19950,1	16,8	47,5	70,6	80,4	87,4	92,4	3,1	0,032
79,5	86,9	90,6	19950,2	13,5	43,4	67,3	81,5	87,2	90,2	4,0	0,026
79,5	86,3	91,9	19950,0	14,4	42,9	67,8	79,3	87,8	90,8	2,8	0,087
82,6	87,6	91,9	19949,8	17,0	46,0	71,2	81,0	88,4	91,5	2,9	0,024
80,9	88,3	93,2	19950,0	17,6	44,9	71,5	81,5	89,3	91,1	3,0	0,024
81,4	87,8	90,8	19950,8	17,7	47,7	70,9	80,3	85,8	89,9	2,7	0,093:
80,8	88,2	91,3	19950,3	17,5	46,6	69,8	82,1	87,3	91,0	4,1	0,093:

с его классической системой Кассегрена эта особенность программы HART выражается в том, что в ней сперва определяется эксцентриситет ближайшего коникоида, позволяющий оценить близость изготовленной поверхности в целом к параболической поверхности, и затем рассматриваются локальные ошибки относительно ближайшего параболоида.

По девяти гартманнограммам, которые перечислены в табл. 2 и были подвергнуты количественной обработке, параметры ближайшего коникоида для 2,6-м зеркала таковы:

$$R = 19950,4 \text{ мм и } e^2 = 0,9890 \pm 0,0026.$$

Формальная точность вычисления  $R$  составляет несколько десятых миллиметра, но, как уже отмечалось, реальная точность этого параметра определяется точностью измерения  $x_0$  и составляет несколько миллиметров. Что же касается параметра  $e^2$ , то указанная точность определения этого параметра, по-видимому, вполне реальна и означает, что разработанная методика в принципе позволяет контролировать поверхность зеркала в целом почти до дифракционного предела, когда допустима ошибка  $\Delta e^2 \leq 0,0014$ .

Эксцентриситет ближайшего к 2,6-м зеркалу коникоида значительно отличается от единицы:  $\Delta e^2$  в 8 раз превышает допуск для идеального параболического зеркала. Следовательно, даже при полном отсутствии локальных ошибок рассматриваемое зеркало, будучи помещенным в схему, для которой оно предназначено, построило бы изображение, заметно отличающееся от дифракционного за счет сферической аберрации. Это утверждение хорошо иллюстрируют точечные диаграммы на рис. 9, полученные в ходе обработки одной из лучших гартманнограмм (№ 17) этого зеркала: концентрация точек на диаграмме ближайшего коникоида заметно выше, чем на диаграмме ближайшего параболоида. На обеих диаграммах наибольший разброс обнаруживают точки, соответствующие краевой зоне зеркала шириной около 6 см и обозначенные на рисунках кружками.

На рис. 10 даны рельефы 2,6-м зеркала — нормальные отклонения от ближайшего параболоида (*a*) и от ближайшего коникоида (*b*); линии равных высот проведены через 0,1 мкм. Сравнение рельефов обнаруживает совпадение деталей с наибольшими отклонениями и заметные смещения нулевой линии. Количественно эффект значимого отличия поверхности зеркала от параболоида выражается в том, что площадь зеркала, где отклонения от ближайшего коникоида по абсолютной величине не превышают  $\lambda/5$ , составляет 83% от всей площади зеркала, тогда как для ближайшего параболоида эта площадь составляет 76% от всей площади зеркала. В обоих случаях небольшие по площади участки с отклонениями, превышающими  $\lambda/2,5$ , расположены на внешней зоне зеркала. Эти участки ответственны за наиболее удаленные точки на диаграммах рис. 9.

Наконец, на рис. 11 представлены данные о концентрации света крупными (диаметром более 1,5 м) астрономическими зеркалами, которые были исследованы методом Гартманна с построением двумерного рельефа [8, 10, 20, 24, 32], т. е. в принципе тем же методом, что мы исследовали 2,6-м зеркало ЗТШ. Сюда включены также данные о качестве 2,7-м зеркала обсерватории Мак-Дональд [22] и 3,6-м зеркала ESO [19]. Эти два зеркала были исследованы только вдоль нескольких радиусов, и в этом случае, как известно [8, 9], диаметры кружков рассеяния оказываются почти в полтора раза занижены по сравнению с соответствующими диаметрами, которые дает полный метод Гартманна с построением двумерного рельефа; но даже с учетом указанного обстоятельства эти два зеркала должны быть отнесены к лучшим астрономическим зеркалам. Рис. 11 показывает, что 2,6-м зеркало ЗТШ, изготовленное в 1959 г., существенно уступает по качеству лучшим современным астрономическим зеркалам.

В 1979 г. на ЛЗОС было изготовлено 2,6-м ситалловое зеркало для ЗТШ. После окончательной доводки оно также будет аттестовано методом Гартманна по описанной методике.

Настоящее исследование было начато по предложению А. А. Боярчука и Н. В. Стешенко и проводилось при их постоянной поддержке. Его выпол-

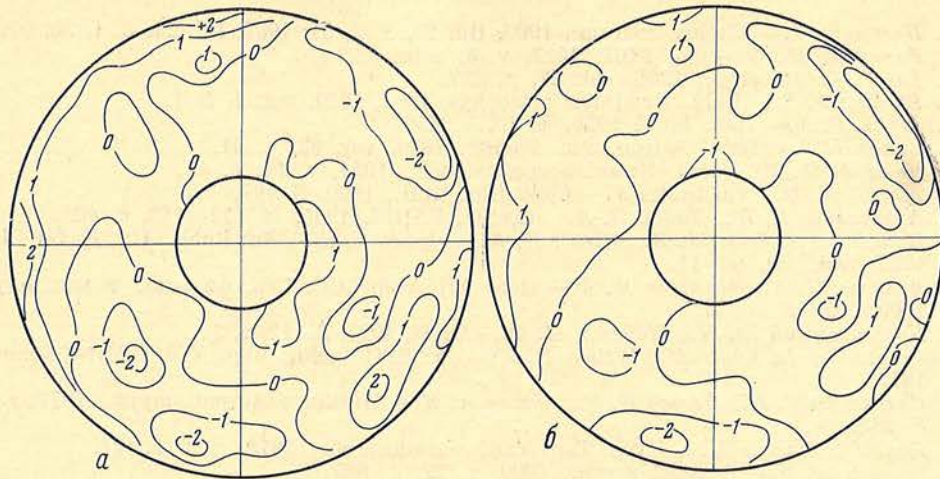
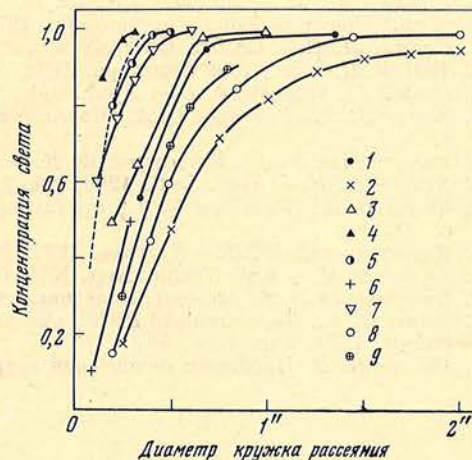


Рис. 10. Средние рельефы зеркала, построенные относительно ближайшего параболоида (а) и ближайшего коникоида (б)

Рис. 11. Концентрация света современными крупными астрономическими зеркалами, исследованными методом Гартманна. Зеркала McDonald 2,7 м, ESO 3,6 м исследованы вдоль нескольких радиусов, в остальных случаях построены двумерные рельефы зеркал; первый метод дает диаметры кружков рассеяния, заниженные в  $\sqrt{2}$  раз. 1 — Lick, 3 м (1959); 2 — ЗТШ-1, 2,6 м (1959); 3 — Flagstaff, 1,55 м (1964); 4 — McDonald, 2,7 м (1968); 5 — ESO, 3,6 м (1972); 6 — Kitt Peak, 4 м (1972); 7 — Cerro Tololo, 4 м (1974); 8 — БТА-1, 6 м (1975); 9 — БТА-2, 6 м (1978). Штриховая линия обозначает достигнутую в КАО точность исследования зеркал



нение было бы невозможно без активного участия группы технического обслуживания ЗТШ, руководимой К. Я. Лиморенко, ВЦ КАО, руководимого Д. Н. Рачковским, многих сотрудников отдела физики звезд и опытного производства обсерватории. Особенно большую помощь нам оказали В. П. Журавель, В. И. Жиров, П. Г. Назаров и М. В. Куликов в проектировании и изготовлении диафрагмы Гартманна и оптической скамьи нашей установки; Ан. Г. Фролов, изготовивший плоское зеркало; Б. И. Стадниченко, выполнивший большую подготовительную работу в башне ЗТШ; И. С. Саванов, который провел исследования фотоматериалов и участвовал в получении гартманнограмм; В. П. Маланушенко, С. И. Плачинда, студент ЛГУ И. В. Ильин, участвовавшие в аттестации 2,6-м диафрагмы, и Г. А. Суница, который помог существенно ускорить измерения параметров диафрагмы; Г. Н. Шарапова, выполнившая измерения на «Аскорекорде»; Г. А. Козлова, которая составила программы обработки материалов аттестации диафрагм; С. А. Бондаренко, участвовавшая в отладке программы НАРТ, Н. В. Киселева, которая изготовила иллюстрации. Всем им мы выражаем глубокую благодарность. Мы глубоко благодарны Ж. Куртесу и Л. И. Снежко за полезные обсуждения эксперимента Гартманна.

Декабрь 1980 г.

## Литература

1. Hartmann J.— Ztschr. Instrum., 1900, Bd. 20, S. 2, 51; 1904, Bd. 24, S. 1, 33, 97.
2. Романова М. Ф.— Тр. ГОИ, 1927, т. 4, вып. 35.
3. Fox P.— Astrophys., 1908, vol. 27, p. 237.
4. Plaskett J. S.— Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1920, vol. 1, N 1.
5. Шайн Г. А.— Изв. ГАО, 1926, т. 10, с. 450.
6. Bowen I. S.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1950, vol. 62, p. 91.
7. Копылов И. М.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1954, т. 11, с. 44.
8. Mayall N. U., Vasilevskis S.— Lick Obs. Bull., 1960, N 567.
9. Артамонов Б. П., Дубай Э. А.— Сообщ. ГАИШ, 1965, № 142—143, с. 49.
10. Hoag A. A., Priser J. B., Riddle R. K., Christy J. W.— In: Publ. US Naval Obs., 1967, vol. 20, p. 11.
11. Асланов И. А., Мамедов Я. А.— Изв. АН АзербССР. Сер. физ.-тех. и мат. наук, 1969, № 4, с. 89.
12. Коровяковский Ю. П., Шабанов М. Ф.— ОМП, 1977, № 12, с. 3.
13. Franza F., Le Luwer M., Wilson R. N.— In: ESO Techn. Rep. N 8, CERN. Geneva, 1977.
14. Салуквадзе Г. Н., Павлов И. К., Майер А. К.— Письма в Астрон. журн., 1977, т. 3, с. 287.
15. Лууд Л., Маазик М.— Публ. Тартуской астрофиз. общ., 1978, т. 46, с. 194.
16. Снежко Л. И.— Астрон. журн., 1980, т. 57, с. 869.
17. Stetson H. T.— J. optic. soc. Amer., 1933, vol. 23, p. 293.
18. Plaskett J. S.— Astrophys. J., 1939, vol. 89, p. 84.
19. Wilson R. N.— ESO Techn. Rep. N 2, CERN. Geneva, 1974.
20. Копылов И. М., Коровяковский Ю. П., Фоменко А. Ф.— ОМП, 1977, № 10, с. 3; в кн.: Новая техника в астрономии, 1979, вып. 6, с. 95.
21. Снежко Л. И.— Сообщ. САО, 1979, вып. 26, с. 5.
22. Tull R. G.— Sky and Telescope, 1968, vol. 36, N 4, p. 213.
23. Ghozeil I., Simmons J. E.— Appl. Opt., 1974, vol. 13, N 8, p. 1773.
24. Зверев В. А., Родионов С. А., Сокольский М. Н., Усоскин В. В.— ОМП, 1977, № 3, с. 3.
25. Витриченко Э. А., Катагаров Ф. К.— Астрон. журн., 1978, т. 55, с. 180.
26. Schulte D. H.— Appl. Opt., 1968, vol. 7, p. 119.
27. Зверев В. А., Родионов С. А., Сокольский М. Н., Усоскин В. В.— ОМП, 1977, № 2, с. 18.
28. Коровяковский Ю. П.— Там же, 1977, № 11, с. 10.
29. Le Luwer M.— ESO Techn. Rep. N 8, CERN. Geneva, 1977.
30. Витриченко Э. А. Методы исследования астрономической оптики. М.: Наука, 1980.
31. Зверев В. А., Кирилловский В. К., Сокольский М. Н.— В кн.: Новая техника в астрономии, 1979, вып. 6, с. 98.
32. Щеглов П. В. Проблемы оптической астрономии. М.: Наука, 1980.

УДК 535.31

### СВЕТОСИЛЬНЫЕ ЗЕРКАЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ИЗ ЧЕТЫРЕХ ЗЕРКАЛ

Е. Г. Попов

Рассчитаны четыре варианта систем из четырех зеркал с относительным отверстием 1,3 и полем порядка  $17^\circ$ . Некоторые системы имеют плоское поле и внешний фокус. Определены также потери света на виньетирование для осевого и наклонного пучков. Системы могут быть использованы для спектральных и фотографических работ, а также применяться с ЭОП и телевизионной аппаратурой в широкой области спектра от инфракрасной до ультрафиолетовой.

