

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 LXXVIII

Ответственный редактор
академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ



МОСКВА. «НАУКА». 1988

Известия ордена Трудового Красного Знамени Крымской астрофизической обсерватории: [Сб. статей].— М.: Наука, 1988, т. 78.

В 78-й том включены оригинальные статьи, содержащие результаты исследований по физике звезд и галактик, изучения активных областей на Солнце, магнитных полей в солнечных пятнах, энергии вспышечной плазмы, источников гамма-излучения, радиоастрономических исследований. Приводится описание приборов для астрофизических исследований.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

Редакционная коллегия:

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

Рецензенты: Н. Н. СТЕПАНЯН, Н. С. ЧЕРНЫХ

И $\frac{1705040000-230}{042(02)-85}$ без объявления

ISBN 5-02-000056-6

© Издательство «Наука», 1988

**ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ ПОЯВЛЕНИЯ
ШИРОКИХ ДЕПРЕССИЙ
В УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ СПЕКТРАХ В- И А-ЗВЕЗД.
I. АНОМАЛИИ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА
ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕР**

Л. С. Любимков, А. М. Джафарли *

Представлен краткий обзор наблюдательных данных о распределении энергии в УФ-спектрах горячих звезд, свидетельствующий о существовании широких депрессий УФ-потока у части нормальных В- и А-звезд и особенно у А_p-звезд. Одной из возможных причин наблюдаемых депрессий может быть повышенное содержание металлов в звездных атмосферах. Для проверки этого предположения выполнены расчеты синтетических спектров в трех УФ-интервалах (2350—2380, 2245—2275 и 1810—1840 Å) и в одном участке видимой области (4500—4530 Å) при разном химическом составе. Показано, что большой дефицит УФ-потока у А_p-звезд вполне объясняется повышенным содержанием металлов, характерным для звезд этого типа. В случае нормальных звезд допустимые вариации содержания металлов могут объяснить появление дефицита (или избытка) УФ-потока только для А-звезд и, возможно, самых поздних В-звезд; при более высоких температурах этот механизм образования депрессии становится неэффективным.

POSSIBLE CAUSES FOR WIDE DEPRESSION APPEARANCE IN ULTRAVIOLET SPECTRA OF B- AND A-STARS. I. ABUNDANCE ANOMALIES IN STELLAR ATMOSPHERES, by L. S. Lyubimkov, A. M. Jafarli.— A brief survey of observational data related to energy distribution in UV spectra of hot stars is presented, indicating wide depression for a part of normal B- and A-stars and particularly for A_p-stars. The observed depressions may be connected with the overabundance of elements in stellar atmospheres. To check this assumption synthetic spectra in three UV intervals (2350—2380, 2245—2275 and 1810—1840 Å) and one optical interval (4500—4530 Å) are calculated for different element abundances in stellar atmospheres. It was shown that UV flux deficiency for A_p-stars can be explained by the metal overabundance intrinsic for such stars. In the case of normal stars permissible variations of metal abundances may explain the appearance of UV flux deficiency (or its excess) for A-stars and probably for latest B-stars. This mechanism fails at higher temperatures.

1. Данные наблюдений

Благодаря интенсивным расчетам моделей звездных атмосфер, проводившимся в 60-х годах, к 1970 г. был получен достаточно обширный набор теоретических распределений потоков излучения, соответствующих звездам различных спектральных типов и классов светимости. Тем самым была заложена основа для массового анализа наблюдаемых распределений энергии, причем не только в видимой, но и в ультрафиолетовой области спектра. К тому времени УФ-наблюдения многих звезд были полу-

* НПО космических исследований (Баку).

чены в ракетных экспериментах и на спутнике ОАО-2. Оказалось, что, подбирая модели атмосфер, можно добиться хорошего согласия между теоретическими и наблюдаемыми распределениями энергии в видимой области, однако при этом в УФ-области при $\lambda \leq 3000 \text{ \AA}$ наблюдаемые потоки часто оказываются ниже вычисленных. К такому выводу привел анализ данных ОАО-2, выполненный в начале 70-х годов для нескольких звезд классов В0,5 V — А1 V Андерхилл [1], для ряда А-звезд — Грос и др. [2], для А-звезд и более поздних — Догерти [3]. К аналогичному заключению пришли Дэвис и Уэбб [4], проанализировав ракетные данные для поздних В- и А-звезд главной последовательности. Наблюдаемые УФ-потоки оказались меньше предсказанных теорией на 20—40% [2], а иногда даже в 2 раза [1]. Было высказано предположение, что полученное несоответствие объясняется неполным учетом в вычислениях источников непрозрачности, в частности спектральных линий.

В последние годы анализ УФ-спектров звезд проводился на основе моделей атмосфер Куруца [5], отличительной особенностью которых является включение огромного количества линий; поглощение в них учитывалось статистическим методом. Модели атмосфер [5] были использованы Малагини и др. [6, 7] для определения эффективных температур $T_{\text{эф}}$ у 176 звезд В5 — F7 классов светимости V—III. Оказалось, что значения $T_{\text{эф}}$ по УФ-спектрам (данные спутника TD-1) в среднем получаются несколько ниже, чем по видимой области, например для А-звезд на 200 K [6]. Причиной является депрессия УФ-потока, наблюдаемая в интервале $\lambda 1360\text{—}2740 \text{ \AA}$ и достигающая $0,3^m$. Те же модели Куруца [5] были применены Рустамбековой [8] при исследовании 134 звезд О5 — А2 по данным ОАО-2. Для 22 звезд в [8] была обнаружена депрессия УФ-потока при $\lambda < 2500 \text{ \AA}$, которая для звезд классов светимости V—III может составлять 0,3—0,4^m. Причина депрессии согласно [8] может быть связана с околозвездными облаками, дающими дополнительное поглощение в УФ-области спектра за счет множества резонансных линий.

До сих пор мы обсуждали результаты, относящиеся к нормальным звездам, лежащим вблизи главной последовательности. Имеются свидетельства в пользу того, что у Ар-звезд депрессия УФ-потока усилена по сравнению с нормальными звездами. Лекрон [9], используя данные ОАО-2, сравнил распределения энергии в видимой и УФ-областях спектра у 24 голубых Ар-звезд ($B - V < 0,0$) и 31 нормальной В- и А-звезды. Оказалось, что Ар-звезды излучают в УФ-области меньше энергии, чем нормальные звезды с теми же *UBV*-цветами. Этот вывод подтвержден в работе [10], где по данным спутника TD-1 проведено сравнение распределений энергии для 77 Ар-звезд и 344 нормальных звезд классов В5 — А2. Было установлено, что можно добиться хорошего соответствия между пекулярными и нормальными звездами в оптическом диапазоне, однако при этом в УФ-диапазоне Ар-звезды показывают дефицит потока. Согласно [9] и [10] этот дефицит незначителен для Hg — Mn-звезд, но может быть весьма сильным для звезд типа Si и Sr — Cr — Eu, достигая $1,0^m$ и более при $\lambda \leq 1500 \text{ \AA}$. Авторы [9, 10] видят причину усиленной депрессии в УФ-спектрах Ар-звезд в повышенном содержании металлов в их атмосферах, которое приводит к избыточному поглощению в спектральных линиях.

Итак, из рассмотренных данных следует вывод, что у какой-то части нормальных звезд классов В и А наблюдается широкая депрессия УФ-потока, простирающаяся на сотни или даже на тысячу ангстрем. Что касается Ар-звезд, то у них эта депрессия усилена по сравнению с нормальными звездами, особенно у типов пекулярности Si и Sr — Cr — Eu.

Подчеркнем, что в представленном выше кратком обзоре наблюдательных данных мы упомянули только такие работы, в которых наряду с УФ-диапазоном рассматривалась и видимая область. При этом оказалось, что наблюдаемое распределение энергии в видимой области хорошо согласуется либо с теоретическим распределением, вычисленным по соответствующей модели атмосферы, либо (в случае Ар-звезд) с распределе-

нием для нормальной звезды с такой же эффективной температурой. Отсюда следует, что для объяснения изложенных наблюдательных данных необходимо найти такой механизм, который, создавая дополнительную депрессию в УФ-диапазоне, практически сохранял бы распределение потока в оптическом диапазоне.

2. Место возникновения депрессии

Как можно объяснить, что даже у нормальных звезд В — А наблюдаемое распределение энергии, хорошо согласуясь с теоретическим распределением в видимой области спектра, нередко показывает протяженную депрессию в УФ-области? Существует единое мнение, что причина связана с каким-то дополнительным поглощением, не учтенным в расчетах, однако о месте возникновения этого поглощения можно высказать две различные точки зрения. Первая из них заключается в том, что депрессия может возникать в самой атмосфере звезды, если содержание элементов в ней выше нормального. Действительно, в УФ-спектрах В- и А-звезд присутствует множество линий, которые в сумме оказывают заметное влияние на распределение энергии. Даже небольшой избыток содержания металлов, усиливая эти линии, может привести к общему понижению уровня излучаемой энергии. По-видимому, наиболее ярко этот эффект проявляется в Ар-звездах, так как именно для них характерен наиболее пекулярный химический состав. Однако и для «нормальных» В- и А-звезд вполне допустим избыток металлов в 2 раза, который, возможно, сказывается на распределении потока в УФ-области.

Вторая точка зрения основана на том, что депрессия УФ-потока может возникать в околозвездной оболочке, дающей дополнительное поглощение в спектре за счет множества линий (в основном резонансных). Близкое предположение высказано в [8], где в качестве источников депрессии названы околозвездные облака. Известно, что О- и ранние В-звезды интенсивно теряют вещество, и наличие оболочки и, следовательно, величину депрессии в УФ-области можно было бы связать со скоростью потери массы \dot{M} . Однако, как следует из табл. 1, однозначной зависимости между депрессией и \dot{M} нет. Нам удалось подобрать три пары звезд, очень близких по своим характеристикам, кроме наличия депрессии. В табл. 1 для каждой звезды указаны спектральный класс, скорость вращения $v \sin i$ [11], эффективная температура $T_{\text{эф}}$, ускорение силы тяжести g , масса M в солнечных массах и расстояние d . Параметры $T_{\text{эф}}$, $\lg g$, M и d для первой пары звезд определены нами, для двух других — в работе [12]. Кроме того, в табл. 1 приведены эмпирические значения \dot{M} [13] и отмечено наличие депрессии [8]. Видим, что в каждую пару входят звезды, очень близкие по всем своим характеристикам, включая и \dot{M} , но у одной звезды в паре депрессия в УФ-области наблюдается, а у другой —

Т а б л и ц а 1

Наличие депрессии у пар звезд с близкими характеристиками

Звезда	HD	Sp	$v \sin i$ [11]	$T_{\text{эф}}$	$\lg g$	M/M_{\odot}	d , пк	Источ- ник	$\lg \dot{M}$ [13]	Наличие депрессии [8]
δ Sco	143275	B0,5 IV	180	29700	3,87	16,4	140	Данная работа	$\leq -6,89$	Есть
ϵ Per	24760	B0,5 III	155	29600	3,73	17,8	240		$-6,88$	Нет
α Cam	30614	O9,5 Ia	80	26300	2,99	39	1180	[12]	$-5,38$	Есть
ϵ Ori	37128	B0 Ia	85	26400	3,01	38	470	[12]	$-5,46$	Нет
139 Tau	40111	B1 Ib	120	21400	3,10	20	970		$-5,86$	Есть
κ Ori	38771	B0, 5 Ia	80	23100	2,83	35	600		$-5,73$	Нет

нет. Таким образом, прямая связь между депрессией и величиной M отсутствует. Однако это не означает, что околозвездная оболочка не может быть местом формирования депрессии. Во-первых, природа оболочки не обязательно связана с истечением вещества, так как она может быть остатком дозвездного облака. Во-вторых, оболочка не обязательно должна быть сферической; она может иметь, например, форму диска, тогда наличие или отсутствие депрессии будет связано с положением диска относительно наблюдателя.

Кроме M , мы сопоставили величину депрессии D , найденную в [8], также со скоростью вращения $v \sin i$ из каталога [11]. Ни для звезд, близких к главной последовательности, ни для сверхгигантов не обнаружено какой-либо связи между D и $v \sin i$; о том же говорят данные табл. 1. Далее, согласно [8] наличие депрессии практически не зависит от учета межзвездного поглощения. К тому же выводу приводит отсутствие корреляции между D и расстоянием d . Наконец, мы сопоставили величину D с нашими оценками возраста звезд, исследованных в [8], и не нашли никаких свидетельств зависимости D от возраста.

В настоящей работе мы рассмотрели первую из указанных выше возможностей — усиление поглощения в УФ-линиях за счет повышения содержания металлов. Число этих линий в спектрах горячих звезд весьма велико, соответственно велик и эффект блендирования, поэтому надежные результаты могут быть получены только методом синтетических спектров.

3. Расчеты синтетических спектров

Мы поставили задачу рассчитать для А- и В-звезд синтетические спектры в УФ-области при различном содержании металлов. Из рассмотренных выше данных наблюдений следует, что депрессия УФ-потока может занимать сотни ангстрем. Однако плотность спектральных линий в УФ-диапазоне чрезвычайно высока, поэтому вычисление столь протяженных синтетических спектров потребовало бы очень большого времени счета на ЭВМ. Учитывая это, мы ограничились рассмотрением трех участков в УФ-области, шириной 30 Å каждый. Сведения о них приведены в табл. 2. Отметим, что расчет одного синтетического спектра в отдельном участке при шаге $\Delta\lambda = 0,1$ Å занимает от 3 до 5 ч машинного времени. Вычисления проводились с помощью программы SYNTHEL [14] на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

Список линий, попадающих в выбранные спектральные интервалы, взят из обширных таблиц Куруца и Пейтреманна [15]. Так как в атмосферах горячих звезд атомы находятся преимущественно в ионизованном состоянии, мы отобрали для расчетов прежде всего линии элементов в первых двух стадиях ионизации, удовлетворяющие условиям $\lg gf \geq -3,0$ и $\chi \leq 10$ эВ (здесь f — сила осциллятора, g — статистический вес нижнего уровня, χ — потенциал возбуждения этого уровня). Т. е. исключались из рассмотрения самые слабые линии, не дающие

Таблица 2

Спектральные участки и количество линий, включенных в расчеты

Интервал, Å	Число рассмотренных линий					Всего
	Fe II	Mn II	Ni II	Cr II	V II	
2350—2380	88	29	10	12	3	198
2245—2275	63	22	65	27	20	286
1810—1840	42	88	27	14	22	363
$\lg \varepsilon_{\odot}$	7,60	5,39	6,21	5,55	4,21	—

ощутимого вклада в распределение энергии. Учитывались также и наиболее сильные линии нейтральных атомов, прежде всего резонансные. Силы осцилляторов gf для Fe I брались из [16], для Fe II — из [17, 18]. Для других элементов по возможности также использовались современные определения gf -величин. В остальных случаях значения gf брались из таблиц Куруца и Пейтреманна [15].

Первые два участка, указанные в табл. 2, были выбраны таким образом, чтобы в них не попали какие-нибудь очень сильные линии. Нас интересовало прежде всего суммарное влияние множества линий средней и малой интенсивности на появление широких депрессий в УФ-области. В третий участок мы намеренно включили относительно сильный резонансный дублет Si II $\lambda 1816,92 + 1817,45$ для иллюстрации появления локальной депрессии. Чтобы иметь возможность сравнивать УФ-область с видимой, мы рассчитывали синтетические спектры также на участке 4500—4530 Å.

Наши вычисления подтвердили, что наиболее важным в статистическом отношении для УФ-участков является вклад ионизованных атомов элементов группы железа. Число соответствующих линий, включенных в расчеты, указано в табл. 2. В последнем столбце приведено полное количество линий, использованных при вычислении синтетических спектров в выбранных УФ-интервалах.

Анализ проводился для пяти моделей атмосфер [5], соответствующих эффективным температурам $T_{\text{эф}} = 8\,000, 10\,000, 13\,000, 16\,000$ и $25\,000$ К. Согласно [8] депрессия УФ-потока наблюдается у звезд разных классов светимости, начиная с главной последовательности и кончая сверхгигантами. Мы ограничились расчетами для моделей атмосфер с ускорениями силы тяжести $\lg g = 3,5$. Таким образом, наши вычисления относятся к А- и В-звездам классов светимости IV—III. В дальнейшем будет показано, что основные выводы слабо зависят от выбора $\lg g$.

Сначала расчеты синтетических спектров были выполнены при солнечном химическом составе. В табл. 2 (нижняя строка) мы указали солнечное содержание $\lg \epsilon_{\odot}$ некоторых важных элементов. Здесь приведены значения $\lg \epsilon_{\odot}$, соответствующие обычной шкале, в которой для водорода принято $\lg \epsilon(\text{H}) = 12,00$.

Затем вычисления были повторены при увеличенном в 2 раза и уменьшенном в 2 раза содержании всех элементов, т. е. при $\lg \epsilon = \lg \epsilon_{\odot} + 0,3$ и $\lg \epsilon = \lg \epsilon_{\odot} - 0,3$. При таких вариациях химического состава звезды еще считаются нормальными. Однако у пекулярных А- и В-звезд отмечаются более сильные общие избытки металлов. Чем горячее звезда, тем труднее такие избытки обнаружить, так как линии ионов, принадлежащие элементам группы железа, быстро ослабевают с ростом $T_{\text{эф}}$. Тем не менее общий избыток, превышающий 0,7 в логарифме, найден даже у звезды с температурой $T_{\text{эф}} = 19\,000$ К [19]. Учитывая это, мы повторили расчеты для первого из указанных в табл. 2 участков при $\lg \epsilon = \lg \epsilon_{\odot} + 0,7$, т. е. при повышении содержания в 5 раз.

Наблюдаемые распределения энергии в УФ-области, которые обсуждались выше, получены по спектрам с умеренным и низким разрешением (от 1,8 до 20—30 Å). Мы задали разрешение 2 Å, т. е. проводили свертку вычисленных синтетических спектров с инструментальным профилем полушириной $\Delta\lambda_1 = 2$ Å. Важно что принятая величина $\Delta\lambda_1$ существенно меньше ширины выбранных участков, составляющей 30 Å. Согласно [14] сглаженные синтетические спектры, полученные после свертки с инструментальным профилем, могут оказаться не вполне точными вблизи концов рассмотренных интервалов в пределах расстояния $\Delta\lambda \leq 2$ Å от них.

4. Результаты вычислений

На рис. 1 представлены несглаженные синтетические спектры, вычисленные для модели с $T_{\text{эф}} = 10\,000$ К в трех выбранных участках при нормальном (солнечном) содержании элементов, а также сглаженные

спектры, полученные в результате свертки с инструментальным профилем полуширины $\Delta\lambda_I = 2 \text{ \AA}$. Из рис. 1 видно, как много линий содержит несглаженный УФ-спектр звезды. После свертки с инструментальным профилем они дают ряд бленд. Интересно, также отметить, что уровень сглаженного спектра, т. е. спектра, регистрируемого прибором, практически нигде не достигает уровня истинного континуума $r_\lambda = 1,0$ (за исключением границ интервала 1810—1840 \AA , однако вблизи них свер-

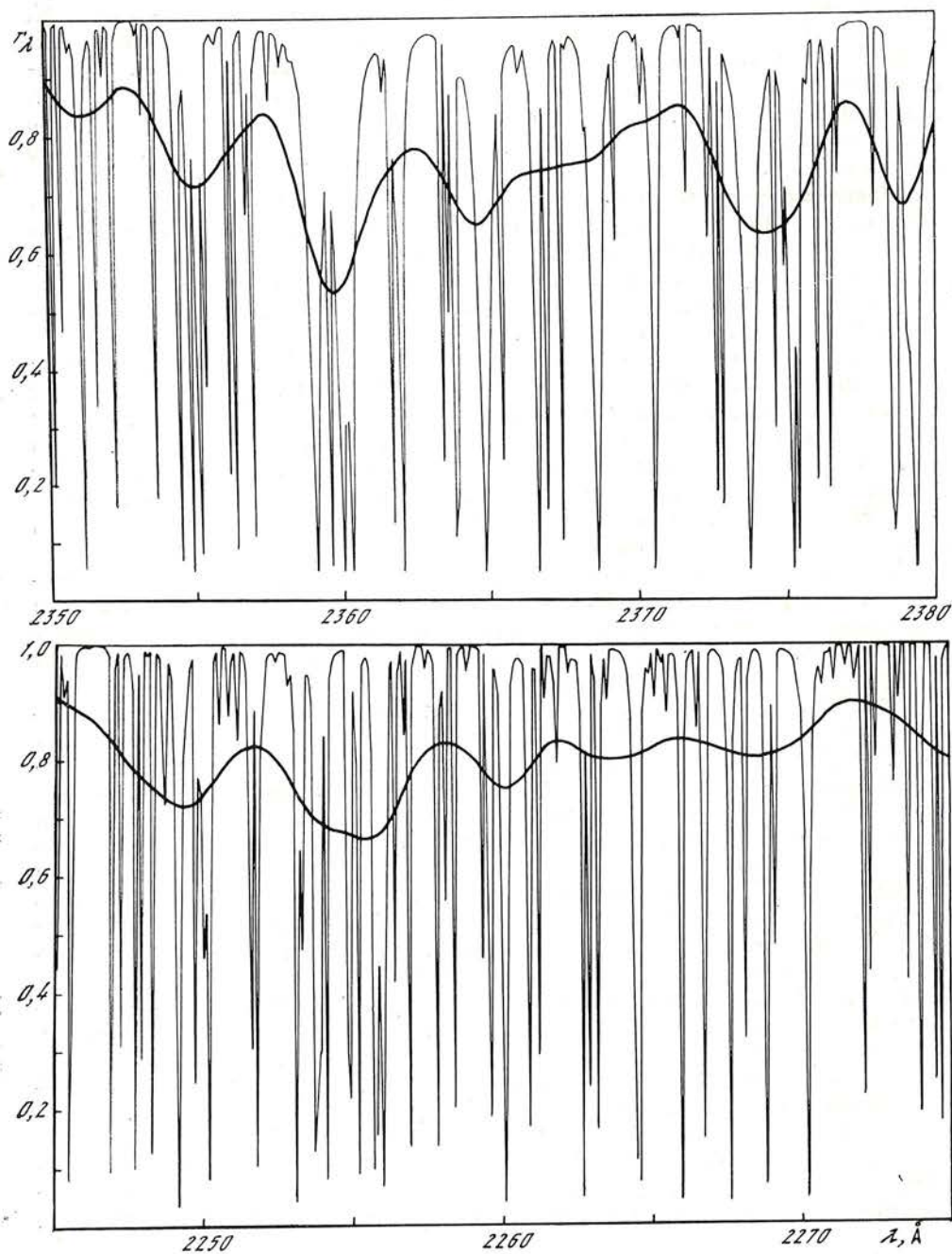


Рис. 1. Синтетические спектры в трех участках УФ-области, вычисленные при $T_{\text{эф}} = 10\,000 \text{ K}$ и $\lg g = 3,5$

Тонкая линия соответствует несглаженному спектру, жирная линия получена после свертки с инструментальным профилем полушириной $\Delta\lambda_I = 2 \text{ \AA}$. Содержание элементов солнечное

нутый спектр ненадежен из-за неучета линий, находящихся за пределами интервала). Это обстоятельство обычно не учитывается в работах по определению фактора блокировки линиями η (line blocking factor), где эмпирический уровень континуума проводится по вершинам наблюдаемого УФ-спектра, что может привести к занижению η (см., например, [20]).

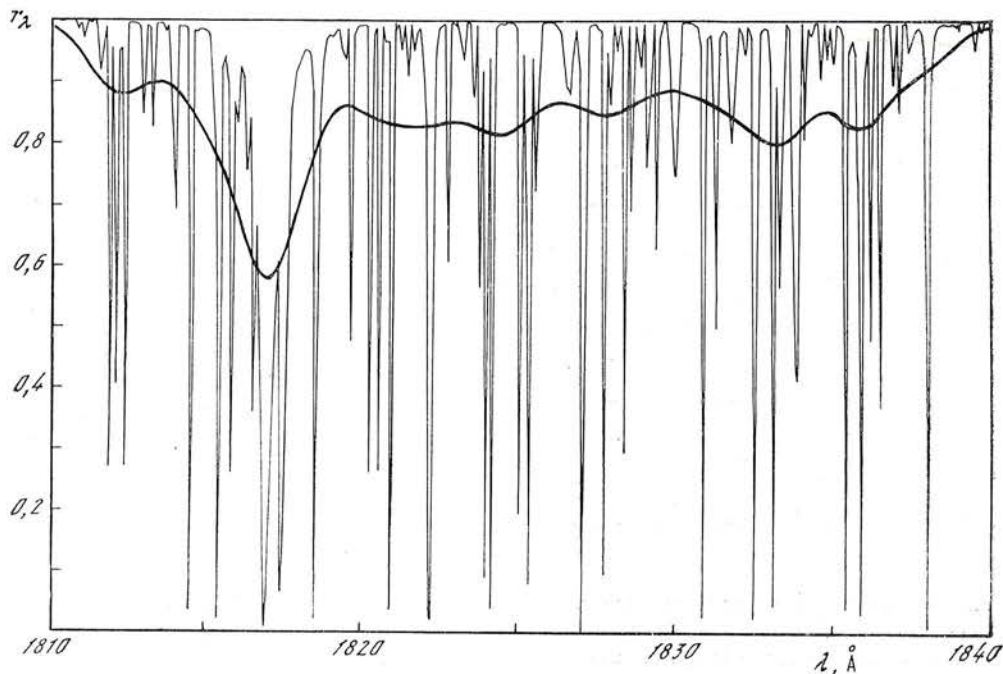
В дальнейшем мы будем рассматривать только сглаженные синтетические спектры. На рис. 2—4 представлены результаты наших вычислений для выбранных УФ-участков при трех значениях эффективной температуры: $T_{\text{эф}} = 10\,000$, $16\,000$ и $25\,000$ К. Для участка $2350\text{--}2380$ Å наряду с нормальным содержанием $\lg \varepsilon = \lg \varepsilon_{\odot}$ мы представили также случаи $\lg \varepsilon = \lg \varepsilon_{\odot} + 0,3$ и $\lg \varepsilon = \lg \varepsilon_{\odot} + 0,7$ (рис. 2). Для двух других интервалов приведены спектры, рассчитанные при $\lg \varepsilon = \lg \varepsilon_{\odot}$ и $\lg \varepsilon = \lg \varepsilon_{\odot} + 0,3$ (рис. 3 и 4).

Отметим некоторые общие особенности рис. 2—4. Все представленные спектры состоят из ряда бленд, глубина которых уменьшается с ростом $T_{\text{эф}}$; это связано с уменьшением интенсивности линий, составляющих бленды. При повышении $T_{\text{эф}}$ меняется также относительный вклад разных линий в отдельные бленды. Вследствие этого при увеличении $T_{\text{эф}}$ некоторые детали спектра сдвигаются по длине волны или даже вовсе исчезают, в то время как в других местах появляются новые детали (см., например, рис. 3).

На рис. 4 наиболее заметную деталь образует резонансная линия Si II $\lambda 1817$. Она хорошо видна при $T_{\text{эф}} = 10\,000$ К, но при $T_{\text{эф}} \geq 16\,000$ К уже мало отличается от соседних бленд. Отметим, что силы осцилляторов для указанного дублета Si II мы взяли из [21], а в качестве нормального содержания кремния приняли величину $\lg \varepsilon_{\odot} = 7,55$.

Из рис. 2—4 видно, что даже двукратное повышение содержания металлов заметно понижает уровень спектра в каждом УФ-участке, т. е. создает депрессию потока. При этом влияние химического состава оказывается тем сильнее, чем ниже эффективная температура. Величина депрессии D , создаваемой избытком металлов, меняется вдоль участка, и мы для определенности будем рассматривать максимальную депрессию D_{max} в каждом интервале.

В табл. 3 приведены значения D_{max} в звездных величинах, полученные для пяти моделей атмосфер при двукратном увеличении содержания



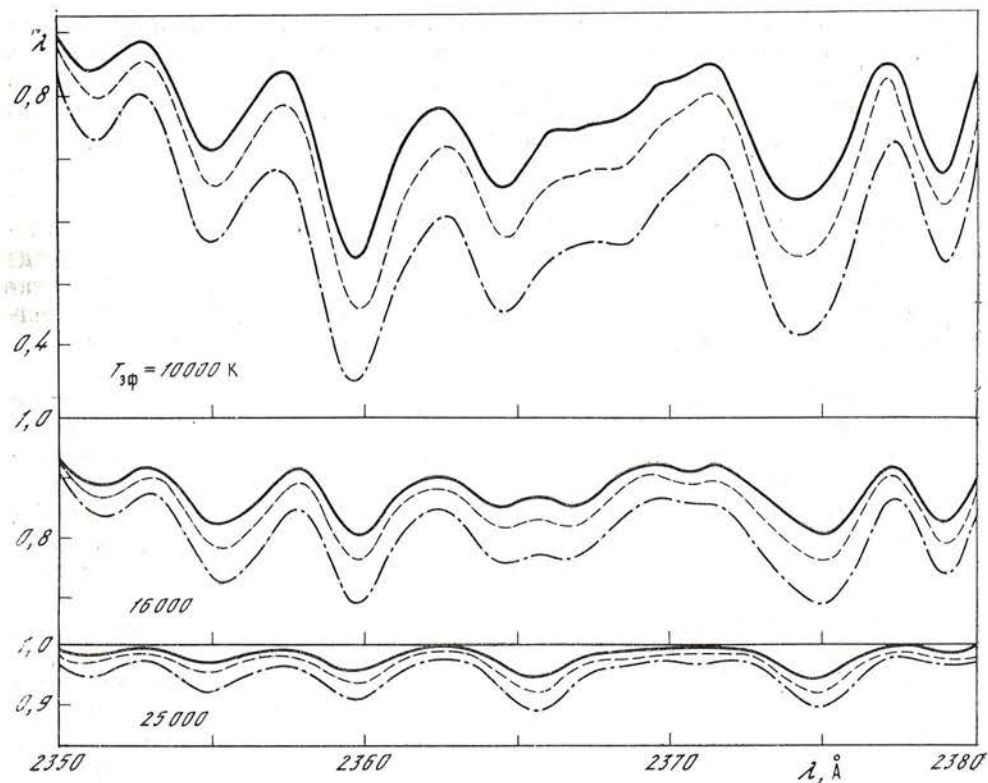


Рис. 2. Сглаженные синтетические спектры на участке 2350—2380 Å, вычисленные для трех значений $T_{эф}$.
 Сплошная, штриховая и штрихпунктирная линии соответствуют содержаниям $\lg \epsilon = \lg \epsilon_{\odot}$, $\lg \epsilon_{\odot} + 0,3$ и $\lg \epsilon_{\odot} + 0,7$

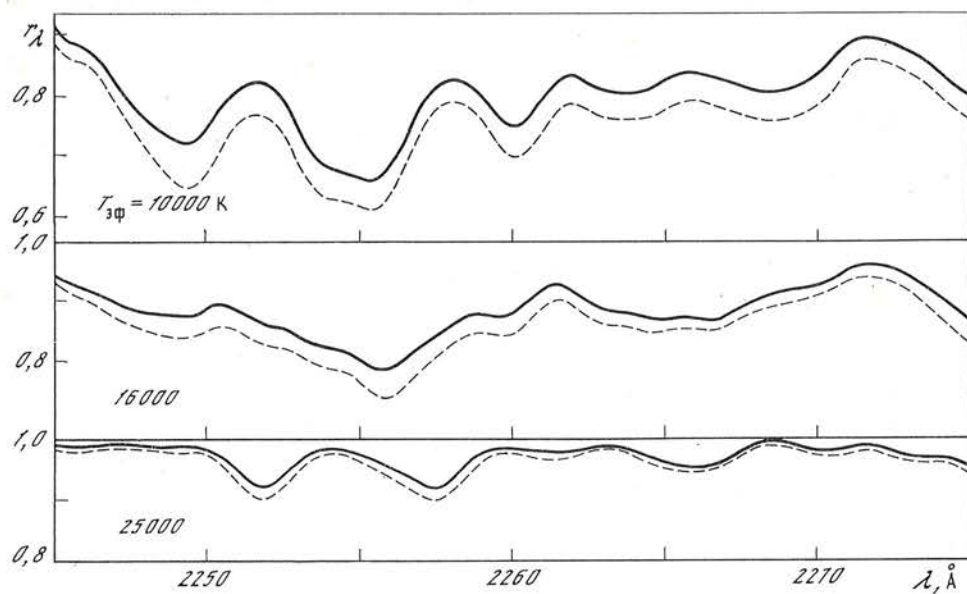


Рис. 3. Сглаженные синтетические спектры на участке 2245—2275 Å для трех значений $T_{эф}$.
 Сплошная линия — $\lg \epsilon = \lg \epsilon_{\odot}$, штриховая — $\lg \epsilon = \lg \epsilon_{\odot} + 0,3$

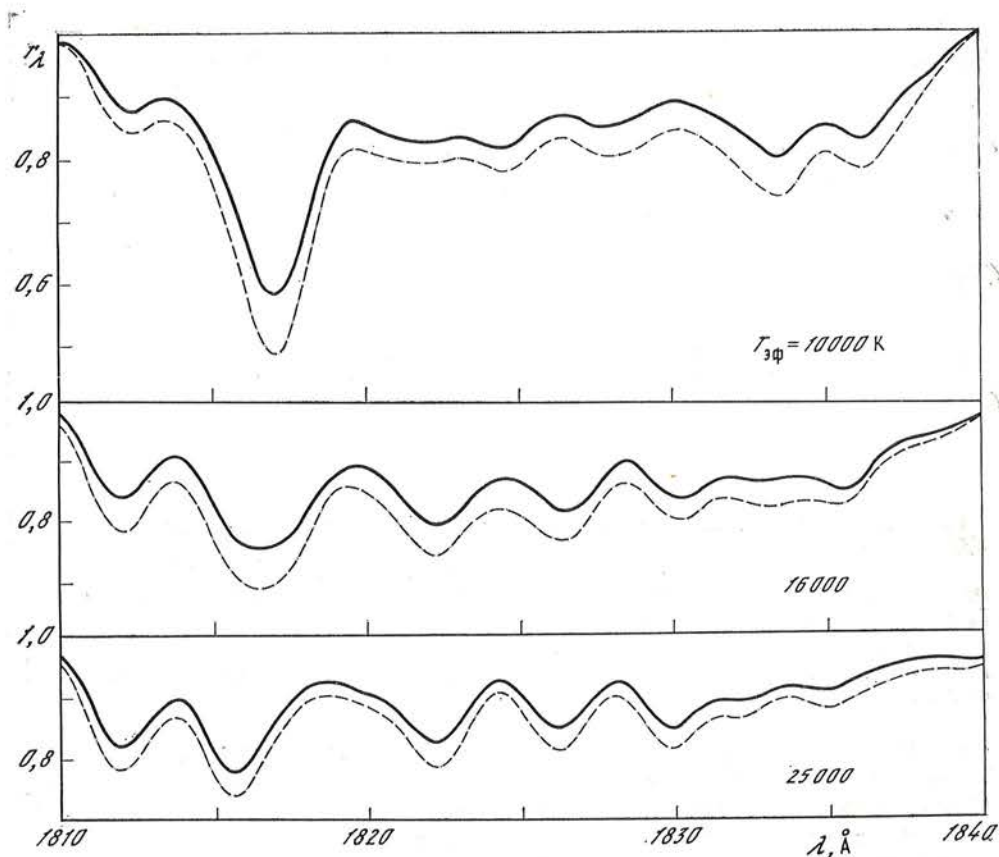


Рис. 4. Сглаженные синтетические спектры на участке 1810—1840 Å для трех значений $T_{\text{эф}}$

Сплошная линия — $\lg \varepsilon = \lg \varepsilon_{\odot}$, штриховая — $\lg \varepsilon = \lg \varepsilon_{\odot} + 0,3$

элементов. Мы вычислили их через отношение абсолютных потоков, соответствующих нормальному и измененному содержанию. Отметим, что для интервала 1810—1840 Å указаны значения D_{max} без учета линии Si II $\lambda 1817$ и отдельно (в скобках) — в области этой линии. Из табл. 3 следует, что при температуре $T_{\text{эф}} = 8000$ К величина D_{max} достигает $0,4^m$, при $T_{\text{эф}} = 10\,000$ К она составляет $0,1-0,2^m$, а при $T_{\text{эф}} = 13\,000$ К депрессия в УФ-участках не превышает $0,15^m$. При более высоких значениях $T_{\text{эф}}$ увеличенное содержание металлов не приводит к появлению заметной депрессии в УФ-области. Таким образом, если рассматривать нормальные звезды, то допустимые избытки металлов могут объяснять наблюдаемый дефицит УФ-потока только у А-звезд и, возможно, у самых поздних В-звезд.