FOUR-MIRRORS FAST-SPEED SYSTEMS, by Popov E. G.— Eight four-mirrors systems are designed with speed of about  $f/1.3$  and field  $17^\circ$ . Some of the systems have flat field and an external focus. The light lost due to vignetting for axial and off-axial pencils are determined. The systems may be used for spectral and photographic methods of observations.

Развитие современной астрофизики характеризуется широким изучением объектов не только в видимой области спектра, но и в ультрафиолетовой и инфракрасной областях. Очевидно, что в столь широком спектральном диапазоне могут работать только чисто зеркальные оптические системы. Линзовые и зеркально-линзовые системы, как правило, непригодны ввиду отсутствия прозрачных материалов в этих областях спектра, могущего возникнуть поглощения, нагрева (в солнечных инструментах) и т. д. С другой стороны, светоприемники для далекой ультрафиолетовой и инфракрасной областей спектра, как правило, весьма громоздки и рассчитаны на системы с плоским полем зрения. Чувствительность светоприемной аппаратуры, как правило, низка, а наблюдаемые объекты (звезды, туманности, кометы и пр.) имеют малую интенсивность. Поэтому целесообразно рассчитать такую зеркальную систему с плоским полем зрения, которая имела бы легкодоступную фокальную поверхность при высокой светосиле.

Существующие оптические системы не удовлетворяют этим требованиям, за исключением системы Шварцшильда — Винне [1, 2], которая обладает

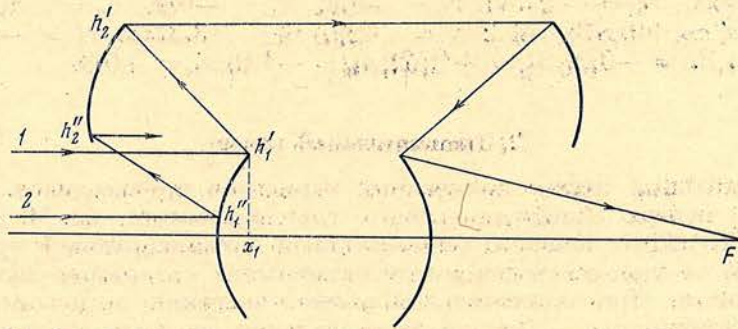


Рис. 1. Оптическая схема системы из четырех зеркал

большим виньетированием осевого пучка, а ее поле зрения трудно защитить от паразитного света. Другие известные системы [3] имеют ряд недостатков, ограничивающих их применение: труднодоступное положение изображения либо искривленное поле зрения. Далее, системы из двух зеркал изучены сравнительно полно, и здесь трудно ожидать существования новых решений. Системы из трех зеркал, как правило, обладают труднодоступным положением изображения внутри системы либо оно находится на пути пучка лучей, входящего в систему. Поэтому целесообразно рассмотреть систему, состоящую из четырех зеркал, например представленную на рис. 1. Ее можно рассматривать как комбинацию двух систем — системы Боуэна [4] — первые два зеркала, и системы Кассегрена. Ограничимся рассмотрением наиболее важного для астрооптики случая — когда предмет находится на бесконечности.

### 1. Предварительный расчет системы

На первом этапе производилось предварительное определение параметров системы в предположении, что все поверхности сферические. При этом использовался общеизвестный графический метод [5] построения хода лучей. Значения радиусов кривизны  $r_1, r_2, r_3, r_4$ , воздушных промежутков  $d_1, d_2, d_3$  и заднего отрезка  $s'$  находили путем проб с учетом следующих условий:

1) выполнение условий коррекции кривизны поля (условие Петцваля):

$$\frac{1}{R} = \frac{2}{r_1} - \frac{2}{r_2} + \frac{2}{r_3} - \frac{2}{r_4} \approx 0;$$

2) диаметры второго и третьего зеркал не должны превышать диаметра входного зрачка (он совмещен с первым зеркалом) более чем в 2—2,5 раза во избежание значительного увеличения габаритов и веса системы;

3) размеры третьего зеркала не должны быть малыми, поскольку фокальная поверхность располагается в непосредственной близости от его вершины и при значительном поле зрения произойдет значительное экранирование зеркала либо потребуются отверстие большого диаметра в зеркале. При этом возникают также трудности с защитой изображения от паразитного света. Поэтому оптимальным решением является приблизительное равенство диаметров 2-го и 3-го зеркал;

4) вершины первого и четвертого зеркал желательно расположить рядом, с тем чтобы их можно было нашлифовать на одной заготовке стекла (в виде зеркальной линзы). Диаметр 4-го зеркала должен быть таким, чтобы не вызывать больших потерь света на экранирование;

5) фокальная поверхность должна быть легко доступна;

6) расстояние между зеркалами следует выбрать так, чтобы виньетирование осевого пучка лучей не было значительным и выполнялось условие 5.

В результате предварительного расчета были выбраны варианты систем со следующими параметрами (размеры в дециметрах): № 1:  $r_1 = +2,0$ ,  $r_2 = +3,3333$ ,  $r_3 = -2,754$ ;  $r_4 = -6,5$ ,  $d_1 = -0,8$ ,  $d_2 = +1,52$ ;  $d_3 = -0,6$ ,  $s'_4 \approx +0,879$ ; № 2:  $r_1 = +2,0$ ,  $r_2 = +3,3333$ ,  $r_3 = -4,0$ ,  $r_4 = +125,6$ ,  $d_1 = -0,8$ ,  $d_2 = +1,52$ ,  $d_3 = -1,0$ ,  $s'_4 = +0,8$ .

## 2. Окончательный расчет

Окончательный расчет полученных вариантов производился в Вычислительном центре Симферопольского госуниверситета им. М. В. Фрунзе на ЭВМ ЕС-1020 с помощью универсальной оптимизирующей программы, основанной на сдерживающем методе наименьших квадратов, составленной Г. М. Поповым. При окончательном расчете значения радиусов и толщин систем не изменялись — брались те же значения, что и при предварительном расчете, а тем самым не менялись габариты системы и ее значение заднего отрезка (т. е. положение фокальной поверхности). В качестве коррекционных параметров использовались коэффициенты  $C_i = e_i^2 - 1$  (здесь  $e$  — эксцентриситет поверхности), коэффициент  $E_i$ ,  $A = 1$ ,  $B = 1/r$  и  $G = 0$  в уравнении профиля поверхности

$$z + \frac{ABC}{2} z^2 - \frac{B}{2} y^2 - \frac{G}{4} y^4 - \frac{E}{8} y^6 = 0; \quad i = 1, 2, 3, 4.$$

Результаты расчетов даны в табл. 1;  $s'$  — задний отрезок, т. е. расстояние от вершины четвертой поверхности до точки пересечения фокальной поверхности с оптической осью. Первые две системы имеют внешний фокус; аберрации типичной системы даны на рис. 2.

Таблица 1

$r_1 = +2,0$  дм,  $r_2 = +3,333$  дм,  $d_1 = -0,8$  дм,  $d_2 = +1,52$  дм;  $A = 1$

№	$r_3$	$r_4$	$d_3$	$s'$	$C_1$
1	-2,754	-6,5	-0,6	+0,879488	-3,14586
2	-2,754	-6,5	-0,6	+0,87947	-1,71334
3	-4,0	+125,61	-1,0	+0,8	-1,779567
4	-3,25	+96,9	-0,8	+0,698	-2,894656

№	$E_1$	$C_2$	$C_3$	$C_4$	$1/R$	$A$
1	+2,018374	-0,5060533	+0,98798	-1,0	-0,018	1,3
2	+1,900553	-0,81045	-1,0	-1,0	-0,018	1,3
3	+0,2732355	-0,62049506	0,0	0,0	-0,084	1,5
4	-0,795522	-0,79966958	0,0	0,0	-0,7195	1,2



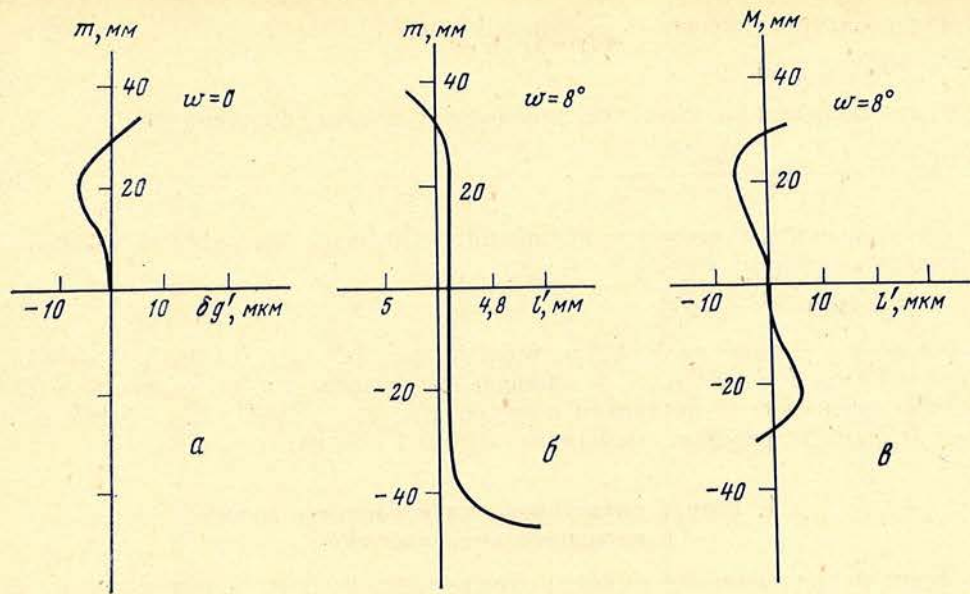


Рис. 2. Абберация системы № 1 из табл. 1  
 а — сферическая абберация, б — меридиональная, в — сагиттальная

### 3. Расчет виньетирования осевого пучка

Виньетирование для осевого пучка определялось по разработанной нами методике. Луч, ордината точки пересечения которого с первой поверхностью  $D_1/2 = h'_1$  (см. рис. 3), отражается в точку с ординатой  $h'_2$ . Из [6] имеем

$$h_{k+1} = h_k - d_k u_{k+1}, \quad u_{k+1} = h_{k+1} / s_{k+1};$$

приравниваем выражения для  $u_2$ :

$$u_2 = (D_1/2 - h_2) / d_1; \quad u_2 = h_2 / s_2,$$

где  $D_1$  — диаметр первой поверхности.

Преобразования, подобные описанному, дают выражения для

$$h_2 = \frac{D_1}{2} \frac{s_2}{d_1 + s_2}; \quad h_3 = \frac{D_1}{2} \frac{s_2 s_3}{(d_1 + s_2)(d_2 + s_3)}; \quad (1)$$

$$h_{4,1} = \frac{D_1}{2} \frac{s_2 s_3 s_4}{(d_1 + s_2)(d_2 + s_3)(d_3 + s_4)},$$

где  $n_k$  — показатель преломления среды между  $k$ -й и  $(k+1)$ -й поверхностями;  $r_k$  — радиус кривизны  $k$ -й поверхности;  $d_k$  — расстояние между вершинами  $k$ -й и  $(k+1)$ -й поверхностей; в нашем случае  $s_1 \rightarrow \infty$ ;  $s'_k$  получаем из формул для параксиального луча:

$$\frac{1}{s'_k} = \left[ \frac{n_{k+1} - n_k}{r_k} + \frac{n_k}{s_k} \right]; \quad n_{k+1}; \quad s_{k+1} = s'_k - d_k; \quad k = 1, 2, 3, 4; \quad n_k = \pm 1.$$

Далее ищем ординату луча, который после отражения от первой поверхности попадает на нижний конец второго зеркала. Ордината точки пересечения его с первой поверхностью  $D_1/2x$ , где  $x$  — неизвестная постоянная, а ордината точки пересечения со второй поверхностью  $h''_2 = D_1/2$  (см. рис. 1).

После несложных преобразований получаем

$$x = s_2/(d_1 + s_2). \quad (2)$$

Этот луч попадает на четвертую поверхность в точку с ординатой

$$h_{1,2} = \frac{D_1}{2} \frac{s_3 s_4}{(d_2 + s_3)(d_3 + s_4)}. \quad (3)$$

Предположим, в первом приближении, что наши поверхности — сферы. Площадь кругового кольца

$$S = \pi ((D_1/2)^2 - h_1^2). \quad (4)$$

**Пример.** В системе № 1 (см. табл. 1)  $s_2 = 1,8$ ;  $s_3 = 20,99$ ;  $s_4 = -0,815$ ;  $D_1 = 0,7$  дм;  $S = 0,266$  ( $S$  — площадь кругового кольца), работает 0,69 первой поверхности; четвертая поверхность:  $h_{4,1} = 0,31$ ;  $h_{4,2} = 0,17$ ; если  $D_4 = 0,7$  дм, то работает приблизительно 0,4 потока.

#### 4. Расчет виньетирования наклонного пучка в меридиональной плоскости

Если меридиональная кривая, определяющая форму I поверхности, задана с помощью декартовых координат уравнением  $x = f(y)$ , то [7]

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = dx_1/dy_1.$$

Рассмотрим луч 1, падающий под углом  $u_1$  на первую поверхность в точку с ординатой  $D_1/2$  (см. рис. 3). Из треугольника  $\alpha\beta\gamma$  имеем  $i_1 = +u_1 - \varphi_1$  для зеркала  $i'_1 = -i_1$  и угол  $u'_1 = u_1 + i'_1 - i_1$ . Отрезок  $s'_1$  получается из равенства

$$s'_1 = x_1 + \frac{D_1}{2} \operatorname{ctg} u'_1. \quad (5')$$

II поверхность:  $u_2 = u'_1$ ;  $s_2 = s'_1 - d_1$ . Если меридиональную кривую второй поверхности можно задать в декартовых координатах уравнением  $x = F(y)$ , то  $\operatorname{tg} \varphi_2 = dx_2/dy_2$ , — мы повторяем свои рассуждения. Из рис. 3 мы видим, что

$$\begin{aligned} \frac{y_2}{s_2 - x_2} &= \operatorname{tg} u_2, & y_2 &= \operatorname{tg} u_2 \left( x_1 + \frac{D_1}{2} \operatorname{ctg} u_2 - d_1 - x_2 \right), \\ i_2 &= \varphi_2 + u_2, & s'_2 &= x_2 + y_2 \operatorname{ctg} u'_2 = x_2 + \operatorname{ctg} u_3 \times \\ & & & \times \left( \operatorname{tg} u_2 \left( x_1 + \frac{D_1}{2} \operatorname{ctg} u_2 - d_1 - x_2 \right) \right). \end{aligned} \quad (5'')$$

Аналогичные рассуждения дают выражения для ординаты точки падения луча на четвертую поверхность

$$y_{4,1} = \operatorname{tg} u_4 \left( x_3 + \operatorname{ctg} u_4 \cdot \operatorname{tg} u_3 \left( x_2 + \operatorname{ctg} u_3 \cdot \operatorname{tg} u_2 \left( x_1 + \frac{D_1}{2} \operatorname{ctg} u_2 - d_1 - x_2 \right) - d_2 - x_3 \right) - d_3 - x_4 \right), \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} u_2 &= -u_1 + 2\varphi_1, & u_3 &= u_1 - 2\varphi_1 + 2\varphi_2, & u_4 &= -u_1 + 2\varphi_1 - 2\varphi_2 + 2\varphi_3, \\ u_5 &= u_1 - 2\varphi_1 + 2\varphi_2 - 2\varphi_3 + 2\varphi_4. \end{aligned} \quad (6)$$

Рассмотрим далее луч 2, который падает на первую поверхность в точку с ординатой  $D_1/2\kappa$  (где  $\kappa$  — неизвестная постоянная) и отражается на вторую поверхность в точку с ординатой  $Y_2$  — так мы определим нижнюю границу второй поверхности. Из рис. 3 мы видим, что

$$\frac{Y_2}{s'_1 + d_1 + X_2} = \operatorname{tg} u_1, \quad (7)$$

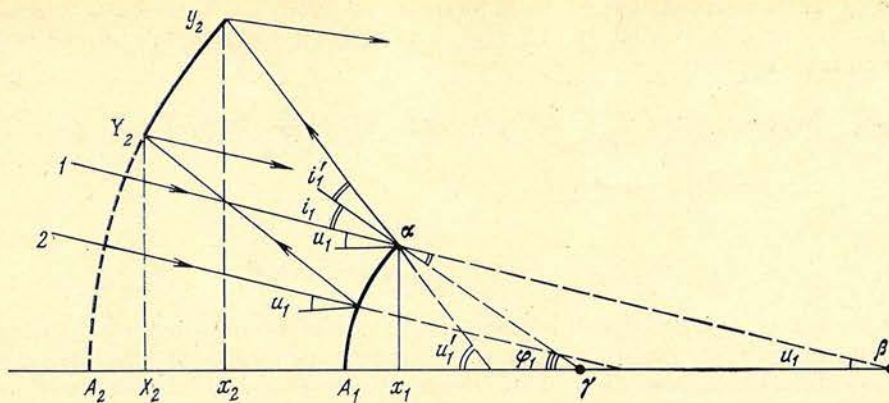


Рис. 3. Определение виньетирования в системе

где

$$x_1 = f(y_1) \text{ и } X_2 = F(Y_2),$$

$$s'_1 = x_1 + \frac{D_1}{2} \operatorname{ctg} u'_1, \quad (7'')$$

откуда получим

$$Y_2 = \operatorname{tg} u_1 \left( \frac{D_1}{2} \operatorname{ctg} u'_1 + x_1 + d_1 - X_2 \right). \quad (7)$$

Следуя [6], пишем

$$[s_2 - F(Y_2)] \operatorname{tg} u_2 - Y_2 = 0.$$

Пусть  $D_1/2\kappa \equiv y_1$  и  $x_1 = f(y_1)$ , тогда

$$s'_1 - x_1 = y_1 \operatorname{ctg} u'_1, \quad u_2 = -u_1 + 2\varphi_1, \quad \text{где } \operatorname{tg} \varphi_1 = df/dy_1 \equiv y'.$$

Мы получили дифференциальное уравнение первого порядка второй степени относительно  $y'$ :

$$y'^2(-x_1 \operatorname{tg} 3u_1 + \operatorname{tg} 3u_1(d_1 + X_2) + Y_2) + 2y'(-x_1 + d_1 + X_2 - Y_2 \cdot \operatorname{tg} 3u_1) + y_1 + x_1 \cdot \operatorname{tg} 3u_1 - \operatorname{tg} 3u_1(d_1 + X_2) - Y_2 = 0. \quad (8)$$

В табл. 2 дан результат численного решения уравнения (8). В первом столбце даны значения  $u_1$ , во втором —  $y_1$ , из которых параметры луча 2 соответствуют столбцу 3,  $Y_2$  — третий столбец; в четвертом приведены значения площадей работающей поверхности  $S_{\text{кр.к}}$ , в пятом,  $S$ , мы видим, какая часть поверхности работает, в шестом столбце приведены значения  $\kappa$ .

Таблица 2

$u_1$	$y_1$	$Y_2$	$S_{\text{кр.к}}$	$S$	$\kappa$
2°54'	0,236	0,39	0,21	0,54	1,48
6 20	0,283	0,43	0,13	0,34	1,235
8 40	0,321	0,47	0,06	0,16	1,09

Для второго луча можно повторить те же рассуждения, что и для первого, и получить выражения для  $y_{4,2}$ , в которое входит  $y_1$ ; а можно отправляться и от  $Y_2$ , а именно

$$y_{4,2} = \operatorname{tg} u_4 \left( x_3 + \operatorname{ctg} u_4 \cdot \operatorname{tg} u_3 \left( x_2 + \operatorname{ctg} u_3 \cdot \operatorname{tg} u_1 \left( \frac{D_1}{2} \operatorname{ctg} u_1 + x_1 - d_1 + X_2 \right) - d_2 - x_3 \right) - d_3 - x_4 \right);$$

где

$$x_1 = f(y_1), X_2 = F(Y_2), x_3 = \Phi(y_3), x_4 = \kappa(y_4).$$

Расчеты показали, что в лучах, параллельных оси, используется 0,69 падающего потока, а в наклонных наблюдается зависимость виньетирования от угла наклона  $u_1$  (см. табл. 2) и составляет 0,54 потока для  $u_1 \approx 3^\circ$  и 0,16 потока для  $u_1 = 8^\circ 40'$ , что допустимо.

Автор глубоко благодарен Г. М. Попову за предоставление программы и В. К. Прокофьеву за просмотр статьи и ценные указания.

Декабрь 1981 г.

#### Литература

1. *Schwarzschild K.* Untersuchungen zur Geometrischen Optik.— Abh. d. König Gesel. d. Wissenschaften, Göttingen, 1905, Bd. 1.
2. *Wyne C. G.* Two-mirror anastigmats.— J. opt. soc. Amer., 1969, vol. 59, N 5, p. 572—578.
3. *Максимова Д. Д.* Астрономическая оптика. М.; Л.: ОГИЗ, 1946.
4. *Попов Г. М.* Двухзеркальная концентрическая система.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1963, т. 29, с. 318.
5. *Попов Г. М.* Концентрические оптические системы и их применение в оптическом приборостроении. М.: Наука, 1969, с. 6.
6. *Слюсарев Г. Г.* Методы расчета оптических систем. М.; Л.: ОНТИ, 1937.

# ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ, ПРОЧИТАННЫХ НА СОВЕЩАНИИ «СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ СВЕТОПРИЕМНОЙ АППАРАТУРЫ»

## СОВРЕМЕННЫЕ УСПЕХИ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПРЯМОГО ФОТОГРАФИРОВАНИЯ В АСТРОНОМИИ

И. И. Брейдо

За последние годы созданы новые фотоматериалы разных типов, разработаны эффективные методы их гиперсенситализации, усовершенствованы методы калибровки астронегативов, техники проявления, разработаны различные способы повышения информативности астрофотографий.

Для регистрации объектов при значительном отношении сигнал/шум на входе необходимо увеличивать чувствительность фотоматериала, особенно при длительных выдержках. Соответственно этому был создан ряд новых, особо чувствительных фотоматериалов как за рубежом, так и в Советском Союзе. При регистрации мало контрастных объектов особенно важное значение приобретает не чувствительность фотоматериала, а его способность обнаруживать слабые звезды на фоне неба. В связи с этим были разработаны новые фотоматериалы, отличающиеся малой зернистостью и большим коэффициентом контрастности. В США были выпущены пластинки Kodak III aJ, которые при «полном экспонировании» (т. е. при достижении плотности почернения фона 1,0—1,3) могут дать выигрыш в 1,5 зв. величины по сравнению с пластинками Kodak 103 aO. Такой же эффект дают новые панхроматические пластинки Kodak III aF. В СССР КазНИИТехфотопроект разработал астрономические фотопленки серии РП, близкие по свойствам к пластинкам III aJ и III aF.

Для оценки способности фотоматериала регистрировать слабые звезды на фоне неба в Пулковской обсерватории был разработан лабораторный метод ее количественной оценки величиной  $P = \lg (E_{\text{фон}}/E_{\text{зв}})$ , где  $E_{\text{фон}}$  и  $E_{\text{зв}}$  — освещенности, создаваемые соответственно фоном неба и самой слабой из зарегистрированных звезд. При помощи астросенситометра были изучены факторы, влияющие на  $P$ . В частности, показано, что для материалов разной чувствительности нет никакой корреляции между  $P$  и квантовой эффективностью детектирования DQE.

Мелкозернистые и контрастные фотоматериалы с большим  $P$  имеют, как правило, не очень большую чувствительность, вследствие чего выдержка, необходимая при наблюдениях для «полного» экспонирования, может оказаться слишком большой и практически неприемлемой. Поэтому разработаны эффективные методы гиперсенситализации этих материалов: прогревание фотопластинок в атмосфере азота в течение нескольких часов при температуре 65—70° С, прогревание в атмосфере водорода. Все эти способы обеспечивают увеличение чувствительности пластинок Kodak III aJ в несколько раз. Согласно результатам работы, проведенной в Пулковской обсерватории, прогревание этих пластинок на воздухе также приводит к увеличению их чувствительности, однако дает менее воспроизводимые результаты и вызывает большую плотность вуали.

Достигнуты большие успехи в развитии методов увеличения информативности астрофотографий. С помощью особого способа проявления при копировании астронегативов подчеркиваются мелкие детали по сравнению с крупными, а также одновременно выделяются детали в светлых и в очень темных частях объекта (способ развит Хёгнером на Таутенбургской обсерватории в ГДР, он успешно применяется в Пулковской обсерватории). Сходный результат достигается применением при копировании астронегативов так называемой «резкой маски» (работы Малина в Австралии).

## ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГИПЕРСЕНСИБИЛИЗАЦИИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ АСТРОНОМИИ

О. Д. Докучаева

Гиперсенсibilизация астрономических фотоматериалов широко распространена и нередко предусматривается уже при изготовлении эмульсий.

В фотолаборатории ГАИШ проведены исследования повышения чувствительности нагревом астрономических пленок А-500Н и А-600Н (КазНИИТехфотопроект). Образцы выдерживались при температуре  $60^{\circ}\text{C}$  в течение различного времени. Максимальное увеличение чувствительности найдено при нагреве в течение 6 ч. Проведена проверка зависимости эффекта гиперсенсibilизации от времени хранения, и выявлена изменяемость гиперсенсibilизированной чувствительности: величина ее уменьшается с увеличением длительности хранения пленки до экспонирования. Исследованы интервалы времени от 2 ч до двух недель.

Изучалась гиперсенсibilизация пластинок Kodak III aJ нагреванием, выдерживанием в вакууме, в токе газообразного азота и при различной комбинации перечисленных способов. Лучшие результаты показал нагрев в течение 4—6 ч при  $T=60 \div 70^{\circ}\text{C}$  в присутствии силикагеля. Найдено различие эффективности того или другого метода для пластинок разных номеров эмульсий. Аналогично тому, как это найдено для пленки А-500Н и А-600Н, выявляется падение эффекта гиперсенсibilизации со временем между окончанием процесса гиперсенсibilизации и экспонированием фотоматериала. Это явление должно учитываться наблюдателями при получении снимков для фотометрирования.

### НОВЫЙ МЕТОД ФОТОМЕТРИРОВАНИЯ НЕГАТИВОВ

Ю. С. Музалевский, Э. В. Кандрашов

Предложен новый метод фотометрирования негативов, при котором измеряется не только плотность почернения эмульсии, но и величина рассеянного этим же участком эмульсии света. Фотометрический отклик, определяющий меру экспозиции негатива, учитывает одновременно плотность и логарифм рассеянного света. Это позволяет расширить диапазон измеряемых освещенностей в область недодержек, что эквивалентно увеличению чувствительности фотоматериала. В Пулковской обсерватории экспериментально установлено, что выигрыш в чувствительности достигает 1,5—3 раз в зависимости от типа фотоэмульсии.