Мы повторили расчет синтетического спектра в интервале 2350—2380 Å при пятикратном увеличении содержания элементов, т. е. при $\lg \varepsilon = \lg \varepsilon_{\odot} + 0,7$ (см. рис. 2). При этом имелись в виду Ар-звезды; у них подобный избыток наблюдается, например, в содержании железа, линии которого играют важную роль в наших вычислениях. Для других элементов у Ар-звезд обнаруживаются и более сильные аномалии, однако линии этих элементов вносят меньший вклад в расчеты синтетических спектров. Отметим, что избыток железа может создавать дополнительную депрессию в УФ-спектрах Ар-звезд не только за счет линий Fe II, но и за счет непрерывного поглощения атомами Fe I [22].

В табл. 4 приведены значения D_{max} , полученные при $\lg \varepsilon = \lg \varepsilon_{\odot} + 0,7$. Видим, что за счет аномального химического состава у Ар- и Вр-звезд может появляться депрессия, сравнимая с наблюдаемой. Особенно велика она у холодных Ар-звезд, где значения D могут достигать 1^m . Звезды

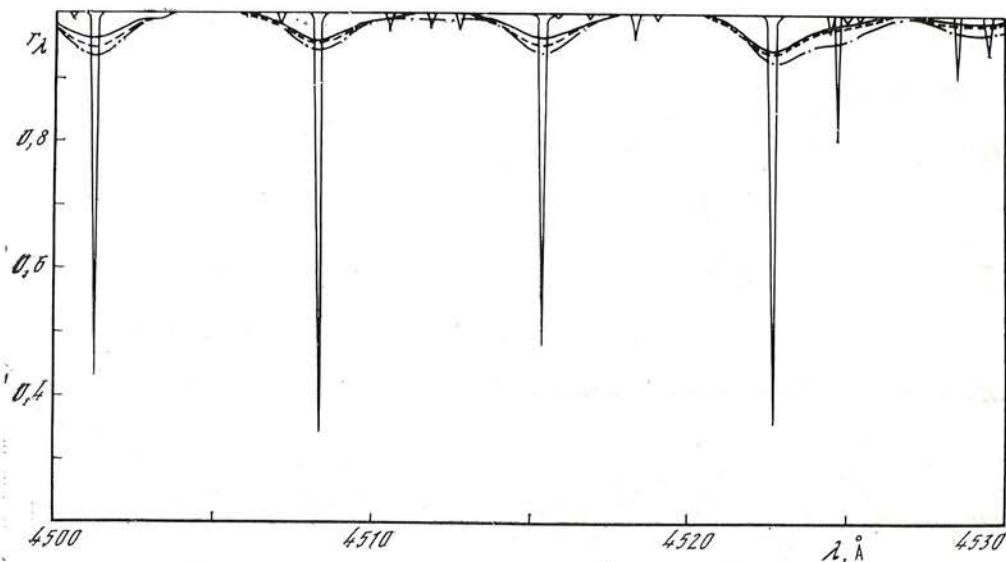


Рис. 5. Синтетические спектры на участке 4500—4530 Å, вычисленные при $T_{эф} = 10\,000\text{ К}$ и $\lg g = 3,5$

Несглаженный спектр соответствует содержанию $\lg \varepsilon = \lg \varepsilon_{\odot}$, сглаженные спектры получены при $\lg \varepsilon = \lg \varepsilon_{\odot} + 0,3$ и $\lg \varepsilon_{\odot} + 0,7$ (сплошная, штриховая и штрихпунктирная линии соответственно)

типа Hg — Mn, у которых отмечается сравнительно небольшой дефицит УФ-потока, являются группой относительно горячих пекулярных звезд. Обычно они имеют эффективные температуры $T_{эф}$ от 10 000 до 15 000 К; согласно табл. 4 сравнительно малую величину депрессии у них можно объяснить сильной зависимостью D от $T_{эф}$.

Как уже отмечалось, вычисления синтетических спектров были выполнены и при двукратном уменьшении содержания элементов. В этом случае потоки в УФ-области несколько возрастают. Например, при $T_{эф} = 8\,000\text{ К}$ максимальное увеличение потока составляет $0,36^m$, а при $T_{эф} = 10\,000\text{ К}$ — $0,16^m$. Из этих расчетов следует, что могут наблюдаться нормальные A-звезды не только с дефицитом, но и с избытком УФ-потока. Такой вывод не противоречит данным [6], согласно которым, хотя и наблюдается тенденция УФ-спектров A-звезд давать более низкие значения $T_{эф}$, чем спектры в видимой области, все-таки для некоторых звезд получается обратное соотношение.

Мы уже отмечали, что искомый механизм, создающий дефицит (или избыток) потока в УФ-области, почти не должен влиять на уровень континуума в оптическом диапазоне. Чтобы убедиться в выполнении этого условия, мы провели расчеты для интервала 4500—4530 Å. На рис. 5

Таблица 3

Максимумы депрессии D_{max} при двукратном увеличении содержания элементов

Модель ($T_{эф}/\lg g$)	Спектральный интервал			
	1810—1840	2245— —2275	2350— —2380	4500—4530
8 000/3,5	0,19 ^m (0,44)	0,24 ^m	0,44 ^m	0,02 ^m
10 000/3,5	0,09 (0,20)	0,12	0,20	0,01
13 000/3,5	0,07 (0,15)	0,08	0,13	0,01
16 000/3,5	0,06 (0,09)	0,06	0,06	0,00
25 000/3,5	0,04 (0,05)	0,02	0,03	0,00

Таблица 4

Максимум депрессии на участке 2350—2380 Å при пятикратном увеличении содержания элементов

Модель	D_{max}
8 000/3,5	1,02 ^m
10 000/3,5	0,51
13 000/3,5	0,35
16 000/3,5	0,16
25 000/3,5	0,06

приведен неоглаженный синтетический спектр на этом участке, вычисленный для модели 10000/3,5 при $\lg \epsilon = \lg \epsilon_{\odot}$, а также спектры, полученные в результате свертки с инструментальным профилем при $\lg \epsilon = \lg \epsilon_{\odot}$, $\lg \epsilon_{\odot} + 0,3$ и $\lg \epsilon_{\odot} + 0,7$. Из сравнения рис. 5 и 1 следует, что количество линий в видимой области очень мало по сравнению с УФ-диапазоном. При увеличении содержания металлов глубина сглаженного спектра даже в тех местах, где имеются бленды, почти не меняется (см. табл. 3). Кроме того, несмотря на изменение $\lg \epsilon$ (и это для нас особенно важно), в визуальной области сохраняются участки, свободные от линий и задающие один и тот же уровень истинного континуума (см. рис. 5).

Известно, что у Ар-звезд энергия, поглощенная в УФ-области спектра за счет повышенного содержания элементов, должна переизлучаться в более длинноволновом диапазоне, в частности в видимой области. Этот эффект может увеличить значения D_{\max} , приведенные в табл. 3 и 4. Действительно, поток излучения в визуальной области при $\lg \epsilon = \lg \epsilon_{\odot} + \Delta \lg \epsilon$ получается больше, а в УФ-области меньше, чем при $\lg \epsilon = \lg \epsilon_{\odot}$. Совмещая распределения энергии для этих двух случаев в оптическом диапазоне, мы усиливаем расхождение в УФ-диапазоне. Мы оценили этот эффект количественно с помощью расширенной сетки моделей атмосфер [5], записанной Р. Куруцем на магнитной ленте (по сравнению с [5] здесь добавлены модели с повышенным содержанием металлов). Оказалось, что при трехкратном избытке металлов значения D в УФ-области для А-звезд нужно увеличить приблизительно на $0,05^m$, а при десятикратном — на $0,1^m$.

Приведенные в табл. 3 и 4 оценки депрессии получены нами для моделей атмосфер, соответствующих ускорению силы тяжести $\lg g = 3,5$. Возникает вопрос: как повлияет на эти результаты изменение $\lg g$? Чтобы ответить на него, мы рассчитали синтетические спектры для модели с параметрами $T_{\text{эф}} = 10\,000\text{ К}$ и $\lg g = 2,0$, т. е. для А0-сверхгиганта. Оказалось, что величина депрессии меняется очень слабо; например, на участке 2350—2380 Å при $\lg g = 2,0$ мы получили $D_{\max} = 0,23^m$ вместо прежнего значения $0,20^m$ (см. табл. 3).

Интересен также вопрос о том, как изменятся результаты при увеличении полуширины инструментального профиля $\Delta\lambda_I$, т. е. при ухудшении спектрального разрешения. Мы повторили расчеты синтетических спектров для модели 10 000/3,5 при разрешении $\Delta\lambda_I = 4\text{ Å}$. Если прежде ($\Delta\lambda_I = 2\text{ Å}$) при пятикратном увеличении содержания металлов мы получили $D_{\max} = 0,5^m$ (см. табл. 4), то теперь $D_{\max} = 0,4^m$. Таким образом, хотя при ухудшении разрешения величина депрессии в УФ-области несколько снижается, это, однако, не меняет основных выводов нашей работы.

Выводы

В нашу задачу не входило детальное сопоставление теоретических и наблюдаемых распределений энергии в УФ-спектрах А- и В-звезд. Для такого сопоставления необходимо иметь достаточно надежные силы осцилляторов линий, однако в УФ-области зачастую они известны очень плохо. Наша цель была иной: путем вычисления синтетических спектров выяснить, может ли повышенное содержание металлов привести к тем широким депрессиям, которые наблюдаются у ряда А- и В-звезд. Расчеты синтетических спектров в трех участках УФ-области от 1800 до 2400 Å и в одном участке видимой области при нормальном и измененном химическом составе показали следующее.

1. В случае Ар-звезд наблюдаемая широкая депрессия в УФ-диапазоне вполне объясняется повышенным содержанием металлов, характерным для звезд этого типа. Величина депрессии D быстро падает с ростом $T_{\text{эф}}$ с чем, возможно, связаны сравнительно небольшие значения D у Hg — Mn-звезд.

2. В случае нормальных звезд допустимые вариации содержания металлов могут объяснить появление дефицита (или избытка) УФ-потока только в спектрах А- и самых поздних В-звезд.

3. Для большинства В-звезд вследствие их высокой эффективной температуры повышенное содержание элементов в атмосфере не может быть причиной широких депрессий в УФ-области. Возможным источником депрессии у этих звезд могут быть околозвездные оболочки. Сказанное в полной мере относится и к О-звездам, хотя у них определенное влияние на распределение энергии в УФ-диапазоне может оказывать также протяженность атмосферы [23].

4. Вариации химического состава горячих звезд слабо влияют на распределение энергии в видимой области. Для Ар-звезд необходим общий избыток элементов не менее чем в 10 раз, чтобы поднять уровень континуума в оптическом диапазоне на $0,1^m$.

Ноябрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Underhill A. // *Astron. and Astrophys.* 1973. Vol. 25. P. 175.
2. Gros M., Sacotte D., Praderie F., Bonnet R. M. // *Ibid.* Vol. 27. P. 167.
3. Doherty L. R. // *Astrophys. J.* 1972. Vol. 178. P. 727.
4. Davis J., Webb R. J. // *Ibid.* 1970. Vol. 159. P. 551.
5. Kurucz R. L. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1979. Vol. 40. P. 1.
6. Malagnini M. L., Faraggiana R., Morossi C., Grivellari L. // *Astron. and Astrophys.* 1982. Vol. 114. P. 170.
7. Malagnini M. L., Faraggiana R., Morossi C. // *Ibid.* 1983. Vol. 128. P. 375.
8. Рустамбекова С. // *Астрофизика.* 1983. Т. 19. С. 533.
9. Leckrone D. S. // *Astrophys. J.* 1973. Vol. 185. P. 577.
10. Jamar C., Macau-Hercot D., Praderie F. // *Astron. and Astrophys.* 1978. Vol. 63. P. 155.
11. Uesugi A., Fukuda J. Revised catalogue of stellar rotational velocities. Depart. astron. Kyoto Univ. Kyoto (Japan), 1982.
12. Remie H., Lamers H. // *Astron. and Astrophys.* 1982. Vol. 105. P. 85.
13. Gathier R., Lamers H., Snow T. // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 247. P. 173.
14. Любимков Л. С. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1986. Т. 74. С. 3.
15. Kurucz R. L., Peytremann E. // *Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep.* 1975. N 362. P. 1.
16. Боярчук А. А., Саванов И. С. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1985. Т. 70. С. 57.
17. Боярчук А. А., Саванов И. С. // *Там же.* 1986. Т. 74. С. 49.
18. Kurucz R. L. // *Smithsonian Astrophys. Obs. Spec. Rep.* 1981. N 390. P. 1.
19. Dufton P. L. // *Astron. and Astrophys.* 1973. Vol. 28. P. 267.
20. Lamers H. J., Müller E. A., de Andres F. L. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1978. Vol. 32. P. 1.
21. Artru M. K., Jamar C., Petrini D., Praderie F. // *Ibid.* 1981. Vol. 44. P. 171.
22. Jamar C. // *Astron. and Astrophys.* 1980. Vol. 89. P. 22.
23. Hänni U. // *Публ. Тартуской астрофиз. обс.* 1978. Т. 46. С. 100.

УДК 523.8

СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ ГИГАНТА γ^2 Leo

М. Е. Боярчук, И. С. Саванов

На основе спектрограмм высокой дисперсии ($6 \text{ \AA}/\text{мм}$) изучен химический состав атмосферы гиганта G8 III γ^2 Leo. По модели атмосферы с параметрами $T_{\text{эф}} = 5100 \text{ K}$, $\lg g = 3,0$ и $\xi_t = 2 \text{ км/с}$ были определены содержания 29 элементов в атмосфере этой звезды (табл. 2). Содержания большинства элементов группы железа, кроме самого железа, и более тяжелых элементов повышены по отношению к Солнцу, в то время как железа, кремния и, возможно, кальция и хрома — понижены (рис. 1). Содержания большинства элементов в атмосферах звезд системы $\gamma^{1,2}$ Leo не показывают различий, однако есть основания заподозрить, что содержания углерода, кремния и кобальта понижены в атмосфере более горячего компонента (γ^2 Leo) по сравнению с более холодным (γ^1 Leo).

CHEMICAL ABUNDANCES OF γ^2 Leo ATMOSPHERE, by M. E. Boyarchuk, I. S. Savanov.— Chemical composition of the atmosphere of the giant G8 III γ^2 Leo has been studied on the basis of high dispersion (6 Å/mm) spectrograms. Using the model atmosphere with $T_{\text{ef}} = 5100$ K, $\lg g = 3.0$ and $\xi_t = 2$ km/s the abundances of 29 elements in the atmosphere of this star have been established (Table 2). Except iron itself, the iron-group and other heavier elements are overabundant with respect to the Sun, whereas Fe, Si and probably Ca and Cr are underabundant (Fig. 1). The majority of elements in $\gamma^{1,2}$ Leo system have the same chemical compositions of their atmospheres, but we are apt to suspect, that C, Si and Co are underabundant in the atmosphere of a hot component (γ^2 Leo) relative to the cool one (γ^1 Leo).

Звезда γ^2 Leo — гигант G8 III — является одним из компонентов двойной звезды. Разность блеска компонентов $\Delta m = 1,5^m$, а расстояние между ними $4,4''$ [1]. Ранее в литературе [2] отмечалось пониженное содержание железа в атмосфере этой звезды по сравнению с Солнцем. Представляет интерес проверить этот результат, определить точное количественное содержание других элементов, а также сопоставить химический состав атмосферы γ^2 Leo с найденным нами ранее [3] для главного компонента этой системы — γ^1 Leo.

Мы выполнили анализ химического состава атмосферы γ^2 Leo, основываясь на спектрограммах с дисперсией 6 Å/мм, полученных в фокусе куде 2,6-метрового телескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, используя пластинки Kodak 103aF, 103aD, 103aO. Всего было получено восемь спектрограмм, охватывающих область длин волн $\lambda 6900-4200$ Å. Фотометрирование спектрограмм было проведено на микрофотометре с использованием микро-ЭВМ «Искра-1256». Отождествление линий и определение эквивалентных ширин было проведено таким же методом, как описано в предыдущей работе [3]. Для γ^2 Leo эквивалентные ширины были определены для 431 линии нейтральных и ионизованных атомов 29 элементов. Эти линии мы считали свободными от blends. Данные об эквивалентных ширинах приведены в табл. 1. В первом столбце даны длины волн λ линии каждого элемента, во втором — номер мультиплета n , в третьем — силы осцилляторов gf , несколько улучшенные по сравнению с данными [3], в четвертом столбце приведены эквивалентные ширины W_λ , в пятом — количественное содержание элементов ϵ .

Дальнейший анализ был проведен методом моделей атмосфер. Мы использовали сетку моделей [4], как наиболее удобную для звезд поздних спектральных классов. В случае γ^2 Leo мы не могли из спектральных данных одновременно определить эффективную температуру $T_{\text{эф}}$ и силу тяжести g . По этой причине параметры модели атмосферы для γ^2 Leo, $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, определялись последовательно. Сначала, используя шкалы эффективных температур [5, 6], мы нашли, что эффективная температура атмосферы γ^2 Leo равна 5100 K. Затем, на основании этого значения эффективной температуры из расчетов ионизационного равновесия мы определили значение ускорения силы тяжести $\lg g$. Расчеты проводились для нескольких химических элементов, а именно: титана, хрома и железа. Линии этих элементов многочисленны в спектре γ^2 Leo, к тому же для них имеются наиболее уверенные значения сил осцилляторов. Значение параметра ускорения силы тяжести мы подбирали так, чтобы линии ионов давали такое же содержание элемента, как линии нейтральных атомов. В результате для температуры $T_{\text{эф}} = 5100$ K мы получили значение ускорения силы тяжести $\lg g = 3,0$, удовлетворяющее этому требованию.

Как и ранее [3], для определения величины микротурбулентной скорости мы провели анализ линий нейтрального железа с различными эквивалентными ширинами. В результате было найдено, что турбулентная скорость ξ_t в атмосфере звезды γ^2 Leo равна 2 км/с. Ошибка определения величины ξ_t порядка 0,3—0,5 км/с.

На основе модели атмосферы, соответствующей параметрам $T_{\text{эф}} = 5100$ K, $\lg g = 3,0$, $\xi_t = 2$ км/с, были определены содержания 29 эле-

Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	n	$\lg gf$	W_λ	$\lg \varepsilon$	$\lambda, \text{Å}$	n	$\lg gf$	W_λ	$\lg \varepsilon$
Li I					6162,18	3	-0,09	0,242	6,09
6707,90	1	+0,18	0,013	0,98:	6161,30	20	-1,27	0,092	6,18
C I					6122,23	3	-0,27	0,188	5,93
6587,75	22	-1,34	0,010	8,08	6102,73	3	-0,75	0,168	6,21
5380,24	11	-1,68	0,010	8,08	5857,55	47	+0,24	0,170	6,23
4817,33	5	-2,53	0,014	8,89	5590,12	21	-0,57	0,135	6,21
4775,87	6	-2,20	0,009	8,32	5588,76	21	+0,36	0,145	5,48
4770,00	6	-2,28	0,027	9,04	5581,97	21	-0,56	0,127	6,10
Na I					5512,98	48	-0,45	0,106	6,06
6160,75	5	-1,27	0,078	6,19	5260,38	22	-1,72	0,042	5,93
6154,23	5	-1,57	0,074	6,45	4512,28	24	-1,90	0,025	5,85
5688,22	6	-0,42	0,162	6,49	Sc I				
5682,62	6	-0,67	0,138	6,47	5717,30	12	-0,41	0,014	3,33
5148,83	8	-2,06	0,030	6,30	5686,83	12	+0,53	0,050	3,13
4982,83	9	-0,95	0,095	6,16	5671,83	12	+0,64	0,038	2,84
4751,82	11	-2,11	0,031	6,41	5520,50	15	+0,42	0,010	2,81
Mg I					5484,62	16	+0,08	0,012	3,25
6319,24	23	-2,20	0,062	7,79	5083,71	13	+0,42	0,089	3,87
5711,10	8	-1,71	0,129	7,42	5081,55	13	+0,60	0,031	2,78
5528,42	9	-0,48	0,243	7,28	4743,81	14	+0,53	0,016	2,56
4730,00	10	-2,39	0,099	7,75	Sc II				
4702,98	11	-0,58	0,215	7,20	6604,60	19	-1,14	0,080	3,07
Al I					6320,85	28	-1,77	0,039	3,25
6698,67	5	-1,65	0,055	6,47	6300,68	28	-1,84	0,024	3,03
6696,03	5	-1,34	0,069	6,35	6245,62	28	-0,99	0,069	2,95
Si I					5684,19	29	-1,07	0,099	3,53
6721,84	38	-1,01	0,046	7,33	5667,16	29	-1,28	0,061	3,13
6244,48	27	-0,72	0,056	6,92	5657,87	29	-0,56	0,116	3,32
6155,21	29	-0,30	0,086	6,96	5640,99	29	-1,07	0,096	3,47
6145,02	29	-0,84	0,018	6,32	5552,25	25	-2,43	0,020	3,47
6142,49	30	-0,99	0,016	6,42	5526,81	31	0,00	0,127	3,29
6131,58	30	-1,16	0,028	6,88	Ti I				
5948,55	16	-1,23	0,090	7,38	6743,13	48	-1,64	0,100	5,41
5793,13	9	-2,05	0,050	7,49	6599,11	49	-2,04	0,112	6,02
5701,14	10	-2,05	0,039	7,28	6556,08	102	-1,07	0,097	5,46
5690,47	10	-1,87	0,070	7,58	6554,24	102	-1,22	0,093	5,52
5665,56	10	-2,04	0,060	7,58	6336,11	103	-1,74	0,047	5,40
					6312,24	104	-1,55	0,049	5,26
Si II					6303,76	104	-1,57	0,048	5,24
6731,36	2	-0,05	0,020	7,35	6258,11	104	-0,36	0,119	5,13
6347,09	2	+0,26	0,026	7,25	6126,22	69	-1,31	0,091	5,19
Ca I					6091,18	238	-0,35	0,050	4,99
6717,69	32	-0,52	0,160	6,65	6064,63	69	-1,74	0,052	5,03
6572,80	1	-4,15	0,169	7,40	5978,55	154	-0,50	0,060	4,85
6499,65	18	-0,82	0,150	6,60	5965,83	154	-0,41	0,082	5,10
6493,79	18	-0,11	0,168	6,13	5953,16	154	-0,33	0,090	5,16
6471,67	18	-0,69	0,143	6,36	5922,11	72	-1,47	0,088	5,30
6449,82	19	-0,52	0,142	6,18	5903,32	71	-2,04	0,040	5,19
6439,08	18	+0,39	0,190	5,87	5899,30	72	-1,10	0,115	5,39
6169,56	20	-0,48	0,145	6,24	5880,31	71	-1,70	0,042	4,85
6169,04	20	-0,80	0,120	6,16	5866,45	72	-0,84	0,118	5,24
6166,44	20	-1,14	0,117	6,46	5662,16	249	-0,06	0,034	4,53

Таблица 1 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	n	$\lg gf$	W_λ	$\lg \varepsilon$	$\lambda, \text{Å}$	n	$\lg gf$	W_λ	$\lg \varepsilon$
5460,50	3	-2,88	0,058	5,18	V II				
5351,07	300	+0,02	0,022	4,73	5439,30	53	-2,80	0,008	4,54
5295,78	74	-1,39	0,038	4,54	5484,89	53	-2,73	0,014	4,75
5219,70	4	-2,29	0,103	5,30	5303,26	54	-2,37	0,021	4,61
4926,15	39	-2,16	0,031	4,94	5047,31	127	-2,36	0,025	5,00
4840,87	53	-0,51	0,102	4,55	Cr I				
4820,41	126	-0,44	0,096	5,07	5787,99	188	+0,30	0,071	5,03
4759,27	233	+0,51	0,073	4,55	5783,93	188	+0,09	0,062	5,10
4617,27	145	+0,31	0,091	4,52	5719,82	119	-1,65	0,017	5,67
4548,76	42	-0,35	0,135	5,04	5712,78	119	-1,10	0,032	5,46
Ti II					5409,79	18	-0,72	0,206	5,65
6607,02	91	-2,90	0,026	5,12	5348,32	18	-1,29	0,165	5,80
5492,82	68	-3,19	0,043	5,23	5296,69	18	-1,39	0,136	5,30
5418,80	69	-2,20	0,090	5,01	5272,01	225	-0,36	0,045	5,44
5336,80	69	-1,65	0,136	5,39	5238,96	59	-1,25	0,024	5,15
5005,18	71	-2,71	0,068	5,17	4936,33	166	-0,41	0,064	5,45
4865,62	29	-2,75	0,077	4,89	4836,86	144	-0,32	0,026	4,70
4719,52	59	-3,46	0,041	5,15	4801,03	168	-0,23	0,058	5,20
4636,34	38	-2,98	0,057	4,85	4730,71	145	-0,31	0,070	5,43
4589,96	50	-1,73	0,138	5,23	4718,43	186	+0,22	0,089	5,36
4583,44	39	-2,72	0,075	4,88	4708,04	186	+0,08	0,065	5,06
4568,31	60	-2,68	0,075	4,94	4616,14	21	-1,21	0,138	5,45
4470,86	40	-2,22	0,133	5,56	Cr II				
V I					5510,68	23	-2,56	0,024	5,72
6785,00	31	-2,20	0,045	5,34	5508,60	50	-2,31	0,022	5,74
6531,43	48	-0,84	0,045	4,68	5310,70	43	-2,17	0,025	5,59
6357,29	84	-0,97	0,023	4,63	5308,44	43	-1,74	0,037	5,43
6285,16	19	-1,52	0,103	4,86	5305,85	24	-2,04	0,037	5,48
6274,66	19	-1,67	0,078	4,63	4592,09	44	-1,35	0,042	5,14
6266,31	20	-2,35	0,056	4,80	4588,22	44	-0,66	0,076	5,12
6256,91	19	-2,01	0,070	4,89	Mn I				
6251,82	19	-1,52	0,106	4,72	6021,80	27	+0,03	0,135	5,38
6233,20	20	-2,13	0,062	4,67	6016,64	27	-0,31	0,128	5,62
6224,50	20	-2,07	0,065	4,66	6013,50	27	-0,25	0,124	5,51
6216,36	19	-1,57	0,110	4,84	5537,72	4	-2,28	0,062	5,56
6213,87	20	-2,11	0,066	4,73	5516,74	4	-1,85	0,108	5,87
6128,33	33	-2,36	0,009	4,67	5505,87	4	-2,50	0,101	6,38
6119,53	34	-0,62	0,095	4,54	5457,47	4	-2,89	0,033	5,68
6081,45	34	-0,90	0,098	4,87	5432,55	1	-3,80	0,140	5,87
6058,16	34	-1,68	0,027	4,53	5420,36	4	-1,46	0,151	6,31
6039,74	34	-0,95	0,065	4,42	5413,68	42	-0,63	0,026	5,15
5743,44	35	-1,00	0,029	3,95	5399,49	42	-0,32	0,052	5,28
5737,04	35	-0,80	0,048	4,05	4823,52	16	+0,14	0,183	6,28
5727,06	35	+0,27	0,118	4,10	4783,42	16	+0,04	0,184	5,49
5703,56	35	-0,25	0,065	3,75	4766,43	21	+0,08	0,134	5,42
5670,86	36	-0,48	0,097	4,50	4765,86	21	-0,10	0,105	5,02
5668,37	37	-1,17	0,022	3,98	4762,38	21	+0,42	0,150	5,31
5657,45	37	-1,05	0,029	3,99	4739,11	21	-0,49	0,095	5,23
5646,11	37	-1,25	0,022	4,03	4671,69	21	-1,70	0,020	5,08
5646,11	37	-1,25	0,022	4,03	4502,22	22	-0,34	0,086	4,93
5632,47	1	-3,38	0,009	4,60	4470,14	22	-0,44	0,064	4,69
5626,01	37	-1,34	0,027	4,23					
5604,96	37	-1,33	0,023	4,13					
5507,75	129	+0,05	0,005	3,65					
4831,64	3	-1,40	0,082	4,08					

Таблица 1 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	n	$\lg gf$	W_λ	$\lg \varepsilon$	$\lambda, \text{Å}$	n	$\lg gf$	W_λ	$\lg \varepsilon$
Fe I					5862,36	1180	-0,55	0,113	7,57
6750,16	111	-2,62	0,124	7,32	5858,80	1084	-2,28	0,021	7,34
6733,15	1195	-1,56	0,020	7,02	5856,08	1128	-1,58	0,053	7,33
6725,36	1052	-2,20	0,039	7,47	5855,13	1179	-1,65	0,023	7,20
6710,32	34	-4,97	0,068	7,75	5853,18	35	-5,22	0,033	7,51
6705,10	1197	-1,35	0,060	7,45	5827,89	552	-3,40	0,030	7,64
6703,58	268	-3,16	0,086	7,66	5809,25	982	-1,81	0,082	7,56
6678,00	268	-1,46	0,206	7,47	5793,93	1086	-1,80	0,052	7,44
6609,12	206	-2,69	0,126	7,62	5778,48	200	-3,57	0,059	7,52
6593,88	168	-2,42	0,155	7,72	5775,09	1087	-1,37	0,099	7,76
6574,25	13	-5,00	0,111	7,88	5760,35	867	-2,49	0,037	7,27
6518,37	342	-2,67	0,119	7,78	5752,04	1180	-1,22	0,084	7,73
6498,94	13	-4,70	0,130	7,86	5741,86	1086	-1,75	0,052	7,45
6496,46	1258	-0,69	0,077	7,27	5731,77	1087	-1,33	0,079	7,47
6494,99	168	-1,27	0,237	7,23	5705,47	1087	-1,62	0,052	7,36
6481,88	109	-2,98	0,091	6,95	5701,55	209	-2,22	0,132	7,34
6430,86	62	-2,01	0,195	7,59	5679,03	1183	-0,97	0,074	7,41
6421,36	111	-2,03	0,186	7,65	5661,35	1108	-1,98	0,038	7,48
6411,66	816	-0,81	0,143	7,29	5653,87	1159	-1,68	0,059	7,63
6393,61	168	-1,77	0,195	7,60	5651,48	1161	-2,04	0,047	7,89
6335,34	62	-2,38	0,159	7,50	5641,45	1087	-1,25	0,101	7,75
6330,85	1254	-1,65	0,040	7,64	5636,71	868	-2,53	0,038	7,32
6301,51	816	-1,00	0,133	7,28	5619,60	1161	-1,77	0,042	7,44
6297,80	62	-2,74	0,116	7,16	5618,65	1107	-1,41	0,071	7,36
6270,23	342	-2,67	0,099	7,52	5586,76	686	-0,31	0,178	7,02
6265,14	62	-2,55	0,182	8,06	5576,09	686	-1,01	0,150	7,45
6252,56	169	-1,69	0,241	7,33	5569,63	686	-0,67	0,172	7,42
6246,32	816	-0,98	0,147	7,08	5567,40	209	-2,80	0,120	7,83
6240,65	64	-3,34	0,100	7,49	5560,23	1164	-1,26	0,080	7,61
6219,29	62	-2,43	0,164	7,22	5546,51	1145	-1,35	0,077	7,57
6213,43	62	-2,68	0,133	7,24	5543,94	1062	-1,15	0,088	7,39
6200,32	207	-2,44	0,121	7,38	5536,60	345	-3,80	0,022	7,38
6188,00	959	-1,71	0,081	7,50	5522,46	1108	-1,64	0,045	7,18
6180,21	269	-2,77	0,106	7,57	5501,47	15	-3,02	0,186	7,38
6173,34	62	-2,88	0,117	7,32	5491,84	1031	-2,43	0,017	7,31
6165,36	1018	-1,52	0,073	7,39	5441,32	1144	-1,77	0,042	7,37
6096,67	959	-1,92	0,051	7,28	5417,03	1148	-1,69	0,046	7,47
6093,64	1177	-1,55	0,030	7,24	5406,80	1148	-1,76	0,039	7,32
6079,02	1176	-1,21	0,056	7,37	5393,17	553	-0,90	0,172	7,27
6078,50	1259	-0,74	0,079	7,37	5386,34	1064	-1,83	0,037	7,19
6065,49	207	-1,53	0,178	7,17	5379,58	928	-1,58	0,107	7,62
6056,01	1259	-0,76	0,084	7,46	5365,40	786	-1,18	0,113	7,18
6027,06	1018	-1,22	0,086	7,22	5364,88	1146	+0,06	0,131	7,17
6024,07	1178	-0,17	0,112	7,12	5322,05	112	-3,02	0,123	7,73
6007,96	1178	-1,05	0,074	7,49	5321,11	1165	-1,49	0,048	7,34
6003,03	959	-1,31	0,097	7,29	5294,60	875	-2,89	0,020	7,32
5987,06	1260	-0,80	0,073	7,40	5293,97	1031	-1,91	0,037	7,24
5983,69	1175	-0,89	0,084	7,41	5253,48	553	-1,72	0,115	7,47
5976,80	959	-1,43	0,088	7,35	5243,80	1089	-1,25	0,077	7,32
5952,75	959	-1,46	0,092	7,49	5242,50	843	-1,00	0,130	7,34
5930,17	1180	-0,30	0,104	7,24	5225,53	1	-4,79	0,150	7,59
5929,70	1176	-1,37	0,064	7,55	5223,12	880	-2,37	0,040	7,21
5916,25	170	-2,99	0,097	7,38	5217,40	553	-1,19	0,142	7,38
5905,68	1181	-0,79	0,080	7,34	5074,76	1094	-0,32	0,140	7,46

Таблица 1 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	n	$\lg gf$	W_λ	$\lg \varepsilon$	$\lambda, \text{\AA}$	n	$\lg gf$	W_λ	$\lg \varepsilon$
Fe I					6223,99	228	-1,04	0,043	6,16
4994,13	16	-3,06	0,160	7,09	6204,61	226	-1,15	0,026	5,95
4973,11	984	-1,01	0,117	7,53	6177,25	58	-3,68	0,042	6,26
4950,11	687	-1,69	0,113	7,62	6176,81	228	-0,53	0,073	6,12
4946,39	687	-1,32	0,127	7,45	6175,37	217	-0,72	0,065	6,18
4809,94	793	-2,69	0,022	7,15	6130,40	248	-1,12	0,027	6,11
4808,16	633	-2,75	0,057	7,48	6128,98	42	-3,50	0,073	6,40
4793,96	512	-3,61	0,045	7,29	6111,08	230	-1,05	0,032	5,97
4788,76	588	-1,83	0,096	7,21	6108,13	45	-2,78	0,126	6,54
4741,53	346	-2,05	0,118	7,52	6086,29	249	-0,66	0,051	6,09
4602,00	39	-3,15	0,115	7,57	6007,32	42	-3,49	0,060	6,19
4598,74	819	-2,70	0,028	7,37	5996,74	249	-1,21	0,023	6,08
4593,54	971	-2,14	0,049	7,49	5847,01	44	-3,55	0,070	6,42
Fe II					5805,23	234	-0,77	0,049	6,09
6456,38	74	-2,21	0,053	6,92	5760,85	231	-0,95	0,056	6,31
6432,65	40	-3,68	0,041	7,05	5754,68	68	-2,14	0,134	6,42
6416,90	74	-2,86	0,037	7,22	5748,34	45	-3,44	0,091	6,64
6407,30	74	-3,08	0,027	7,21	5682,20	232	-0,60	0,064	6,08
6247,56	74	-2,45	0,056	7,19	5643,10	259	-1,46	0,031	6,46
6149,25	74	-2,89	0,022	6,87	5641,88	234	-1,20	0,040	6,29
5991,38	46	-3,66	0,031	7,11	5637,12	218	-1,00	0,062	6,44
5534,86	55	-2,94	0,091	7,59	5625,33	221	-0,85	0,066	6,36
5425,27	49	-3,49	0,039	7,16	5593,73	206	-0,92	0,053	6,02
5414,09	48	-3,52	0,042	7,27	5589,38	205	-1,33	0,020	5,79
5325,56	49	-3,43	0,040	7,15	5578,73	47	-2,98	0,116	6,66
5264,80	48	-3,00	0,069	7,38	5462,49	192	-0,99	0,052	6,02
5234,62	49	-2,41	0,117	7,52	5435,87	70	-2,58	0,097	6,27
4923,92	42	-1,55	0,170	7,19	5137,07	48	-1,44	0,145	5,81
4620,51	38	-3,31	0,068	7,15	5115,40	177	-0,27	0,122	6,52
4491,40	37	-2,80	0,094	7,17	5084,08	162	-0,14	0,115	5,85
Co I					5081,11	194	+0,08	0,111	5,97
6770,97	54	-1,97	0,101	5,58	5035,37	143	+0,12	0,112	5,74
6678,85	54	-2,68	0,030	5,30	4998,23	111	-0,88	0,102	6,52
6455,00	174	-0,25	0,038	4,64	4852,56	130	-1,27	0,038	5,76
6117,00	37	-2,49	0,044	5,36	4831,18	111	-0,56	0,100	6,20
6093,15	37	-2,44	0,031	5,19	4807,00	163	-0,70	0,073	5,93
5647,24	112	-1,56	0,037	4,74	Cu I				
5590,74	90	-1,87	0,039	4,80	5782,13	2	-1,78	0,148	4,77
5530,78	38	-2,06	0,050	4,81	5218,20	7	+0,27	0,095	4,32
5352,05	172	+0,06	0,041	4,64	Zn I				
5301,04	39	-2,00	0,116	5,88	4810,53	2	-0,17	0,088	4,20
5212,70	170	-0,11	0,050	4,88	4722,16	2	-0,39	0,086	4,34
4813,48	158	+0,65	0,109	3,94	Sr I				
4588,73	15	-2,96	0,038	4,10	4607,34	2	-0,57	0,103	3,70
Ni I					Y I				
6767,78	57	-2,19	0,148	6,43	5527,56	12	+0,40	0,046	3,20
6643,64	43	-2,41	0,180	7,10	4142,84	5	+0,21	0,165	4,83
6598,61	249	-1,13	0,029	6,11	Y II				
6586,32	64	-2,91	0,105	6,59	5728,89	34	-1,04	0,015	2,19
6532,88	64	-3,51	0,075	6,68	5402,78	35	-1,41	0,023	2,80
6327,59	44	-3,19	0,111	6,66	5320,78	20	-1,95	0,022	2,52
6230,11	227	-1,25	0,030	6,13					

Таблица 1 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	n	$\lg gf$	W_λ	$\lg \varepsilon$	$\lambda, \text{Å}$	n	$\lg gf$	W_λ	$\lg \varepsilon$
Y II					5853,69	2	-1,16	0,130	2,52
5289,82	20	-1,85	0,016	2,17	4934,09	1	-0,13	0,272	2,38
5200,41	20	-0,57	0,117	2,79	4554,03	1	+0,19	0,276	2,16
5119,11	20	-1,36	0,036	2,13	La II				
5087,42	20	-0,17	0,090	1,99	6390,48	33	-1,55	0,030	1,67
4883,68	22	+0,07	0,124	2,41	4662,51	8	-1,06	0,042	1,15
4398,01	5	-1,00	0,114	2,38	Ce II				
Zr I					5330,58	13	-0,51	0,022	2,09
6143,18	2	-1,10	0,025	2,69	5274,24	15	-0,06	0,031	2,02
6134,57	2	-1,28	0,024	2,76	Pr II				
6127,48	2	-1,06	0,016	2,53	5352,40		-0,63	0,019	1,16
4815,04	44	-0,54	0,029	3,00	5322,82	35	-0,30	0,012	0,59
4809,47		+0,14	0,009	2,73	5219,03	37	-0,13	0,026	1,18
4772,32	43	+0,04	0,018	2,11	Nd II				
4739,48	43	+0,23	0,032	2,28	5356,93	80	-0,07	0,025	1,72
Zr II					5276,88	81	-0,63	0,030	1,95
5350,36	115	-0,96	0,022	2,70	4811,34	3	-1,11	0,043	1,82
5350,09	115	-1,13	0,025	3,03	Sm II				
5112,27	95	-0,59	0,039	2,59	4854,36	36	-0,74	0,017	0,98
4317,32	40	-1,38	0,075	3,06	4777,85	3	-1,30	0,019	1,22
4208,99	41	-0,46	0,080	2,26	4499,48	23	-0,58	0,016	0,66
Mo I					Eu II				
6030,68	5	-0,71	0,024	2,86	6645,11	8	+0,10	0,029	0,91
5570,40	4	-0,56	0,014	2,31	W I				
Ba II					4843,81	1	-1,91	0,026	2,43
6496,91	2	-0,46	0,176	2,49					
6141,73	2	-0,16	0,204	2,55					

ментов. Окончательные результаты определения содержания элементов в атмосфере γ^2 Leo, а также химический состав атмосферы Солнца приведены в табл. 2. На рис. 1 представлено сравнение химического состава атмосферы γ^2 Leo и Солнца.