### ОПЫТ ИССЛЕДОВАНИЙ И ПРИМЕНЕНИЯ ФЭУ В ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АСТРОМЕТРИИ ВИДИМОГО ДИАПАЗОНА

Р. И. Калитис

Излагается опыт исследований и применения в астрофотометрии фотоумножителей ФЭУ-79 и ФЭУ-106. Сравнение интегральных методов регистрации и методов счета фотонов показало неоспоримые преимущества последнего: 1) регистрация каждого фотона с одинаковым весом; 2) возможность амплитудной дискриминации выходных импульсов ФЭУ; 3) понижение требования к источникам питания и регистрирующей аппаратуре; 4) чувствительность к токам утечки; 5) возможность подавления ионной и оптической обратной связи; 6) возможность применения ФЭУ для исследования статистики фотонов и быстропротекающих процессов; 7) широкодиапазонность; 8) эксплуатационные удобства и др.

На основе теоретического рассмотрения ФЭУ как преобразователя статистического сигнала предложена система параметров и характеристик счетчика фотонов: квантовая эффективность счета  $q_{сч}(\lambda)$ , интенсивность темнового сигнала  $n_T(t^{\circ})$ , коэффициенты

непуассоновости для светового  $K_{\text{пс}}$  и темнового  $K_{\text{пт}}$  сигналов, мертвое время  $\tau$ ; и условий эксперимента: интенсивность регистрируемого сигнала  $n_c^{\text{ф}}$ , интенсивность фона  $n_{\text{фон}}^{\text{ф}}$ , время измерения  $T$ . На основе этих параметров и характеристик разработан информационный критерий оценки качества счетчика фотонов.

Изложены основные результаты и выводы лабораторных исследований около 200 фотоумножителей ФЭУ-79 и ФЭУ-106: 1) 95% ФЭУ обладают хорошо выраженным плато на счетных характеристиках для  $n_c$  с наклоном 2—5% на 100 В, 2) около 10% ФЭУ обладают  $n_{\text{т}} \leq 10 \div 29$  имп/с при  $i^0 = 20^\circ \text{С}$  (установлено полное «вымораживание» термоэмиссионной составляющей при  $i^0 = -10^\circ \div 0^\circ \text{С}$ ), 3)  $q_{\text{сч}} (\lambda = 545 \text{ нм}) = 5 \div 8\%$ , температурный коэффициент спектральной чувствительности  $-0,04\%/^\circ\text{С}$  (для  $\lambda = 360 \div 660 \text{ нм}$ ), 4) для большинства ФЭУ, работающих на плато счетной характеристики,  $K_{\text{пс}}$  и  $K_{\text{пт}}$  близки 1,1.

Обсуждаются основные требования к регистрирующей аппаратуре при применении метода счета фотонов, и изложены последние аппаратурные решения, выполненные в Вильнюсской АО. Динамический диапазон разработанных счетчиков фотонов — около  $16^m$ . Предлагается методика измерения и учета мертвого времени  $\tau$ .

### ОПТИМАЛЬНЫЙ СИНТЕЗ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Л. В. Границкий, А. Б. Букач, В. И. Богданов

В Крымской астрофизической обсерватории разработан и эксплуатируется пятиканальный спектрофотометр для исследования спектров звезд и других астрофизических объектов. Он установлен на телескопе АЗТ-8 с диаметром главного зеркала 70 см и относительным отверстием 1 : 16. Входной щелью спектрофотометра является круглая диафрагма, но фактически «входная щель» — это фокальное изображение звезды. Тороидальная дифракционная решетка (1200 штр/мм) установлена неподвижно, выходные щели и расположенные за ними ФЭУ закреплены на каретке, которую шаговый двигатель перемещает по кругу Роуланда. При этом перекрываются четыре диапазона длин волн от 3100 Å до 8640 Å. Пятый ФЭУ регистрирует излучение в нулевом порядке решетки. Минимальный шаг перемещения по спектру 0,14 Å. Регистрирующая часть спектрофотометра работает в режиме счета фотонов с «мертвым» временем  $\leq 50$  нс. Автоматическое управление сканированием и регистрация данных на цифropечать и перфоленту осуществляется системой с использованием организационного автомата «Консул 253». Для оперативной графической регистрации и контроля служит самописец КСП-4 и частотомер ЧЗ-35, которые подключаются по желанию оператора к одному из пяти каналов. Для записи одного скана звезды в указанном диапазоне длин волн с разрешением 18 Å требуется 11,6 мин. С помощью этого прибора проведены наблюдения нескольких десятков объектов от 4 до  $12^m$ .

### СКОРОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ

Г. Н. Алексеев

Скоростная фотометрия, как часть общей задачи анализа излучения звезд, предъявляет специфические требования к применяемым светоприемникам, регистрирующей аппаратуре и к методике измерений. Совершенно недопустимо применение классических методов фотометрии переменных звезд при быстрых изменениях менее нескольких секунд. Нестабильность атмосферы не позволит получить надежные результаты. Для исследования быстрой переменности необходимо применять статистические методы анализа временных рядов, специальную регистрирующую аппаратуру и вычислительные машины.

Аппаратурная часть метода должна отвечать следующим требованиям: 1) большой квантовый выход светоприемника; 2) высокое быстродействие тракта регистрации; 3) стабильность временной диаграммы; 4) наличие в системе ЭВМ.

Но даже полное удовлетворение всех этих требований не обеспечивает эффективности исследований, если наблюдения не будут предвдаться основательное математическое планирование и выбор вычислительного алгоритма.

Правильно выбранный и грамотно запрограммированный математический метод анализа обеспечит основные показатели скоростной фотометрии: 1) временное разрешение; 2) диапазон периодов; 3) точность (достоверность); 4) чувствительность; 5) устойчивость результатов по отношению к метеусловиям и аппаратурным помехам.

Примером реализации такого подхода к проблеме является аппаратурно-алгоритмический комплекс «Скоростная фотометрия», созданный в Специальной астрофизической обсерватории АН СССР. В качестве светоприемных устройств применены электрофотометры «Паровоз» (для телескопа «Цейс-600») и «Эфир» (для БТА). Гибкая электрическая структура позволяет легко переходить с одного телескопа на другой или использовать их одновременно, накапливать и одновременно обрабатывать массивы «кривых блеска» на одной или на другой ЭВМ. Развитие математическое обеспечение и удобные диалоговые средства позволяют получить надежные данные о переменности наблюдаемого объекта уже в процессе накопления данных. Последующая подробная обработка позволяет выявлять тонкие особенности переменности и определяет среднестатистические параметры переменности блеска.

Как показал многолетний опыт эксплуатации комплекса, именно при таком всестороннем подходе к задаче наиболее эффективно используется та информация о быстрой переменности блеска наблюдаемого объекта, которую содержит выходной сигнал светоприемника.

## АППАРАТУРА БЫСТРОЙ И СВЕРХБЫСТРОЙ ФОТОМЕТРИИ

А. А. Пимонов

Для поиска и исследования флуктуаций блеска за время, сравнимое со средним временем между регистрируемыми квантами, существуют методика и математический аппарат, выявляющие слабые отличия регистрируемой статистики фотоотчетов от пуассоновской<sup>1</sup>.

Предлагаемая аппаратура, разработанная и изготовленная САО АН СССР, реализует эту методику, а также позволяет осуществлять поиск и исследование пульсаров, исследование кривых блеска звезд классическими методами. Комплект аппаратуры состоит из электрофотометра первичного фокуса БТА<sup>2</sup>, системы счета фотонов, регистрирующей моменты времени поступления каждого отдельного фотоотчета с дискретностью  $3 \cdot 10^{-8}$  с<sup>3</sup>, цифровой ЭВМ М-222. Максимальная скорость обмена с ЭВМ 72 кГц.

Аппаратура позволяет регистрировать моменты времени поступления квантов, стоящих друг от друга на интервал времени, больший  $3 \cdot 10^{-7}$  с. Все моменты времени записываются на магнитную ленту и могут быть использованы при соответствующем математическом обеспечении для анализа переменности в диапазоне времен, больших  $3 \cdot 10^{-7}$  с. Предельная интенсивность регистрируемого потока фотоотчетов 10—15 кГц.

Весь комплект аппаратуры успешно работает в программных наблюдениях на БТА с 1978 г. Первые результаты наблюдений опубликованы<sup>4</sup>. Получены сфазированная кривая блеска пульсара NP 0532 с временным разрешением  $10^{-5}$  с.

## АВТОМАТИЗАЦИЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБРАБОТКИ В ВИЛЬНЮССКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

К. Зданавичюс

В Вильнюсе проведены работы по автоматизации фотометрических исследований. Переделана оптико-механическая часть классического одноканального электрофотометра АФМ-1. Измерения производятся методом счета фотонов. Номер звезды, среднее время на-

<sup>1</sup> Шеварцман В. Ф. — Сообщ. САО, 1977, вып. 19, с. 5.

<sup>2</sup> Неизвестный С. И., Пимонов А. А. — Сообщ. САО, 1978, вып. 23, с. 56.

<sup>3</sup> Пимонов А. А. — Сообщ. САО, 1979, вып. 25, с. 31.

<sup>4</sup> Бескин Г. М., Неизвестный С. И., Пимонов А. А. и др. — Письма в Астрон. журн., 1979, т. 5, № 10, с. 508.



блюдения и результат 10-с экспозиции выводятся на перфоленту автоматически. Смена светофильтров дистанционная. Управление ручное, с пульта, или полуавтоматическое. В полуавтоматическом режиме число измерений через каждый светофильтр вильнюсской системы зависит от звездной величины и спектра звезды, задаваемых двумя переключателями с пульта. Информация о замеченных ошибочных измерениях перфорируется специальным клавишем.

При обработке содержимое перфолент переписывается на магнитную ленту вычислительной машины БЭСМ-6 и выводится на печать; результаты осредняются. В ходе обработки замечаемые ошибки исправляются с помощью клавиатуры дисплея «Видеотон». Вычисления чистых отсчетов (без фона), их ошибок, наблюдаемых и звездных величин и показателей цвета, а также пересчет их на внеатмосферные значения производится на ЭВМ. Система работает уже три года. Наблюдения выполняются на 48-см телескопе на г. Майданак.

### БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ ЭЛЕКТРОФОТОМЕТР, УПРАВЛЯЕМЫЙ ОТ ЭВМ

Р. И. Гумеров, В. Б. Капков, А. В. Сергеев, О. Е. Шорников

В Астрономической обсерватории им. Энгельгардта создан одноканальный электрофотометр на счете фотонов, управляемый по программе от ЭВМ. В состав входят: фотоприемный блок, установленный на телескопе, устройство сопряжения с ЭВМ, малая ЭВМ «Наири-К», устройство вывода результатов, аппаратура приема и хранения времени.

Наблюдатель указывает в программе моменты начала и длительности каждого цикла измерений. На панели управления фотометром устанавливается время интегрирования сигнала. Информация со счетчика импульсов записывается в оперативной памяти ЭВМ. Аппаратурное разрешение электрофотометра по времени составляет 0,1 мс. Результаты наблюдений могут быть выведены на печать, перфоленту, самописец и экран осциллографа, а также обработаны непосредственно самой ЭВМ.

Фотометр установлен на рефракторе ( $D = 40$  см,  $F = 4030$  см) и применяется для наблюдений покрытий звезд Луной. При наблюдениях в интегральном свете и времени интегрирования 1 мс прибор позволяет регистрировать покрытия звезд до  $9^m.5$ .

### ПРИМЕНЕНИЕ ФЭУ ДЛЯ ФОТОМЕТРИИ ЗВЕЗДНОГО ПОЛЯ В МОДУЛЯЦИОННОМ РЕЖИМЕ

Д. А. Ралис

Предложен метод, позволяющий почти одновременно измерять блеск с фотоэлектрической точностью, а также положение нескольких квазиточечных объектов (звезд).

Для получения необходимой геометрической информации о положении звезд в фокальную плоскость телескопа вводится вращающаяся решетка Рончи. Она модулирует звездные изображения, создавая характерный частотно-модулированный сигнал для каждой звезды. Изображение звездного поля линзой Фабри проектируется на фотокатод ФЭУ. На выходе счетчика фотонов получается суммарный сигнал, определяемый угловым положением решетки. Последующая математическая обработка сигнала на ЭВМ позволяет выделить положение и блеск каждой измеряемой звезды.

### ПРИМЕНЕНИЕ ФЭУ-119 В АСТРОФОТОМЕТРИИ

С. А. Гладышев, А. А. Овчинников

ФЭУ-119 имеет мультищелочной фотокатод типа S-20 с рабочим диаметром 25 мм. Диффузная система жалюзийного типа, число каскадов усиления — 12, они выполнены в виде сваренных коварово-стеклянных шайб. Катодная чувствительность 80—150 мкА/лм. На-

пряжение питания, соответствующее анодной чувствительности 100 А/лм, 1500—1800 В. Отличительными свойствами ФЭУ-119 являются: отсутствие ионной и оптической обратной связи; возможность распайки делителя напряжения между каскадами (что позволяет уменьшить паразитные емкость и индуктивность); небольшие размеры ФЭУ.

Все исследованные ФЭУ-119 имеют плато на счетной характеристике как для светового, так и для темнового сигнала. Спектральная чувствительность фотоумножителя приблизительно той же формы, что и у ФЭУ-79, с максимумом чувствительности на длине волны 4500 Å. Среди партии из 10 экземпляров удалось отобрать ФЭУ, имеющий в 1,5 раза большую чувствительность и продленную красную границу (за 8000 Å).

Зависимость темнового сигнала от температуры экспоненциальная, и при  $T = 0^\circ \text{C}$  темновой сигнал для всех экземпляров ФЭУ находится в пределах от 0,5 до 10 имп/с. При [комнатной ( $20^\circ \text{C}$ ) температуре темновой ток находится в пределах от 100 до 2000 имп/с. В среднем из-за большей рабочей площади фотокатода ФЭУ-119 имеет темновой ток на 1—2 порядка выше, чем ФЭУ-79, но с этим можно бороться путем применения специальных магнитов, изменяющих траектории движения фотоэлектронов в катодной камере. Применение таких магнитов может уменьшить темновой сигнал до 20 раз при практически неизменной чувствительности. Большой фотокатод и возможность изменения его рабочей области в требуемых пределах позволяют эффективнее, чем для ФЭУ с малым (порядка 3 мм) рабочим пятном чувствительности, использовать системы оптического повышения квантового выхода.

Результаты испытаний ФЭУ-119: два ФЭУ-119, № 120 (малоп шумящий) и № 129 (с повышенной чувствительностью и продленной красной границей), были испытаны в фотометре для наблюдений слабых объектов, установленном на телескопе «Цейс-600» ГАИШ на г. Майданак. Наиболее удобным для наблюдений оказался ФЭУ-119 № 129, несмотря на то что его темновой сигнал был порядка 10 имп/с при применении постоянного магнита и охлаждении до  $0^\circ \text{C}$ , тогда как у ФЭУ № 120 темновой сигнал был 0,5 имп/с. С помощью этих ФЭУ были проведены фотоэлектрические наблюдения объектов в широкополосной системе  $U, B, V, R$  до  $15^m$  в фильтре  $U$ , до  $16^m$  в фильтрах  $V$  и  $R$  и до  $17^m,5$  в фильтре  $B$ . Характерное время накопления 3—5 мин, точность не хуже  $0,1$ .

Основной вывод: ФЭУ-119 пригоден для применения в астрофотометрии с использованием магнита для уменьшения рабочей области фотокатода и охлаждении до температуры порядка  $0^\circ \text{C}$ .

## О РАЗРАБОТКАХ ФЭУ ДЛЯ АСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Г. С. Вильдгруббе, П. В. Дунаевская

Применение фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) в астрономии выдвигает ряд специфических требований, основными из которых являются: 1) регистрация сверхслабых излучений в широком спектральном диапазоне; 2) излучений, распределенных в пространстве; 3) излучений в короткие промежутки времени; 4) излучений в условиях повышенных температур и механических воздействий.

Исследования по разработке фотоэлектронных умножителей направлены на обеспечение перечисленных требований, которые в ряде случаев учитываются комплексно.

В 1973—1979 гг. разработаны ФЭУ с использованием оптического усиления в фотокатоде, высокоэффективных фотокатодов и вторично-электронных эмиттеров из соединений третьей и пятой групп периодической системы ( $A^{III}BV$ ), динодов непрерывного действия (в том числе микроканальных пластин).

## КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ЗВЕЗД НА 6-м ТЕЛЕСКОПЕ

Г. А. Чунтонов, И. Д. Найденов, Ю. В. Глаголевский,  
В. П. Рядченко, А. Н. Борисенко, И. И. Романюк, С. В. Драбек

Комплекс содержит анализаторы циркулярной поляризации для фотографических измерений магнитных полей звезд, работающие в широком спектральном диапазоне 3600—7000 Å, и фотоэлектрический магнитометр на основе интерферометра Фабри — Перо с электрооптической модуляцией светового потока.

Средние точности измерений, полученные по зеемановским спектрам фотографическим способом на камерах № 1 и 2 основного звездного спектрографа БТА, составляют 70 и 250 Гс соответственно. Точность измерений, достигнутая с фотоэлектрическим магнитометром, составляет около 10 Гс и зависит в основном от числа зарегистрированных фотонов.

### ПРИМЕНЕНИЕ ЭОП М9ЩВ и М8ЩВ НА 6-м ТЕЛЕСКОПЕ (БТА)

В. С. Рылов, В. Г. Дебур, Л. В. Гявгиен

ЭОП М9ЩВ был разработан и изготовлен во ВНИИОФИ для 6-м телескопа по техническому заданию и при активном участии САО АН СССР. ЭОП М8ЩВ является модификацией преобразователя М9ЩВ.

Впервые в СССР были созданы качественно новые ЭОП, предназначенные для астрономических наблюдений, и в частности для регистрации спектров излучения звезд и галактик. Исследования и применение ЭОП в САО проводились как в лаборатории астросветоприемников, так и на 6-м телескопе в течение 4 лет. За этот период получено свыше 1200 спектрограмм звезд и галактик хорошего фотометрического качества. Проникающая способность светосильного спектрографа СП-160 на БТА при дисперсии 65 Å/мм с ЭОП достигает  $19^m$  при экспозиции 1 ч, ЭОП повышает проникающую способность в 40 раз ЭОП М9ЩВ и М8ЩВ однокамерные, с щелевым фотокатодом  $5 \times 40$  мм. Для устранения многоэлектронного шума фотокатода напыляются в отдельной вакуумной колбе и через шлюз переносятся в ЭОП при помощи манипулятора. Интегральная чувствительность после их изготовления достигает 200—340 мкА/лм. Фотокатоды многощелочные, диапазон спектральной чувствительности — от 330 до 800 нм с максимумом в области 500—510 нм. Квантовый выход в области 450—530 нм достигает 18%, в области 400 нм 10% и 660 нм — 6%, в течение 2 лет чувствительность уменьшилась не более чем на 10—15%, т. е. была достаточно стабильной.

Темновое свечение экрана, являющееся важнейшей характеристикой ЭОП, было тщательно исследовано.<sup>1</sup> Лабораторные измерения показали, что при 15° С термоэмиссия фотокатода составляла  $2 \cdot 10^{-16}$  А/см<sup>2</sup>, многоэлектронной эмиссии не наблюдалось. Исследования на телескопе показали, что при 15° С допускаются выдержки при фотографировании с экрана ЭОП на пленку Kodak 103 аО длительностью 1 ч и более, а при —5° выдержки практически не ограничены. Экраны М9ЩВ и М8ЩВ имеют люминофоры синего свечения, изображение с люминофора передается на фотопленку с помощью волоконной план-шайбы. При этом визуальный предел разрешения достигал 18—20 мкм, а фотографический, на Kodak 103 аО — 40 мкм. Коэффициент преобразования ЭОП в синей области,  $\lambda$  455 нм, при напряжении 18 кВ достигал 40. Размер поля изображения М9ЩВ 20—22 мм, М8ЩВ — до 40 мм.

Нами была разработана, впервые в СССР, магнитостатическая линза на постоянных магнитах, что существенно увеличило наблюдательное время на БТА, упростило эксплуатацию ЭОПа.

Таким образом, астрономические ЭОП М9ЩВ и М8ЩВ успешно прошли испытания в САО АН СССР. Они имеют малые шумы, дополнительную по сравнению с другими ЭОП спектральную чувствительность в области 330—400 нм, более высокое разрешение и большое линейное поле.

### ПРИМЕНЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ЭОП С КОЛЬЦЕВЫМ ЗАТВОРОМ ДЛЯ АСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Б. Е. Дашевский, Е. И. Лаптев, М. А. Ломанов,  
Ю. И. Малахов, Я. О. Романюк, М. Г. Сосонкин

Ранее<sup>1</sup> было дано описание электронно-оптического преобразователя с кольцевым затвором и волоконно-оптическими дисками на входе и выходе с повышенным микроконтрастом и электростатической фокусировкой. Перечисленные параметры ЭОП использо-

<sup>1</sup> Дашевский Б. Е., Сердюченко Ю. Н., Чевокин В. К., Щелев М. Я. — РТЭ, 1978, № 1, с. 159—163.

ваны для создания малогабаритных электронно-оптических камер (ЭОК) для астрономических наблюдений. Наличие на входе и выходе ЭОП волоконно-оптических дисков позволяет осуществить контактное соединение нескольких модулей и тем самым обеспечить требуемый коэффициент усиления. Регистрация изображения с экрана выходного каскада камеры осуществляется контактным способом на фотоленку.

Возможны стационарный и импульсный однокадровый режимы работы камеры. В стационарном режиме на кольцевой затвор ЭОП подается постоянный потенциал для фокусировки электронного изображения. В режиме однокадровой экспозиции на кольцевой затвор подается постоянное напряжение смещения около 1,2 кВ, запирающее изображение. Экспозиция осуществляется путем подачи управляющего прямоугольного импульса напряжения, амплитуда которого достаточна для придания кольцевому затвору оптимального фокусирующего потенциала. Минимальная длительность экспозиции составляет несколько наносекунд.

Основными узлами ЭОК являются следующие: контейнер с ЭОП, источник ускоряющего напряжения, электронный блок управления. Выходное напряжение источника ускоряющего напряжения составляет +12 кВ, средняя точка имеет нулевой потенциал. ЭОП питается по схеме: фотокатод входного каскада имеет нулевой потенциал, а анод — положительный. Фотокатод выходного каскада имеет отрицательный потенциал, а анод — нулевой. Такая схема питания соединенных ЭОП безопасна в работе и исключает ряд нежелательных побочных явлений.

Контейнер, в котором расположен ЭОП, обеспечивает его механическую и электромагнитную защиту от внешних воздействий и полей, а также сопряжение с астрономическими инструментами. Геометрические размеры контейнера: длина — 150 мм, диаметр — 80 мм, масса (вместе с ЭОП) 2 кг. Испытания электронно-оптической камеры с двумя контактно сочлененными ЭОП показали, что ее можно эффективно применять для прямых снимков и спектроскопии слабых или быстропеременных небесных объектов, как точечных, так и протяженных.

#### УСИЛИТЕЛЬ ЯРКОСТИ С ВОЛОКОННОЙ ОПТИКОЙ ДЛЯ КОНТАКТНОГО ФОТОГРАФИРОВАНИЯ СЛАБЫХ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

В. А. Ганичев, Г. М. Ляпунов, В. Г. Метлов, П. В. Щеглов

Электростатические, фотоконтактные усилители яркости (УЯ) находят широкое применение в астрономических наблюдениях и являются наиболее универсальными и простыми в обращении по сравнению с другими типами УЯ. Однокамерные УЯ с щелочным фотокатодом позволяют получить в видимой области спектра до 200 и более квантов света с экрана на один квант, приходящий на фотокатод УЯ.

Как уже сообщалось<sup>1</sup>, разработан усилитель яркости нового поколения. Четырехэлектродная конструкция позволяет получить на его экране переменное электронно-оптическое увеличение от 0,6 до 1,2 относительно фотокатода. Фотокатод и экран нанесены на волоконно-оптические пластины (ВОП). Диаметр рабочего поля составляет 24 мм, с дисторсией на краю порядка 10%. Разрешающая способность УЯ определяется волоконной оптикой и достигает 70 штр/мм на 5% уровне контраста, причем поверхность электронного изображения плоская, что позволяет использовать плоский экран.

Благодаря усовершенствованию конструкции прибора и технологии его изготовления практически полностью подавлена автоэлектронная эмиссия фотокатода и других элементов конструкции УЯ, сейчас фон определяется в основном многоэлектронными сцинтилляциями, возникающими вследствие бомбардировки фотокатода ионами. Такой фон позволяет при рабочем напряжении 16—18 кВ делать экспозиции более 1 ч. При часовой экспозиции на фотоленке А-600 фон не выявляется. Очевидно, что при разных условиях работы и одинаковой чувствительности фотокатода новый УЯ обладает несколько меньшим коэффициентом преобразования по сравнению с фотоконтактной трубкой из-за потерь света на волоконной оптике (около 50%), но эти потери можно компенсировать за

<sup>1</sup> Письма в Астрон. журн., 1979, № 2.

счет сжатия изображения. Кроме того, благодаря хорошей стабильности прибора и малому фону напряжение питания можно увеличивать до 20 кВ и более, что особенно выгодно при экспозициях менее 1 ч.

## МНОГОКАНАЛЬНЫЕ ДИОКОНЫ ДЛЯ БТА

В. С. Рылов, В. Г. Дебур

Диокон (диджикон) — однокамерные ЭОП, в которых на место экрана устанавливается линейка или матрица дискретных полупроводниковых диодов<sup>1</sup>. Каждый диод имеет свой канал усиления и регистрации сигнала, т. е. диокон — это многоканальный фотодетектор с параллельной регистрацией по всем каналам, работающий в режиме счета фотонов. В диоконе амплитудное распределение и амплитудное разрешение импульсов всех диодов характеризуются относительной дисперсией амплитуд 0,12—0,17, в то время как у ФЭУ-79 эта дисперсия равна 0,7, т. е. в 4—5 раз больше. Доля использования фотоэлектронов в диоконе 85—90%; в ФЭУ-79 — около 30%. Диокон имеет незначительную скважность между диодами, темновой ток на диоде составляет 0,1 электрон/с и менее, динамический диапазон по световому потоку, измеряемому в счете импульсов, достигает  $10^4$ , что на 2—3 порядка больше, чем для ЭОП с люминофором. Одновременность регистрации по всем каналам повышает эффективность и точность спектрофотометрии и снижает требования к стабильности атмосферы.