Рассмотрение рис. 1 и табл. 2 позволяет сделать следующие заключения.

Таблица 2

Элемент	Число линий	$\lg \varepsilon_{\gamma^2}$	$\lg \varepsilon_{\odot}$	Элемент	Число линий	$\lg \varepsilon_{\gamma^2}$	$\lg \varepsilon_{\odot}$	Элемент	Число линий	$\lg \varepsilon_{\gamma^2}$	$\lg \varepsilon_{\odot}$
Li I	1	0,98:	1,10	V I	30	4,70	4,04	Y II	9	2,38	2,24
C I	4	8,58	8,61	V II	4	4,73	4,21	Zr I	7	2,59	2,56
Na I	7	6,35	6,32	Cr I	15	5,33	5,61	Zr II	5	2,73	2,56
Mg I	5	7,49	7,62	Cr II	7	5,46	5,50	Mo I	2	2,58:	2,40
Al I	2	6,41	6,49	Mn I	20	5,50	5,35	Ba II	5	2,42	2,40
Si I	11	7,10	7,65	Fe I	119	7,41	7,55	La II	2	1,41	1,13
Si II	2	7,30	7,55	Fe II	13	7,20	7,56	Ce II	2	2,05	1,59
Ca I	21	6,21	6,36	Co I	13	4,91	4,55	Pr II	2	0,98	0,83
Sc I	8	3,07	3,05	Ni I	43	6,22	6,08	Nd II	3	1,83	1,26
Sc II	10	3,25	3,00	Cu I	2	4,55	4,24	Sm II	3	0,95	1,06
Ti I	30	5,09	4,86	Zn I	2	4,27	4,42	Eu II	1	0,91	0,70
Ti II	12	5,12	4,82	Sr I	1	3,70	2,90	W I	1	2,43	0,98

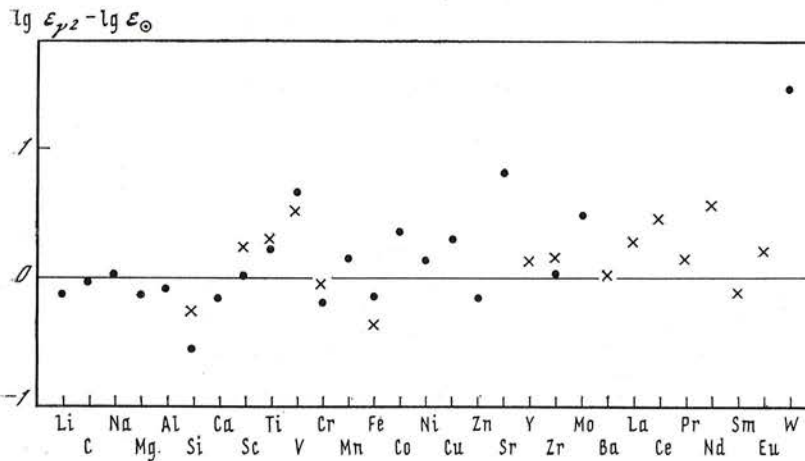


Рис. 1. Сравнение химического состава атмосфер γ^2 Leo и Солнца

Точки соответствуют результатам, полученным по линиям нейтральных элементов, крестики — ионов

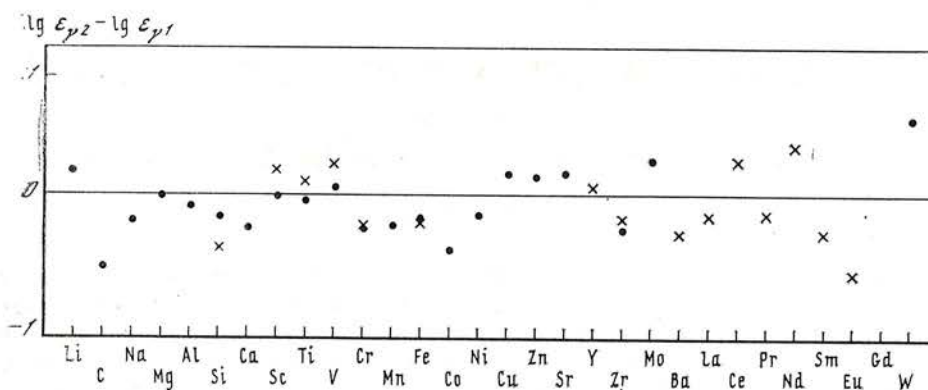


Рис. 2. Сравнение химического состава атмосфер звезд γ^1 и γ^2 Leo

Обозначения те же, что на рис. 1

Содержания кремния, железа и, возможно, кальция и хрома понижены в атмосфере γ^2 Leo по отношению к Солнцу. Имеется значительный избыток в содержаниях ванадия и молибдена по сравнению с солнечным. Содержания большинства элементов группы железа и более тяжелых элементов повышены.

Мы не можем уверенно говорить о величинах избытка содержания вольфрама и дефицита содержания лития. Только тщательный анализ, выполненный на основе расчета синтетических спектров и наблюдательного материала с высоким отношением сигнала к шуму, позволит подтвердить эту оценку.

На рис. 2 мы представили сравнение содержаний элементов в атмосферах звезд двойной системы $\gamma^{1,2}$ Leo. Химический состав их атмосфер определялся единым методом с использованием одинаковых значений сил осцилляторов и практически тех же самых наборов линий для всех элементов. В этом отношении наш анализ приближается к дифференциальному. Содержания большинства элементов в атмосферах звезд этой системы не показывают различий, однако есть основания заподозрить, что содержания углерода, кремния и кобальта понижены в атмосфере более горячего компонента (γ^2 Leo) по сравнению с более холодным (γ^1 Leo). Такое заключение о различиях в химическом составе атмосфер звезд в случае, если оно подтвердится для других двойных систем, может

иметь большое значение для понимания эволюции химического состава звезд.

Авторы благодарят Г. Н. Шарапову и Е. Н. Жигалкину за помощь в обработке наблюдательного материала.

Ноябрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Hoffleit D. Catalogue of bright stars. 1962.
2. Cayrel de Strobel G., Bentolila C., Hauck B., Duguennoy A. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1985. Vol. 59. P. 145—186.
3. Боярчук М. Е., Саванов И. С. // Изв. Крым. астрофиз. общ. 1986. Т. 76. С. 19.
4. Bell R. A., Eriksson K., Gustafsson B., Nordlund A. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1976. Vol. 23. P. 37—95.
5. Ridgway S., Joyce R. R., White N. M., Wing R. // Astrophys. J. 1980. Vol. 235. P. 126.
6. Blackwell D. E., Petford A. D., Shallis M. J. // Astron. and Astrophys. 1980. Vol. 82, N 1/2. P. 249.

УДК 524.3

АТМОСФЕРЫ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПЕРЕМЕННЫХ ТИПА δ Set.

VII. АНАЛИЗ СПЕКТРА ЗВЕЗДЫ 14 Aur

Т. М. Рачковская

На основании спектрограмм с дисперсией 6 и 12 Å/мм методом моделей атмосфер исследована пульсирующая звезда 14 Aur. Найдены значения эффективной температуры $T_{\text{эф}} = 8000 \pm 150$ K, ускорения силы тяжести $\lg g = 3,8 \pm 0,2$ и скорости микротурбулентности $\xi_t = 5,4 \pm 0,5$ км/с. Определено содержание 10 элементов (табл. 6). Сравнением полученных значений $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ с результатами [18] найдены масса, радиус, светимость и возраст 14 Aur.

ATMOSPHERES OF THE DELTA SCUTI PULSATING VARIABLES. VII. THE ANALYSIS OF 14 AUR SPECTRUM, by T. M. Rachkovskaya.— Using the spectrograms with dispersion 6 and 12 Å/mm a model atmosphere analysis of the pulsating star 14 Aur has been carried out. The effective temperature $T_{\text{ef}} = 8000 \pm 150$ K, $\log g = 3.8 \pm 0.2$ and microturbulent velocity $\xi_t = 5.4 \pm 0.5$ km/s were obtained. The abundances of 10 elements were determined (table 6). Having compared the estimated values of T_{ef} and $\log g$ with the results in [18] we found the mass, the radius, the luminosity and the age of 14 Aur.

14 Aur — одна из немногих известных спектрально-двойных звезд с пульсационными свойствами типа δ Set [1], она является также главным компонентом визуальной системы ADS 3824. Наблюдения Харпера [2], а позднее Куртца [1], Смита [3] и наши не показывают присутствия в спектре 14 Aur линий вторичного компонента. Лучевые скорости 14 Aur измерялись многими наблюдателями, фотометрические наблюдения этой звезды также проводились неоднократно. Данные о лучевых скоростях и фотометрических измерениях позволили Шевалье и др. [4] предположить, что изменение блеска 14 Aur обязано нерадиальным пульсациям. Этот результат был подтвержден Хадсоном и др. [5]. Моргулефф и др. [6] пришли к выводу, что пульсации, наблюдаемые в 14 Aur, непериодические. Фитч и Вишнеvский [7], выполнив большой ряд фотометрических измерений, проанализировали их в совокупности с опубликованными данными и высказали предположение о влиянии приливного воздействия вторичного компонента на главный. Им удалось выделить три периода

Таблица 1

Некоторые сведения о звезде 14 Aur

Звезда	HR	HD	$v \sin i$, км/с	$\overline{m_V}$	Δm_V	Период пульсации	Орбитальный период
14 Aur	1706	33959	20	5,1	0,08	0 ^d 088	3 ^d 789

пульсаций и оценить параметры системы 14 Aur. Смит [3] пришел к выводу, что в 14 Aur имеют место лишь нерадиальные пульсации. Из [3] также следует, что эквивалентная ширина линии $\lambda 4472$ Fe II в течение пульсационного периода не меняется. Спектрофотометрическое исследование 14 Aur на основании двух спектрограмм ($D = 8,6$ и $10,0$ Å/мм) было выполнено Куртцем [1].

Некоторые сведения о 14 Aur представлены в табл. 1: скорость вращения $v \sin i$ взята из каталога [8], амплитуда изменения блеска и период пульсаций — из [9], орбитальный период дан согласно [1].

Нашей задачей, как и раньше при исследовании других пульсирующих звезд типа δ Sct (см., например, [10]), было изучение спектра 14 Aur методом моделей с целью определения физических параметров и химического состава ее атмосферы.

1. Наблюдения. Эквивалентные ширины

Наблюдения 14 Aur выполнены на спектрографе куде 2,6-м рефлексора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на пластинках типов 103aO и 103aD Kodak. Данные о спектрограммах собраны в табл. 2. Спектры были записаны на микрофотометре интенсивностей на базе микро-ЭВМ «Искра-1256».

Отождествление спектральных линий и их измерения проводились обычным способом (см., например, [10, 11]). Вследствие блендирования пригодных для анализа линий оказалось сравнительно немного, они приведены в табл. 3, здесь же даны номера мультиплетов, эквивалентные ширины W_λ , силы осцилляторов gf и содержание химических элементов ϵ в атмосфере 14 Aur. Силы осцилляторов были взяты из [12] для нейтрального железа, из [13] для ионизованного и согласно [14] для ионизованного титана, для остальных элементов брались те же значения сил осцилляторов, что и в [10].

Таблица 2

Материал наблюдений 14 Aur

Дата	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	Спектральная область, Å
18—19.01 1984 г.	4h30m	6	4700—3800
15—16.01 1985 г.	5 30	6	4900—3800
	1 50	12	4900—3700
20—21.09 1985 г.	4 30	6	6000—4700
22—23.09 1985 г.	4 50	6	6000—4700
21—22.10 1985 г.	4 45	6	4900—3800

Поскольку продолжительность экспозиции при фотографировании спектра 14 Aur (табл. 2) превышала период пульсаций (табл. 1), мы получали спектр, характеризующий некоторое среднее за пульсационный период состояние атмосферы 14 Aur.

Мы сравнили список и эквивалентные ширины спектральных линий по нашим наблюдениям и наблюдениям Куртца [1]. Сравнение показало,

Таблица 3

Список исследованных линий

Элемент, λ , Å	Мультиплет	$\lg gf$	W_{λ} , мÅ	$\lg \epsilon$	Элемент, λ , Å	Мультиплет	$\lg gf$	W_{λ} , мÅ	$\lg \epsilon$
Mg I					5446,92	15	-1,95	200	7,83
5528,42	9	-0,48	191	7,42	5434,53	15	-2,12	122	7,43
4702,99	11	-0,58	194	7,63	5429,70	15	-1,88	207	7,80
Ca I					5415,20	1165	+0,36	140	7,54
5588,76	21	+0,14	145	6,46	5383,37	1146	+0,42	139	7,41
5581,97	21	-0,54	74	6,60	5371,49	15	-1,64	240	
4585,87	23	-0,19	92	6,49	5369,97	1146	+0,25	160	7,78
4455,89	4	-0,51	101	6,46	5266,56	383	-0,59	115	7,33
4425,44	4	-0,38	115	6,42	5229,86	553	-1,10	64	7,66
4313,65	5	-0,21	134	6,42	4602,94	39	-2,22	86	7,71
Sc II					4528,62	68	-0,82	203	
5526,81	31	+0,22	128	2,99	4494,57	68	-1,14	156	7,69
4325,01	15	-0,50	138	3,06	4476,02	350	-0,69	162	7,76
4294,77	15	-1,40	48	3,32	4466,55	350	-0,70	115	7,40
Ti II					4430,62	68	-1,66	73	7,63
5418,99	69	-2,20	83	5,33	4404,75	41	-0,14	227	
5336,81	69	-1,75	42	5,33	4375,93	2	-3,03	100	7,59
4805,10	92	-1,10	164	5,23	4250,79	42	-0,73	214	
4780,00	92	-1,37	119	5,92	4250,12	152	-0,40	170	7,29
4589,95	50	-1,73	160	5,25	4246,09	906	-1,18	34	7,78
4563,76	50	-0,90	226		4245,26	352	-1,24	91	7,80
4544,01	60	-2,61	54	5,37	4235,94	152	-0,34	160	7,13
4501,27	31	-0,90	269		4227,43	693	+0,18	199	7,60
4488,33	115	-0,75	128	5,53	4222,22	152	-0,97	120	7,46
4468,49	31	-0,77	250		4219,36	800	-0,03	136	7,46
4450,49	19	-1,59	193	5,31	4210,35	152	-0,95	151	7,69
4411,94	61	-2,06	59	4,90	4202,03	42	-0,71	270	
4411,08	115	-1,07	86	5,44	4181,76	354	-0,31	199	7,76
4395,85	61	-1,50	97	4,61	4176,57	689	-0,76	70	7,56
4395,03	19	-0,65	276		4175,64	354	-0,75	82	7,24
4394,06	51	-1,79	124	5,09	4157,79	695	-0,60	104	7,46
4386,86	104	-0,79	102	4,94	4073,76	558	-0,98	49	7,55
4316,81	94	-1,83	98	5,56	4071,74	43	-0,02	234	
4312,86	41	-1,28	194	5,08	4059,73	767	-1,32	48	8,06
4163,64	105	-0,30	170	4,92	4021,87	278	-0,76	127	7,57
Cr II					Fe II				
5334,88	43	-1,59	98	5,83	5425,27	49	-3,49	102	7,84
5313,59	43	-1,38	86	5,54	5362,86	48	-2,80	162	7,59
5237,34	43	-1,08	108	5,40	5325,56	49	-3,43	88	7,71
4634,11	44	-1,06	142	5,70	5316,61	49	-2,00	319	
4588,22	44	-0,66	182	5,62	5234,62	49	-2,41	205	
4558,66	44	-0,49	213		5197,57	49	-2,50	172	7,40
4555,02	44	-1,45	108	5,85	4629,34	37	-2,44	215	
Fe I					4620,51	38	-3,31	107	7,50
5602,96	686	-0,12	135	7,29	4583,83	38	-1,95	279	
5586,76	686	-0,31	143	7,50	4582,84	37	-3,17	99	7,32
5576,10	686	-1,01	76	7,72	4576,33	38	-3,00	149	7,52
5572,86	686	-0,46	108	7,41	4541,52	38	-2,90	118	7,20
5569,62	686	-0,67	73	7,35	4520,22	37	-2,63	187	7,44
5497,52	15	-2,85	87	7,92	4515,34	37	-2,58	194	7,45
					4508,28	38	-2,47	212	

Таблица 3 (окончание)

Элемент, λ , Å	Мультиплет	$\lg gf$	W_λ , мÅ	$\lg \epsilon$	Элемент, λ , Å	Мультиплет	$\lg gf$	W_λ , мÅ	$\lg \epsilon$
Fe II					Ba II				
4416,82	27	-2,66	188	7,48	4554,03	1	+0,19	240	2,42
4296,57	28	-3,20	168	7,81	Ce II				
4273,32	27	-3,38	102	7,41	4486,91	57	-0,38	50	3,25
Ni I					Nd II				
4714,42	98	+0,04	81	6,38	4061,09	10	+0,44	39	2,26
Y II									
5200,42	20	-0,62	56	2,65					

во-первых, что в списке Куртца линий оказалось больше, нежели у нас, в том числе также наиболее слабых, которые по нашим наблюдениям могут быть отождествлены лишь в сильных блендах. Во-вторых, эквивалентные ширины общих у нас и Куртца линий по нашим определениям в среднем на 30% больше (рис. 1), чем по определениям Куртца. Наиболее реальной причиной таких расхождений можно было бы считать неоднозначность в проведении уровня непрерывного спектра; однако мы считаем маловероятным в случае 14 Aug зависить (или занизить) проведение уровня непрерывного спектра на 30%. К тому же заметим, для изученной ранее звезды 20 CVn [10] согласие между определенными нами и Куртцем [1] значениями W_λ хорошее, тогда как для δ Del расхождение в W_λ оказалось подобным 14 Aug. Отметим, что наши исследования 14 Aug выполнены на большем, чем у Куртца, материале наблюдений и с лучшей дисперсией. То, что Куртцу [1] удалось отождествить большее количество линий, по-видимому, частично можно объяснить тем, что Куртц применял более мелкозернистую (по сравнению с 103 аО) эмульсию ПаО.

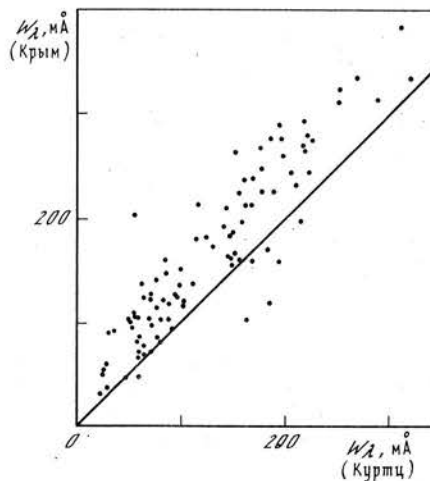


Рис. 1. Сравнение наших определений эквивалентных ширины линий для 14 Aug с измерениями Куртца [1]

2. Определение $T_{эф}$, $\lg g$ и ξ_t

Анализ спектра 14 Aug выполнен на основе моделей атмосфер Куртца [15]. Вычисления проводились на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

На рис. 2 представлена диаграмма для определения эффективной температуры $T_{эф}$ и ускорения силы тяжести $\lg g$. Для сравнения наблюдаемых и вычисленных характеристик были применены критерии: 1) профили бальмеровских линий H_γ и H_δ ; 2) фотометрический индекс $[c_1]$ в четырехцветной системе $uvby$ согласно [16], $[c_1] = 0,972$; 3) ионизационное равновесие по линиям Fe I — Fe II. Теоретические данные о бальмеровских линиях и о показателях цвета в системе $uvby$ взяты из [15].

Мы использовали наблюдаемые профили лишь H_γ и H_δ , так как в области H_β качество спектрограмм оказалось недостаточно хорошим. Чтобы судить о точности определения $T_{эф}$, мы приводим в табл. 4 значе-

Т а б л и ц а 4
Определение $T_{эф}$

Линии	18-19.01 1984 г.	15-16.01 1985 г.		21-22.10 1985 г.
		$D = 6 \text{ \AA/мм}$	12 \AA/мм	
H_{γ} H_{δ}	8350 К	8000 К	8000 К 8000	8000 К

ния $T_{эф}$, полученные путем сравнения теоретических и наблюдаемых профилей водородных линий индивидуально для каждой даты наблюдений. Видно, что согласие хорошее. На основании рис. 2 для дальнейших исследований были приняты следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести: $T_{эф} = 8000 \pm 150 \text{ К}$, $\lg g = 3,8 \pm 0,2$.

Т а б л и ц а 5
Определение скорости микротурбулентности

Ион	Число линий	ξ_t , км/с
Fe I	41	5,4
Fe II	16	5,5
Ti II	20	5,2
Принятое значение:		5,4

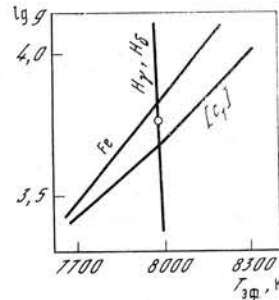


Рис. 2. Диаграмма для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести. Кругок соответствует модели атмосферы, принятой для 14 Aug

Скорость микротурбулентности в атмосфере 14 Aug определена по линиям железа и титана — самым многочисленным в спектре 14 Aug. В табл. 5 собраны результаты вычислений ξ_t , и с учетом весов было принято среднее значение $\xi_t = 5,4 \pm 0,5 \text{ км/с}$.

3. Химический состав

Окончательно была принята модель атмосферы с параметрами $T_{эф} = 8000 \text{ К}$, $\lg g = 3,8$ и $\xi_t = 5,4 \text{ км/с}$ и определено содержание 10 элементов в атмосфере 14 Aug. Наша модель оказалась близкой к модели атмосферы 14 Aug, принятой Куртцем [1] ($T_{эф} = 7900 \text{ К}$, $\lg g = 3,8$ и $\xi_t = 5,0 \text{ км/с}$).

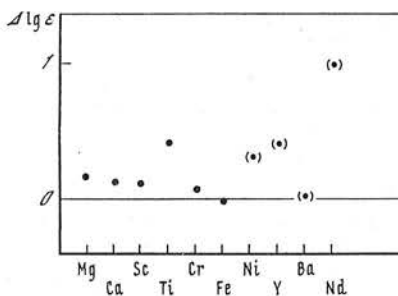


Рис. 3. Сравнение содержания элементов в атмосфере 14 Aug с их содержанием на Солнце. В скобки заключены значения, полученные по одной линии

При определении химического состава, как правило, мы использовали по возможности слабые и умеренные линии, поскольку они менее чувствительны к ошибкам в значениях постоянной затухания и скорости микротурбулентности, а также к влиянию отклонения от ЛТР.

Оценки содержания для 14 Aug $\lg \epsilon(EI) = \lg [N(EI)/N(H)] + 12$ (для водорода в этой шкале $\lg \epsilon(H) = 12$) приведены в табл. 3, а их средние значения в табл. 6. Здесь же в последнем столбце дано содержание элементов в атмосфере Солнца в общей с 14 Aug системе сил осцилляторов.

Таблица 6
Химический состав атмосферы 14 Aug и Солнца

Элемент	14 Aug		$\lg \varepsilon_{\odot}$	Элемент	14 Aug		$\lg \varepsilon_{\odot}$
	Число линий	$\lg \varepsilon$			Число линий	$\lg \varepsilon$	
Mg I	2	7,31	7,36	Fe II	13	7,51	7,56
Ca I	6	6,48	6,36	Ni I	1	6,38	6,08
Sc II	3	3,12	3,00	Y II	1	2,65	2,24
Ti II	16	5,24	4,82	Ba II	1	2,42	2,40
Cr II	6	5,56	5,50	Nd II	1	2,26	1,26
Fe I	35	7,58	7,55				

На рис. 3 представлена разница в химическом содержании между 14 Aug и Солнцем $\Delta \lg \varepsilon = \lg \varepsilon_{14\text{Aug}} - \lg \varepsilon_{\odot}$. Из рис. 3 можно заключить, что содержание титана в атмосфере 14 Aug несколько выше содержания других элементов группы железа, подобно ранее изученной звезде 28 And [17]. Можно лишь предполагать, что в 14 Aug содержание никеля и иттрия не превышает содержания титана. Содержание бария в 14 Aug, вероятно, близко к солнечному, а содержание неодима в избытке по сравнению с Солнцем. Таким образом, наши наблюдения показывают, что 14 Aug относится к группе пульсирующих переменных типа δ Sct со слабо выраженными аномалиями химического состава. Более подробно обсуждение полученных результатов будет проведено позднее, одновременно с другими ранее исследованными нами звездами типа δ Sct.

4. Эволюционные параметры

Сопоставляя найденные значения $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ с результатами эволюционных расчетов Менгела и др. [18], мы нашли массу M , радиус R , светимость L и возраст t 14 Aug:

$$\begin{aligned} M/M_{\odot} &= 1,9 \pm 0,3; \\ \lg (R/R_{\odot}) &= 0,46 \pm 0,11, \quad R = 2,9R_{\odot}; \\ \lg (L/L_{\odot}) &= 1,48 \pm 0,22, \quad L = 30L_{\odot}; \\ t &= (900 \pm 250) \cdot 10^6 \text{ лет.} \end{aligned}$$

Заметим, что авторы [7] на основании фотометрических наблюдений вариаций орбитальной скорости, теории пульсаций, теории двойных звезд и теории эволюции нашли следующие параметры главного компонента спектрально-двойной системы 14 Aug:

$$\begin{aligned} T_{\text{эф}1} &= 7900 \pm 100 \text{ K}; \quad M_1 = (2,6 \pm 0,9) M_{\odot}; \\ R_1 &= (5,2 \pm 0,7) R_{\odot}; \quad L_1 = (96 \pm 26) L_{\odot}. \end{aligned}$$

Видно, что значения всех параметров, кроме температуры, по определениям [7] выше полученных нами. Вероятно, это можно объяснить применением разными авторами разных методов оценок массы, светимости и радиуса.

По нашим оценкам параметров M , R , L и t 14 Aug оказалась близкой к ранее изученным нами звездам 20 CVn и δ Del, хотя по содержанию химических элементов они различны. Довольно большой возраст ($t \sim 10^9$ лет) и положение на диаграмме эволюционных треков [18] говорят о том, что 14 Aug завершила фазу горения водорода в ядре и находится в начале перехода в стадию красных гигантов.

Заключение

Определены параметры $T_{\text{эф}} = 8000$ К, $\lg g = 3,8$ и $\xi_t = 5,4$ км/с и содержание 10 элементов в атмосфере пульсирующей звезды типа δ Sct 14 Aur. На основании полученных результатов можно предполагать повышенное по сравнению с Солнцем содержание титана ($\Delta \lg \varepsilon = +0,4$) и, возможно, неодима. Содержание магния, кальция, скандия, хрома, железа оказалось близким к солнечному.

В заключение хочу выразить благодарность А. А. Боярчуку за обсуждение результатов, Е. И. Жигалкиной за помощь в обработке материала наблюдений, Г. Н. Шараповой и В. Т. Жоголевой за изготовление иллюстраций.

Декабрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Kurtz D. W. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1976. Vol. 32. P. 651—680.
2. Harper W. E. // *Publ. Dom. Astrophys. Obs.* 1938. Vol. 6. P. 207—260.
3. Smith M. A. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 254. P. 242—262.
4. Chevalier C., Perrin M. N., le Conteol J. M. // *Astrophys. Lett.* 1968. Vol. 2. P. 175—180.
5. Hudson K. J., Chin H. Y., Maran S. P. et al. // *Astrophys. J.* 1974. Vol. 165. P. 573—580.
6. Morguleff N., Rutilly B., Terzan A. // *Astron. and Astrophys.* 1976. Vol. 52. P. 129—132.
7. Fitch W. S., Wisniewski W. Z. // *Astrophys. J.* 1979. Vol. 231. P. 808—825.
8. Uesugi A., Fukuda J. Revised catalogue of stellar rotational velocities. Depart. astron. Kyoto Univ. Kyoto (Japan), 1982.
9. Breger M. // *Publ. Astron. Soc. Pacific.* 1979. Vol. 91. P. 5—26.
10. Любимков Л. С., Рачковская Т. М. // *Изв. Крым. астрофиз. общ.* 1985. Т. 71. С. 127—144.
11. Рачковская Т. М. // Там же. 1986. Т. 75. С. 149—155.
12. Боярчук А. А., Саванов И. С. // Там же. 1985. Т. 70. С. 57—128.
13. Боярчук А. А., Саванов И. С. // Там же. 1986. Т. 74. С. 49—69.
14. Саванов И. С. // Там же. 1985. Т. 71. С. 144—152.
15. Kurucz R. L. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1979. Vol. 40. P. 1—340.
16. Hauck B., Mermilliod M. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1980. Vol. 40. P. 1—32.
17. Любимков Л. С., Рачковская Т. М. // *Изв. Крым. астрофиз. общ.* 1985. Т. 73. С. 82—92.
18. Mengel J. G., Sweigart A. V., Demarque P., Gross P. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1979. Vol. 40. P. 733—791.

УДК 524.33

ОБРАЗОВАНИЕ ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА Ca II В ДВИЖУЩИХСЯ ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД

В. П. Гринин, А. С. Мицкевич

Выполнены расчеты эмиссионных линий ионизованного кальция для случая движущихся околозвездных оболочек. В интервале температур $T_e = (5-15) \cdot 10^3$ К и электронных концентраций $N_e = 10^8 - 10^{12}$ см⁻³ исследована зависимость относительных интенсивностей линий H и K и инфракрасного триплета Ca II от оптической толщины газа. Показано, что термализация ИК-триплета слабо зависит от N_e и T_e и наступает при $\tau_{K \text{ Ca II}} \geq 10^3$.

Применительно к звездам типа Т Тельца рассмотрено совместное образование эмиссионного спектра водорода и Ca II с учетом ионизации атомов кальция L_{α} -излучением. Показано, что термализация ИК-триплета, наблюдаемая в спектрах звезд этого типа, возможна в условиях протяженных околозвездных оболочек при характерном значении концентрации атомов водорода в области образования эмиссии: $N_{\text{H}} \geq 10^{11}$ см⁻³ и нормальном (солнечном) содержании кальция. В этой области $T_e = (7-8) \cdot 10^3$ К.

Ca II EMISSION SPECTRUM FORMATION IN MOVING STELLAR ENVELOPES, by V. P. Grinin, A. S. Mitskevich.— The calculations of emission lines intensities was carried out for the case of moving stellar envelopes. For the temperature range $T_e = (5-15) \times 10^3$ K and electron densities range $N_e = 10^8 - 10^{12}$ cm⁻³ the dependence of calcium lines intensities from optical depth was investigated. It is established that Ca II IR triplet lines thermalization has only a weak dependence from N_e and T_e and occurs for $\tau_{K \text{ Ca II}} \geq 10^3$.