САО АН СССР приступила к созданию диокон в 1974 г. на базе приборов, изготавливаемых во ВНИИ «Электрон» и ВНИИОФИ. В 1976 г. был создан первый вариант диокон на 12 каналов с приемной площадкой кремниевых диодов  $0,1 \times 0,3$  мм. В апреле 1979 г. этот диокон был испытан на эшелном спектрографе БТА. Диоды дали счет импульсов  $(2,4 \div 2,6) \cdot 10^3$  имп/с, при этом темновые сигналы были на уровне менее 0,1 имп/с.

После установления возможности создания диокон в 1978 г. были разработаны новые технические задания на изготовление 40-канального диокон. Ранее по нашему заданию в Институте электроники и вычислительной техники АН ЛатвССР (Рига) был изготовлен 40-канальный счетчик импульсов с емкостью каждого канала  $10^6$ .

В 1979 г. получена первая партия диодных линеек (40 диодов с площадками  $0,1 \times 0,3$  мм). Линейки были исследованы в лаборатории по всем необходимым параметрам, а также облучением электронным пучком заданной энергии в вакуумной камере (вакуум  $10^{-8}$  мм рт. ст.). Результаты в целом оказались хорошими, все 40 диодов — рабочие, имеют одинаковые счетные характеристики, но несколько завышены емкости контактов.

Разработанные у нас малогабаритные усилители, рассчитанные на 40 диодов, имеют коэффициент усиления  $10^6$ , чувствительность по входу 10 мкВ и разрешающее время 1,5 мкс.

В течение 1980 г. изготавливаются линейки на 40 диодов с размером приемных площадок  $0,1 \times 0,3$ ;  $0,35 \times 0,4$ ;  $0,1 \times 0,6$  мм в 2 строки. Скважность не более 10%. В новые изделия внесены все изменения, предложенные нами после исследования первой партии.

Одновременно по нашему техническому заданию разрабатываются линейки на 800 — 1000 каналов (в 2 строки) с коммутацией заряда при помощи приборов с зарядовой связью (ПЗС) регистров. Эти линейки также будут установлены в ЭОП, т. е. будут детектировать электроны. Такие приборы позволят получить на светосильном спектрографе БТА спектры с предельной проникающей способностью, превышающей фотографическую.

## ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОГРАФИЧЕСКОЙ КАМЕРЫ ТИПА СПЕКТРАКОН ЭПИ-1

П. П. Петров

Электроннографический преобразователь изображения ЭПИ-1 (спектракон) в течение года служит в Крымской обсерватории для наблюдений спектров звезд. В конструкцию ЭПИ-1, разработанную во ВНИИОФИ, были внесены некоторые изменения. Сконструированы

<sup>1</sup> Бивер Е., Мак-Илзуйн К. — Приборы для науч. исслед., 1971, т. 42, № 9, с. 38.

рован и изготовлен механический (петельного типа) прижим пленки к выходному окну ЭПИ-1. Пленка длиной 32 мм (при ширине выходного окна ЭПИ-1 2,5 мм) прижимается к окну ЭПИ-1 с усилием 25—30 г, при этом на снимках достигается разрешающая способность 60 штр/мм почти по всей ее длине. Изготовлена система воздушного охлаждения соленоида ЭПИ-1 до температуры окружающего воздуха и продувки узла прижима сухим воздухом. ЭПИ-1 нормально работает даже при влажности окружающего воздуха, превышающей точку росы.

ЭПИ-1 установлен на дифракционном спектрографе (СПЭМ) в фокусе Нэсмита 2,6-м рефлектора. Наблюдения проводятся с дисперсиями 45 и 90 Å/мм. При входной щели спектрографа 0",5 и дисперсии 45 Å/мм спектральное разрешение на снимках равно 1 Å. Для наблюдений используются два типа отечественных электронографических эмульсий: «тип ВР» (крупнозернистая, высокочувствительная) и «тип Р» (мелкозернистая, малочувствительная). Экспозиции, необходимые для получения спектров нормальной плотности, могут быть оценены из следующего примера. Дисперсия 45 Å/мм, область спектра 4300—5400 Å, расширение 0,3 мм, качество изображения 2", входная щель спектрографа 1" (спектральное разрешение 2 Å); звезда FG Sge,  $B = 10^m 8$ , пленка «тип Р», экспозиция 20 мин. При записи спектра на денситометре с шириной щели, равной спектральному разрешению, отношение сигнал/шум около 60. На пленке «тип ВР» экспозиции в 4 раза короче, но отношение сигнал/шум вдвое ниже.

DQE системы ЭПИ-1 с электронографической эмульсией близка к 5%.

### ЭЛЕКТРОНОГРАФИЧЕСКАЯ КАМЕРА С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

Р. Драздис

В Институте физики АН ЛитССР начаты лабораторные испытания электронографической камеры типа камеры Крона, в которой кассетная часть с электронографическими пластинками и фотокатодная часть разделяются специальным вентиляем только на время смены пластинок, а во время экспозиции фотоэлектронов имеют свободный доступ к пластинкам.

Вильнюсская камера отличается от камеры Крона методом напыления фотокатода, что сильно улучшает качество прибора, отличается также электронно-оптическая часть и кассета, что привело к изменениям и других узлов.

### ПРИМЕНЕНИЕ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ СИСТЕМ В АСТРОНОМИИ

В. В. Прокофьева

Телевизионный метод сочетает в себе особенности классических методов астрономических наблюдений — визуального, фотографического, фотоэлектрического. Это делает его эффективным средством астрономических исследований, имеющим свои области применения наряду с классическими методами.

Тип передающего телевизионного прибора (ПТП) определяет в значительной степени такие важные при астрономических наблюдениях характеристики системы, как ее квантовая эффективность и контрастная чувствительность. Сравнение ПТП показывает, что их различные типы обеспечивают либо высокую квантовую эффективность, либо высокую точность фотометрических измерений<sup>1</sup>.

Количественное сравнение эффективности различных приемников оптического изображения было проведено в единицах действующей квантовой эффективности для случая фотометрии слабых звезд. Показано, что для данной задачи эффективность телевизионной системы с передающей трубкой изокон с одним каскадом ЭОП примерно в 10 раз превосходит эффективность фотопластинок Kodak III aJ и эффективность спектракона<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Прокофьева В. В. — УФН, 1979, т. 127, вып. 3, с. 501—526.

<sup>2</sup> Prokof'eva V. V. — Amer. Astron. Soc. Photo-Bull., 1979, N 20, p. 14—16.

Телевизионная система Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с фотографической регистрацией изображения работает с изоконом, имеющим один каскад электронно-оптического преусиления. Действующая квантовая эффективность аппаратуры в реальных условиях наблюдений слабых звезд составляет 0,04, точность фотометрических измерений блеска звезд в условиях насыщения информативной емкости элементов разрешения системы равна  $\pm 0,05$ .

Контрастная чувствительность аппаратуры при наблюдениях дисков планет достигает 0,03. Приводятся результаты фотометрических исследований слабых звезд, рентгеновских источников, квазаров, Венеры и Марса.

## ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕДАЮЩИХ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ ТРУБОК КЛАССА СУПЕРОРТИКОН

Н. Д. Галинский

1. Главнейшей особенностью всех трубок класса суперортикон — суперортикона, изокона и антизокона — является перераспределение вторичных электронов по пленке мишени. Этим объясняются такие совершенно уникальные по своему характеру и значению свойства этих трубок: особенность компенсации потерь разрешающей способности из-за растекания заряда; практически полное подавление докоммутационных шумов.

Для реализации этих свойств необходимо лишь, чтобы число электронов перераспределения было достаточно велико. При больших освещенностях это достигается в силу того, что велико число фотоэлектронов, а при малых может быть достигнуто увеличением докоммутационного усиления.

2. Может быть построена принципиальная схема образования сигналов и шумов, общая для всех трубок класса суперортикон, в которой, однако, каждая из перечисленных трубок занимает свое особое место; в случае суперортикона сигнал выводится всей совокупностью электронов обратного луча, в случае изокона — только рассеянными электронами (РЭ), в случае антизокона — только зеркально отраженными электронами (ЗОЭ).

3. Анализ общей схемы, работы суперортикона, изокона, и антизокона показывает: а) даже при передаче изображения 100%-ной контрастности в выходных токах суперортиконов имеется большая постоянная составляющая; контрастная чувствительность суперортикона невелика; необходимость строгого согласования тока луча с освещенностью существенно ограничивает динамический и бесподстроечный диапазоны этой трубки; б) в изоконках число РЭ строго согласуется с накопленными на мишени зарядами: все электроны сверх этого числа, сколько бы их ни было, автоматически переходят в категорию ЗОЭ и отсекаются разделительной системой; динамический и бесподстроечный диапазоны изокона очень велики; отношение сигнала к шуму больше, чем у суперортикона; в) даже при передаче изображения малого контраста в обратных токах антизокона нет постоянной составляющей; контрастная чувствительность и отношение сигнала к шуму у этой трубки больше, чем у изокона и суперортикона.

## ТЕЛЕВИЗИОННАЯ АППАРАТУРА ДЛЯ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

А. И. Литвин, Г. Д. Матвеев, А. Г. Никитин, А. Т. Трусов

Предлагаемая астрономическая телевизионная аппаратура предназначена для поиска и наблюдений сверхновых звезд, фотографирования с экрана видеоконтрольного устройства (ВКУ) звезд, туманностей и планет с целью их дальнейшей фотометрической обработки.

В состав аппаратуры входят: телевизионная передающая камера; камерный блок; две стойки с органами управления и ВКУ для фоторегистрации; выносные ВКУ (два); блок светофильтров и тестов.

Передающая камера конструктивно рассчитана на использование передающих трубок ЛИ-217 с обычным и изоконным считыванием, а также на возможность подключения ее к системе газового охлаждения. Для фоторегистрации с экрана ВКУ используется кинокамера ФОР-2, рассчитанная на стандартную 35-мм киноплёнку.

Аппаратура позволяет выполнять операции: фотографировать изображения объектов в различных областях спектра путем оперативной дистанционной смены светофильтров, при этом номер введенного фильтра индицируется на соответствующем табло; дискретно регулировать чувствительность передающей телевизионной трубки с шагом через 1 дБ, дискретно регулировать размах видеосигнала на кинескопе ВКУ с шагом 3 дБ; работать в режиме послышного считывания электронного изображения с мишени передающей трубки; получать бесстрочную структуру на фотоснимках путем равномерного смещения строк на величину межстрочного расстояния в течение 5 кадров. На экране ВКУ введена буквенно-цифровая информация о дате и моменте съемки, текущем времени, номере фотокадра, режиме съемки и режиме работы телевизионной аппаратуры.

#### ТЕЛЕВИЗИОННЫЙ СКАНЕР 6-м ТЕЛЕСКОПА АН СССР

И. И. Балёга, С. В. Маркелов, В. Б. Небелицкий,  
Н. Н. Сомов, Т. А. Сомова, О. И. Спиридонова,  
А. Ф. Фоменко, Л. П. Фоменко, Г. С. Чепурных

Самый плодотворный вклад в практику получения спектров слабых объектов в последние годы стали вносить телевизионные системы, работающие в режиме счета фотонов. В САО АН СССР создан сканер, предназначенный для спектрофотометрии слабых астрономических объектов. Сканер представляет собой телевизионный цифровой измерительный комплекс для регистрации спектральной информации в режиме квантовопредельной чувствительности. В качестве светоприемного устройства применена высокочувствительная телевизионная трубка типа суперкремникон с электронно-оптическим преобразователем. Особенностью системы является использование сигнального процессора, расположенного между телевизионной камерой и ЭВМ. Он осуществляет регистрацию каждого фотоэлектрона с равным весом, причем определяются только центры событий, что улучшает разрешение по сравнению с традиционной аналоговой регистрацией. Шумы системы дискриминируются. Квантовая эффективность аппаратуры, как показали исследования, при регистрации очень слабых световых потоков оказалась близкой к квантовой эффективности входного фотокатода. Спектрофотометр работает в линии с ЭВМ «Электроника-100 И», которая осуществляет управление системой, сбор данных и их первичную обработку. Емкость накопления информации для практических целей не ограничена. Отображение информации в реальном времени происходит на экране графического дисплея, обеспечивая немедленную обратную связь с наблюдателем. 1000-канальный вариант сканера позволяет вычитать фон неба. Телевизионная система применяется на БТА.

#### ТЕЛЕВИЗИОННАЯ ЦИФРОВАЯ СИСТЕМА НАКОПЛЕНИЯ И ОБРАБОТКИ ПАНОРАМНЫХ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Ю. Ю. Балёга, А. Н. Касперович, Ю. А. Попов, Н. Н. Сомов, А. Ф. Фоменко

В САО АН СССР совместно с ИАиЭ СО АН СССР разработана телевизионная цифровая система накопления и обработки панорамных изображений, способная накапливать информацию путем сложения в цифровой памяти данных телевизионных кадров или обрабатывать в реальном времени фотоэлектронные вспышки, определяя их центры, и добавлять единицы по соответствующим адресам, т. е. считать фотоэлектроны. В состав системы входят: электронно-оптический преобразователь, телевизионная трубка, аналого-цифровой преобразователь, устройство определения центров, память объемом 64К 12-рядных слов и частотой обращения 4,5 мГц, управляющая ЭВМ «Электроника-100 И», графический дисплей. Визуализация содержимого памяти производится через цифро-аналоговый преобразователь на мониторе. Проведены испытания системы в лаборатории и на телескопе.



## ТЕЛЕВИЗИОННЫЙ ЦИФРОВОЙ МНОГОКАНАЛЬНЫЙ СПЕКТРОФОТОМЕТР

Г. Н. Алексеев, С. В. Маркелог, А. Ф. Фомеико

Телевизионный цифровой многоканальный спектрометр, разработанный в САО АН СССР, предназначен для высокоточной регистрации спектров астрономических объектов в видимом диапазоне. В качестве преобразователя свет—сигнал служит телевизионная передающая трубка суперкремникон, сочлененная с электростатическим модульным ЭОП. Изображение спектра сканируется и дискретизируется по 500 независимым каналам с полным временем цикла 32 мс. Электрический сигнал мишени суперкремникона усиливается малошумящим зарядочувствительным усилителем, преобразуется в цифровую форму и регистрируется в памяти мини-ЭВМ «Электроника-60». Использование высокоточных цифровых развертывающих устройств позволяет производить длительное накопление информации в памяти ЭВМ с координатной нестабильностью не более 0,5 канала. В спектрофотометре предусмотрена экспресс-обработка информации — вычитание шумового сигнала, коррекция неравномерности чувствительности светоприемника, а также подробная обработка — фильтрация шумов, идентификация спектральных линий, определение параметров излучающей (поглощающей) плазмы и т. д.

Пробная эксплуатация спектрофотометра на телескопах САО показала его высокую эффективность при спектральных исследованиях слабых астрофизических объектов.

## СПЕКТРОСКОПИЯ БЫСТРЫХ ПРОЦЕССОВ

Г. Н. Алексеев, С. В. Драбек, Г. С. Саморуков, Ю. А. Розе, В. М. Суворин

Для решения ряда астрофизических задач необходимо производить регистрацию быстрых изменений в спектрах звезд на протяжении длительного времени (несколько часов). При этом должна сохраняться высокая позиционная стабильность и хорошая разрешающая способность. Эти требования и были положены в основу создания спектрального комплекса. В качестве регистрирующего устройства взята камера, выполненная на базе диссектора с волоконной шайбой, соединенного оптически с модульным ЭОП. Камера располагается в фокальной плоскости спектрографа. Изображение спектра преобразуется камерой в электрический сигнал, который по линии связи поступает в контрольно-управляющий блок «Феникс» и передается для обработки в ЭВМ.

Комплекс приборов состоит из камеры, блока шаговых разверток, обеспечивающего высокую временную и позиционную стабильность исследуемого спектра, контрольно-управляющего блока «Феникс» и ЭВМ «Электроника-100 И» с дисплеем. Комплекс позволяет проводить измерения как в асинхронном режиме, так и в режиме «синхронная спектроскопия». Выбор режима производится переключателем «род работы». В режиме «синхронная спектроскопия» в «Феникс» поступает дополнительная информация от фотометра, расположенного на втором телескопе и следящего за изменениями блеска звезды.

Основные технические характеристики: частота прогрессивной развертки 2—200 Гц; время экспозиции 1 элемента изображения 20 мкс — 20 с; время накопления в памяти ЭВМ до 3 ч; разрешающая способность 256 элементов, позиционная стабильность — не хуже 0,5 элемента за час.

Комплекс использовался в наблюдениях на БТА САО АН СССР и показал хорошие эксплуатационные характеристики.

## РЕГИСТРАЦИЯ СЛАБЫХ СПЕКТРОВ МНОГОКАНАЛЬНОЙ СИСТЕМОЙ СЧЕТА ФОТОНОВ

Ю. Г. Вайнер, Л. П. Малявкин, Э. Г. Силькис, В. Д. Титов

В Институте спектроскопии АН СССР создана многоканальная система счета фотонов с цифровым накоплением данных, предназначенная для регистрации слабых спектров. Фотоприемником является электронно-оптический преобразователь УМИ-93 ШУ (ЭОП), сочлененный специальным светосильным объективом «Сигнал-2» с высокочувствительной телевизионной передающей трубкой — изоконом ЛИ-801. Многоканальный анализатор ПТА-512 служит устройством внешней памяти.

Система предназначена для регистрации импульсных световых сигналов. Длительность однократной экспозиции запертого ЭОП 0,2—10 мкс. Изокон заперт по секции переноса и по секции считывания. Длительность затворного импульса по фотокатоду изокона (300—1000 мкс) определяет время накопления на мишени.

Обработка электронных фотоотсчетов производится в цифровой форме в реальном масштабе времени. После считывания и запоминания одного кадра следует цикл стирания предыдущей информации с мишени (3—10 кадров).

Блок обработки производит селекцию сигналов выделенной части строки телевизионного раstra, а также дискриминацию сигнала по нижнему и верхнему уровню для уменьшения количества регистрируемых шумовых отсчетов. С выхода блока обработки нормированные сигналы, соответствующие одноэлектронным фотоотсчетам, поступают в каналы внешней памяти.

В процессе накопления информация отображается на дисплее многоканального анализатора. Возможна запись сравниваемых спектров в двух частях памяти по 256 каналов каждая. Реверсивный режим работы многоканального анализатора позволяет произвести вычитание шумовых отсчетов из накопленного спектра.

Выработаны критерии определения режима одноэлектронной регистрации.

Система имеет следующие параметры: одноэлектронный компонент фиксируется с разным весом в 2—3 каналах внешней памяти; рабочее поле  $5 \times 12$  мм; разрешающая способность — 8 пар лин./мм; количество разрешаемых каналов — 80; количество шумовых отсчетов —  $10^{-3}$ /с·канал; емкость канала памяти —  $10^6$ .

Прибор применяется, в частности, для изучения спектра колебательно-вращательной полосы комбинационного рассеяния атмосферного азота. Спектр зарегистрирован установкой «Лидар КР» с расстояния 100 м за 1000 циклов накопления при длительности затворного импульса ЭОП 0,25 мкс. Величина сигнала разрешенных вращательных компонентов составляет 5—20 фотоотсчетов за суммарное время накопления.

### ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МИНИ-ЭВМ ДЛЯ ОБРАБОТКИ ВИДЕОСИГНАЛА ПРИ АСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЯХ

Ю. С. Александрин, В. А. Качмин, С. М. Синенко, В. Н. Якушин

Появление мини-ЭВМ открывает широкие возможности для внедрения вычислительной техники в астрофизические исследования. Недорогая настольная мини-ЭВМ применяется для исследования спектров звезд с помощью астрономической телевизионной установки (АТУ) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Перед вводом в ЭВМ телевизионный сигнал с выхода АТУ предварительно обрабатывается с помощью АЦП типа БАП-6м, который обеспечивает выдачу в двоично-десятичном коде величины обрабатываемого видеосигнала.

Мини-ЭВМ осуществляет прием закодированной информации тремя способами: побайтный прием в кодах вычислительного устройства (ВУ), поразрядный прием в кодах ВУ и поразрядный прием в кодах ГОСТ 13052—67. Каждый из этих способов отличается скоростью ввода, допустимым объемом вводимой информации и объемом программы. На первом этапе был реализован поразрядный ввод информации в кодах ВУ.

## ТЕЛЕВИЗИОННАЯ АППАРАТУРА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СЛАБОСВЕТЯЩИХСЯ ОБЪЕКТОВ

В. И. Гайданский, В. П. Романюк, Е. И. Штамм

В ИЗМИРАН СССР разработан комплекс телевизионной аппаратуры для проведения оптических наблюдений в ряде экспериментов, связанных с инжекцией электронных и ионных пучков в ионосферу и магнитосферу Земли. Наблюдения проводятся с Земли в различных климатических районах и с борта самолета. Комплекс двухканальный, один из каналов построен на суперкремникоме, другой на изоконе (возможна замена соответственно на секон и ЛИ-217). Развертка прогрессивная, 320 строк при 50 кадрах в секунду. Регистрация изображения производится двумя камерами РФК-5 с интервалами от 0,125 до 32 с при экспозиции от 1 до 8 кадров в трех режимах: при непрерывном считывании, с накоплением на мишени и при ступенчатом считывании. В последнем случае возможен выбор любого кадра из восьми или запись всей серии с накоплением на пленке. В качестве дополнительного регистратора используется видеоманитофон. Запись и воспроизведение производится через электронный коммутатор, осуществляющий временное разделение каналов в зависимости от режимов считывания. Дата, время и сопутствующая информация отображается на экране с помощью генератора знаков на 24 знакоместа, чем обеспечивается удобство последующей обработки информации. Комплекс питается от сетевого или автономного источника +27 В, 200 ВА. Аппаратура сохраняет работоспособность при изменении напряжения питания от 22 до 32 В без подстройки режимов в диапазоне температур от -10 до 30° С. Общая масса около 80 кг. Аппаратура безотказно эксплуатируется с 1977 г.

## О ПРОЕКТИРОВАНИИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ СИСТЕМ

В. П. Орловский, В. Н. Иванов, В. Ф. Демченко

При проектировании астрофизических телевизионных систем должны быть решены задачи обеспечения требуемой точности фотометрирования и измерения координат анализируемых объектов. Эти задачи могут быть выполнены путем цифровой обработки видеосигнала, создаваемого высокочувствительной телевизионной системой. Проведенные исследования показали, что при длительных интервалах между калибровками обеспечить высокую точность невозможно, поэтому на фотокатод передающего прибора телевизионного канала необходимо непрерывно проектировать изображение фотометрического теста, например звезды с известными фотометрическими характеристиками. Наиболее нестабильными во времени оказываются положение и размер телевизионного растра. Стабилизация параметров телевизионного растра может быть достигнута введением реперных отметок на фотокатод передающего телевизионного прибора.

Регулирование чувствительности телевизионного канала производится на основе поисковых алгоритмов для получения максимального отношения сигнала к шуму. С целью увеличения точности фотометрирования освещенность изображения фотометрического теста автоматически регулируется таким образом, чтобы она оказалась близкой к величине освещенности изображения исследуемого объекта. Предельная чувствительность телевизионной системы увеличивается при накоплении в течение нескольких кадров с последующим однократным считыванием. Разрешающая способность системы для слабых объектов, расположенных вблизи ярких звезд, существенно возрастает при динамическом управлении равновесным потенциалом мишени передающей телевизионной трубки.

## ПРИМЕНЕНИЕ ПРИБОРОВ С ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ (ПЗС) В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

Б. И. Седунов, Л. В. Границкий, В. П. Карасев,  
В. О. Прасолов, С. М. Романов

В КАО АН СССР проводилась оценка чувствительности оптико-электронного канала приемников изображения на ПЗС по излучению астрономических объектов. Оптико-электронный канал состоял из телескопа АЗТ-8 ( $F = 11$  м;  $D = 0,8$  м) и приемника изображения на основе линейки ПЗС с размером элемента  $45 \times 45$  мкм и числом элементов 128. Измерялась величина выходного сигнала с приемника изображения в зависимости от освещенности входного зрачка телескопа и времени накопления на ПЗС. Измерялся также размер изображений звезд на поверхности ПЗС, в числе элементов ПЗС, по уровню 0,2.

Минимальная экспозиция, при которой велись измерения, была  $2 \cdot 10^{-2}$  лк·с, максимальная  $1,5 \cdot 10^{-1}$  лк·с. Величина экспозиции по уровню 0,2 составляла соответственно  $4 \cdot 10^{-3}$  и  $3 \cdot 10^{-2}$  лк·с.

С помощью оптико-электронного тракта получено изображение лунной поверхности. Изображение Луны, создаваемое телескопом АЗТ-8, считывалось линейкой ПЗС. Сканирование по строке осуществлялось вдоль линейки ПЗС, в перпендикулярном направлении (по кадру) — за счет движения Земли и за счет поворотного механизма телескопа. Видеосигнал подавался на вход  $Z$  осциллографа С1-70, на вход  $A$  подавалось пилообразное напряжение с периодом 6 с. Таким образом, на экране осциллографа высвечивалось изображение лунной поверхности. Это изображение фотографировалось камерой РФК-5.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о перспективности приемников на ПЗС в астрофизических исследованиях и астродатчиках. Чувствительность ПЗС может быть существенно повышена за счет снижения термогенерации темнового сигнала путем охлаждения приемников изображения. При этом чувствительность ПЗС повышается в 2 раза при охлаждении на каждые  $10^\circ$  С. Чувствительность приемников изображения на ПЗС с использованием охлаждения достаточна для обеспечения регистрации звезд до  $5 \div 6^m$ .

### ОПЫТ РЕШЕНИЯ ПЛОХО ОБУСЛОВЛЕННЫХ И УСЛОВНО-КОРРЕКТНЫХ ЗАДАЧ ЛАБОРАТОРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Н. Г. Преображенский, А. И. Седелников

1. Одной из характерных черт последнего десятилетия является интенсивное проникновение методов регуляризации в сферу решения обратных задач прикладной спектроскопии. Успех использования этих методов в лабораторной спектроскопии существенно зависит от параметров экспериментальной установки, и в первую очередь от ширины  $\Delta$  аппаратной функции и уровня экспериментального шума  $\varepsilon$ .

Весьма распространенной в лабораторной спектроскопии является ситуация, когда увеличение  $\Delta$  (фактор 1) приводит к увеличению интенсивности наблюдаемого спектрального контура, а следовательно, и к снижению относительного уровня  $\varepsilon$  (фактор 2). Если действие фактора 1 проявляется в увеличении погрешности восстановления методом регуляризации истинного контура по наблюдаемому, то действие фактора 2 приводит к ее уменьшению. Совместное действие обоих факторов проявляется таким образом, что существует некое оптимальное значение  $\Delta = \Delta_0$ , при котором искомый спектральный контур восстанавливается наиболее точно<sup>1</sup>. Наличие этого эффекта диктует свои критерии выбора оптимальных значений параметров спектральных приборов, обусловленных спецификой метода регуляризации.