For the T Tauri stars envelopes calcium emission spectra were calculated together with hydrogen spectra and within Ca II ionization due to L_α -radiation. It has been stated that the observed IR triplet thermalization can be produced in moving stellar envelopes with hydrogen densities $N_H \geq 10^{11}$ cm⁻³ and normal (solar) calcium abundance. The electron temperature in this region is $T_e = (7-8) \times 10^3$ K.

Эмиссия в линиях Ca II, наблюдаемая в спектрах звезд поздних спектральных типов, обычно ассоциируется с излучением хромосфер и активных областей на поверхности звезд. Именно этому случаю и посвящены многочисленные расчеты свечения ионизованного кальция (см., например, [1, 2] и цитированную там литературу). Для ряда объектов, однако, имеются четкие указания на формирование эмиссионного спектра Ca II не в хромосферных условиях на поверхности звезд, а в движущихся околозвездных оболочках.

В качестве примера можно привести симбиотическую звезду SN Лебедя [3], линии H и K Ca II в спектре которой имеют профили типа P Лебедя, что свидетельствует об истечении вещества в области их образования. Ряд других звезд также обладает линиями ионизованного кальция явно нехромосферного происхождения.

Для некоторых объектов, и в частности для звезд типа T Тельца, вопрос об условиях образования кальциевой эмиссии более сложен. Так, в своей ранней работе Кухи [4] для объяснения наблюдаемых профилей линий Ca II в спектрах этих звезд исходил из модели звездного ветра. Позднее он же с соавторами [5], а также Крам [6] для этой цели применяли уже хромосферную концепцию. После появления данных о потоках в ИК-триплете Ca II у звезд типа T Тельца [7-9] выяснилось, что излучение в линиях триплета почти полностью термализовано (отношение интенсивностей линий близко к единице), и этот наблюдательный факт был истолкован в поддержку хромосферной модели образования эмиссии Ca II [8, 9].

В то же время применение хромосферной концепции к звездам типа T Тельца сталкивается со следующим противоречием: из анализа бальмеровских декрементов следует [10, 11], что водородная эмиссия у большинства этих звезд (хотя и не у всех [12]) образуется в протяженных движущихся оболочках с характерной электронной концентрацией $N_e \approx 10^{10}$ см⁻³ и дилуцией $W \approx 10^{-1}-10^{-2}$. Сходство же профилей линий H и K Ca II и линии H α в спектрах ряда звезд этого типа (см., например, [4, 11, 13]) указывает на то, что по кинематическим параметрам область формирования кальциевой эмиссии близка к области формирования бальмеровских линий, а в некоторых случаях, по-видимому, совпадает с ней [11, 13].

Указанное противоречие свидетельствует о том, что эмиссия Ca II в спектрах по крайней мере некоторых звезд типа T Тельца образуется не в хромосферах, а в движущихся околозвездных оболочках. В связи с этим возникает вопрос: может ли в таких условиях произойти термализация ИК-триплета Ca II и если да, то при каких ограничениях на параметры излучающего газа? Решению этого вопроса и посвящена настоящая заметка.

В разделе 1 рассматривается постановка задачи и приводятся основные соотношения. В разделе 2 исследуется свечение ионизованного кальция в вариантах с преобладающим ударным возбуждением, а также с учетом излучения звезды. В последнем разделе эмиссионный спектр Ca II рассчитывается совместно с водородным спектром с учетом иониза-

ции атомов Ca II излучением в линии L_{α} . Результаты расчетов применяются для интерпретации наблюдаемых в спектрах звезд типа Т Тельца относительных интенсивностей линий Ca II и первых членов бальмеровской серии.

1. Основные уравнения

Для расчета эмиссионного спектра Ca II примем стандартную модель атома Ca II (рис. 1), учитывающую пять нижних уровней и континуум. Пренебрежение вышележащими уровнями вполне оправдано, поскольку основным механизмом возбуждения Ca II являются электронные удары и ближайший возбужденный уровень $5s$ (которым мы пренебрегаем) лежит на 3,3 эВ выше уровня $4p$.

Система уравнений стационарности для атомных уровней Ca II с учетом основных радиативных и столкновительных процессов в рамках принятой пятиуровневой модели атома имеет вид

$$N_i \left[\sum_{k=1}^{i-1} (A_{ik} + B_{ik}I_{ki}) + \sum_{k=i+1}^5 B_{ik}I_{ik} + N_e (q_{ic} + \sum_{k \neq i} q_{ik}) + B_{ic}WI_{ic}^* \right] = \sum_{k=i+1}^5 N_k (A_{ki} + B_{ki}I_{ik}) + \sum_{k=1}^{i-1} N_k B_{ki}I_{ki} + N_e \sum_{k \neq i} N_k q_{ki} + N_e^2 N_{III} q_{ci} + N_e N_{III} (A_{ci} + B_{ci}WI_{ic}^*), \quad i = 1, \dots, 5. \quad (1)$$

Здесь N_i — населенность i -го уровня Ca II, N_{III} — концентрация ионов Ca III, N_e — электронная концентрация, I_{ik} — средняя интенсивность излучения на частоте перехода $i \rightarrow k$, q_{ik} — коэффициент ударного взаимодействия, q_{ci} — коэффициент тройной рекомбинации на i -й уровень, A_{ci} и B_{ci} — коэффициенты обычной и вынужденной рекомбинации, B_{ic} — коэффициент фотоионизации, A_{ik} и B_{ik} — эйнштейновские коэффициенты вероятностей радиационных переходов, W — коэффициент дилуции. Остальные обозначения общепринятые.

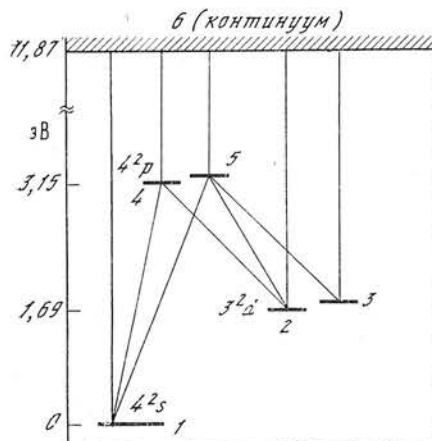


Рис. 1. Диаграмма энергетических уровней и радиативных переходов атома Ca II

При записи (1) принято, что весь кальций находится в одно- и двукратно ионизованном состоянии: $N_{Ca} \approx N_{Ca II} + N_{Ca III}$. Оценки показывают, что пренебрежение нейтральным кальцием в рассматриваемом ниже диапазоне физических условий вполне оправдано.

Чтобы замкнуть систему уравнений (1), необходимо связать среднюю интенсивность излучения I_{ik} с интенсивностью излучения звезды I_{ik}^* и параметрами среды — оптической толщиной в линии $i \rightarrow k$ и населенностями соответствующих уровней. Для этой цели мы воспользовались вероятностным методом Соболева [14, 15].

Используя соотношения, связывающие I_{ik} с I_{ik}^* , функцией источников S_{ik} и средней вероятностью выхода кванта β_{ik} (см., например, [16]), и переходя от населенностей уровней к мензеловским параметрам b_i :

$$N_i = b_i N_e N_{III} \frac{g_i}{g_{III}} \frac{h^3}{2(2\pi m k T_e)^{3/2}} e^{X_i}, \quad (2)$$

где $X_i = \chi_i/kT_e$, χ_i — потенциал ионизации с i -го уровня, g_i , g_{III} — статистические веса i -го уровня атома Ca II и основного состояния Ca III

соответственно, остальные обозначения общепринятые, перепишем систему (1) в виде, удобном для численного решения:

$$\begin{aligned}
 & b_i \left[\sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} \beta_{ki} (1 + W \overline{I_{ki}^*}) + \sum_{k=i+1}^5 A_{ki} W \overline{I_{ik}^*} \beta_{ik} \frac{g_k}{g_i} + B_{ic} W \overline{I_{ic}^*} \right] = \\
 & = \sum_{k=i+1}^5 b_k (1 + W \overline{I_{ik}^*}) \frac{g_k}{g_i} e^{x_k - x_i} A_{ki} \beta_{ik} + (1 - b_i) N_e q_{ic} + \\
 & + N_e \sum_{k \neq i} (b_k - b_i) q_{ik} + \sum_{k=1}^{i-1} b_k e^{x_k - x_i} A_{ik} W \overline{I_{ki}^*} \beta_{ki} + \\
 & + \frac{g_{III}}{g_i} e^{-x_i} \frac{2(2\pi m k T_e)^{3/2}}{h^3} (A_{ci} + B_{ci} W \overline{I_{ic}^*}), \quad i = 1, \dots, 5; \quad (3)
 \end{aligned}$$

$$\overline{I_{ik}^*} = \frac{c^2}{2h\nu_{ik}^3} I_{ik}^* = (e^{x_i - x_k} - 1)^{-1},$$

$x_i^* = \chi_i / kT_*$, T_* — температура звезды.

Входящие в уравнения стационарности коэффициенты ударных и радиационных переходов определялись с учетом следующих данных: силы осцилляторов для пяти рассматриваемых переходов (ИК-триплет и резонансный дублет Н и К) согласно [17]. Там же затабулированы зависимости сечений фотоионизации для рассматриваемых уровней, с помощью которых путем численного интегрирования определялось число фотоионизаций. Коэффициенты ударного возбуждения и ионизации и их зависимость от T_e принимались по данным [18]. При рассмотрении переходов между подуровнями уровней $3d$ и $4p$ учитывались только столкновения с электронами (данные [18]), поскольку вклад столкновений с тяжелыми частицами — протонами и атомами водорода — пренебрежимо мал [17].

Система уравнений (3) решалась методом последовательных приближений с исходными значениями $b_i = 1$. Вычисленная на их основе матрица вероятностей выхода кванта в линиях подставлялась в (3). Итерация завершалась решением системы методом Гаусса с использованием подпрограммы, заимствованной из [19]. Необходимая точность в 1% достигалась, как правило, после трех-четырёх итераций.

2. Относительные интенсивности линий Ca II

Для исследования влияния параметров излучающего газа на относительные интенсивности линий Ca II была рассчитана сетка однородных моделей при фиксированных значениях T_e , N_e и W . В качестве переменного параметра принималась вероятность выхода кванта для перехода $1 \rightarrow 5$ (линия К Ca II): β_{15} . Интенсивность выходящего излучения определялась по формуле

$$I_{ik} = \Delta\nu_{ik} S_{ik} (1 - e^{-\tau_{ik}}), \quad (4)$$

где $\Delta\nu_{ik}$ — ширина линии, обусловленная дифференциальным движением среды, S_{ik} — функция источников для перехода $i \rightarrow k$, τ_{ik} — оптическая толщина в линии $i \rightarrow k$, связанная с вероятностью выхода кванта в этой линии соотношением $\beta_{ik} = [1 - \exp(-\tau_{ik})] / \tau_{ik}$.

Поскольку основным источником свечения Ca II являются электронные удары, представляет интерес вначале рассмотреть случай чисто ударного возбуждения атомных уровней ($W = 0$).

Результаты расчетов для этого важного предельного случая представлены на серии графиков (рис. 2 и 3). Рис. 2 показывает зависимость относительных интенсивностей компонентов ИК-триплета, линий Н и К, а также линий $\lambda 8662 \text{ \AA}$ и К Ca II от оптической толщины газа для трех значений электронной концентрации: $N_e = 10^8, 10^{10}, 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и фикси-

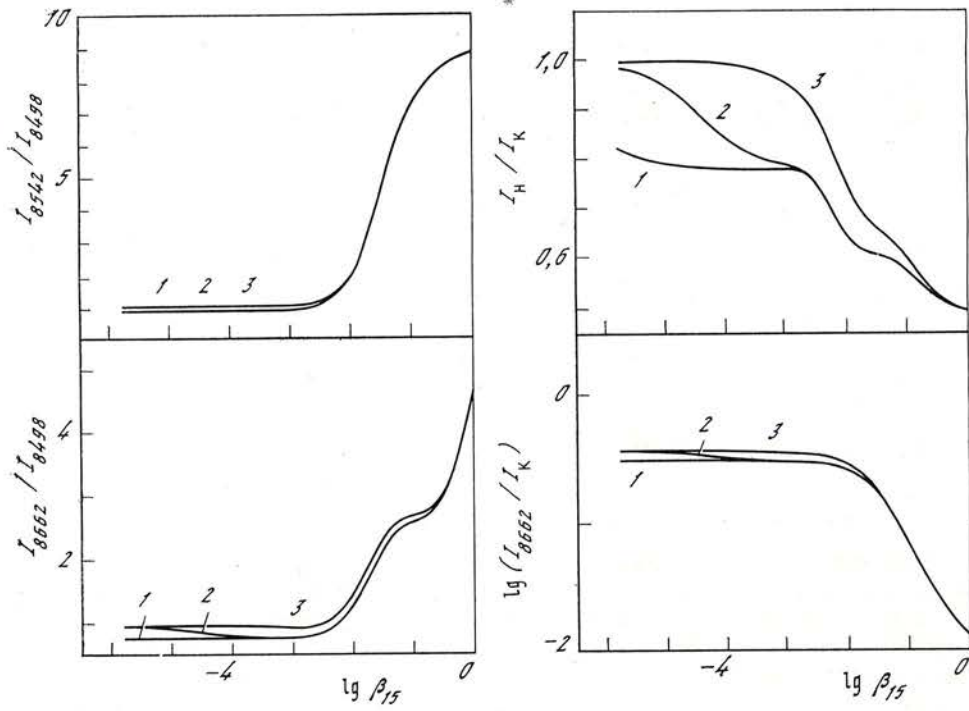


Рис. 2. Относительные интенсивности линий Ca II в вариантах с преобладающим ударным возбуждением при $T_e = 10^4$ К
 1 — $N_e = 10^8$, 2 — 10^{10} , 3 — 10^{12} см $^{-3}$

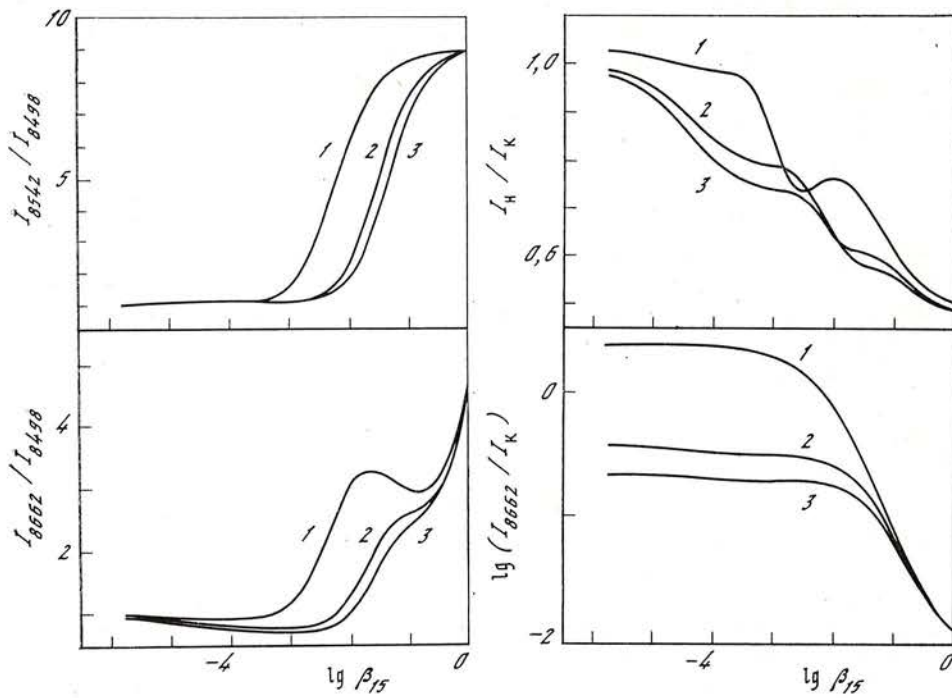


Рис. 3. Относительные интенсивности линий Ca II в вариантах с преобладающим ударным возбуждением при $N_e = 10^{10}$ см $^{-3}$
 1 — $T_e = 5\,000$, 2 — $10\,000$, 3 — $15\,000$ К

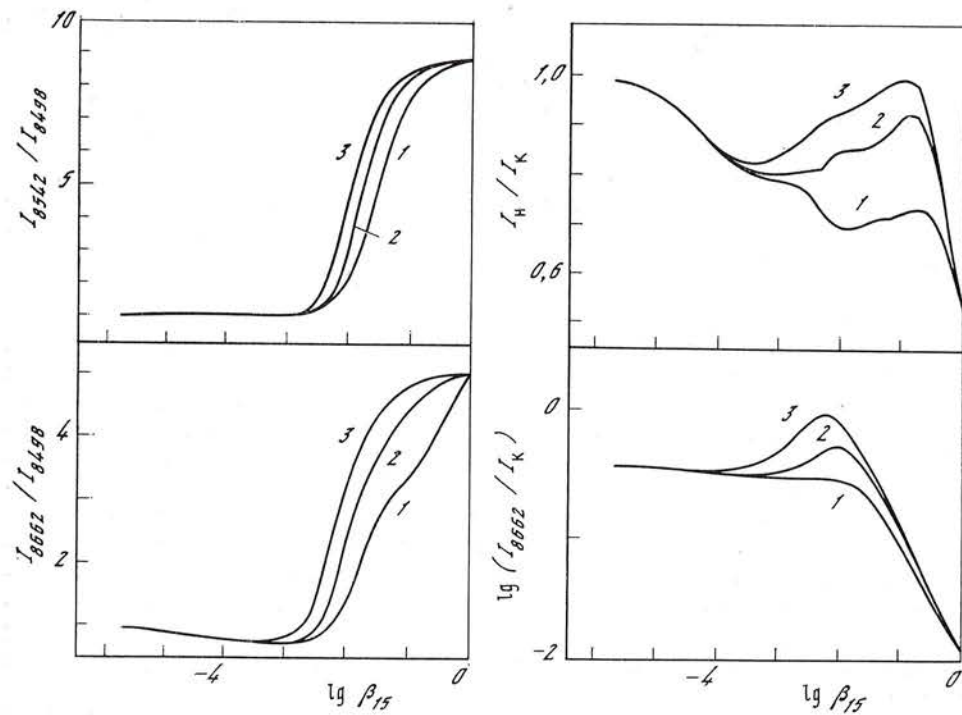


Рис. 4. Относительные интенсивности линий Ca II с учетом излучения звезды
 1 — $W = 10^{-2}$, 2 — 10^{-1} , 3 — 0,5

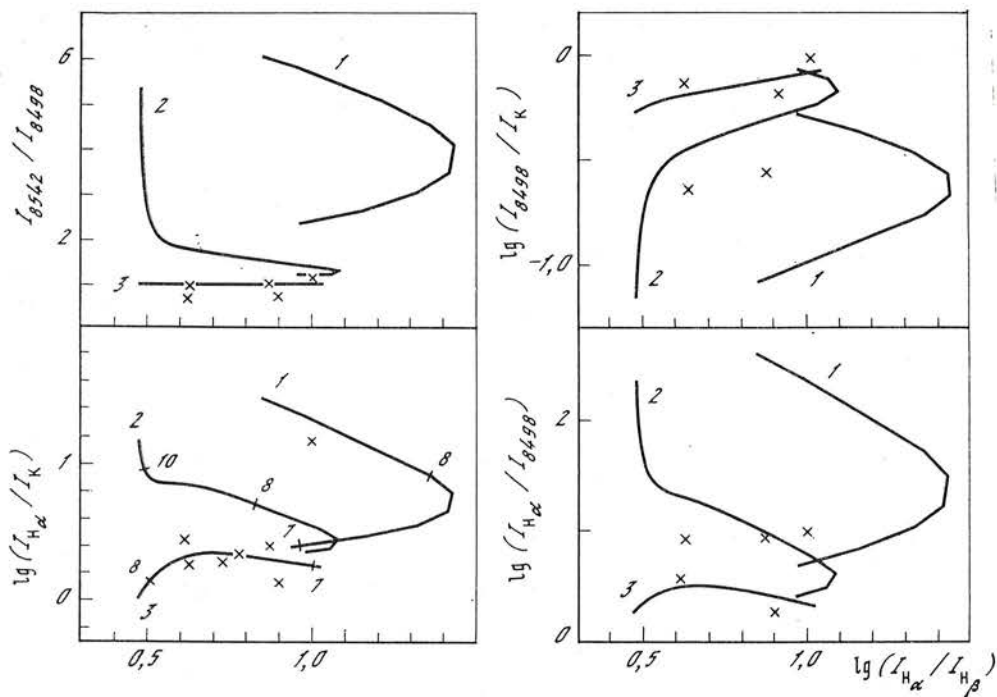


Рис. 5. Относительные интенсивности кальциевых и водородных линий в самосогласованных не ЛТР моделях 1—3 (параметры см. в тексте)
 Относительные интенсивности эмиссионных линий Ca II и H в спектрах звезд типа Т Тельца поданы [21] обозначены крестиками

рованного значения $T_e = 10^4$ К. На рис. 3 аналогичные зависимости даны при фиксированном значении $N_e = 10^{10}$ см $^{-3}$ и трех значениях электронной температуры: $T_e = 5, 10, 15 \cdot 10^3$ К.

В предельном случае оптически тонкого газа ($\beta_{15} = 1$) относительные интенсивности линий определяются только атомными константами (для ИК-триплета отношение интенсивностей $I_{8542} : I_{8662} : I_{8498} = 9:5:1$). В другом предельном случае оптически толстого полностью термализованного газа ($\beta_{15} \rightarrow 0$) интенсивности линий легко получаются из соотношения (4) заменой функции источников на функцию Планка при $T = T_e$, в результате чего отношение интенсивностей линий ИК-триплета становится близким к единице.

Обращает на себя внимание, что переход между этими предельными ситуациями слабо зависит от T_e и почти не зависит от N_e . Фактически единственным существенным параметром, определяющим соотношение интенсивностей внутри ИК-триплета (а при фиксированном T_e и отношении ИК-триплета к резонансному дублету), является оптическая толщина излучающего газа или β_{15} . С точки зрения физики процесса термализации атомных уровней эта особенность необычна, поскольку известно, что указанный процесс определяется соотношением между двумя величинами: вероятностью выхода излучения из среды и вероятностью безызлучательных переходов под действием электронных ударов и, следовательно, зависит как от оптической толщины газа так и от его электронной концентрации. В случае же Ca II переход к почти полной термализации с большой точностью является однопараметрическим.

Объяснение этому заключается в следующем: населенности уровней 3d определяются в основном процессами обмена электронными ударами с основным состоянием 4s. Поэтому отношение населенностей уровней 3d и 4s практически бoльцмановское в широком диапазоне изменения параметров газа. Соответственно вероятности выхода в линиях ИК-триплета связаны с вероятностью β_{15} и меняются синхронно с ней. Поведение относительных интенсивностей внутри ИК-триплета определяется именно этой связью. Таким образом, становится понятной их слабая зависимость от N_e (особенно для отношения I_{8542}/I_{8498} — где верхний уровень общий) и несколько более сильная зависимость от T_e (поскольку бoльцмановское отношение населенностей определяется только электронной температурой).

На рис. 4 представлены аналогичные графики для вариантов, рассчитанных с учетом излучения звезды. Распределение энергии в спектре звезды принималось планковским с температурой $T_* = 5000$ К. Расчеты выполнены при постоянных $N_e = 10^{10}$ см $^{-3}$ и $T_e = 10^4$ К и трех значениях коэффициента дилуции: $W = 0,5; 0,1$ и $0,01$. Как следует из рис. 4, учет излучения звезды несколько усложняет поведение относительных интенсивностей линий Ca II при запираии газа. В частности, зависимость отношения интенсивностей линий $\lambda 8662$ Å и К Ca II от β_{15} становится немонотонной. Однако, как и прежде, изменение интенсивностей ИК-триплета связано в основном с изменением непрозрачности газа. Это указывает на интересную возможность определения параметра β_{15} безотносительно к другим параметрам среды. Причем, как видно из рис. 2—4, для этой цели предпочтительнее использовать отношение I_{8542}/I_{8498} .

3. Относительные интенсивности линий Ca II и водорода в оболочках звезд типа Т Тельца

Основным результатом проведенного выше анализа является вывод о том, что состояние, близкое к полной термализации ИК-триплета Ca II, достигается при $\beta_{15} \leq 10^{-3}$, и это ограничение слабо зависит от других параметров излучающего газа. Остается выяснить теперь, будет ли указанное ограничение на оптическую толщину в линиях резонансного дублета выполнимо в условиях оболочек звезд типа Т Тельца и будет ли

при этом отношение интенсивностей линий водорода и Ca II соответствовать наблюдаемым значениям (что необходимо, если эмиссия в первых членах бальмеровской серии и в линиях Ca II образуется в одном и том же геометрическом объеме среды).

С этой целью было получено совместное решение двух не ЛТР-задач — для водорода и Ca II, — в процессе которого оптические толщины в линиях Ca II определялись самосогласованным образом — путем расчета ионизационного баланса кальция при фиксированном отношении полных концентраций атомов H и Ca: $N_{Ca} = 2 \cdot 10^{-6} N_H$.

Важным элементом ионизационного баланса Ca II является, как известно, ионизация атомов Ca II с уровней $3d$ и $4p$ излучением в линии L_{α} водорода. Для учета этого фактора в систему уравнений (1) и (3) были введены дополнительные члены $N_i B_{ic} I_{L_{\alpha}}$ ($i = 2, \dots, 5$). Интенсивность L_{α} -излучения определялась по формуле (4), в которой ширина линии $\Delta\nu_{L_{\alpha}}$ была фиксирована и соответствовала скорости крупномасштабного движения газа $v = 200$ км/с, характерной для звезд типа Т Тельца.

Система уравнений стационарности для десяти уровней атома водорода, учитывающая все существенные процессы их заселения, решалась с помощью программы, описанной в [16]. Радиационное взаимодействие атомов водорода и Ca II в результате частичного блендирования линий H Ca II и H $_{\xi}$ не учитывалось.

Для каждого варианта расчеты выполнялись при фиксированных значениях электронной температуры T_e , полной концентрации атомов водорода N_H и коэффициента дилуции W . Радиус звезды был принят равным $R_* = 2R_{\odot}$. Значение градиента скорости, необходимое для вычисления вероятностей выхода кванта в линиях, определялось приближенно: $|dv/dr| \approx v/R$, где v — характерная скорость расширения оболочки ($v = 200$ км/с), R — характерный радиус оболочки, соответствующий принятым значениям W и R_* .

В рассматриваемом варианте исходных параметров (T_e , N_H и W) значения электронной концентрации и вероятности выхода кванта в линии L_{α} — β_{12}^H определялись самосогласованным образом путем итераций при решении системы уравнений стационарности и ионизационного равновесия. После достижения сходимости определялись коэффициенты фотоионизации L_{α} -излучением в уравнениях стационарности для Ca II, а также исходное значение вероятности выхода кванта β_{15} :

$$\tau_{15}^{Ca} = \tau_{12}^H \frac{f_{15}^{Ca} v_{12}^H N_1^{Ca} \left(1 - \frac{N_5^{Ca}}{N_1^{Ca}} \frac{g_1^{Ca}}{g_5^{Ca}} \right)}{f_{12}^H v_{15}^{Ca} N_1^H \left(1 - \frac{N_2^H}{N_1^H} \frac{g_1^H}{g_2^H} \right)}, \quad (5)$$

где индексами H и Ca отмечены параметры, относящиеся к водороду и Ca II соответственно, f_{ik} — сила осциллятора для перехода $i \rightarrow k$. Значение β_{15} в дальнейшем уточнялось в процессе итераций при решении системы уравнений стационарности для Ca II (за счет уточнения величин N_1^{Ca} и N_5^{Ca}).

По описанной выше методике были рассчитаны три семейства моделей для следующих комбинаций параметров N_H и W :

- 1) $N_H = 3 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$; $W = 0,01$; $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$;
- 2) $N_H = 10^{11}$ см $^{-3}$; $W = 0,03$; $\dot{M} = 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$;
- 3) $N_H = 3 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$; $W = 0,03$; $\dot{M} = 3 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$.

Величина темпа потери массы для каждого варианта оценивалась по приближенной формуле.

$$\dot{M} \approx 4\pi R^2 N_H m_H v \quad (6)$$

и, как видно из приведенных выше значений, соответствует оценкам M для звезд типа Т Тельца (см., например, [20]).

На рис. 5 приведены результаты вычислений относительных интенсивностей линий ИК-триплета, К Ca II и линий H_α и H_β водорода. Параметром, меняющимся вдоль каждой кривой, является электронная температура, значения которой в единицах 10^3 К приведены на левом нижнем графике. Общность оси абсцисс позволяет легко восстановить аналогичную разметку и на других графиках рис. 5.

В процессе расчетов контролировалась светимость газа в линии H_α :

$$L_{H_\alpha} \simeq \frac{4}{3}\pi R^3 N_{32}^H \beta_{23}^H h\nu_{23}^H, \quad (7)$$

которая по данным [21] для звезд типа Т Тельца заключена в пределах $L_{H_\alpha} \approx 10^{31} - 10^{32}$ эрг/с. Кривые на рис. 5 ограничены таким образом, чтобы удовлетворять этому интервалу светимостей L_{H_α} .

Крестиками на рис. 5 нанесены исправленные за покраснение относительные интенсивности линий Ca II и водорода в спектрах ряда звезд типа Т Тельца из [21]. Отобраны только те звезды, для которых по литературным данным удалось определить полуширины линий К Ca II и H_α , они оказались сравнимы по величине RY Tau, T Tau, DR Tau, RW Aur, GW Ori, AS 209 и UZ Tau. Из рассмотрения графиков видно, что термализация линий ИК-триплета Ca II невозможна в семействе моделей с $N_H = 3 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$ и достигается в интервале концентраций $N_H \gtrsim 10^{11}$ см $^{-3}$. Этот же интервал значений N_H наилучшим образом соответствует и наблюдаемым относительным интенсивностям других рассматриваемых линий.

Из условия совместного образования эмиссионных линий водорода и Ca II вытекает также ограничение на электронную температуру газа: $T_e \gtrsim (7-8) \cdot 10^3$ К. Внутри этого интервала температур электронная концентрация газа порядка 10^{10} см $^{-3}$, что согласуется с оценками, сделанными на основе анализа бальмеровских декрементов [10, 11].

Выводы

На основании проведенного выше совместного решения не ЛТР-задач для Ca II и водорода могут быть сделаны следующие выводы.

1. Образование термализованного ИК-триплета Ca II в спектрах звезд типа Т Тельца возможно не только в хромосферах звезд, но и в протяженных околозвездных оболочках при условии, что характерная концентрация атомов водорода в области образования эмиссии порядка $N_H \gtrsim 10^{11}$ см $^{-3}$. Рассчитанные для этого интервала плотностей относительные интенсивности других линий Ca II и линий H_α и H_β также согласуются с данными наблюдений.

2. Из условия совместного образования эмиссионных спектров Ca II и водорода в пространственно совпадающих (или близких) областях газовой оболочки вытекает ограничение на температуру газа $T_e \approx (7-8) \cdot 10^3$.

3. Поскольку в реальных условиях протяженных оболочек имеет место стратификация плотности и скорости движения газа, зависимость условий термализации ИК-триплета от N_H позволяет использовать профили линий триплета для диагностики поля скоростей в области образования эмиссии.

Авторы выражают искреннюю благодарность Р. Е. Гершбергу, П. П. Петрову и А. Г. Щербакову за полезные обсуждения.

Декабрь 1986 г.

Литература

1. Giampapa M. S., Worden S. P., Linsky J. L. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 258. P. 740.
2. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1981. Vol. 45. P. 635.

3. Hack M., Rusconi L., Sedmak G. et al. // Astron. and Astrophys. 1982. Vol. 113. P. 250.
4. Kuhi L. V. // Astrophys. J. 1964. Vol. 140. P. 1409.
5. Calvet N., Basri G., Kuhi L. V. // Ibid. 1984. Vol. 277. P. 725.
6. Cram L. E. // Ibid. 1979. Vol. 234. P. 949.
7. Shanin G. I., Shevchenko V. S., Shcherbakov A. G. // IAU Symp. N 67 / Ed. V. E. Sherwood and L. Plaut. Dordrecht. Reidel, 1975. P. 117.
8. Шанин Г. И. // Астрон. журн. 1979. Т. 56. С. 30.
9. Herbig G. H., Soderblom D. R. // Astrophys. J. 1980. Vol. 242. P. 628.
10. Гринин В. П. // Астрофизика. 1980. Т. 16. С. 243.
11. Гринин В. П., Петров П. П., Шаховская Н. И. // Изв. Крым. астрофиз. общ. 1985. Т. 71. С. 109.
12. Катмышева Н. А. // Астрофизика. 1981. Т. 17. С. 301.
13. Салманов И. Р. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Ереван. гос. ун-т, 1975.
14. Соболев В. В. Движущиеся оболочки звезд. Л.: Изд-во ЛГУ, 1974.
15. Castor J. I. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1970. Vol. 149. P. 111.
16. Гринин В. П., Катмышева Н. А. // Изв. Крым. астрофиз. общ. 1980. Т. 62. С. 66.
17. Shine R. A., Linsky J. L. // Solar Phys. 1974. Vol. 39. P. 49.
18. Kneer F., Mattig W. // Astron. and Astrophys. 1978. Vol. 65. P. 17.
19. Краскевич В. Е., Зеленский К. Х., Гречко В. И. Численные методы в инженерных исследованиях. Киев: Вища шк. 1986.
20. Кухи Л. В. // Протозвезды и планеты. М.: Мир, 1983. С. 812—824.
21. Kuhi L. V. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1974. Vol. 15. P. 47.

УДК 524.33, 524.352

К ВОПРОСУ О ПЕРЕМЕННОСТИ ОРБИТАЛЬНОГО ПЕРИОДА DQ HERCULIS

Е. С. Дмитриенко

Проведен анализ затмений главного компонента вторичным в DQ Her (N Her 1934) по фотометрическим наблюдениям 1982—1986 гг. Заподозрено, что изменение величины $O - C$ происходит по синусоидальному закону с периодом около пяти лет и амплитудой около 3—4 мин. В случае подтверждения этого дальнейшими наблюдениями выбор между гипотезами наличия в системе третьего тела или вращения линии апсид будет затруднен из-за отсутствия на $UBVRI$ -кривых блеска вторичного минимума. Если же принять, что возможная синусоидальная зависимость $O - C$ от времени происходит из-за вращения линии апсид, то оно может обуславливаться деформацией фигуры вторичного компонента, так как вклад от релятивистского вращения не превышает 5%. Полученное в этом случае значение параметра k_2 для модели с нулевой вязкостью составляет $(1-5) \cdot 10^{-3}$, что соответствует очень большой концентрации вещества звезды к ее центру. Использование моделей с ненулевой вязкостью должно привести к возрастанию параметра k_2 .

TO THE PROBLEM OF DQ HERCULIS ORBITAL PERIOD VARIATIONS, by E. S. Dmitrienko.— The eclipses of the primary component by the secondary one in DQ Her (N Her 1934) were analyzed using the light curves obtained by photometrical observations in 1982—1986. It is suspected that the value $O - C$ is varying with time according to sinusoidal law with the period of about 5 years and the amplitude $\sim 3-4$ min. Further observations are necessary for this phenomenon being confirmed. The secondary minimum is not shown up on the $UBVRI$ -light curves of DQ Her. That is why the two hypothesis—the apsidal motion and the third component in the system — would seem adequate to explain the sinusoidal change of the value « $O - C$ ». If we accept that probable sinusoidal dependence $O - C$ on time occurs due to apsidal motion, it can be a result of deformation of the secondary component shape, since the contribution from the relativistic motion does not exceed 5%. The obtained value of k_2 for the models with zero viscosity is $(1-5) \cdot 10^{-3}$ that corresponds to a very high concentration of stellar matter toward the centre of the star. Application of models with the viscosity not equal to zero must lead to the increase of k_2 parameter.