Проведены модельные расчеты для аппаратных функций различных приборов (спектрографа, монохроматора, интерферометра) по определению значений  $\Delta_0$ .

<sup>1</sup> Преображенский Н. Г., Седелников А. И., Чистый И. Л. — Опт. и спектр., 1979, т. 46, с. 173.

2. При использовании параметрического подхода для решения обратных задач немаловажным является вопрос об определении статистических характеристик оценок искаженных параметров. Показано, что в задачах с нелинейной параметризацией в первом приближении для оценки дисперсий и построения доверительных интервалов могут применяться значения границ Рао — Крамера. Рассмотрен вопрос о влиянии «сопутствующих» параметров, известных неточно. Исследуется ситуация, когда более рациональным является включение «сопутствующих» параметров в число неизвестных.

Выбор оптимальной стратегии при решении параметрической задачи проиллюстрирован на примере деконволюции контура Фойгта<sup>1</sup>.

## ЦИФРОВАЯ ОБРАБОТКА СПЕКТРОГРАММ

Б. А. Бурнашева

Несколько лет назад в КАО АН СССР создан микрофотометр с шаговым приводом, позволяющий измерять почернение в дискретных равноотстоящих точках спектрограммы с шагом 4 мкм. Полученные данные регистрируются на перфоленте в виде, удобном для ввода в ЭВМ ЕС-1020. Для обработки этой информации создан комплекс программ, позволяющих переводить измеренные почернения в интенсивности и сглаживать шумы, получать эквивалентные ширины линий или проводить осреднение нескольких спектрограмм для выявления мелких деталей на спектрах. Максимальное число точек, которое может обрабатываться, равно 4096 — этому соответствует длина спектрограммы 16 мм.

Обработка полученной перфоленты ведется в два приема. На первом этапе в память машины заносится с перфокарт таблично заданная характеристическая кривая (не более 100 точек).

Сглаживание высокочастотных шумов производится путем применения к массиву интенсивностей быстрого преобразования Фурье (БПФ). Амплитудный спектр, вычисленный с помощью БПФ, в частотной области умножается на прямоугольное или треугольное спектральное окно, уменьшающее или убирающее совсем влияние высокочастотных шумов. После этого делается обратное БПФ над полученным массивом в частотной области, которое дает сглаженный спектр, изображаемый с помощью графопроектиратора. Первый этап обработки занимает 10—12 мин машинного времени.

Второй этап обработки включает операции: вычисление дисперсионной кривой, проведение уровня непрерывного спектра и вычисление эквивалентных ширин линий. Дисперсионная кривая представляется прямой или параболой, вычисляемыми методом наименьших квадратов. Уровень непрерывного спектра представляется ломаной, проводимой через заданные точки. Суммарная эквивалентная ширина линий или бленд вычисляется по общим формулам методом прямоугольников. Пределы суммирования определяются начальной и конечной длинами волн, заданными заранее.

Если имеется серия спектрограмм, снятых на одну пластинку с высоким временным разрешением, как, например, при исследовании быстрой спектральной переменности магнитных звезд, то можно найти среднее из нескольких спектрограмм для лучшей фильтрации шумов и поиска слабых спектральных особенностей.

<sup>1</sup> Преображенский Н. Г., Седельников А. И. — ЖПС, 1979, т. 31, с. 12.

## МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ — ШУМ ПРИ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ

Н. И. Кобанов

Рассмотрено влияние нелинейных искажений в синусоидальном модулирующем сигнале электрооптического анализатора поляризации при выполнении некоторых видов поляриметрических измерений. На примере анализатора круговой поляризации показано, что наибольшее мешающее воздействие оказывает наличие в управляющем напряжении второй гармоники. Даже при малых значениях амплитуды второй гармоники (порядка 1%) возникает ложный сигнал на основной частоте, что при определенных условиях снижает чувствительность измерения круговой поляризации до величины ( $10^{-3}$ — $10^{-2}$ ). Ложный сигнал  $S^*$  круговой поляризации в этом случае можно оценить с помощью простого выражения

$$S^* = V = J_1(\delta_{m_2}) \cdot Q,$$

где  $V, Q$  — параметры Стокса, связанные соответственно с круговой и линейной поляризацией,  $J(\delta_{m_2})$  — функция Бесселя I рода 1-го порядка,  $\delta_{m_2}$  — амплитуда второй гармоники модулирующего сигнала, выражаемая через величину фазового сдвига в радианах.

На основе проведенного анализа и с учетом других факторов сделан вывод в пользу применения прямоугольной модуляции при поляриметрических измерениях. Точность измерений может быть повышена за счет автоматической компенсации флюктуаций интенсивности анализируемого излучения. Излагается метод измерения круговой поляризации с использованием время-импульсной модуляции и замкнутой обратной связи «фотоприемник — модулятор».

## МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЙ С ДИФРАКЦИОННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

А. А. Токовинин

Интерференционные методы наблюдений способны обеспечить высокое разрешение за счет сильного снижения проникающей способности<sup>1</sup>. Для измерения диаметров звезд был предложен интерферометр Майкельсона. Его чувствительность в принципе ограничена атмосферной турбулентностью. Применение телевизионных приемников света и вычислительных систем позволяет увеличить предельную звездную величину до  $15^m$ .

Метод спекл-интерферометрии предложен А. Лябейри и основан на том факте, что свет в фокальной плоскости телескопа интерферирует и изображение звезды имеет зернистую структуру<sup>2</sup>. Статистический анализ большого числа мгновенных изображений (вычисление спектра мощности или автокорреляции) позволяет найти параметры наблюдаемых объектов (диаметры звезд и потемнение к краю, эмиссионные оболочки, расстояние и позиционный угол у тесных двойных звезд). Чувствительность зависит от количества квантов света, попадающих в одно зерно, т. е. от качества изображения, и может достигать до  $16$ — $18^m$ . Нет принципиальных различий между спекл-интерферометрией и интерферометром Майкельсона. Для аппаратной реализации спекл-интерферометрии достаточно регистрировать с короткой экспозицией порядка 20 мс увеличенные изображения звезды в узкой спектральной полосе при применении сочетания ЭОП с киносъемкой, предельная звездная величина для таких приборов — около  $8^m$ , в хорошие ночи — до  $9$ — $10^m$ . Наблюдения очень продуктивны (до  $\sim 200$  звезд за ночь), но их обработка трудоемка. Гораздо перспективнее телевизионные системы со счетом фотонов (до  $14^m$ ), где обработка сигнала идет в реальном времени и облегчается применением ЭВМ.

Для решения ряда задач, и в частности для изучения визуально-двойных звезд, имеет смысл проводить интерферометрию на средних телескопах диаметром от 0,5 до 1,5 м. С этой целью в ГАИШ разработан сравнительно простой прибор — растровый интерфе-

<sup>1</sup> Токовинин А. А., Щеглов П. В. — УФН, 1979, т. 129, вып. 4, с. 645; Labeyrie A. — Ann. Rev. Astron. Astroph., 1978, vol. 16, p. 77.

<sup>2</sup> Labeyrie A. — Ann. Rev. Astron. Astroph., 1978, vol. 16, p. 77; McAlister H. A. — Sky and Telescope, 1977, vol. 53, N 5, p. 346.

<sup>3</sup> McAlister H. A. Op. cit.

рометр с фазовой решеткой<sup>4</sup>. По своим основным параметрам он не уступает спекл-интерферометрам и позволяет измерять на 0,6-м телескопе двойные звезды с расстоянием от  $0''$ ,15 и блеском до  $10^m$ . Имеется возможность изучать пары с большой разностью блеска (до  $4-5^m$ , например  $\mu$  Cas).

Итак, благодаря развитию техники интерферометрии в последние годы наблюдается существенный прогресс наших возможностей. Наиболее перспективны классические интерферометры, а не интерферометр интенсивностей. Чтобы обеспечить дальнейший рост разрешающей силы, следует строить интерферометры с большей базой.

## МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ В АСТРОНОМИИ

В. Н. Дудинов, В. Н. Ерохин, В. В. Кони́чек,  
С. Г. Кузьменков, В. С. Рылов, В. С. Цветкова

Метод спекл-интерферометрии успешно применяется при измерении функции автокорреляции от распределения интенсивности по небесным объектам на дифракционном пределе разрешения современных телескопов. Огромное информационное содержание оптического изображения определяет основную трудность его обработки цифровыми методами, поэтому оправдано применение для этой цели когерентно-оптических методов. Уступая цифровым методам в точности, когерентно-оптические методы эффективны, например, при анализе статистических свойств ансамбля изображений, а также при решении ряда задач линейной фильтрации.

С 1977 г. в Астрономической обсерватории Харьковского университета совместно с САО АН СССР ведутся работы по применению метода спекл-интерферометрии для измерения угловых диаметров звезд и разделения тесных звездных пар на 6-м телескопе БТА. Разработана светоприемная аппаратура, позволяющая регистрировать с короткой экспозицией изображения звезд до  $7^m$ . Отработана методика статистической обработки пятенных изображений на когерентно-оптическом спектроанализаторе АО ХГУ. Изучена оптическая передаточная функция системы БТА — атмосфера в различных условиях наблюдения, измерены угловые диаметры звезд  $\alpha$  Boo,  $\alpha$  Ori,  $\alpha$  Tau,  $\alpha$  Her. Пороговая величина диаметра равна  $0''$ ,003. Разделен на компоненты ряд тесных звездных пар; порог разрешения составляет  $0''$ ,015.

## ТЕЛЕВИЗИОННЫЙ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТР БТА

Ю. Ю. Балега, Н. Н. Сомов, А. Ф. Фоменко

В последние годы спекл-интерферометрия широко вошла в астрономическую практику, что дало ряд важных результатов в исследовании орбит тесных двойных систем, в измерениях видимых диаметров некоторых близких гигантов, в наблюдениях звездных оболочек в различных участках длин волн. Область применения метода может быть расширена на внегалактические звездообразные объекты низкой светимости — квазары, ядра сейфертовских галактик и др. Для этих целей в САО АН СССР создан телевизионный спекл-интерферометр, выполняющий автокорреляционный анализ изображений в реальном времени.

Телевизионный кадр форматом  $256 \times 256$  элементов при наблюдениях слабого источника представляет собой регистрацию отдельных фотоэлектронных вспышек. После определения оперативным устройством центров этих вспышек их координаты поступают в быстродействующий процессор для анализа. Результат обработки — автокорреляционная функция, суммируется в памяти быстрой системы накопления емкостью 64 К. Процесс накопления постоянно визуализируется на экране монитора.

<sup>4</sup> Токовичин А. А. — Письма в Астрон. журн., 1979, № 8, с. 426.

Объем оперативной памяти процессора позволяет записывать за время кадра до 128 фотонных событий. Отметим, что для объекта  $14^m$  высокочувствительная телевизионная камера в той полосе спектра, которая обычно применяется в спекл-интерферометрии, регистрирует поток порядка 10 фотоэлектронов за кадр. В этом случае время накопления автокорреляции с достаточным отношением сигнал/шум может достигать часа и более (суммирование  $10^5$ — $10^6$  преобразований), в то время как для более ярких источников длительность накопления не превышает нескольких минут.

Телевизионный спекл-интерферометр с цифровой обработкой изображений был успешно испытан в лабораторных условиях и на телескопе.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ СИСТЕМЫ ОБРАБОТКИ ПАНОРАМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

А. Ф. Назаренко

Автоматизированная система обработки панорамных изображений предназначена для ввода одномерных и двумерных изображений в ЭВМ М-400, их обработки и вывода результатов на терминал. Комплекс технических средств включает в себя: базовый комплекс мини-ЭВМ М-400 с автоматическим микроденситометром АМД-1, при необходимости ЭВМ «Электроника Э-100 И», служащую в качестве процессора ввода—вывода устройств накопителя на магнитной ленте «Изот», графопостроитель «Вектор» и электрокопировальное устройство «Элика», подключаемые к процессору Э-100 И с помощью блоков Камак и Радуга. Система выполняет операции перевода отсчетов изображения из оптической плотности в интенсивности по заданной характеристической кривой, вычитание фона, фильтрацию изображения и построение изоуровней. Фильтрация изображений осуществляется посредством выполнения двумерной свертки исходного изображения с импульсной характеристикой фильтра, т. е. матрицей весовых коэффициентов, характеризующих требуемый цифровой фильтр. Весовые коэффициенты вычисляются сервисной программой, исходя из свойств изображения, условий его сканирования, фотоэмульсии, на которой оно снято, а также требуемой полосы пропускания фильтра, точности и других характеристик, устанавливаемых пользователем. Управление системой осуществляется с пульта оператора в диалоговом режиме и заключается в выдаче ответов на вопросы, задаваемые системой. Технические характеристики системы: размер обрабатываемого изображения 18—24 см; минимальный шаг сканирования 5 мкм; скорости сканирования 5 и 0,4 мм/с; пределы измерения оптической плотности 0—5; точность измерения оптической плотности  $\pm 0,01$ ; фотометрическая погрешность на всем диапазоне 2%; координатная точность на базе 20 см — 10 мкм; время выполнения операции фильтрации в пересчете на 1 элемент окна фильтра 0,2 мс.