По современным представлениям катаклизмические переменные состоят из белого и красного карликов. Последний, называемый вторичным компонентом, непрерывно теряет вещество, часть которого аккрецируется белым карликом, часть попадает в общую оболочку системы, а часть, возможно, покидает ее. Аккреция на белый карлик в зависимости от скорости поступающего потока массы и величины его магнитного поля может происходить в различных режимах. При не очень сильном магнитном поле вокруг белого карлика образуется дискообразная оболочка. Газовая струя от вторичного компонента, ударяясь в нее, приводит к появлению так называемого горячего пятна. Интенсивность и температура излучения в пятне выше, чем в соседних с ним областях дискообразной оболочки. В результате этого, когда горячее пятно оказывается на луче зрения, на кривой блеска образуется так называемый горб.

Нахождение зависимости $O - C$ — разности времен минимумов, наблюдаемого и расчетного, для катаклизмических переменных позволило бы оценить скорости обмена масс в них из наблюдений и сравнить их с вычисленными по теории дисковой аккреции. При этом необходимо отделить истинные изменения периода от кажущихся, обусловленных, например, вращением линии апсид системы или присутствием третьего тела. Проблема переменности орбитального периода у новых, карликовых новых и новоподобных звезд изучается уже много лет. Ей посвящены работы Крушевского [1], Горбацкого [2], Прингла [3], Бермана и Пакуля [4] и ряд других. Согласно им в большинстве случаев для определения характера изменения орбитального периода со временем требуются более точные и/или более длинные ряды наблюдений, чем исследуемые авторами. Так, Прингл [3] провел анализ девяти катаклизмических объектов, среди которых были Новая 1891 г. T Aur, карликовые новые Z Cha, EM Cyg, U Gem, Новая 1934 г. DQ Her и др. Однако только у двух из них — T Aur и EM Cyg — удалось обнаружить значимые изменения орбитального периода, которые с равным успехом можно было считать синусоидальными или параболическими. Берман и Пакуль [4] провели анализ своих наблюдений четырех затменных катаклизмических звезд: U Gem, EM Cyg, T Aur и V2051 Oph. В U Gem обнаружены квазипериодические изменения величины $O - C$ со временем с периодом около 18 лет. Авторы пришли к заключению, что квазипериодические изменения $O - C$, возможно, существуют и у остальных трех систем и что эти изменения, вызванные, например, движением линии апсид или присутствием третьего тела, могут искажать реальную переменность орбитального периода, образуемую за счет перераспределения масс в системе, потери ею вещества и/или процессами аккреции. Скорость истечения газа у вторичного компонента в таких системах, определенная по наблюдаемым изменениям орбитального периода, на порядок превосходит значение, соответствующее теории дисковой аккреции. Возможно, здесь истинные изменения периода искажены геометрическими эффектами, возникающими, например, из-за вращения линии апсид. Выявление же переменности орбитальных периодов катаклизмических систем, происходящих вследствие каких-либо геометрических факторов, способствовало бы получению допол-

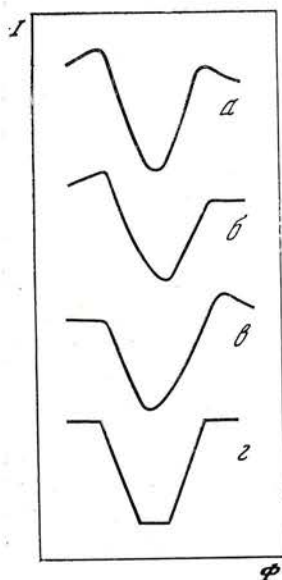


Рис. 1. Схематическая кривая интенсивности излучения DQ Her при затмении главного компонента вторичным для разных случаев наблюдения горячего пятна

a — на обеих ветвях кривой затмения, б и в — только на нисходящей и только на восходящей ветвях, г — для случая, когда излучением горячего пятна можно пренебречь

нительной информации об их физических характеристиках. Так, нахождение зависимости $O-C$ от времени в случае синусоидального изменения периода системы, если оно вызвано присутствием третьего тела, позволило бы оценить массу этого тела и его расстояние от центра масс системы. Если же рассматриваемое изменение обусловлено вращением линии апсид системы, то появляется возможность исследования внутреннего строения ее компонентов.

Получение величин $O-C$ для взрывных звезд затрудняется существованием в них различного рода нестационарностей в газовых струях, дискообразных оболочках и в самих звездных компонентах. В связи с этим более благоприятными для исследования являются объекты, в которых происходят затмения. Но кривые блеска таких объектов имеют характерную особенность — горб до и/или после затмения. Последний обусловлен появлением на луче зрения горячего пятна. Максимумы горбов обычно видны на орбитальных фазах 0,8—0,9 и 0,10—0,15. Форма горба зависит от положения горячего пятна на дискообразной оболочке, от интенсивности его излучения, а также от условий поглощения этого излучения. Горячее пятно и какие-либо другие неоднородности в структуре дискообразной оболочки могут существенно влиять на кривую затмения. Рис. 1 иллюстрирует сказанное для разных случаев наблюдений горба. Для затменных систем с заметным горячим пятном, интенсивность излучения и положение которого со временем меняются хаотически, могут возникнуть значительные неопределенности в нахождении фотометрических минимумов. Этот факт следует учитывать при построении зависимости $O-C$ от времени.

Переменность орбитального периода DQ Her

Изменение орбитального периода DQ Her — его возрастание — было впервые отмечено Мамфордом [5]. Затем на это же указали Назер и Уорнер [6]. Прингл [3], проанализировав 36 затмений DQ Her, не нашел сколько-нибудь значительных изменений $O-C$ со временем. Все эти выводы, однако, относились к кривым блеска, полученным не позднее 1976 г., когда более высокий горб наблюдался иногда до затмения, иногда после него. Это свидетельствует о том, что горячее пятно хаотически меняло свое положение и, возможно, интенсивность излучения. А так как относительная высота горбов составляла около (15—30)% от уровня внезатменного блеска системы, то влияние их на форму кривой затмения должно быть существенным. В связи с этим представляется маловероятным нахождение по кривым блеска этого времени каких-либо периодических изменений величины $O-C$ при амплитудах в несколько минут (т. е. при таких амплитудах, которым соответствовал бы малый эксцентриситет орбиты, трудно обнаружимый из наблюдений). Другая ситуация возникла при анализе кривых затмения DQ Her в 1982—1986 гг.¹ У этих кривых значительный горб появляется только до затмения на фазах 0,8—0,9. Относительная высота горба после затмения не превышает, как правило, 5% от суммарного блеска обоих компонентов во всех фильтрах системы *UBVRI*. Это свидетельствует о стабилизации положения горячего пятна на дискообразной оболочке вокруг белого карлика в 1982—1986 гг. по сравнению с 1954—1976 гг. Форма горба также не претерпевает заметных изменений за рассматриваемый промежуток времени. Поэтому искажение горячим пятном кривой затмения «невозмущенного» главного компонента — белого карлика с дискообразной оболочкой без горячего пятна — практически одинаково для всех кривых блеска DQ Her в 1982—1986 гг. Тем самым представляется возможность определения величин

¹ Кривые блеска DQ Her 1982—1986 гг. были получены в пяти широкополосных фильтрах, близких к стандартным для *UBVRI*-системы Джонсона, на 1,25- и 2,6-метровом телескопах Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с помощью фотометра-поляриметра Хельсинкской обсерватории. Описание аппаратуры и результатов наблюдений приведено в [7, 8].

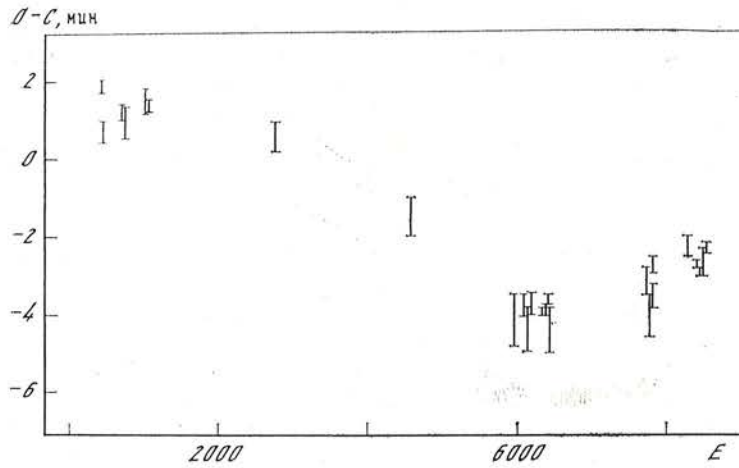


Рис. 2. График зависимости величины $O - C$ от времени по данным $UBVR-I$ -фотометрии DQ Нег в 1982—1986 гг.

По оси абсцисс — число орбитальных периодов (см. пояснения в тексте)

$O - C$ на однородном материале, когда горячее пятно одинаковым образом искажает кривые затмения и одинаково влияет на оценки моментов фотометрических минимумов.

На рис. 2 представлена зависимость величины $O - C$ от времени по наблюдениям в пяти широкополосных фильтрах. Орбитальный период DQ Нег равен $4^h 39^m$. Длина вертикальной линии отражает неопределенность величины $O - C$, возникающую из-за различных проявлений неоднородности структуры дискообразной оболочки в разных спектральных диапазонах. Рассматриваемая зависимость получена на основе высокоскоростной фотометрии с временным разрешением 12—45 с. Ошибки величины $O - C$ не должны выходить за пределы этого интервала. Первые два значка на графике построены только по кривым блеска в фильтре B , так как для этих двух ночей (26 и 27.05 1982 г.) использовался одноканальный электрофотометр АФМ-8 и 26.05 счетчик времени, возможно, был выставлен недостаточно точно. Значительные скачки величины $O - C$ от даты к дате в остальных случаях вызваны, вероятно, различного рода нестационарностями в дискообразной оболочке (в последующие за 26.05 ночи производился дополнительный контроль установки счетчика времени). По своему характеру зависимость $O - C$ на графике близка к синусоидальной. Временной интервал наблюдений, однако, не охватывает полного цикла изменения величины $O - C$. Для окончательного вывода о синусоидальной переменности видимого орбитального периода DQ Нег требуется более длинный ряд наблюдений. Предварительная обработка имеющегося ряда, выполненная с помощью метода наименьших квадратов, дает оценку периода изменения $O - C$ около пяти лет и амплитуды около трех-четырёх минут. Физическая переменность орбитального периода сильно увеличивает разброс величин $O - C$ относительно синусоиды, что не позволяет для неполного ряда, построенного по совокупности всех возможных значений $O - C$ во всех пяти фильтрах, получить значения периода синусоиды с точностью, большей 5%. Для рассматриваемой здесь задачи эта точность вполне удовлетворительна. Используемые при расчете величин $O - C$ эфемериды DQ Нег брались из [9].

Интерпретация наблюдаемой у DQ Нег временной зависимости $O - C$

Синусоидальный характер изменения видимого орбитального периода DQ Нег со временем может обуславливаться: а) присутствием третьего тела, с которым DQ Нег образует широкую пару; б) релятивистским враще-

нием линии апсид; в) вращением линии апсид орбиты DQ Нег из-за деформации фигуры ее вторичного компонента.

Тот факт, что на *UBVRI*-кривых блеска DQ Нег отсутствует вторичный минимум, не позволяет только на основе фотометрических кривых блеска сделать выбор между гипотезами наличия третьего тела и вращения линии апсид. Однако обнаружение к настоящему времени синусоидального изменения величины $O - C$ у целого ряда тесных двойных систем позволяет предполагать, что причину наблюдаемой зависимости $O - C$ от времени было бы более естественно искать не в присутствии третьего тела, а в каких-то характерных свойствах самих тесных двойных систем, предшественниками которых являются и катаклизмические переменные.

Рассмотрим вопрос о вращении линии апсид в DQ Нег. В этом случае орбита DQ Нег являлась бы не круговой, как это принято считать, а эллиптической с эксцентриситетом $e \approx 0,03 \div 0,04$. Такое маленькое значение e могло бы объяснить тот факт, что имеющиеся спектральные данные по DQ Нег не вызывают пока подозрений об эллиптичности ее орбиты. При этом также получили бы объяснения и два таких наблюдательных факта, как различие скоростей обращения главного компонента вокруг центра тяжести системы, относящихся к разным временам наблюдений², и различие формы «дна» кривых затмений в 1982—1984 гг. и в 1985 г. — на последних дно более широкое.

Скорость релятивистского вращения линии апсид у DQ Нег будет составлять не более 5% от наблюдаемого значения, равного (65—71) °/год. Поэтому вращение линии апсид может быть вызвано деформацией фигуры красного карлика. Используя в этом случае наблюдаемую скорость вращения линии апсид, можно попытаться получить сведения о структуре красной звезды в DQ Нег.

Согласно Штерну [12] и с учетом того, что $e < 0,1$ и главный компонент системы — белый карлик, скорость поворота линии апсид за счет деформации фигуры вторичного компонента системы будет определяться следующим выражением:

$$\omega_{ар} = \frac{360^\circ}{P} k_2 \left\{ 15f_2(e) \frac{m_1}{m_2} + \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right) \left(\frac{\omega_2}{\omega} \right)^2 (1 - e)^{-2} \right\} r_2^5, \quad (1)$$

где k_2 — коэффициент, зависящий от внутреннего строения звезды; $\omega_{ар}$, ω_2 , ω — угловые скорости поворота линии апсид, вращения вторичного компонента вокруг своей оси и обращения по орбите соответственно (причем для тесных пар, как правило, наблюдения показывают, что $\omega_2/\omega = (1 + e)/(1 - e)$ — см., например, [13]); P — орбитальный период DQ Нег; m_1 и m_2 — массы белого и красного карликов; значения функции $f_2(e)$ и выражения $(1 - e)^{-3}$ в случае DQ Нег можно принять равными 1; $r_2 = R_2/a$, где R_2 — радиус красной звезды, a — большая полуось относительной орбиты компонентов. По оценкам, полученным в [14], из анализа решения кривых блеска 1954 и 1975 гг., а также из анализа решения кривых блеска 1982—1984 гг., проведенного автором с учетом спектроскопических данных из [11], отношение масс $m_2/m_1 \approx 1,0 \div 0,60$, большая полуось относительной орбиты $a \approx (7,1 - 9,7) \cdot 10^{10}$ см, масса вторичного компонента $m_2 \approx (0,22 \div 0,50) m_\odot$ соответственно³. Для таких значений m_2 согласно эмпирической зависимости «радиус — масса», приводимой в [15], $R_2 \approx (1,9 - 3,8) \cdot 10^{10}$ см, или в долях a $r_2 \approx 0,26 \div 0,39$.

Оценим величину коэффициента k_2 , подставляя в выражение (1) все приведенные выше значения параметров системы, с учетом того, что вклад

² Гринстейн и Крафт [10] получили значение $K_1 = 149$ км/с, Хатчингс и др. [11] $K_1 = 136$ км/с в 1958 и 1978 гг. соответственно.

³ Некоторая неопределенность в значениях параметров системы возникает не только в задаче решения кривых блеска, но также и при нахождении этих параметров из анализа фотометрических данных совместно со спектроскопическими, в частности, из-за неопределенности в скорости обращения главного компонента по орбите: согласно [10] $K_1 = 149$ км/с, а согласно [11] $K_1 = 136$ км/с.

от релятивистского вращения не более 5%. Значение параметра k_2 в таком случае будет около 0,001—0,005. Напомним, что для политропных моделей звезд $k_2 = 0,00134$ в случае индекса политропы $n = 4$ и $k_2 = 0$ при $n = 5$ (модель Роша, когда вся масса звезды принимается сосредоточенной в ее центре). Найденное значение должно, таким образом, свидетельствовать об огромной плотности звезды в центре по сравнению с плотностью ее внешних слоев. И DQ Her не является исключением. Полученные таким способом значения k_2 для других тесных двойных систем тоже существенно меньше, чем предсказываемые теорией внутреннего строения звезд. Это расхождение, вероятно, вызвано несовершенством применяемого для расчетов соотношения, а именно: в нем совсем не учитывается вязкость звездного вещества. Как показал Хосакава [16], введение вязкости приведет к возрастанию величины k_2 и тем самым к уменьшению различия наблюдений и теории. Но пока, к сожалению, это лишь качественное объяснение, так как аналога выражению (1), учитывающего и вязкость, и распределение углового момента в звезде, еще нет. Поэтому в настоящее время не представляется возможным выявить степень отклонения значения параметра k_2 , найденного с помощью выражения (1), от того, которое получилось бы в случае учета вязкости звезды, а следовательно, и судить, насколько все же плотнее центральная область красного карлика в DQ Her по сравнению с его периферийными частями.

Основные выводы

Искажения формы затменных участков на кривых блеска DQ Her в 1982—1986 гг., вызванные горячим пятном, имеют одинаковый характер. Это позволило по кривым затмения, полученным с высоким временным разрешением, найти для DQ Her зависимость $O - C$ от времени. По своему характеру эта зависимость близка к синусоидальной с периодом около пяти лет и амплитудой около 3—4 мин. Однако для выявления полного цикла изменения $O - C$ нужно продолжить имеющийся ряд наблюдений еще примерно на один год.

Из-за отсутствия на *UBVRI*-кривых блеска DQ Her вторичного минимума выбор между гипотезами наличия третьего тела или вращения линии апсид орбиты DQ Her только на основе фотометрических кривых блеска не представляется возможным. Но при этом следует отметить, что имеющиеся у целого ряда тесных двойных систем синусоидальные изменения $O - C$ со временем позволяют считать, что такая зависимость скорее всего обусловлена внутренними причинами и отражает характерные особенности этих систем.

Если принять, что возможная синусоидальная переменность наблюдаемого орбитального периода DQ Her происходит из-за вращения линии апсид (при этом эксцентриситет эллиптической орбиты DQ Her будет около 0,03—0,04), то вклад релятивистского вращения в наблюдаемое составлял бы не более 5%. Следовательно, вращение линии апсид могло бы вызываться деформацией фигуры вторичного компонента системы. Полученное в этом случае значение коэффициента k_2 для моделей с нулевой вязкостью будет 0,001—0,005, что соответствует очень большой концентрации вещества звезды к ее центру. При рассмотрении, однако, моделей с ненулевой вязкостью, как это показано в [16], величина k_2 должна возрасти.

Выражаю благодарность Г. Н. Шараповой за помощь в оформлении рисунков.

Октябрь 1986 г.

Литература

1. Kruzewski A. // *Adv. Astron. and Astrophys.* 1966. Vol. 4. P. 233.
2. Горбачук В. Г. Новые и новоподобные звезды. М.: Наука, 1974.
3. Pringle J. E. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1975. Vol. 170. P. 633.
4. Beuermann K., Pakull M. W. // *Astron. and Astrophys.* 1984. Vol. 136. P. 250.
5. Mumford G. S. // *Mass loss from stars* / Ed. Hack. Dordrecht: Reidel, 1969. P. 204.

6. Nather P. E., Warner B. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1969. Vol. 143. P. 145.
7. Дмитриенко Е. С., Ефимов Ю. С., Шаховской Н. М. // Астрофизика. 1985. Т. 22, вып. 1. С. 32.
8. Дмитриенко Е. С. // Eruptive phenomena in stars. Budapest, 1986. N 86. P. 357.
9. Olson E. C., Africano P. A. // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1981. Vol. 93. P. 130.
10. Greenstein J. L., Kraft R. P. // Astrophys. J. 1959. Vol. 130. P. 99.
11. Hutchings J. B., Kowley A. P., Crampton P. // Ibid. 1979. Vol. 232. P. 500.
12. Sterne T. E. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1939. Vol. 99. P. 451.
13. Swings P. // Ztschr. Astrophys. 1936. Bd. 12. S. 40.
14. Дмитриенко Е. С., Черенацук А. М. // Астрон. журн. 1980. Т. 57, вып. 4. С. 749.
15. Patterson J. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1984. Vol. 54. P. 443.
16. Hosakawa Y. // Astrophys. and Space Sci. 1985. Vol. 115. P. 403.

УДК 524.358.3

КРИВАЯ БЛЕСКА ПЕКУЛЯРНОЙ СИМБИОТИЧЕСКОЙ ЗВЕЗДЫ HM Sge

Т. С. Белякина, В. П. Архипова *, О. Д. Докучаева *, Р. И. Носкова *

Приводится кривая блеска HM Sge за период 1950—1986 гг., построенная по фотографическим и фотоэлектрическим наблюдениям, проведенным в Крыму. До вспышки, наблюдавшейся в 1975 г., блеск звезды был слабее 17^m с возможными колебаниями $\geq 1^m$. Амплитуда вспышки составила около 7^m , продолжительность подъема блеска $\Delta t \leq 340^d$. В максимуме наблюдались колебания, амплитуда которых со временем уменьшалась. Приводятся также кривые показателей цвета $U - B$ и $B - V$ после вспышки. В 1983 г. наблюдалось резкое уменьшение цвета $U - B$.

THE LIGHT CURVE OF PECULIAR SYMBIOTIC STAR HM Sge, by T. S. Belyakina, V. P. Arkhipova, O. D. Dokuchaeva, R. I. Noskova.— The light curve of HM Sge in 1950—1986 derived from photographic and photoelectric observations in Crimea is given. Before the outburst the photographic magnitude of the star was $\geq 17^m$ with possible variations in the range of $\geq 1^m$. The amplitude of the outburst is about 7^m , the duration of brightness increase is found to be ≤ 340 days. In the light maximum the variations decreased with the time. The $U - B$ and $B - V$ colour curves after flash are also given. The strong decrease of $U - B$ index was revealed in 1983.

Исследование симбиотических звезд привлекает большое внимание ввиду разнообразия фотометрической и спектральной переменности этих объектов. Пачинский и Рудак [1] разделили класс этих звезд на две группы. В первую они включили «классические» симбиотические звезды (Z And, CI Cyg и др.), показывающие неоднократные вспышки блеска с амплитудой, не превосходящей 3^m в визуальных лучах. Во вторую группу авторы включили несколько звезд, показавших одну, но большую, с амплитудой более 3^m , вспышку за все время их наблюдений. К ним относятся V1016, Cyg, AG Peg и др. К этой же группе принадлежит и исследованная нами переменная HM Sge.

HM Sge была открыта в 1976 г. О. Д. Докучаевой [2] на негативе, полученном с объективной призмой на телескопе Шмидта 60/90/180-см АН Венгерской Народной Республики. Переменность блеска была обнаружена тогда же по материалам стеклянной библиотеки ГАИШ [3]. В 1976 г. были начаты систематические фотоэлектрические наблюдения звезды в Крымской обсерватории АН СССР и на Крымской станции ГАИШ. Часть из них опубликована [4].

отрудники ГАИШ МГУ.

Таблица 1
 Фотографические наблюдения ИМ Sge в 1950—1976 гг.

J.D.2400000+	m_{pg}	J.D.2400000+	m_{pg}	J.D.2400000+	m_{pg}
33 480	17,5 ^m	38 970	>16,9 ^m	40 086	17,6 ^m
34 111	>13	972	>17,5	093	16,9
138	>15	974	>17,5	094	>17,5
224	>14,5	977	>17,5	095	>17,5
517	>15	978	>18,1:	097	>16,9
37 117	18:	980	>18,1:	098	>18,1:
159	18,5:	999	18,1:	117	>17,5
160	18	39 236	>17,5	118	17,5
163	17,7	237	>16,9	119	17,7
164	17,7	267	>16,9	122	17,6
165	17,5	292	>17,5	123	>18,1:
166	18,5:	294	>17,5	125	17,6
175	17,6	323	>15,7	153	17,5
176	17,7	329	18,0:	157	>16,9
194	18,0:	334	>17,5	386	>16,9
196	17,7	344	18	387	>17,5
220	17,7	346	>17,5	426	>16,9
223	17,7	379	17,8	427	>15,5
528	>14,8	382	>17,5	428	>15,5
546	17,0	383	>15,7	473	>17,5
576	>17,8	384	>18,1:	475	>17,5
578	16,9	385	>16,9	476	>17,5
843	>16,9	648	>16,9	502	17,8
876	>16,9	647	>17,5	509	>17,5
877	>18,1:	655	>17,5	510	17,6
885	17,5	677	>16,9	511	>17,5
888	17,2	678	>18,1:	512	>16,9
38 144	>16,1	683	>18,1:	744	>16,9
127	17,5	684	16,9	747	>16,9
261	>16,9	686	>18,1:	773	17,0
268	>16,9	689	>16,9	779	>18,1
311	16,9	704	>16,9	783	>17,5
312	18,0:	706	>16,9	799	17,1
554	18,0:	707	>15,5	800	>17,5
561	18,0:	708	>16,9	801	>18,1:
623	>14,8	711	>16,9	802	17,5
668	>18,1:	712	>17,5	805	17,5
673	>17,5	714	18,1:	807	>16,9
697	18,1:	730	18,1:	809	>16,9
698	>18,1:	739	>16,9	810	>17,5
703	17,7	745	>17,5	812	>16,1
880	16,9	746	>17,5	819	>16,9
886	16,9	767	18,1:	822	18,1:
905	17,5	767	18,1:	823	>17,5
910	18,1:	769	18,5:	828	>16,1
913	18,1	770	17,8	41 161	>16,1
916	17,5	968	>17,8	177	>16,9
942	16,9	973	17,8	417	>16,9
946	16,9	999	17,8	427	17,7
951	>17,5	40 007	>16,9	452	>18,1
964	>16,9	003	>16,9	454	>16,9
968	18,1:	036	>16,9	475	17,8

Таблица 1 (окончание)

J.D.2400000+	m_{pg}	J.D.2400000+	m_{pg}	J.D.2400000+	m_{pg}
41 482	>18,1: ^m	41 838	>16,9 ^m	42 597	11,56 ^m
486	17,8	839	18,0:	599	11,61
492	>17,0	842	>16,9	601	11,66
508	17,0	860	>18,1:	605	11,46
510	>16,1	864	>17,8	607	11,61
513	17,7	865	>16,1	625	11,30
514	17,7	869	17	626	11,46
518	>18,1:	873	>17,5	630	11,46
522	>17,5	875	>16,9	637	11,13
530	>17,5	887	>17,5	642	11,20
532	>16,9	892	>16,9	654	11,20
536	>16,9	901	>16,9	658	11,42
546	>16,9	902	>16,9	659	11,06
548	17,75	916	>17,5	661	11,53
564	>17,5	918	>16,9	662	11,23
565	17,5	920	18,0:	665	11,53
566	17,6	924	17,4	667	11,53
567	>16,9	928	>15,4	668	11,53
568	17,7	931	>18,1	684	11,53
569	17,5	974	17,6	744	11,57
570	17,5	42 211	18:	747	11,53
571	>15,4	216	>17,5	749	11,75
573	17,5	218	17,5	869	11,03
575	>15	221	>17,5	930	10,75
576	>16,9	257	17,0	960	11,46
577	>18,1:	300	>15,4	961	12,19
584	17,8	507	15,13	965	12,14
595	17,3	539	12,88	43 039	12,10
596	17,9	542	12,92	045	12,14
597	17,5	546	12,86	047	12,10
608	>17,5	551	12,57	063	12,27
803	>16,9	567	12,18	064	11,71
813	>17,5	577	12,27	069	11,71
837	18,1:	579	12,16	072	11,71

1. Методика наблюдений

Фотографические оценки блеска HM Sge сделаны по негативам 40-см астрографа Крымской станции ГАИШ. С июля 1960 до 1977 г. сотрудниками Службы переменных звезд ГАИШ было получено 260 негативов, содержащих область HM Sge. Использовались пластинки Agfa unspens, а так же ORWO ZU-1 и ZU-2. Предельная величина звезд на негативах колебалась в пределах m_{pg} 17—18^m. Оценки фотографического блеска HM Sge

Таблица 2

Звезда	V	B - V	U - B
a	9,47 ^m	+0,24 ^m	-0,16 ^m
c	11,36	+0,58	+0,44
d	11,96	+0,57	+0,32

получены привязкой к звездам сравнения, приведенным в [5], там же описание методики привязки и оценка точности величин звезд сравнения.

На всех исследованных негативах с предельной величиной 17^m HM Sge почти всегда не видна. На лучших негативах с пределом $m_{pg} \approx 18^m$ звезда видна, однако большей частью на пределе. Мы считаем, что точность оценок блеска HM Sge близка к $\pm 0,5^m$ у $m_{pg} \approx 18^m$ и $\pm 0,2-0,3^m$ у $m_{pg} \approx 17^m$. Она обусловлена в основном сильным влиянием зернистости фотоэмульсии. В табл. 1 приводятся фотографические оценки блеска HM Sge в 1950—1976 гг. Обычно за ночь имелась одна пластинка, в редких случаях — две-четыре пластинки.

После открытия HM Sge в августе 1976 г. первые фотоэлектрические *UBV*-наблюдения были проведены нами в сентябре того же года на Крымской станции ГАИШ с помощью 60-см рефлектора и автоматизированного фотометра и ведутся систематически до настоящего времени. В Крымской астрофизической обсерватории наблюдения проводились с электрофотометром, установленным на 64-см менисковом телескопе. Сравнение одновременных наблюдений HM Sge на 60- и 64-см телескопах не показало существенных различий, вследствие чего все наши фотоэлектрические *UBV*-наблюдения можно рассматривать как однородный ряд.

В качестве основных звезд сравнения мы приняли звезды *a*, *c* и *d*, величины и показатели цвета которых были уточнены в сравнении [5] и приводятся в табл. 2. Карта для отождествления звезд сравнения приведена на рис. 1.

Все фотоэлектрические наблюдения выполнены с диафрагмой, включающей соседнюю с HM Sge звезду $V = 13,66^m$, находящуюся на расстоянии $12''$ от HM

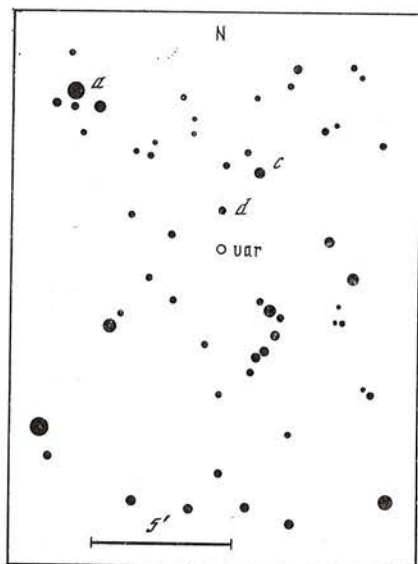


Рис. 1. Карта окрестностей HM Sge

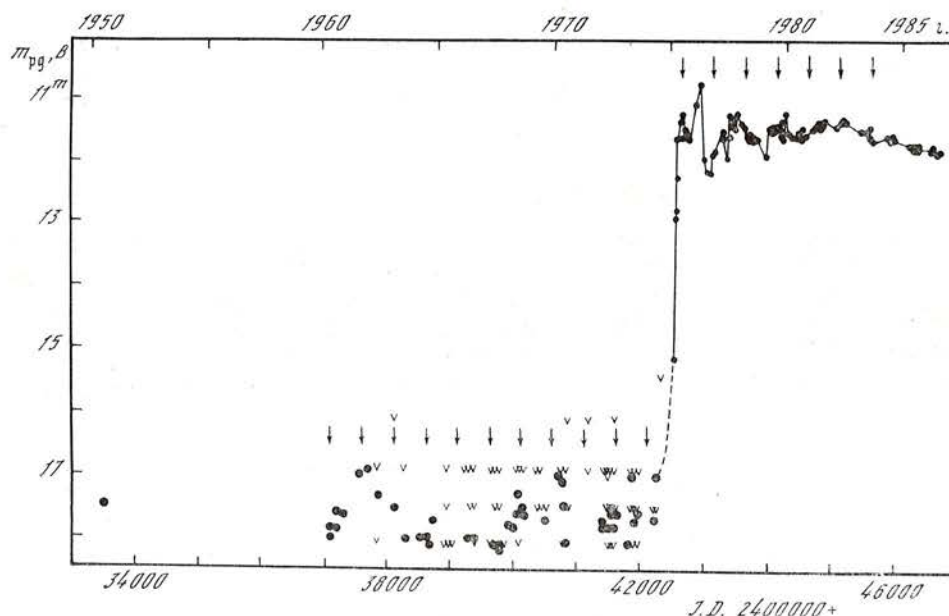


Рис. 2. Кривая блеска HM Sge, построенная по фотографическим и фотоэлектрическим в лучах *V* величинам, усредненным по 20-дневным интервалам

Таблица 3

Фотоэлектрические наблюдения HM Sge

J.D. 2400000+	V	B - V	U - B	J.D. 2400000+	V	B - V	U - B
43 049	11,81 ^m	0,44 ^m	-0,14 ^m	43 433	10,89 ^m	0,36 ^m	-0,37 ^m
050	11,54	0,44	-0,39	437	10,91	0,32	-0,40
055	11,77	0,43	-0,45	439	10,85	0,28	-0,35
130	11,32	0,48	-0,23	449	10,87	0,32	-0,45
279	11,09	0,35	-0,40	453	10,85	0,27	-0,39
283	11,24	0,35	-0,41	486	10,88	0,30	—
333	11,42	0,48	-0,33	489	10,71	0,34	-0,42
334	11,43	0,48	-0,25	490	10,63	0,36	-0,36
339	11,53	0,43	-0,25	495	10,99	0,34	-0,45
340	11,49	0,51	-0,36	496	10,92	0,38	-0,45
342	11,52	0,44	-0,26	578	10,97	0,38	—
344	11,42	0,50	-0,35	606	10,95	0,48	-0,49
346	11,36	0,39	-0,54	610	10,97	0,46	-0,37
347	11,25	0,41	-0,36	614	11,00	0,44	-0,33
349	11,08	0,36	-0,34	634	11,14	0,45	-0,33
350	11,15	0,30	-0,41	668	11,15	0,46	-0,45
351	11,09	0,35	-0,37	692	11,09	0,39	-0,48
352	11,08	0,30	-0,40	695	11,06	0,45	-0,51
353	11,00	0,34	-0,43	696	11,09	0,40	-0,42
354	10,97	0,36	-0,46	697	11,10	0,37	-0,41
355	10,92	0,30	-0,40	698	11,04	0,42	-0,44
356	11,01	0,32	-0,42	701	11,15	0,42	-0,49
359	11,09	0,30	-0,33	702	11,06	0,46	-0,48
360	11,08	0,31	-0,38	703	11,11	0,44	-0,41
363	11,04	0,32	-0,31	705	11,10	0,42	-0,51
364	11,06	0,37	-0,40	718	11,06	0,45	-0,41
368	11,00	0,29	-0,27	729	11,10	0,45	-0,49
373	11,03	0,35	-0,32	745	11,13	0,45	-0,50
374	11,01	0,33	-0,38	747	11,11	0,48	-0,49
376	10,84	0,32	-0,37	751	11,08	0,49	-0,43
377	10,73	0,33	-0,37	764	11,09	0,45	-0,44
378	10,61	0,30	-0,39	772	11,21	0,45	-0,38
379	10,66	0,33	-0,44	964	11,00	0,89	-0,44
387	11,11	0,26	-0,36	988	10,89	0,54	-0,49
388	11,01	0,32	-0,39	989	10,93	0,47	-0,27
389	11,01	0,30	-0,47	992	10,93	0,47	-0,31
394	11,05	0,32	-0,39	998	10,91	0,46	-0,35
398	11,04	0,34	-0,35	44 018	10,88	—	—
404	10,98	0,35	-0,34	021	10,95	0,38	-0,34
405	11,13	0,39	-0,41	022	10,92	0,42	-0,35
407	11,08	0,44	-0,49	023	11,03	0,38	-0,32
416	11,07	0,36	-0,35	024	11,05	0,34	-0,25
417	11,01	0,36	-0,38	040	11,04	0,50	-0,36
419	11,05	0,37	-0,37	043	11,03	0,48	-0,32
422	10,88	0,32	-0,41	044	11,04	0,45	-0,26
423	10,93	0,30	-0,40	052	10,97	0,49	-0,30
424	10,94	0,30	-0,40	053	10,92	0,51	-0,26
425	10,96	0,30	-0,42	057	10,89	0,48	-0,32
426	11,01	0,32	-0,43	074	10,96	0,48	-0,28
428	11,02	0,33	-0,47	086	10,95	0,47	-0,31
429	11,04	0,32	-0,42	105	11,04	0,45	-0,27
430	11,04	0,30	-0,43	106	11,05	0,44	-0,29

Таблица 3 (продолжение)

J.D. 2400000+	V	B - V	U - B	J.D. 2400000+	V	B - V	U - B
44 112	10,97 ^m	0,44 ^m	-0,34 ^m	45 465	11,00 ^m	0,46 ^m	-0,45 ^m
128	10,95	0,44	-0,31	528	10,99	0,48	-0,43
129	10,98	0,44	-0,31	553	10,95	0,47	-0,40
130	10,94	0,44	-0,33	582	11,00	0,56	-0,47
137	11,00	0,38	-0,21	608	11,16	0,43	-0,68
139	11,01	0,48	-0,41	614	11,16	0,42	-0,68
141	11,00	0,44	-0,36	615	11,20	0,45	-0,73
161	10,93	0,46	-0,31	619	11,16	0,44	-0,75
162	10,99	0,27	-0,12	846	11,06	0,55	-0,53
163	11,02	0,36	-0,24	847	11,16	0,32:	-0,67:
168	10,91	0,48	-0,30	848	11,10	0,38	-0,60
173	10,85	0,47	-0,32	850	11,24	0,29	-0,58
175	10,86	0,45	-0,21	851	11,19	0,26	-0,58
188	11,00	0,53	-0,35	913	11,15	0,40	-0,61
314	11,00:	0,58:	-0,51:	914	11,17	0,43	-0,73
348	10,67:	0,50:	-0,24:	915	11,18	0,39	-0,73
370	11,04	0,46	-0,34	938	11,16	0,40	-0,64
377	11,03	0,51	-0,31	964	11,17	0,37	-0,73
409	11,03	0,45	-0,29	965	11,18	0,40	-0,74
410	11,10	0,48	-0,27	967	11,20	0,39	-0,74
431	11,13	0,47	-0,37	968	11,18	0,39	-0,73
432	11,18	0,35	-0,33	969	11,20	0,38	-0,70
435	11,09	0,50	-0,39	970	11,20	0,41	-0,82
438	11,12	0,41	-0,30	971	11,20	0,41	-0,73
454	10,99	0,48	-0,32	975	11,20	0,40	-0,74
460	11,11	0,32	-0,26	46 228	11,25	0,44	-0,86
472	11,00	0,49	-0,35	234	11,28	0,46	-0,86
483	11,08	0,53	-0,35	240	11,36	0,37	-0,90
521	11,09	0,51	-0,36	265	11,29	0,45	-0,89
523	11,13	0,43	-0,34	268	11,30	0,38	-0,83
525	11,13	0,39	-0,29	289	11,30	0,40	-0,78
526	11,12	0,39	-0,32	292	11,33:	0,38:	-0,86
752	11,02	0,43	-0,37	297	11,27	0,40	-0,82
762	11,00	0,43	-0,33	301	11,24	0,42	-0,81
799	10,93	0,47	-0,30	316	11,21	0,50	-0,79
806	11,01:	0,27:	-0,29:	325	11,30	0,47	-0,88
813	11,04	0,41	-0,36	329	11,21	0,48	-0,77
849	10,99	0,46	-0,35	330	11,23	0,46	-0,80
873	11,00	0,44	-0,31	556	11,33	0,40	-0,80
876	11,05	0,31	-0,21	557	11,27	0,41	-0,78
877	11,03	0,33	-0,27	562	11,23	0,46	-0,86
881	11,02	0,31	-0,23	563	11,37:	0,17:	-0,73:
45 110	11,05	0,34	-0,28	564	11,30	0,35	-0,70
114	11,11	0,31	-0,25	641	11,30	0,45	-0,80
115	10,99	0,45	-0,30	642	11,33	0,47	-0,84
164	10,96:	0,42:	-0,42:	644	11,36	0,41	-0,81
195	10,96	0,30	-0,26	649	11,38	0,40	-0,84
196	10,90	0,44	-0,35	650	11,38	0,39	-0,95
226	10,98	0,32	-0,25	651	11,41	0,39	-0,91
229	10,99	0,34	-0,23	652	11,35	0,38	-0,86
230	10,99	0,34	-0,21	653	11,48	0,37	-0,95
234	11,02	0,33	-0,24	654	11,41	0,38	-0,88
236	10,98	0,34	-0,21	655	11,40	0,40	-0,90

Таблица 3 (окончание)

J.D. 2400000+	V	B - V	U - B	J.D. 2400000+	V	B - V	U - B
46 656	11,38 ^m	0,37 ^m	-0,85 ^m	46 710	11,22 ^m	0,52 ^m	-0,83 ^m
657	11,40	0,40	-0,89	712	11,28	0,47	-0,81
703	11,30	0,45	-0,85	714	11,24	0,49	-0,82
706	11,27	0,50	-0,91	715	11,25	0,47	-0,76

Sge. Вклад ее излучения в оценку блеска HM Sge невелик и не превышает 9% в лучах V и B. В табл. 3 содержатся UVB-наблюдения HM Sge, выполненные нами в 1976—1986 гг. Точность фотоэлектрических наблюдений HM Sge составляет 0,01—0,02^m в каждом из фильтров системы UVB.

2. Кривая блеска до вспышки и подъем к максимуму

На рис. 2 приводится кривая блеска HM Sge, построенная на основе данных табл. 1 и 3, усредненных по 20-дневным интервалам. Различие фотографической и B-величины не учитывалось из-за сильного эмиссионного спектра у этой звезды.

Оценка блеска в 1950 г. получена по измерениям блеска HM Sge на карте 0—190 Паломарского Атласа неба (17—18.07 1950 г.).

Анализ кривой блеска HM Sge показывает, что в 1960—1974 гг. сильных вспышек звезды не наблюдалось. Максимальный блеск не превышал в этот период 17^m. Мы не можем говорить с большой уверенностью о переменности блеска HM Sge до вспышки ввиду низкой точности оценок предельно слабого на негативах объекта, однако следует обратить внимание на возможные флуктуации блеска в 1960—1962 гг. и в 1967—1970 гг.

Большой интерес представляет характер подъема блеска звезды к максимуму. Начало подъема приходится на интервал между июлем 1974 г. и апрелем 1975 г. С 4.04 до 6.07 1975 г. блеск возрастал со скоростью 0,03^m/сут, достигнув максимума (11,13^m) 12.08 1975 г., после чего блеск упал на 0,4^m и снова достиг вторичного, более высокого максимума ($m_{pg} = 10,75^m$) в конце мая 1976 г. Принимая этот максимум за абсолютный, получим оценку амплитуды вспышки HM Sge $\sim 7^m$. Ни у одной известной симбиотической звезды такая большая амплитуда вспышки не наблюдалась. Общая продолжительность подъема блеска, хотя ее оценка осложнена периодом невидимости и пропусками в наблюдениях, составляет $\Delta t < 673^d$, если за максимум принять момент J. D. 2442930 (вторичный максимум). С другой стороны, принимая в качестве максимума средний уровень блеска во вспышке ($m_{pg} = 11,5^m$), получим продолжительность подъема $\Delta t \leq 343^d$, что дает среднюю скорость подъема 0,02^m/сут.

3. Кривая блеска в максимуме

Уже фотографические наблюдения в максимуме показали сильную переменность блеска HM Sge. Интересной особенностью после вспышки является наличие нескольких глубоких минимумов блеска. Глубокий минимум продолжительностью около трех месяцев наблюдался в период J. D. 2442960—2443060, два другие — около J. D. 2443330 и J. D. 2443970.

Средний уровень блеска в лучах B оставался 11,5^m до 1983 г., после чего началось медленное ослабление переменной. Долговременные флуктуации с характерным временем от нескольких месяцев до одного-двух лет имели в целом затухающий характер — звезда как бы «успокаивалась» после вспышки.

Более быстрая переменность с характерным временем несколько суток имеет место, однако ее амплитуда за последние пять лет не превышает 0,15^m в лучах B.

В 1977 г. наблюдалась быстрая вспышка звезды с амплитудой $0,5^m$ (J. D. 2443374—387), причем амплитуда была одинаковой во всех фильтрах U, B, V . Другая, похожая на нее, но меньшей амплитуды, наблюдалась менее детально в период J. D. 2443486—495. Вообще, в 1977 г. HM Sge показывала наибольшую нестационарность за все время после вспышки.

Сравнение оценок блеска, полученных в течение одной ночи, не показывало до 1983 г. переменности с характерным временем несколько часов, превышающей $0,02^m$; однако позднее флуктуации стали больше, и в 1986 г. их амплитуды в фильтре B достигали $0,15^m$.

Поиски сверхбыстрой переменности в 1977 г. показали ее отсутствие с точностью $\pm 0,01^m$ на интервалах времени 10 с, однако эти наблюдения были проведены лишь в течение одной ночи.

4. Цветовые характеристики HM Sge во время вспышки

Кривая блеска в лучах V и изменения показателей цвета $B - V$ и $U - B$ HM Sge в 1976—1986 гг. показаны на рис. 3. Поскольку в спектре звезды с момента открытия наблюдаются сильные эмиссионные линии, то UBV -величины сильно искажены эффектом ярких полос. Вероятно, он изменяется со временем. В 1983—1985 гг. наблюдалось резкое уменьшение показателя цвета $U - B$ при слабом изменении $B - V$. На рис. 4 показано перемещение HM Sge на двухцветной диаграмме $B - V, U - B$. Точки представляют среднегодовые значения показателей цвета. Видно, что звезда движется вверх и слегка вправо на диаграмме. Такое движение было интерпретировано в [6] как усиление со временем бальмеровского континуума HM Sge. Оно в свою очередь было интерпретировано как результат падения электронной температуры газовой оболочки на фоне роста степени возбуждения эмиссионного спектра, отмечаемого другими исследователями HM Sge [7].

5. Сравнение фотометрического поведения HM Sge с другими эруптивными звездами

В фотометрическом, а также и в спектральном поведении HM Sge обнаруживается сильное сходство с симбиотической звездой II типа V1016 Cyg, вспышка которой на $\sim 5^m$ произошла в 1965 г. Средний уровень блеска в лучах B звезды V1016 Cyg также был примерно постоянен после вспышки в течение почти 10 лет, после чего он медленно начал падать [8]. На двухцветной диаграмме $U - B, B - V$ фотометрическая эволюция V1016 Cyg проходила точно так же, как у HM Sge, если учесть различие в межзвездном поглощении света обеих звезд (рис. 4). На рис. 4 нанесены среднегодовые значения показателей цвета V1016 Cyg, полученные в той же фотометрической системе, что и для HM Sge (двузначные числа соответствуют годам наблюдений). Сильное уменьшение показателя цвета $U - B$ обнаружилось у V1016 Cyg через 10 лет после вспышки, а у HM Sge — через 8 лет.

Вспышка HM Sge хотя и похожа на вспышку новой звезды, но существенно от нее отличается: во-первых, скорость подъема блеска при вспышке во много раз меньше, чем у новых, во-вторых, спектр в максимуме является чисто эмиссионным и не содержит линий поглощения. В литературе наиболее часто сравнивают HM Sge с очень медленными новыми RR Tel и RT Ser.

RR Tel, вспыхнувшая в 1944 г. на 6^m , до вспышки в течение 15 лет показывала периодические колебания с периодом 387^d [9], причем колебания были хорошо заметны, когда средний блеск звезды был $14-15^m$, и мало заметны, когда звезда была $\sim 13^m$. Подъем к максимуму занял у RR Tel 120 сут, что дает скорость подъема блеска $\geq 0,05^m/\text{сут}$ — существенно больше, чем у HM Sge. Спектр RR Tel в максимуме был абсорбционный, типа F, сильные эмиссии появились спустя пять лет [10]. Про-

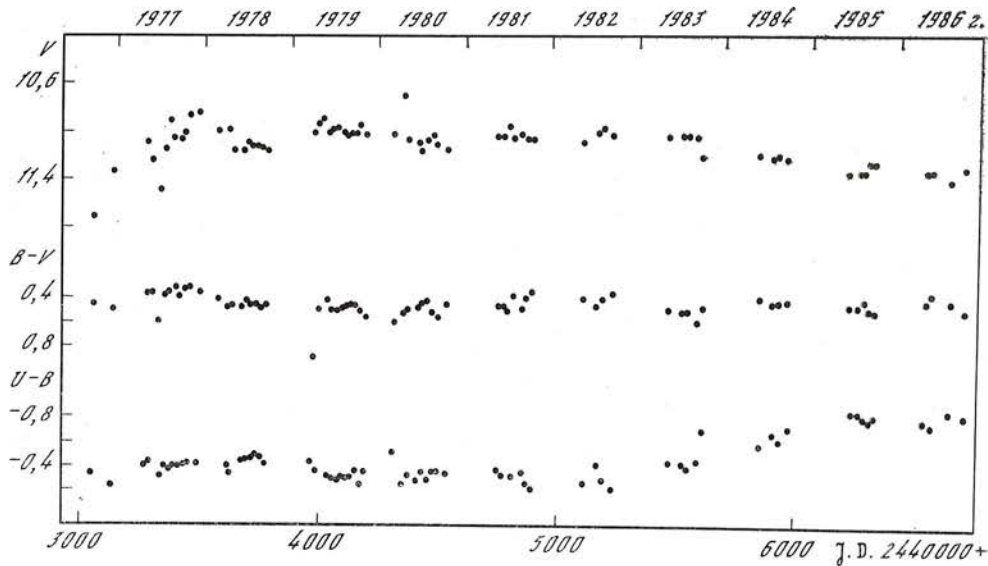
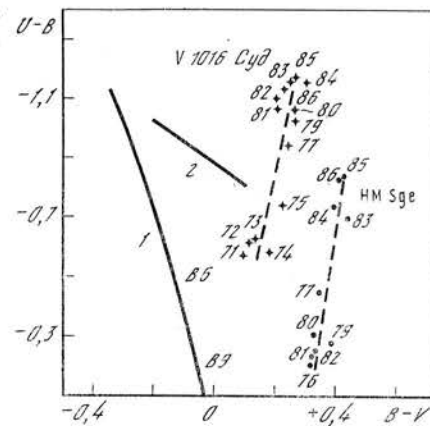


Рис. 3. Кривая блеска в лучах V и изменения показателей цвета HM Sge, усредненных по 20-дневным интервалам

Рис. 4. Положение показателей цвета HM Sge и V 1016 Cyg, усредненных за год и не исправленных за межзвездное поглощение, на двухцветной диаграмме $(B - V) - (U - B)$
 1 — положение главной последовательности, 2 — направление линии нарастающего покраснения



должительность максимума блеска — пять лет. После него, когда звезда достигла $m_V = 10^m$, в визуальной области спектра RR Tel снова проявились долгопериодические колебания, которые особенно хорошо видны сейчас в ИК-области [11]. После вспышки HM Sge Таранова и Юдин [12] указали на возможность периодических изменений ее блеска в ИК-области спектра (1,2—3,5 мкм). Период оценивается примерно в 500^d . Если это пульсации холодного компонента, то имело смысл поискать их проявление до 1975 г., т. е. до вспышки. Согласно современным представлениям этот компонент не испытывает значительных изменений при вспышке. На рис. 2 стрелками показаны возможные эпохи максимума блеска, рассчитанные с периодом $P = 500^d$ от двух максимумов ИК-блеска в 1979—1980 гг. Видно, что блеск звезды мог быть повышенным около этих эпох, в частности, около J. D. 2437600, 2438100, 2439600, 2440100, 2440600. К сожалению, наблюдений недостаточно для уверенного сопоставления. Мы не можем полностью исключить, что пульсации долгопериодической переменной типа Миры отсутствовали до вспышки HM Sge. Отметим, что эмиссия в линии H_α , вероятно, наблюдалась в спектре HM Sge в 1969 г. [13], поэтому спектр до вспышки мог быть классифицирован как Me.

В максимуме блеска периодические колебания как у RR Tel, так и у HM Sge в видимой области спектра отсутствовали, но флуктуации блеска с амплитудой до 1^m в лучах B были похожими. В отличие от RR Tel эти флуктуации у HM Sge затухают со временем (см. рис. 2). Возможно, что более медленный подъем блеска HM Sge связан с более длительным пребыванием звезды в максимуме, поэтому падение блеска начинается у нее лишь примерно через 10 лет после вспышки.

Сравнение фотометрического поведения HM Sge с RT Ser более фрагментарно по сравнению с RR Tel, так как для RT Ser отсутствуют продолжительные ряды наблюдений блеска. Абсорбционный спектр сверхгиганта был характерным для RT Ser в максимуме блеска.

Конечно, нельзя исключать того, что у HM Sge при вспышке был абсорбционный спектр, который быстро заменился эмиссионным, и эта фаза была пропущена в спектральных наблюдениях. Значительное ослабление блеска m_{pg} после максимума в 1976 г. до $12,1^m$ и постепенный его рост к $11,5^m$, возможно, приходится на эту фазу. Тогда стадию блеска в период J. D. 2442560—750 можно рассматривать как предмаксимальную задержку, обычно характерную для новых звезд.

Сопоставление фотометрического поведения HM Sge при вспышке со вспышками медленных новых, безусловно, показывает сходное развитие. Это указывает на сходство явлений вспышки у симбиотических звезд II типа и медленных новых.

Авторы благодарят Н. В. Краснобабцеву и В. Т. Жоголеву за помощь в подготовке иллюстрированного материала к печати.

Декабрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Paczynski B., Rudak B. // Astron. and Astrophys. 1980. Vol. 82. P. 349—351.
2. Dokuchaeva O. D. // Inform. Bull. Variable Stars. 1976. N 1189.
3. Докучаева О. Д. // Астрон. цирк. 1977. № 946. С. 6.
4. Белякина Т. С., Гершберг Р. Е., Шаховская Н. И. // Письма в Астрон. журн. 1978. Т. 4. С. 406—410; 1979. Т. 12. С. 653—657.
5. Носкова Р. И., Савельева М. В., Архипова В. П. и др. // Переменные звезды: Приложение. 1979. Т. 3. С. 755—758.
6. Архипова В. П., Носкова Р. И. // Астрон. цирк. 1985. № 1361. С. 1.
7. Ипатов А. П., Юдин Б. Ф. // Там же. № 1392. С. 1.
8. Архипова В. П. // Переменные звезды. 1983. Т. 22. С. 25—30.
9. Mayall M. W. // Harvard Bull. 1949. N 919. P. 15—17.
10. Thackeray A. D. // Mon. Not. Astron. Soc. South Afr. 1949. Vol. 8. P. 84.
11. Kenyon S. J., Bateson F. M. // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1984. Vol. 96. P. 321—324.
12. Taranova O. G., Yudin B. F. // Astron. and Astrophys. 1983. Vol. 117. P. 209—214.
13. Архипова В. П., Докучаева О. Д., Шокин Ю. А. // Астрон. цирк. 1978. № 983. С. 4.

УДК 524.356.3

ПРИРОДА КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА RW Aur.

I. ЧАСТОТЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ 1983—1986 гг.

П. Ф. Чугайнов, М. Н. Ловкая

По фотоэлектрическим *UBVRI*-наблюдениям получены спектры мощности изменений блеска RW Aur в интервале периодов от нескольких часов до нескольких минут. Предпринята попытка выделить периодические колебания в полосах *VRI* и объяснить их природу. Обнаружено колебание с периодом 156 ± 5 мин, являющимся, вероятно, фундаментальным периодом. Кроме того, в спектрах мощности в пределах периодов 10—83 мин выделен ряд пиков, возможно являющихся *p*-модами. Расстояние этих пиков по частоте $\Delta\omega_1 \leq 70$ мкГц, что при массе RW Aur $1,5 M_{\odot}$ соответствует значениям ее радиуса $R \geq 1,1 R_{\odot}$.

THE NATURE OF SHORT-PERIODICAL LIGHT VARIATIONS OF RW Aur;
I. FREQUENCIES FROM OBSERVATIONS OF 1983—1986, by P. F. Chugainov,
M. N. Lovkaya.— The power spectra in the interval of periods from several hours to several minutes have been obtained from photoelectric *UBVRI* observations of RW Aur.

An attempt is made to pick out periodical oscillations in *VRI* bands and to explain their nature. An oscillation is discovered with a period of 156 ± 5 min which probably is the fundamental period. Besides that a sequence of peaks is chosen in period limits of 10–83 min possibly being the *p*-modes. The frequency spacing of these peaks is $\Delta\omega_1 \leq 70 \mu\text{Hz}$ that corresponds to the radius values $R/R_\odot \geq 1.1$ adopting for RW Aur the mass of $1.5 M_\odot$.

RW Aur — хорошо известная переменная звезда типа Т Тау. Ее визуальный блеск *V* изменяется от 10,2 до 11,9^m [1–4]. В течение ночи за несколько часов непрерывных наблюдений ее блеск в полосе *B* изменяется в пределах 0,1–0,2^m [3, 4]. Сообщалось о быстрых вспышках этой звезды с амплитудой до 0,7^m, подобных вспышкам звезд типа UV Cet [4, 5]. Поскольку известно, что RW Aur — визуально-двойная звезда ($d = 1,2''$), и обычно проводятся наблюдения суммарного блеска обоих компонентов, то невозможно решить, какой из компонентов (или оба) изменяет блеск. Выдвигалось предположение, что вспышечные изменения принадлежат более слабому по блеску спутнику RW Aur [5]. В [6, 7] показано, что у RW Aur действуют два различных механизма изменения блеска: один проявляется в полосах системы *UBVRI*, а другой, вспышечный, только в полосах *U* и *B*. В [8] исследован спектр мощности изменений *U*-величины RW Aur в интервале частот ω 0,03–10 мин⁻¹. Показано, что спектральная мощность зависит от частоты как ω^{-2} , и эта зависимость была интерпретирована как наложение многих вспышек, подобных солнечным. Как мы видим, в настоящее время еще мало известно о причинах изменений блеска RW Aur, в частности короткопериодических изменений в шкалах времени порядка минут–часов в полосах *V*, *R*, *I*.

Мы сообщаем здесь о результатах фотоэлектрических *UBVRI*-наблюдений, из которых найден спектр мощности RW Aur в интервале частот 10^{-3} – $3 \cdot 10^{-1}$ мин⁻¹. Предпринята попытка выделить периодические колебания и объяснить их природу.

1. Наблюдения

Использовался пятиканальный фотоэлектрический фотометр, установленный на 125-см телескопе АЗТ-11. Этот фотометр дает возможность одновременно измерять блеск звезды в полосах *U*, *B*, *V*, *R*, *I* с различными временами накопления. Разрешение по времени наших наблюдений составляло 24 с, причем каждое наблюдение состояло из пяти одновременных измерений в полосах *UBVRI*. Серии непрерывных наблюдений RW Aur, продолжавшиеся каждая 10–20 мин, чередовались с однократными наблюдениями звезды сравнения BD +30°790. Журнал наблюдений при-

Т а б л и ц а 1
Наблюдения

Серия	Дата	УТ	N_0	\bar{V}	$\overline{(B-V)}$
I	17–18.09.83	22 ^h 51 ^m –02 ^h 07 ^m	451	11,11	0,61
	18–19.09.83	22 29 —02 24	510	10,73	0,67
II	12.03.85	17 20 —21 13	441	10,66	0,71
	13.03.85	17 22 —21 04	460	10,23	0,60
	14.03.85	17 18 —21 12	494	10,28	0,61
III	16.02.86	17 25 —20 27	300	10,93	0,68
	01.03.86	17 38 —21 02	362	10,78	0,59
IV	21.03.86	17 07 —20 04	346	11,50	0,82
	30.03.86	16 58 —20 00	306	11,54	0,90
	31.03.86	17 21 —20 15	340	11,58	0,99

веден в табл. 1, где указано время UT начала и конца наблюдений и число наблюдений N_0 . В последних двух столбцах табл. 1 даны усредненные за время наблюдений звездные величины V и показатели цвета ($B - V$). Они получены с использованием V , ($B - V$) звезды сравнения, приведенных в [4]. Как видно из табл. 1, наши наблюдения продолжались по 3—4 ч. Блеск звезды в большинство ночей был либо максимальным, либо промежуточным, и только в последние три ночи он был близок к минимальному. Ошибки наблюдений в большинство ночей составляли $\pm 0,01^m$ в U , $\pm 0,006^m$ в B , $\pm 0,007^m$ в V , $\pm 0,003^m$ в R , $\pm 0,004^m$ в I . В последние три ночи они были $\pm 0,014^m$ в U , $\pm 0,010^m$ в B , $\pm 0,012^m$ в V , $\pm 0,005^m$ в R , $\pm 0,006^m$ в I .

2. Частотный анализ наблюдений

Для каждой из полос U , B , V , R , I нами были найдены спектры мощности с применением методики [9, 10], предназначенной для анализа временных рядов с неравноотстоящими по времени членами. Эта методика дает возможность находить для данного спектра мощности «вероятность ложной тревоги», являющуюся простой и надежной оценкой значимости высоты пиков в спектре мощности.

Наблюдения были разбиты на серии I—IV (см. табл. 1), и спектры мощности находились отдельно для каждой из серий и полос $UBVRI$. Число наблюдений N_s , по которому вычислялся спектр, было равно сумме чисел N_0 для ночей, входящих в серию. Спектральная мощность вычислялась по формулам

$$P_N(\omega) = \frac{1}{2\sigma^2} \left\{ \frac{\left[\sum_{i=1}^{N_s} X(t_i) \cos 2\pi\omega(t_i - \tau) \right]^2}{\sum_{i=1}^{N_s} \cos^2 2\pi\omega(t_i - \tau)} + \frac{\left[\sum_{i=1}^{N_s} X(t_i) \sin 2\pi\omega(t_i - \tau) \right]^2}{\sum_{i=1}^{N_s} \sin^2 2\pi\omega(t_i - \tau)} \right\}, \quad (1)$$

$$\tau = \frac{1}{4\pi\omega} \operatorname{arctg} \frac{\sum_{i=1}^{N_s} \sin 4\pi\omega t_i}{\sum_{i=1}^{N_s} \cos 4\pi\omega t_i}, \quad (2)$$

$$\sigma^2 = \sum_{i=1}^{N_s} [X(t_i)]^2. \quad (3)$$

Значения $X(t_i)$ находились следующим образом. Для каждой ночи наблюдений и полосы находилась линейный тренд разностей величин $RW \text{ Aug}$ и звезды сравнения $\Delta m(t_i)$ и вычитался из них. Эти исправленные значения считались значениями $X(t_i)$. Тренд удалялся для того, чтобы исключить те низкочастотные колебания (от ночи к ночи), которые не могут быть исследованы по нашим наблюдениям.

Шаг по частоте, с которым вычислялся спектр мощности, определялся как

$$\Delta\omega = 1/T, \quad (4)$$

где T — время от начала до конца серии в минутах.

В соответствии с рекомендациями [10] мы проводили вычисления спектров мощности в интервалах частот, не превышающих N_s/T .

«Вероятность фальшивой тревоги» вычислялась по формулам, приведенным в [10]:

$$\Phi = 1 - [1 - e^{-z}]^{N_i}, \quad (5)$$

$$N_i = -6,362 + 1,193N_s + 0,00098(N_s)^2, \quad (6)$$

где z — то значение $P_N(\omega)$, при котором для любой частоты пик в спектре с вероятностью Φ может быть равен или больше чем z , N_i — число независимых частот.

Амплитуда колебаний, обнаруженных по спектрам мощности, может быть получена из соотношения, приведенного в [10]:

$$X_0^2 = P_N \cdot 2\sigma^2 / N_s. \quad (7)$$

При применении формул (1)–(3) для вычисления спектральной мощности, как указано в [9], спектральное окно становится неопределенным. Поэтому мы не вычисляли наряду со спектром мощности соответствующую функцию спектрального окна, как это рекомендуется делать в [11]. Следует отметить, что неопределенность в спектральном окне вызывает неопределенность в указании интервала $\delta\omega$, в котором заключена частота колебания, если оно обнаружено по спектру мощности. Вероятно, верхним пределом этого интервала в нашем случае можно считать величину $1/\Delta t_1$, где Δt_1 — продолжительность наблюдения RW Aug в течение одной ночи (около 200 мин). Поскольку в каждую из серий, по которым находились спектры, включалось по две-три ночи, то это должно было приводить к уменьшению $\delta\omega$, т. е. $\delta\omega < 1/\Delta t_1$. Однако при наличии нескольких колебаний не исключена возможность их взаимовлияния на спектре мощности, и оценка разрешения по частоте даже при указанном верхнем пределе может быть не вполне уверенной.

Полученные нами спектры мощности позволяют выделить ряд частот колебаний блеска RW Aug. Прежде чем перейти к их рассмотрению, отметим, что выделение частот на спектрах мощности, соответствующих полосам U и B , оказывается более сложным, чем на остальных, так как эти спектры более «смутные». Вероятно, это вызвано тем, что в полосах U и B наблюдаются наряду с периодическими также и непериодические изменения блеска RW Aug (вспышки). Поскольку нашей задачей было выделение периодических изменений, то в дальнейшем мы рассматриваем только спектры, соответствующие полосам V , R , I . Последние не различаются даже в деталях, что дало нам возможность при сопоставлении результатов брать по одному спектру для серии, либо V , либо I . Спектр полосы I был взят для серии IV, так как в этой серии блеск V был низким, а относительные ошибки его измерения были относительно большими.

На рис. 1, *a*, *б* показаны спектры мощности для серий II и IV. Как мы видим, в интервале частот, не превышающих $0,1 \text{ мин}^{-1}$, ряд пиков достигают или превосходят уровень, соответствующий вероятности $\Phi = 0,05$ по формуле (5), и поэтому их можно считать значимыми. Такое же заключение можно сделать из рассмотрения спектров серий I, III.

Ширина пиков на спектрах мощности примерно равна $1/T$, причем значимые пики сопровождаются расположенными вблизи такими же или несколько меньшими по высоте пиками. Общая ширина таких групп пиков примерно равна $1/\Delta t_1$, она, как было отмечено, приблизительно характеризует разрешающую способность по частоте.

На рис. 2, *a*, *б* сопоставлены усредненные по частоте спектры серий I–IV. Они имеют одинаковый шаг по частоте $6 \cdot 10^{-4} \text{ мин}^{-1}$. Это усреднение сделано потому, что шаг по частоте спектров разных серий неодинаков, вследствие чего их трудно сопоставлять между собой. К усредненным спектрам уже нельзя применять критерий «вероятности ложной тревоги», можно сопоставлять лишь их относительный ход. Поэтому они даны в относительных единицах. Сопоставление серий сделано отдельно для интервалов от 0 до $1,2 \cdot 10^{-2} \text{ мин}^{-1}$ (см. рис. 2, *a*) и от $1,2 \cdot 10^{-2}$ до 10^{-1} мин^{-1} (см. рис. 2, *б*).

В первом из этих интервалов для всех четырех серий значения $P_N(\omega)$ на неусредненных спектрах намного превышают уровень «ложной тревоги», однако усредненные спектры все же не вполне соответствуют один другому. Особенно отличается спектр серии II. Остальные три спектра позволяют довольно уверенно говорить о существовании колебания с периодом около 160 мин. Его полуамплитуда X_0 составляет $0,01$ – $0,02^m$.

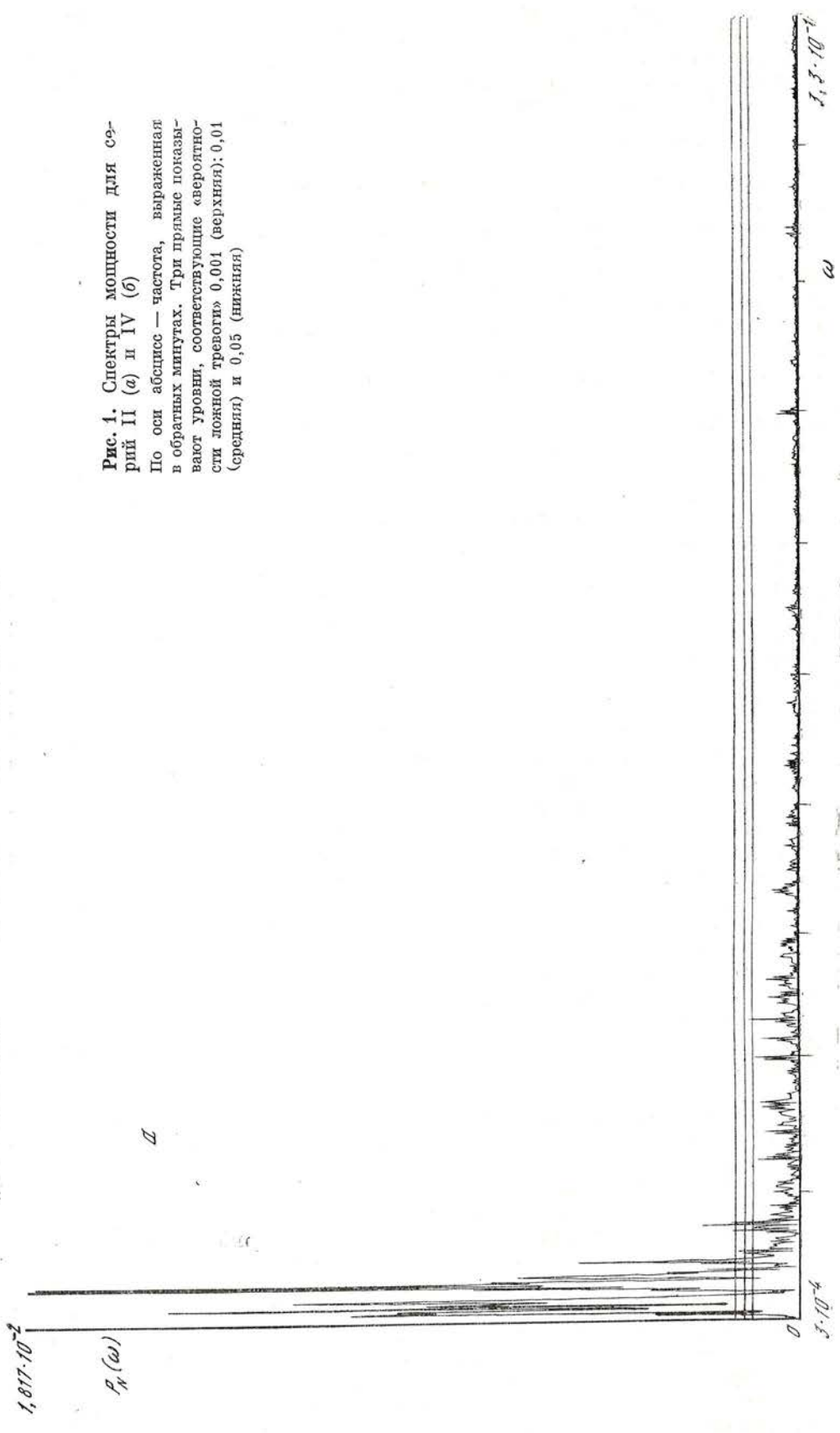
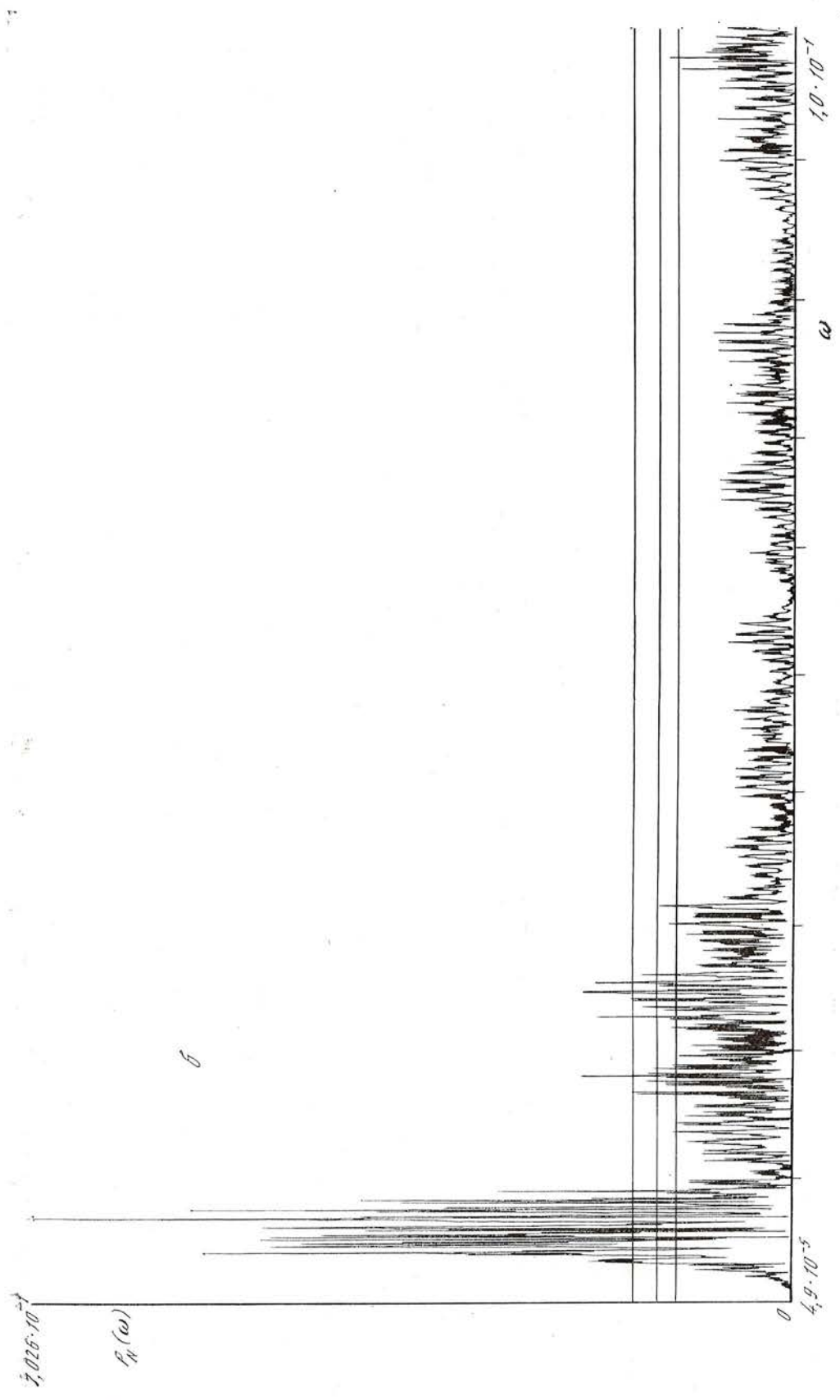


Рис. 1. Спектры мощности для серий II (а) и IV (б)
По оси абсцисс — частота, выраженная в обратных минутах. Три прямые показывают уровни, соответствующие «вероятности ложной тревоги» 0,001 (верхняя); 0,01 (средняя) и 0,05 (нижняя)

$1,3 \cdot 10^{-4}$



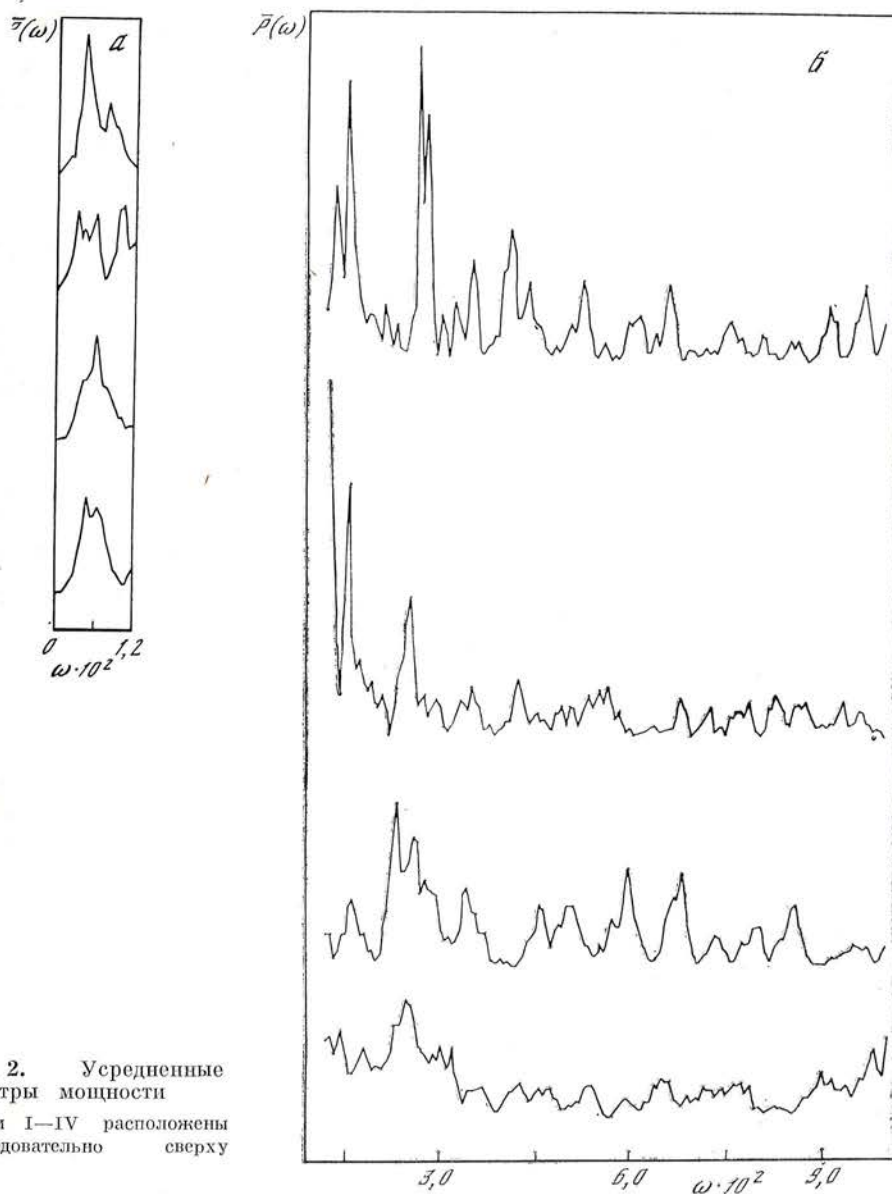


Рис. 2. Усредненные спектры мощности
Серии I—IV расположены последовательно сверху вниз

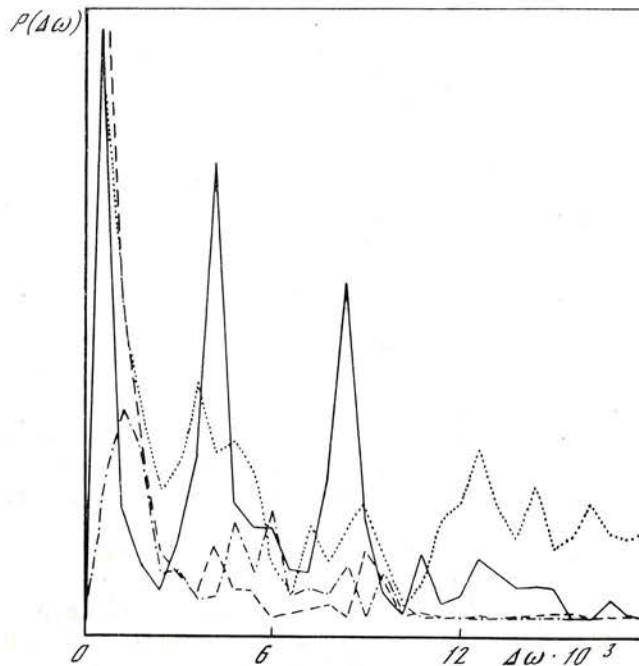
Средневзвешенные периоды отдельно по сериям равны 168, 147, 150 и 157 мин, их среднеарифметическое 156 ± 5 мин.

Во втором интервале лишь колебание с частотой около $2,5 \cdot 10^{-2}$ мин⁻¹ повторяется на всех четырех усредненных спектрах и превышает уровень «ложной тревоги» на усредненных. Остальные максимумы в этом интервале плохо воспроизводятся от одной серии к другой, а на усредненных спектрах они лишь в редких случаях достигают уровня, соответствующего вероятности $\Phi = 0,05$. Мы пробовали исключать 160-минутные колебания из соответствующих временных рядов, однако оказалось, что после исключения остальные максимумы остаются в спектрах мощности.

Интервал частот на рис. 2, б представляет особый интерес по двум причинам. Во-первых, вычисленные нами «вероятности ложной тревоги» являются характеристикой уверенного обнаружения одного пика, но при двух и более пиках, таких же по величине, вероятность должна быть меньше. Во-вторых, этот интервал примерно соответствует интервалу *p*-мод,

Рис. 3. Кривые преобразований Фурье

Сплошная линия — для серии I,
пунктирная — II,
штриховая — III,
штрихпунктирная — для серии IV



для которых существует следующая закономерность (см., например, [12]):

$$\omega_1 = \Delta\omega_0 \left(n + \frac{l}{2} + \epsilon \right), \quad (8)$$

где $\omega(n, l)$ — частоты p -мод с различными n, l ; n — целые числа, $l = 0, 1, 2, 3$ и ϵ — малый поправочный член. Входящая в (8) $\Delta\omega_0$ — постоянная величина для данной звезды, а разность соседних по частоте p -мод $\Delta\omega_1$ — почти постоянная, в 2 раза меньшая, чем $\Delta\omega_0$, величина. Таким образом, наиболее важны групповые свойства максимумов на рис. 2, б, и можно попытаться проверить, следуют ли максимумы один за другим через определенный интервал $\Delta\omega_1$. Мы это сделали, приняв методику, применявшуюся в [12].

Для каждого из четырех спектров, представленных на рис. 2, б, мы получили преобразования Фурье, кривые которых представлены на рис. 3. Первый слева максимум кривых рис. 3 объясняется конечностью рядов, для которых найдены преобразования Фурье. Этот максимум соответствует $\Delta\omega = 6 \cdot 10^{-4} \text{ мин}^{-1}$, т. е. шагу, с которым найдены усредненные спектры. Таким образом, рассмотрим второй слева максимум кривых рис. 3. Ему соответствуют значения в пределах от $3,6 \cdot 10^{-3}$ до $4,8 \cdot 10^{-3} \text{ мин}^{-1}$. Можно считать, что все четыре кривые дают довольно хорошо согласующиеся значения разности частот следования максимумов один за другим на спектрах мощности. Но поскольку среднее значение этой разности $\Delta\omega_1 = 4,2 \cdot 10^{-3} \text{ мин}^{-1}$, почти такое же, как предполагаемое нами частотное разрешение полученных нами спектров мощности, то эти результаты следует рассматривать лишь как предварительные, и их необходимо проверить на основе фотоэлектрических наблюдений RW Aur, продолжающихся в течение суток 8 ч или более. Так что мы будем из осторожности считать $\Delta\omega_1 = 4,2 \cdot 10^{-3} \text{ мин}^{-1}$ верхним пределом значения $\Delta\omega_1$ для p -мод у RW Aur.

3. Обсуждение результатов

Согласно [13] RW Aur расположена на радиативной части эволюционного трека звезды с массой $1,5 M_{\odot}$ на диаграмме «эффективная температура — болометрическая светимость». Болометрическая светимость RW Aur оценивается в [13] как $\lg L/L_{\odot} \geq 0,74$. Это значение вряд ли может рассматриваться как характеристика энергии, излучаемой фотосферой,

Таблица 2
Периоды колебаний, мин

Мода	$R = 1,1 R_{\odot}$			$R = 1,7 R_{\odot}$			$R = 2,3 R_{\odot}$		
	$\nu = 1,5$	$\nu = 2$	$\nu = 3$	$\nu = 1,5$	$\nu = 2$	$\nu = 3$	$\nu = 1,5$	$\nu = 2$	$\nu = 3$
p_2	32	32	30	62	62	58	98	97	92
p_1	49	46	40	94	89	77	148	140	122
f	108	89	55	207	171	106	326	269	166
g_1	—	209	71	—	402	136	—	633	214
g_2	—	303	93	—	581	180	—	915	283
F	96	79	52	184	151	99	289	238	156

так как на регистрограмме спектра RW Aur, приведенной в [13], фотосферные линии поглощения незаметны, но преобладает излучение хромосферы и, возможно, протяженной оболочки этой звезды. Во всяком случае, если мы будем считать, что значение $\lg L/L_{\odot}$, приведенное в [13], характеризует только фотосферное излучение звезды, то, принимая по [13] для эффективной температуры значение $\lg T_{\text{ef}} = 3,753$, получим значение $R = 2,3 R_{\odot}$, которое следует считать верхним пределом радиуса RW Aur. Для того чтобы оценить нижний предел радиуса RW Aur, примем для светимости значение, меньшее в 4,8 раза ($\lg L/L_{\odot} = 0,06$), что приблизительно соответствует различию наблюдаемого максимального и минимального блеска этой звезды на $1,7^m$. Получим $R = 1,1 R_{\odot}$. При этом мы пренебрегаем болометрической поправкой, которая для RW Aur мала.

В табл. 2 представлены значения фундаментального периода и периодов нерадиальных колебаний мод p_2, p_1, f, g_1, g_2 , вычисленные нами по [14] для политропных моделей с различными значениями ν при массе звезды $1,5 M_{\odot}$ и радиусе в пределах от $1,1$ до $2,3 R_{\odot}$. Для упрощения расчетов, как и в [14], периоды нерадиальных колебаний найдены при $l = 2$, а фундаментальный период F при $l = 0$. Мы допускаем довольно широкий выбор моделей — от полностью конвективной до «стандартной». Как видно из табл. 2, обнаруженное нами у RW Aur колебание с периодом около 160 мин может быть отождествлено с фундаментальным колебанием или с g -модами низших порядков. Более вероятным представляется отождествление с фундаментальным колебанием, радиальным или нерадиальным, так как периоды g -мод оказываются слишком большими, за исключением тех случаев, когда предполагаемые значения R близки к нижнему пределу.

Рассмотрим теперь величину $\Delta\omega_0$, входящую в соотношение (8) для p -мод, колебаний. Как известно, для политропных моделей справедливо следующее соотношение:

$$\Delta\omega_0 = (\Delta\omega_0)_{\odot} \frac{(M/M_{\odot})^{1/2}}{(R/R_{\odot})^{5/2}}, \quad (9)$$

где $(\Delta\omega_0)_{\odot}$ — значение $\Delta\omega_0$ для данной модели при $M = 1M_{\odot}$, $R = 1R_{\odot}$. Поскольку соотношение (9) гораздо более чувствительно к изменениям радиуса, чем массы, то оно может служить для получения радиуса RW Aur по наблюдаемому $\Delta\omega_0$. Для RW Aur примем массу $1,5 M_{\odot}$. Сначала рассмотрим политропную модель с $\nu = 3$, которая, как известно, применима для Солнца и может быть применена к RW Aur, находящейся по [13] на радиативной части эволюционного трека. Примем $(\Delta\omega_0)_{\odot} = 136 \text{ мкГц} = 8,2 \cdot 10^{-3} \text{ мин}^{-1}$, значение, полученное из наблюдений Солнца [15]. Найденное нами из наблюдений RW Aur значение $\Delta\omega_1 \leq 4,2 \cdot 10^{-3} \text{ мин}^{-1}$ (70 мкГц) приблизительно в 2 раза меньше, чем $(\Delta\omega_0)_{\odot}$ для этой звезды, как следует из (9), и соответствует радиусам $R/R_{\odot} \geq 1,1$.

Как видно из расчетов собственных частот колебаний для политроп-

с показателями $\nu \leq 3$ [14, 16, 17], с уменьшением ν возрастает величина $(\Delta\omega_0)_\odot$, но не сильно, приблизительно на 15%, даже для крайних значений $\nu = 3$ (солнечная модель) и $\nu = 1,5$ (полностью конвективная модель). Так что из соотношения (9) и наблюдаемого $\Delta\omega_0$ вместо $R/R_\odot \geq 1,1$ при $\nu = 3$ получим $R/R_\odot \geq 1,2$ при $\nu = 1,5$.

Отметим также, что Кристенсен-Далсгаард [18] нашел из вычислений следующие приблизительные соотношения:

$$(\Delta\omega_0)_{\text{ZAMS}} R/R_\odot = 145 \text{ мкГц}, \quad (10)$$

$$(\Delta\omega_0)_{\text{EMS}} R/R_\odot = 137 \text{ мкГц}, \quad (11)$$

показавшие, что при одинаковом радиусе существует лишь небольшое различие в величине $\Delta\omega_0$ между звездами главной последовательности нулевого (ZAMS) и солнечного (EMS) возраста. Применяя к RW Aur соотношение (10) и подставляя в него полученное нами значение $\Delta\omega_1$, получим $R/R_\odot \geq 1,04$. Хотя светимость RW Aur выше, чем у звезд главной последовательности нулевого возраста, частично это может быть вызвано, как мы уже отмечали, большим вкладом излучения хромосферы.

Таким образом, независимо от того, что вопрос о выборе модели для RW Aur является дискуссионным, мы, даже допуская большую свободу в этом выборе, получаем оценки радиуса по величине $\Delta\omega_1$, близкие к $R/R_\odot \geq 1,1$. Эти оценки радиуса не противоречат оценкам, основанным на светимости и эффективной температуре, но они меньше оценок, найденных в предположении, что наблюдаемый период около 160 мин является фундаментальным периодом. Так что сама оценка $\Delta\omega_1$ для RW Aur, возможно, завышена.

Предпринятая нами попытка объяснить короткопериодические изменения визуального и инфракрасного блеска RW Aur глобальными колебаниями этой звезды показывает, что такое объяснение возможно, но для уверенных выводов необходимо проведение более длительных непрерывных наблюдений. Предварительно нами выделены 160-минутное колебание и ряд колебаний с периодами в пределах 10—80 мин, отождествляемые с фундаментальным колебанием и p -модами. Амплитуды колебаний (кроме 160-минутного) порядка тысячных звездной величины. Следует отметить два важных отличия возможных p -мод у RW Aur от солнечных p -мод: их амплитуды примерно на два порядка выше, чем у солнечных, а их порядок n , вероятно, ниже, чем у солнечных. Это указывает либо на отличие механизма возбуждения p -мод у RW Aur, либо на необходимость иной интерпретации колебаний блеска RW Aur с периодами 10—80 мин.

В настоящее время, кроме Солнца, получены лишь первые результаты по глобальным колебаниям, в частности p -модам, у звезд [10, 18—20]. Они, как и данное исследование, нуждаются в подтверждении, но уже сейчас становится очевидной актуальность проведения наблюдательных и теоретических исследований в данном направлении.

Наконец, отметим, что мы не учитывали влияния слабого компонента RW Aur. Сведения о его блеске противоречивы. Его визуальная величина по [21] $11,5^m$, а по [22] $13,0^m$. Спектральный тип dM 0e [21]. Таким образом, влияние может быть заметным главным образом на величины в полосе I , но уверенный учет этого влияния пока что вряд ли возможен.

Авторы благодарны члену-корреспонденту АН СССР А. А. Боярчуку, доктору Э. Фосса (Франция), профессору В. Дзембовскому (Польша), В. А. Котову за обсуждение результатов данного исследования, С. А. Бондаренко за проведение вычислений на ЭВМ.

Декабрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Lenouvel F.* // J. Observateurs. 1957. Vol. 40. P. 37.
2. *Brogliа P., Lenouvel F.* // Contrib. Osserv. astron. Milano — Merate. Nuov. ser. 1959. N 145. P. 1.
3. *Чугайнов П. Ф., Зайцева Г. В.* // Переменные звезды. 1962. Т. 14. С. 148.
4. *Чугайнов П. Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1965. Т. 34. С. 86.

5. *Furtig W., Wenzel W.* // *Sterne*. 1964. Vol. 40. P. 35.
6. *Herbst W., Holtzman J. A., Klasky R. S.* // *Astron. J.* 1982. Vol. 87. P. 1710.
7. *Herbst W., Holtzman J. A., Klasky R. S.* // *Ibid.* 1983. Vol. 88. P. 1648.
8. *Worden S. P., Schneeberger T. J., Kuhn J. R., Africano J. L.* // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 244. P. 520.
9. *Scargle J. D.* // *Ibid.* 1982. Vol. 263. P. 835.
10. *Horne J. H., Baliunas S. L.* // *Ibid.* 1986. Vol. 302. P. 757.
11. *Deeming T. J.* // *Astrophys. and Space Sci.* 1975. Vol. 36. P. 137.
12. *Fossat E., Grec G., Gelly B., Decanini Y.* // *C. r. Acad. Sci. Paris*, 1984. Vol. 299, N 1. P. 17.
13. *Kohen M., Kuhl L. V.* // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1979. Vol. 41. P. 743.
14. *Cox J. P.* *Theory of stellar pulsation*. Princeton Univ. Press, 1980.
15. *Fossat E.* // *Proc. ESA Workshop on Future Missions in Solar, Heliospheric and Space Plasma Physics*. Garmisch-Partenkirchen (BRD), 1985. P. 209.
16. *Robe H.* // *Ann. Astrophys.* 1968. Vol. 31. P. 475.
17. *Косошечев А. Г., Северный А. Б.* // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1985. Т. 70. С. 14.
18. *Noyes R. W., Baliunas S. L., Duncan D. K. et al.* // *Astrophys. J.* 1984. Vol. 285. L 23.
19. *Chugainov P. F.* // *Inform. Bull. Var. Stars*. 1984. N 2471.
20. *Чугайнов П. Ф., Ловкая М. Н.* *Вспыхивающие звезды и родственные объекты* // *Тр. симпозиума*. Изд. АН АрмССР, 1986. С. 52.
21. *Joy A. H., Wilson O. C.* // *Astrophys. J.* 1949. Vol. 109. P. 237.
22. *Herbig G. H.* // *Publ. Astron. Soc. Pacific*. 1948. Vol. 60. P. 257.

УДК 524.3

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПЯТЕН С ИЗБЫТКОМ СОДЕРЖАНИЯ ХРОМА У β CrB ПО ЛИНИИ $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ CrI

С. И. Плачинда

У Ap-звезды β CrB (тип пекулярности Sr-Cr-Eu) по линии хрома $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ выполнены измерения магнитного поля. По совокупности наших измерений и измерений Северного и др. [13] установлено, что в разные сезоны с периодом вращения звезды наблюдаются два типа кривых блеска (рис. 1). Каждая кривая промодулирована колебаниями с характерным временем в 5 раз короче основного, фазы максимумов этих колебаний на одной кривой соответствуют фазам минимумов на другой. Предполагаемое время изменения («переключения») магнитного поля от одного типа к другому меньше 13 сут. Пятикратная модуляция и фазовые соотношения оставались в течение всего 17-летнего интервала наблюдений неизменными.

Сделано предположение о том, что обычно наблюдаемое магнитное поле звезды является суперпозицией магнитных полей пятен или же по крайней мере поля пятен дают весомый вклад в регистрируемое поле H_{ef} . Факт «переключения», возможно, объясняется переменностью магнитных полей пятен. Семнадцатилетнее постоянство конфигурации пятен говорит о слабости конвективной оболочки звезды.

THE RESULTS OF CHROMIUM OVERABUNDANT SPOT MAGNETIC FIELD MEASUREMENTS ON β CrB IN Cr I $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ LINE, by S. I. Plachinda. — The magnetic field measurements for the Ap star β CrB (the same type as SrCrEu) were carried out in Cr I $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ line. Using the pattern of our observations and those Severny et al. [13], it has been found, that during various seasons, with the period of star rotation, two types of the magnetic field curves are observed. Each curve has been modulated with the variations five times shorter than the basic one, the maximum phases on one curve being compatible to the minimum phases on the other. The suspected time of variation («commutation») of the magnetic field is less than 13 days. The fivefold modulation and phase ratios remained constant over the whole 17-year interval of observations.

It is suggested, that a regular magnetic field of the star is a superposition of spots magnetic fields, or at least the spots magnetic fields make a significant contribution to the H_{ef} being measured. The status of «commutation» can be probably explained by the variability of the spot magnetic fields. The 17-year long stability of the spots' configuration speaks about the weakness of the convective envelope of the star.

Звезда β CrB (HD 137909) — одна из наиболее исследованных магнитных звезд. По типу пекулярности относится к Sr-Cr-Eu, спектрально-двойная. Звезда имеет спектральный класс A8, у спутника спектральный класс F5, оба объекта четвертого класса светимости [1]. Различие в яркости около $1-2^m$. Орбитальный период равен 10,6 г.

Знакопеременное магнитное поле у β CrB было обнаружено Бэбкоком [2] по фотографическим измерениям, но характер переменности не был выяснен. Стейниц [3] нашел, что наблюдения Бэбкока могут быть удовлетворительно описаны периодом около 18,5 сут. Общепринятое значение периода было установлено Престоном и Старчем [4]:

$$J. D_{p,cr} = 2434217,5 + 18,487E. \quad (1)$$

В [5] авторы по спектральным исследованиям в видимой и ближней инфракрасной областях установили, что в атмосфере β CrB существуют температурные неоднородности по поверхности звезды, причем более высокую температуру, чем невозмущенная атмосфера, имеют области, которые связаны с магнитными полюсами.

Кроме фотографических исследований поведения магнитного поля у β CrB [2, 4, 6-8], опубликованы фотоэлектрические измерения с помощью поляриметра в крыльях водородной линии H_{β} [9], измерения с многощелевыми магнитометрами [10-12], а также измерения на магнитометрах по одной спектральной линии [13-15]. В [13] измерения выполнены по линии $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ Cr I, в [14] — по линии $\lambda 4520,2 \text{ \AA}$ Fe II и в [15] также по линии $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ Cr I. Измерения в крыльях H_{β} и измерения с многощелевыми магнитометрами удовлетворительно описываются диполем в рамках модели наклонного ротатора.

Фотографические, а также фотоэлектрические измерения магнитного поля по одиночным спектральным линиям не поддаются удовлетворительному описанию моделью диполя. Эта ситуация является общей практически для всех звезд, для которых существуют уверенно определенные кривые H_{ef} с периодом вращения. Но как магнитные, так и спектроскопические и фотометрические измерения подтверждают модель наклонного ротатора. Различия между фотографическими наблюдениями магнитного поля и фотоэлектрическими в крыльях H_{β} в [16] были объяснены ошибками позиционных измерений несимметричных блендированных зеемановских компонентов при фотографическом методе. Этому заключению противоречит различие между кривыми магнитного поля, полученными на магнитометрах по отдельным линиям металлов и по водородной линии, так как ошибки опубликованных измерений практически одинаковы. Несомненно, присутствуют реальные различия, которые могут быть обусловлены неоднородностью распределения химического состава по поверхности звезды, а также наличием собственных магнитных полей у этих неоднородностей (пятен). Поэтому для сравнения магнитных кривых, получаемых разными методами и по спектральным линиям разных атомов, необходимо учитывать неравномерность распределения обилия химических элементов по поверхности звезды [17].

С другой стороны, измерения магнитного поля по линиям «пятнистого» элемента могли бы ответить на вопрос о существовании собственных магнитных полей у пятен Ar-звезд [18, 19].

Наблюдения

Мы продолжили наблюдения магнитного поля β CrB по линии $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ Cr I, начатые Северным и др. в 1969 г. по этой же линии на магнитометре с синхронно-фазовым детектированием [13]. Наши наблю-

J.D. 2440000 +	Фаза	$H_{ef} \pm \sigma$	J.D. 2440000 +	Фаза	$H_{ef} \pm \sigma$
3320,415	0,395	307 ± 237	6191,280	0,686	-243 ± 495
3321,400	0,449	465 ± 237	6192,368	0,745	-105 ± 177
3322,344	0,500	19 ± 336	6217,318	0,095	284 ± 208
3324,355	0,609	148 ± 237	6218,417	0,154	563 ± 124
3354,330	0,230	343 ± 336	6219,400	0,208	430 ± 155
3355,298	0,282	664 ± 336	6220,311	0,257	98 ± 263
3356,354	0,339	91 ± 336	6281,310	0,556	660 ± 194
4809,306	0,933	-89 ± 88	6285,307	0,773	-166 ± 154
4811,302	0,042	-273 ± 88	6449,547	0,747	122 ± 223
4812,311	0,095	667 ± 72	6495,559	0,146	179 ± 132
4828,270	0,958	294 ± 88	6496,520	0,198	150 ± 102
5034,547	0,116	191 ± 92	6497,461	0,248	359 ± 123
5073,455	0,221	487 ± 88	6504,500	0,629	303 ± 135
5074,488	0,277	128 ± 125	6507,525	0,793	-236 ± 287
5345,289 *	0,743	-128 ± 174	6530,468	0,034	510 ± 183
5546,280 *	0,797	-507 ± 240	6531,449	0,087	146 ± 112
5547,263 *	0,850	-687 ± 142	6534,395	0,246	590 ± 160
5868,289	0,215	390 ± 125	6547,355	0,947	52 ± 103
5869,288	0,269	41 ± 88	6548,362	0,002	681 ± 143
5902,311	0,056	-62 ± 125	6612,349	0,465	350 ± 183
5904,310	0,164	839 ± 125	6640,298	0,975	87 ± 321
5915,295	0,758	-9 ± 56	6641,324	0,030	362 ± 133
6077,617	0,538	327 ± 215	6663,281	0,218	468 ± 294
6129,538	0,347	507 ± 121	6665,278	0,326	490 ± 148
6130,547	0,401	-227 ± 111	6668,233	0,489	125 ± 250
6133,573	0,565	143 ± 142	6669,240	0,540	-239 ± 125
6139,477	0,884	66 ± 89	6670,240	0,594	97 ± 217
6165,509	0,292	252 ± 166	6683,200	0,295	-141 ± 205
6189,464	0,588	-144 ± 128	6703,493	0,377	843 ± 192

дения выполнены на модифицированном магнитометре, работающем в режиме счета квантов [20]. Процедура измерений описана в [21]. Обработка наблюдений производилась интегрированием распределения V -параметра Стокса в контуре регистрируемой линии по формуле [15]

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

Контур интерполировался кубической сплайн-функцией, которая в каждой точке определяет градиент $\partial N / \partial \lambda$, $\Delta\lambda_H$ — магнитное расщепление, N_1 и N_2 — интенсивности для данной длины волны ортогонально поляризованных по кругу пучков света, $\Delta\lambda_1$ и $\Delta\lambda_2$ — пределы интегрирования в контуре.

Результаты обработки всех наблюдений β СгВ представлены в таблице. В таблицу вошли также наши наблюдения, опубликованные в [15], и наблюдения для семи ночей, выполненные совместно с В. М. Кувшиновым в 1977 г. и обработанные нами. Приводятся юлианская дата наблюдений и фаза, которая вычислялась согласно (1). В течение ночи проводились многократные измерения, которые были усреднены. Средние значения H_{ef} со среднеквадратичной ошибкой приведены в последнем столбце таблицы. Звездочкой отмечены юлианские даты наблюдений, выполненных на БТА (ст. Зеленчукская, 6-м телескоп).

Результаты, представленные в таблице, изображены на рис. 1. По горизонтальной оси отложены фазы периода вращения звезды согласно (1). Наблюдения 1977 г. показаны крестиками, треугольниками — наблюдения на БТА, остальные наши наблюдения — темные кружки. Наблюдения Северного и др. [13] обозначены светлыми кружками. В последнем случае ошибки составляют около 90 Гс, а для остальных наблюдений на рисунке представлена среднеарифметическая ошибка, равная 177 Гс. Наблюдения из [13] были взяты для тех дат, для которых, кроме значения

напряженности поля, указывалась и полярность. Не использовано только одно значение 11.09 1970 г., когда была самая грубая калибровка, значение поля +1920 Гс в 3 раза превышало остальные максимальные значения с N-полярностью.

В [22] мы сообщили об обнаружении колебаний магнитного поля у β CrV по наблюдениям в линии $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ Cr I с периодом $P_2 = P_1/5 = 3,6974$ сут, где период вращения $P_1 = 18,487$ сут. Но небольшое число наблюдений не позволило установить ряд особенностей, на основе которых можно было бы сделать выводы о возможных причинах таких колебаний.

В первую очередь отметим, что все данные ложатся на две кривые, нарисованные «от руки» штриховой линией (см. рис. 1, кривые А и Б), т. е. наблюдения в разные сезоны соответствуют одному из двух типов кривых. Причем в обоих случаях изменение магнитного поля с периодом вращения промодулировано колебаниями в 5 раз короче основного. Фазы максимумов этих колебаний на одной кривой соответствуют фазам минимумов на другой.

Наши данные за 1981—1985 гг. (30 измерений) легли на верхнюю кривую А, а за 1986 г., исключая последние две точки, — на нижнюю кривую Б (19 измерений). Последние же две точки ($J. D. = 2446683, 200$ и $2446703, 193$) в пределах 2σ хорошо соответствуют кривой А. Отклонение их от кривой Б 3,1 и 3,3 σ . Временной интервал между измерением с $J. D. = 2446683, 200$ и предшествующим ему измерением $J. D. = 2446670, 240$, которое попадает на кривую Б, равен 13 сут. Названные две точки на кривой А отмечены стрелочками. Семь измерений за 1977 г. (крестики), полученных за 35 ночей, легли на кривую Б. В случае светлых кружков наблюдения с 03.08 1969 г. по 27.03 1970 г. (8 измерений) ложатся на кривую А. Затем два наблюдения (через 92 сут), 26 и 27.06 1970 г., ложатся на кривую Б (отмечены стрелочками). Отклонение их от кривой А 4,5 и 4,1 σ . Через 20 сут измерения 17 и 21.07 1970 г. опять попадают на кривую А (отмечены стрелочками). Отклонение их от кривой Б 2,3 и 9,7 σ . Следующие наблюдения начинаются через 60 сут, с 18.09 1970 г., заканчиваются 14.08 1971 г. (9 измерений) и ложатся на кривую Б. Таким образом, наименьший временной интервал между наблюдениями, в течение которого происходило «переключение» магнитного поля с одной кривой на другую, 13 сут. С другой стороны, мы видим, что данные в рамках приведенных ошибок попадают либо на одну кривую, либо на другую. Невозможно выделить точки, по поводу которых можно было бы сказать, что они соответствуют промежуточному состоянию магнитного поля, т. е. моменту «переключения». Следовательно, минимальный временной интервал между наблюдениями двух типов магнитных кривых в 13 сут — верхний временной предел длительности «переключения». В течение 17 лет представленных наблюдений кратность модуляции, равная пяти, не изменялась. Не изменялись и фазовые соотношения.

Какое объяснение можно предложить для обнаруженного поведения магнитного поля у β CrV по измерениям в линии $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ Cr I? У исследуемой звезды скорость вращения вокруг собственной оси мала, поэтому в ее спектре не наблюдается расщепление линий на компоненты, что не позволяет исследовать распределение пятен химического состава по поверхности с помощью существующих методов [17]. Но по аналогии с другими Ар-звездами (см., например, [23]) можно предположить, что

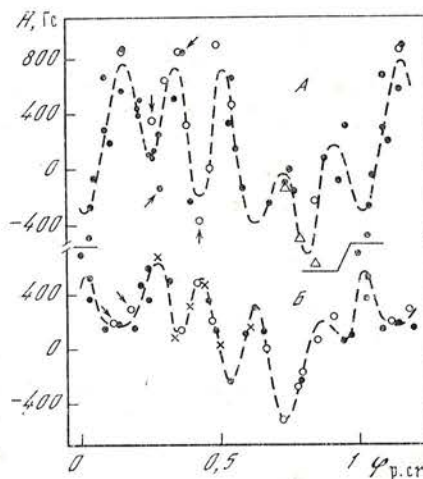


Рис. 1. Результаты измерения магнитного поля β CrV по линии $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ Cr I (объяснения в тексте)

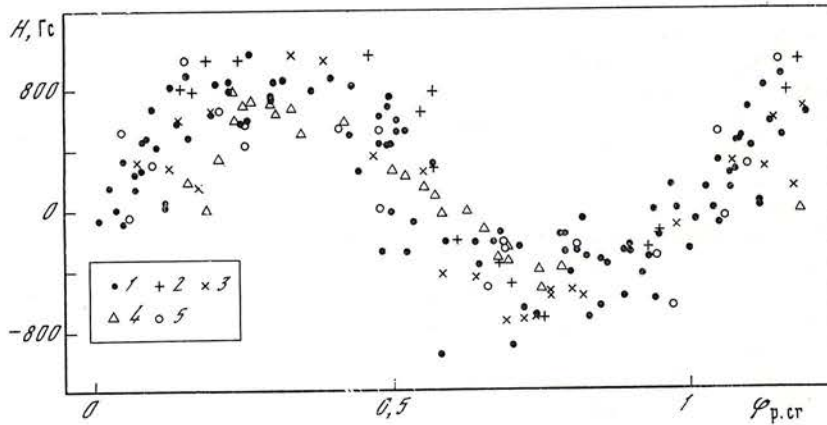


Рис. 2. Результаты фотографических наблюдений магнитного поля β CrB, свернутые с периодом вращения звезды

1 — по [2], 2 — по [4], 3 — по [6], 4 — по [7], 5 — по [8]

хром сконцентрирован в пятнах. Если магнитное поле является дипольным, то мы должны были бы в разных пятнах видеть разные участки диполя и как следствие в рамках модели наклонного ротатора регистрировать высокочастотную модуляцию общей кривой магнитного поля. Такое объяснение может быть вполне правдоподобным, если наблюдается только одна промодулированная кривая, сохраняющая свои параметры неизменными во времени. Последнее следует из необходимости стабильности атмосферы для работы диффузионного механизма, чтобы обеспечить поверхностные аномалии химического состава. В нашем же случае мы наблюдаем при неизменном периоде высокочастотной составляющей две разные кривые P_2 в противофазе. Это позволяет сделать вывод о том, что регистрируемое общее поле звезды является или суперпозицией магнитных полей пятен, или же по крайней мере поля пятен дают весомый вклад в наблюдаемую величину H_{ef} . Результат справедлив, возможно, не только для β CrB — рядовой Ар-звезды. Кроме того, сами магнитные поля пятен переменны в силу обнаруженного факта «переключения».

Анализируемые наблюдения охватывают 17 лет. Все это время сохранялась пятикратная модуляция и фазовые соотношения для обеих кривых магнитного поля, т. е. количество и положение пятен на поверхности звезды оставалось неизменным. Это говорит о слабости конвективной оболочки звезды, ее энергетической неспособности перестраивать за названный промежуток времени неоднородную структуру атмосферы в отличие от ситуации на Солнце. Сравнение, конечно, условно. Пятна магнитных звезд имеют существенно большие масштабы. Кроме того, если вывод о том, что поля пятен формируют общее магнитное поле Ар-звезд справедлив, то напряженности магнитного поля в этих пятнах могут быть много больше солнечных. Для примера можно привести звезду HD 215441, у которой измеренное поверхностное поле достигает 34 кГс.

На рис. 2 показаны результаты фотографических наблюдений магнитного поля β CrB, свернутые с периодом вращения согласно (1). Перекрыт временной интервал в 38 лет, т. е. около 3,6 орбитального периода. Отметим, что если подсчитать фазы этого периода для перечисленных наблюдений по формуле $J. D._{per} = 2425156,541 + 3873,0 E$ [1], где $J. D._{per}$ — юлианская дата периастра, то невозможно установить предположенную [4] зависимость величины напряженности поля в минимуме или в максимуме от фазы орбитального периода.

Если исходить из предположения о том, что общее магнитное поле звезды сформировано полями пятен и у β CrB существуют и сохраняются во времени только те пятна, которые дали нам две промодулированных кривых магнитного поля, то на рис. 2 мы должны были бы видеть несколько размытое наложение двух кривых. Этого не наблюдается. Следовательно,

кроме пятен, в которых сконцентрирован хром, возможно, существуют на поверхности звезды и другие пятна с отличающимся химическим составом, как это обнаружено по спектральным наблюдениям у α^2 CVn [23].

Для перечисленных фотографических наблюдений данные каждого автора, свернутые с периодом вращения, мы аппроксимировали синусоидой, подсчитали отклонения ΔH_{ef} и фазы периода P_2 , взяв в качестве нулевой эпохи J. D. = 2434217,5 из (1). Только по наблюдениям С. Вольф (рис. 3) и Престона и Старча (рис. 4) можно предположить модуляцию общей кривой H_{ef} высокочастотной составляющей. На рис. 4 кривой А показаны колебания ΔH с периодом P_2 измерений по всем линиям, кривой Б — по линиям нейтральных элементов, кривой В — по линиям редкоземельного элемента Се II. Крестиками обозначены наблюдения, которые выпадают из общего хода, показанного штриховой линией. Амплитуда колебания высокочастотной составляющей по линиям Се II в 5 раз превышает амплитуды кривых А и Б. Эффект «переключения» отсутствует. На рис. 4 кривая Г — высокочастотная составляющая поверхностного поля H_S в виде двойной волны. Поверхностное поле измерено С. Вольфом и Р. Вольфом [24] по тем же спектрограммам, по которым Престон и Старч измерили H_{ef} . Это позволяет сопоставлять кривые А, Б, В и Г, для которых

штрихпунктирными прямыми показаны предполагаемые фазовые соответствия.

На рис. 5 показан результат исключения синусоидальной составляющей с периодом вращения для измерений H_{ef} по водородной линии H_β [9]. Эффект модуляции незаметен, возможно, как и в случае рис. 2, в силу наблюдения суперпозиции магнитных полей различных пятен.

На рис. 6 показана высокочастотная составляющая магнитного поля по результатам наблюдений ряда авторов на многощелевом магнитометре. Уверенно видна периодическая составляющая, показанная штриховой кривой.

В силу малого числа данных по каждому ряду наблюдений мы на рис. 2—6 показали результаты свернутых с периодом P_2 отклонений ΔH от синусоиды, аппроксимирующей поведение магнитного поля с периодом вращения. Такая процедура весьма условна, так как основана на предпо-

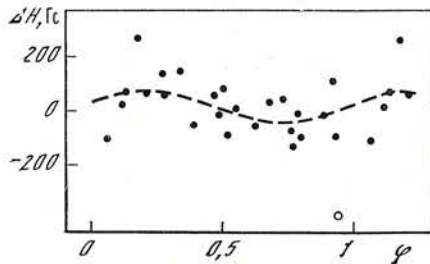


Рис. 3. Отклонения ΔH_{ef} от синусоиды, полученной сверткой фотографических наблюдений С. Вольф [7] с периодом вращения звезды β CVn

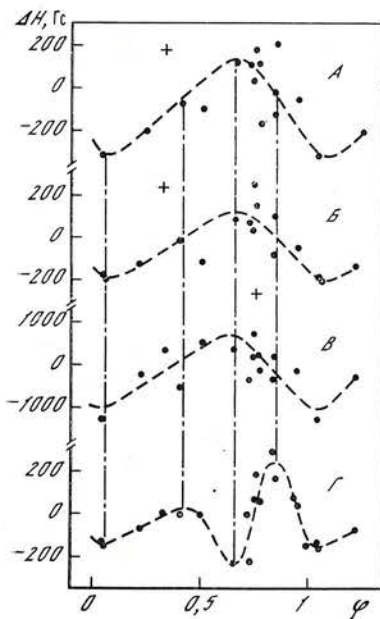


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для наблюдений, выполненных Престоном и Старчем [4] по линиям разных элементов

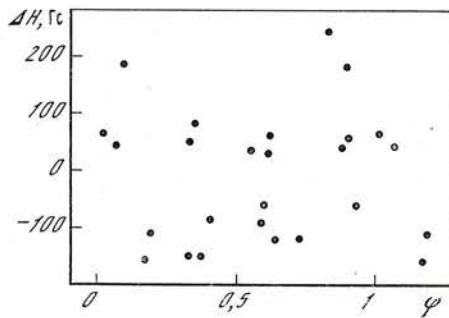


Рис. 5. Результат исключения синусоидальной составляющей с периодом вращения для измерений H_{ef} по линии H_β [9]

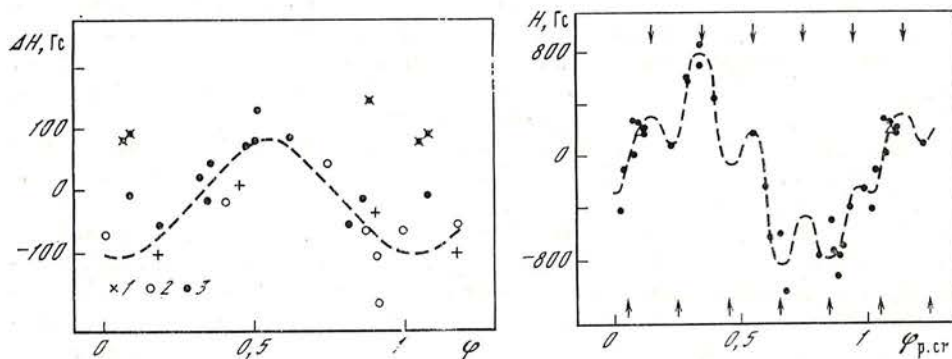


Рис. 6. То же, что на рис. 3—5, по результатам наблюдений на многоцелевом магнитометре

1 — по [10], 2 — по [12], 3 — по [11] (перечеркнуты точки, не удовлетворяющие общему ходу)

Рис. 7. Результаты наблюдений на магнитометре по линии $\lambda 4520,2 \text{ \AA}$ Fe II [14] (объяснения в тексте)

ложении о гармоническом характере короткопериодической составляющей. Это подразумевает упрощенное представление о параметрах наблюдаемых пятен: равенство площадей, равенство напряженностей магнитного поля, равенство содержания того или иного элемента, а также периодическое расположение на поверхности звезды. Характер кривых А и В на рис. 1 указывает на существование различий.

Для анализа результатов наблюдений на магнитометре по линии $\lambda 4520,2 \text{ \AA}$ Fe II [14] мы поступили следующим образом, учитывая сравнительно большое число данных (рис. 7). Осреднив наблюдения в одну и ту же ночь, точки на график нанесли согласно фазам периода вращения, без вычитания синусоидальной составляющей. Треугольником обозначена оценка H_{ef} по линии $\lambda 4923,9 \text{ \AA}$ Fe II из [25]. Далее, штриховой линией провели кривую, которая предположительно могла бы соответствовать пятикратной модуляции и указать фазы локальных максимумов и минимумов на общей кривой. На рисунке сверху стрелочками показаны фазы предполагаемых максимумов, а снизу — фазы минимумов, что хорошо соответствует кривой А на рис. 1, определенной по линии хрома.

Заключение

В 1981—1986 гг. нами были продолжены наблюдения магнитного поля β CrV по линии $\lambda 254,33 \text{ \AA}$ Cr I, начатые Северным и др. [13] в 1969 г. Совокупность этих результатов позволила установить следующее.

По линии хрома наблюдаются попеременно две разные кривые магнитного поля. Обе кривые промодулированы в противофазе колебаниями с характерным временем в 5 раз короче периода вращения. Фазы максимумов этих колебаний на одной кривой соответствуют фазам минимумов на другой кривой. Наименьшая из зарегистрированных длительность «переключения» магнитного поля 13 сут. В течение 17 лет пятикратная модуляция и фазовые соотношения оставались постоянными.

Сделано предположение о том, что регистрируемое общее магнитное поле звезды является суперпозицией магнитных полей пятен или по крайней мере поля пятен дают весомый вклад в наблюдаемую величину H_{ef} . Сами магнитные поля пятен переменны («переключение»). Семнадцатилетнее постоянство конфигурации пятен говорит о слабости конвективной оболочки звезды.

Автор выражает свою глубокую признательность А. Б. Северному за постоянную многолетнюю поддержку настоящей работы, а также С. И. Гопасюку и В. П. Маланушенко за советы и полезные обсуждения.
Декабрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Oetken L., Orwert R. // Astron. Nachr. 1984. Bd. 305. S. 317—323.
2. Babcock H. W. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1958. Vol. 3. P. 141—210.
3. Steinitz R. Thesis Univ. Leiden, 1964.
4. Preston G. W., Sturch C. The magnetic and related stars / Ed. C. Cameron. Baltimore: Mono Book. 1967. P. 111—121.
5. Полосухина Н. С., Щербачев А. Г., Маланушенко В. П. // Астрофизика. 1980. Т. 16. С. 483—489.
6. Wolff S. C., Bonsak W. R. // Astrophys. J. 1972. Vol. 176. P. 425—432.
7. Wolff S. C. // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1978. Vol. 90. P. 412—417.
8. Романюк И. И. // Астрофиз. исследования (Изв. САО). 1986. Т. 22. С. 25—38.
9. Borra E. F., Landstreet J. D. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1980. Vol. 42. P. 421—445.
10. Brown D. N., Landstreet J. D. // Astrophys. J. 1981. Vol. 246. P. 899—904.
11. Borra E. F., Flether J. M., Poekert R. // Ibid. Vol. 247. P. 569—576.
12. Major M., Borra E. F., Edwards G. Active phenomena in the outer atmosphere of the Sun and stars / Ed. J.-C. Pecker, Y. Uchida. Meudon: Observatoire de Paris (France). 1984. P. 81—88.
13. Северный А. Б., Кувшинов В. М., Пикулин И. С. // Изв. Крым. астрофиз. общ. 1974. Т. 50. С. 3—51.
14. Borra E. F., Vaughan A. H. // Astrophys. J. 1977. Vol. 216. P. 462—478.
15. Плачинда С. И. // Изв. Крым. астрофиз. общ. 1986. Т. 74. С. 47—49.
16. Borra E. F. // Astrophys. J. 1974. Vol. 188. P. 287—290.
17. Холлова В. Л. // Итоги науки и техники / Под ред. Р. А. Сюняева. М.: ВИНТИ. 1983. Т. 24. С. 233—280.
18. Гонасюк С. И., Северный А. Б. // Письма в Астрон. журн. 1983. Т. 9. С. 120—124.
19. Schöneich W., Staude J. Physics of Ap-stars / Ed. W. W. Weiss et al. Wien: Finsterle, 1975. IAU coll. N 32. P. 387—397.
20. Букач А. Б., Границкий Л. В., Комиссаров В. Н., Кувшинов В. М. // Изв. Крым. астрофиз. общ. 1977. Т. 57. С. 209—220.
21. Плачинда С. И., Дмитриенко Е. С., Северный А. Б. // Там же. 1984. Т. 69. С. 42—49.
22. Plachinda S. I. Upper main sequence stars with anomalous abundances / Ed. C. R. Cowley et al. Dordrecht: Reidel, 1986, IAU coll. N 90. P. 41—44.
23. Холлова В. Л., Павлова В. М. // Письма в Астрон. журн. 1984. Т. 10. С. 377—378.
24. Wolff S. C., Wolff R. J. // Astrophys. J. 1970. Vol. 160. P. 1049—1058.
25. Landstreet J. D. // Ibid. 1982. Vol. 258. P. 639—650.

УДК 520.826.2

АБСОЛЮТНАЯ КАЛИБРОВКА *UBV*-ВЕЛИЧИН НА ОСНОВЕ ДАННЫХ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД

А. А. Боярчук, Б. А. Бурнашева, В. И. Бурнашев

Путем сопоставления данных сводного спектрофотометрического каталога [7] и каталога *UBV*-величин [8] уточнены коэффициенты абсолютной калибровки и эффективные длины волн фотометрических полос системы *UBV*.

THE ABSOLUTE CALIBRATION OF *UBV*-MAGNITUDES ON THE BASIS OF ENERGY DISTRIBUTION IN THE SPECTRA OF STARS, by A. A. Boyarchuk, B. A. Burnasheva, V. I. Burnashev. — Basing on the comparison of data from the compiled spectrophotometric catalogue of Burnashev [7] and *UBV*-catalogue of Mermilliod and Nicolet [8] the coefficients of absolute calibrations and effective wavelengths in *UBV*-system have been improved.

Распределение энергии в спектрах звезд является одной из их фундаментальных характеристик. Изучение распределения энергии в звездных спектрах, выраженного в абсолютных энергетических единицах, позволяет получить информацию о температуре, ускорении силы тяжести на поверхности, источниках непрерывного поглощения, химическом составе

межзвездном поглощении, а также другие характеристики излучающего источника, когда имеем дело с рекомбинационным, синхротронным или другим типом излучения.

Наилучшие данные о распределении энергии дают спектрофотометрические наблюдения, когда измеряются потоки излучения в узком спектральном интервале (50 Å и меньше). Однако такие измерения могут быть выполнены для сравнительно ярких звезд, требуют сложной наблюдательной аппаратуры, значительных затрат наблюдательного времени и сложной обработки. Поэтому число объектов, для которых имеются абсолютные спектрофотометрические данные, исчисляется немногими тысячами.

Между тем к настоящему времени выполнены сотни тысяч измерений блеска звезд в различных широкополосных фотометрических системах. Эти измерения также дают возможность получать сведения о распределении энергии, хотя и с меньшей детализацией, чем абсолютные спектрофотометрические наблюдения. Для слабых объектов широкополосная фотометрия является пока единственным источником информации о распределении энергии в их спектрах.

Следует отметить, что исторически система звездных величин, т. е. система измерения блеска звезд, основывается на чисто эмпирическом постулате: разности звездных величин, относящихся к любому спектральному участку, должны быть тождественно равны нулю для непокрасневшей звезды определенного спектрального класса (A0 V для системы *UBV* Джонсона, A5 V для системы *RI* Крона, B0 V для системы *RGU* Беккера и т. д.).

Чтобы использовать измерения блеска звезд для получения данных о распределении энергии, необходимо звездные величины перевести в энергетические единицы ($\text{эрг}/\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{Å}$) и установить эффективные длины волн, к которым относятся измерения. Этот процесс называется энергетической калибровкой фотометрических систем.

Энергетические калибровки производились разными авторами, и их результаты заметно отличаются. Основная трудность здесь состоит в том, что невозможно сразу определить чувствительность системы телескоп — фотометр — светоприемник — атмосфера Земли. Приходится исследовать отдельно некоторые элементы (например, фильтры), а для других пользоваться справочными данными (коэффициент отражения зеркала), а затем теоретически вычислять чувствительность всей системы. Некоторые примеры абсолютной калибровки фотометрической системы *UBV* приведены в табл. 1. Мы видим, что имеются заметные различия. Кроме того, мы не знаем, насколько чувствительны приведенные коэффициенты калибровки к спектральному классу или цвету звезды.

В настоящее время в Крымской астрофизической обсерватории имеется 2338 детальных кривых распределения энергии для 1588 звезд, полученных методами спектрофотометрии разными авторами [4—6] и сведенных в единую систему [7]. На основе этого материала и была проведена абсолютная калибровка фотометрической системы *UBV*.

Таблица 1
Потоки света, принимаемые от звезды A0 V нулевой величины *V*,
выраженные в $\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{Å}^{-1}$

Система	Полоса		
	<i>U</i> , 0,36 мкм	<i>B</i> , 0,44 мкм	<i>V</i> , 0,55 мкм
Джонсон, 1955 [1]	4,65	7,20	3,92
Страйжис, 1977 [2]	4,22	6,40	3,75
Хейес, 1979 [3]	4,00	6,96	3,63

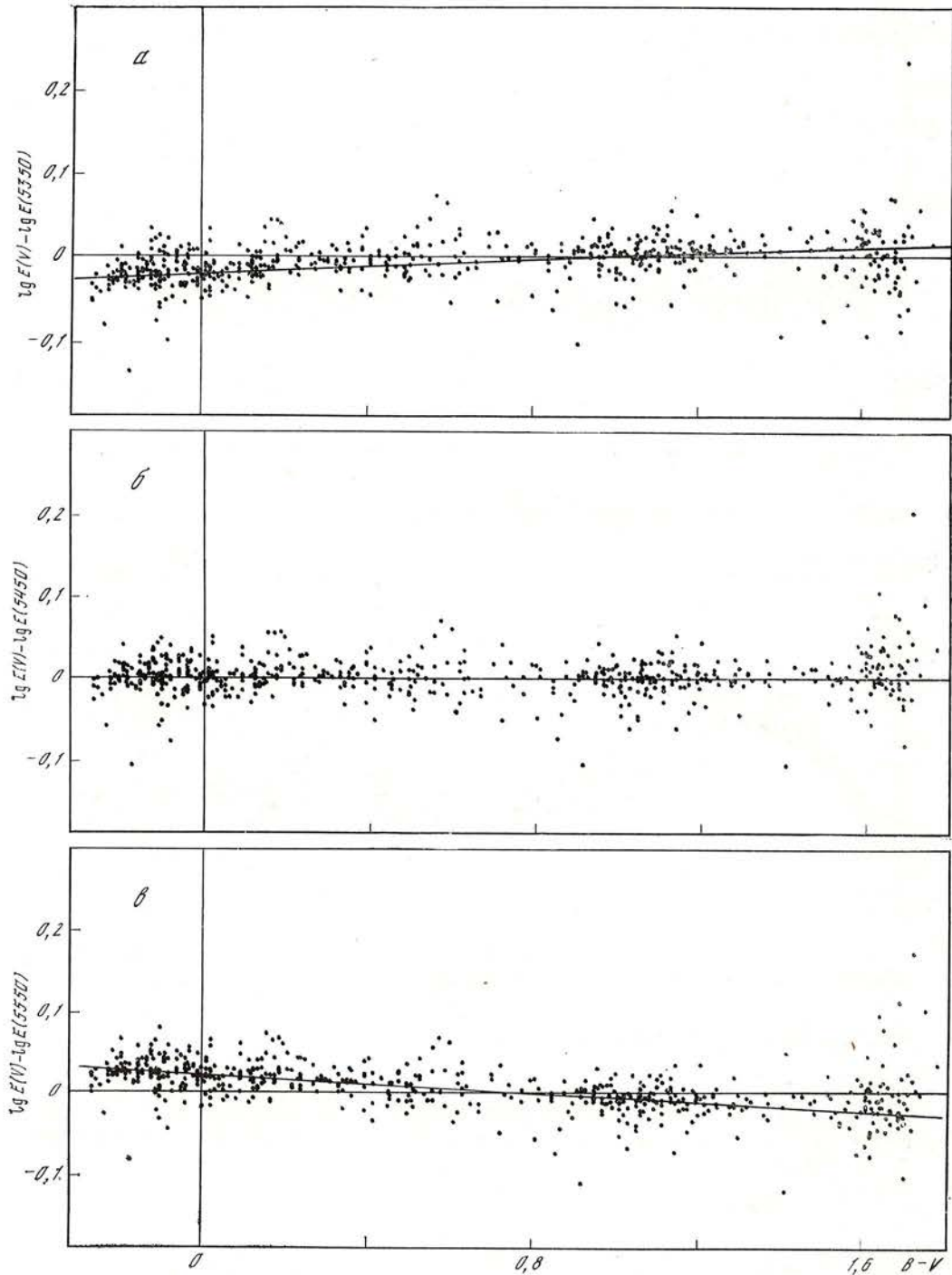


Рис. 1. Определение эффективной длины волны и коэффициента абсолютной калибровки для полосы V

Для перехода от известного из фотометрических измерений значения звездной величины V к монохроматической освещенности от звезды на границе земной атмосферы $E_{\lambda(V)}^{\text{фот}}$, выраженной в $\text{эрг/с}\cdot\text{см}^2\cdot\text{Å}$, используют известное соотношение

$$\lg E_{\lambda(V)}^{\text{фот}} = -0,4V + C(V), \quad (1)$$

где $\lambda(V)$ — эффективная длина волны полосы V , $C(V)$ — некоторая постоянная, вводимая для совмещения нуль-пунктов систем. Аналогич-

$\lg E(B) - \lg E(4375)$

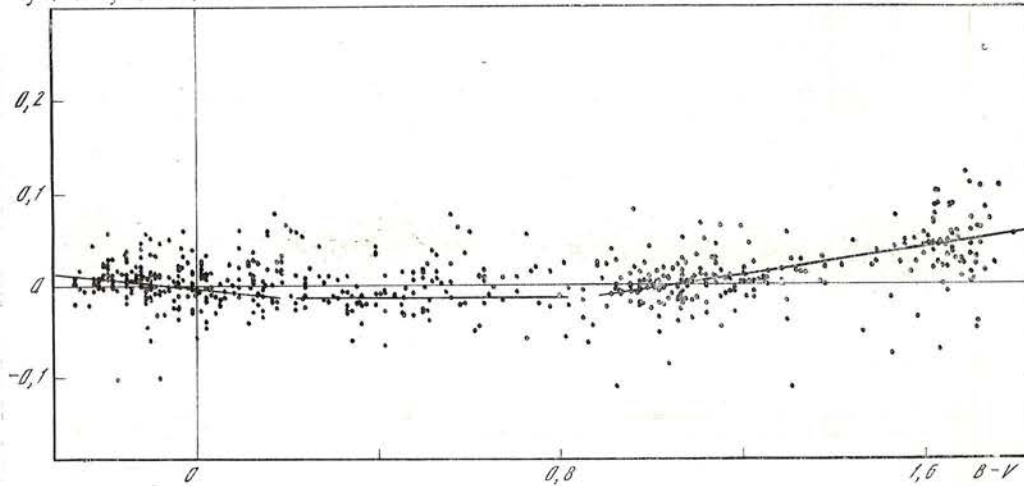


Рис. 2. Абсолютная калибровка полосы B

$\lg E(U) - \lg E(3500)$

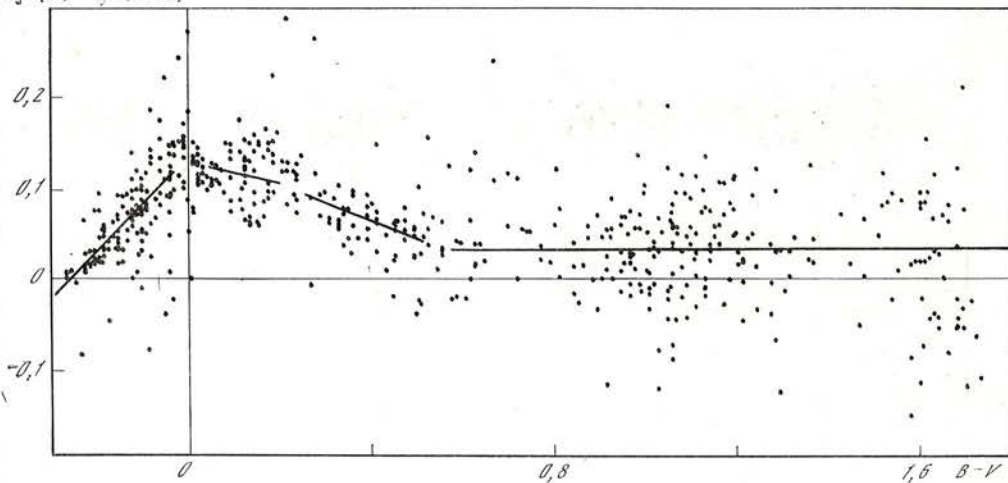


Рис. 3. Абсолютная калибровка полосы U

ные соотношения можно написать и для других полос. Если для каких-то звезд наряду с широкополосной фотометрией были выполнены также и абсолютные спектрофотометрические измерения, то величины $C(V)$ могут быть найдены:

$$C_2^-(V) = \lg E_{\lambda(V)}^{\text{сп}} + 0,4V, \quad (2)$$

где V и $E_{\lambda(V)}^{\text{сп}}$ известны из наблюдений.

Как видно из (2), для определения величин необходимо знать эффективную длину волны $\lambda(V)$. Так как в спектрах звезд различных классов количество излучаемой энергии сильно меняется с длиной волны, эффективные длины волн могут заметно различаться при наблюдениях разных звезд.

Процедура определения величин $C(V)$, $C(B)$, $C(U)$ и $\lambda(V)$, $\lambda(B)$, $\lambda(U)$ состояла в следующем. Поскольку уже ранее осуществлялись калибровки фотометрической системы UBV , то мы с помощью коэффициентов, взятых из монографии Страйжиса [2], перевели величины U, B, V в соответствующие значения монохроматических освещенностей и сопоставили их с данными абсолютных спектрофотометрических измерений. Это

Таблица 2

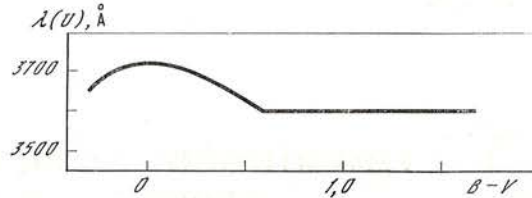
Поло- са	C	$10^C \cdot 10^6$	$\lambda_{\text{ef}}, \text{ \AA}$
U	-8,40	3,95	3600 (0,5÷1,7), 3625 (0,4÷0,5) 3675 (0,2÷0,4; -0,3÷-0,2), 3710 (-0,2÷0,2)
B	-8,18	6,60	4375 (0÷1,7), 4350 (-0,3÷-0,1)
V	-8,43	3,72	5450 (-0,3÷1,7)

Примечание. В скобках указан диапазон величин $B - V$, для которого приведено значение λ_{ef} .

сопоставление было сделано для всех общих звезд, содержащихся в фотометрическом каталоге [8] и сводном спектрофотометрическом каталоге [7].

Мы предполагали, что если эффективные длины волн найдены верно, то разность $\lg E_{\lambda(V)}^{\text{фот}} - \lg E_{\lambda(V)}^{\text{сп}}$ будет иметь минимальную зависимость от цвета. На рис. 1 представлены зависимости $\lg E_{\lambda(V)}^{\text{фот}} - \lg E_{\lambda(V)}^{\text{сп}}$ от показателя цвета ($B - V$) для трех длин волн: 5350, 5450 и 5550 Å. Чтобы лучше судить о точности калибровки, на рис. 1 нанесены все определения различных авторов для каждой звезды. Для того чтобы не загромождать чертеж, обозначения на рисунке упрощены: $\lg E_{\lambda(V)}^{\text{фот}} = \lg E(V)$; $\lg E_{\lambda(V)}^{\text{сп}} = \lg E(\lambda)$. Мы видим, что имеется небольшой, порядка 0,03 dex, раз-

Рис. 4. Зависимость эффективной длины волны для полосы U от цвета звезд



брос точек, который вызван ошибками измерений. Для $\lambda = 5450 \text{ \AA}$ разность потоков постоянна и не зависит от цвета. Для $\lambda = 5350$ и 5550 \AA имеются наклоны противоположных знаков. Таким образом, полученная $\lambda(V) = 5450 \text{ \AA}$, что близко к обычно принимаемому для звезды класса A0 V значению $\lambda_{\text{ef}}(V) = 5480 \text{ \AA}$. При этом $\lambda(V)$ не зависит от спектрального класса. Величины $\lambda(V)$ и $C(V)$ приведены в табл. 2.

На рис. 2 сопоставлены данные для полосы B . Здесь при любой λ не удастся получить горизонтальной линии. Наименьшее отклонение мы имеем при $\lambda(B) = 4375 \text{ \AA}$. В среднем поправка к величине $C(B)$ Страйжиса равна $-0,02 \text{ dex}$, и отклонения от нее для разных звезд не превышают $\pm 0,03 \text{ dex}$. Эта точность для многих астрофизических задач достаточна. Более точные расчеты требуют учета изменения эффективной длины волны для горячих и самых холодных звезд. У последних смещение эффективной длины волны в синюю область происходит из-за сильного поглощения в полосах окиси титана. Данные о величине $C(B)$ и $\lambda(B)$ для разных значений ($B - V$) приведены в табл. 2.

Наиболее сложен случай полосы U . Эта полоса охватывает бальмеровский скачок, величина которого очень сильно меняется со спектральным классом, а это приводит к изменению эффективной длины волны. На рис. 3 сопоставлены величины $\lg E(U) - \lg E(\lambda)$ в зависимости от показателя цвета ($B - V$) для $\lambda(U) = 3600 \text{ \AA}$. Мы видим, что для $(B - V) > 0,5^m$, когда бальмеровский скачок невелик, наблюдается горизонтальная линия при $\Delta C(U) = 0,03 \text{ dex}$. В районе $-0,1 < (B - V) < 0,5^m$ величина $\Delta C(U)$ отклоняется от этого значения на $0,09 \text{ dex}$, что вызвано изменением эффективной длины волны. Мы рассмотрели, при каких длинах волн для звезд в указанном диапазоне показателей цвета величина $\Delta C(U)$ будет такой же, как и для холодных звезд. Изменение $\lambda(U)$ с величиной ($B - V$) представлено на рис. 4. Этим графиком следует пользоваться при получении распределения энергии в спектрах

нормальных звезд. При исследовании нестационарных звезд где бальмеровский скачок сильно замат дополнительным излучением, следует пользоваться данными калибровки, приведенными в табл. 2 при $\lambda(U) = 3600 \text{ \AA}$.

Таким образом, сопоставление результатов спектрофотометрических наблюдений и *UBV*-фотометрии позволило провести надежную абсолютную калибровку системы *UBV* как в отношении нуль-пункта энергетической шкалы, так и в отношении эффективных длин волн фотометрических полос.

Авторы глубоко благодарны В. Б. Никонову, прочитавшему рукопись и сделавшему ряд ценных замечаний, а также В. Т. Жоголевой за помощь в изготовлении иллюстраций.

Ноябрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Johnson H. L. // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1966. Vol. 4. P. 193.
2. Страйжис В. Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Моклас, 1977.
3. Hayes D. S. // Dudley Obs. Rep. 1979. N 14. P. 297.
4. Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н. Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978.
5. Спектрофотометрия ярких звезд / Под ред. И. Н. Глушневой. М.: Наука, 1982.
6. Алексеев Н. Л., Алексеева Г. А., Архаров А. А. и др. // Тр. ГАО. 1978. Т. 83. С. 3.
7. Бурнашев В. И. // Бюл. Абастум. астрофиз. обс. 1985. Т. 59. С. 83.
8. Mermilliod J.-C., Nicolet B. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1977. Vol. 29, N 2. P. 259.

УДК 523.855

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОКОЛОЯДЕРНОЙ ОБЛАСТИ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275. II

Л. П. Метик, И. И. Проник

По нерасширенным спектрам, полученным в прямом фокусе 6-м телескопа при масштабе $17,5''$ в мм и изображении $1''$, определены размеры монохроматических изображений ядра галактики NGC 1275 в двух позиционных углах в спектральных линиях $\lambda 3727$ [O II], 3869 [Ne III], 4070 [S II], 4340 H_{γ} , 4861 H_{β} , 4959 и 5007 [O III], 6300 и 6364 [O I], 6548 и 6584 [N II], 6563 H_{α} , 6717 и 6731 [S II]. Показано, что изображение ядра в этих линиях неточечное. Размер ядра (с учетом инструментального контура) примерно $1,5-2''$, или 500—700 пк. Ядро окружено газово-звездным образованием, интенсивность излучения которого на порядок меньше интенсивности излучения ядра галактики. Размер образования $2-3''$, или 700—1000 пк. Между ядром и деталью, расположенной в $3''$ на северо-западе от ядра, в направлении на эту деталь наблюдается избыток голубых звезд и газовая туманность, яркая в линии $\lambda 3727$ [O II]. Размер скопления звезд и газа порядка $3''$, или 1 кпк.

SPECTROPHOTOMETRICAL INVESTIGATION OF THE CIRCUMNUCLEAR REGION OF SEYFERT GALAXY NGC 1275. II, by L. P. Metik, I. I. Pronik. — On the basis of unwidened spectra, obtained in prime focus of 6-m telescope with the scale on the negatives of $17.5''$ per mm and seing $1''$ the dimensions of monochromatic images of NGC 1275 galaxy nucleus in two position angles have been determined in spectral emission lines $\lambda 3727$ [O II], 3869 [Ne III], 4070 [S II], 4340 H_{γ} , 4861 H_{β} , 4959 and 5007 [O III], 6300 and 6364 [O I], 6548 and 6584 [N II], 6563 H_{α} , 6717 and 6731 [S II]. It is shown, that the image of the nucleus in these lines is not instrumental. The dimension of the galaxy's NGC 1275 nucleus (after instrumental contour account) is equal approximately to $1.5-2.0''$ or 500—700 pc. The nucleus of NGC 1275 galaxy is envelop-

ped by the gas and star-formations, those brightness is by the order of magnitude fainter than that of the galaxy's nucleus. The formation's dimension is 2—3'' or 700—1000 pc. Between the nucleus and detail situated 3'' North-West from the nucleus, in direction to the detail the excess of blue stars and gaseous nebula bright in $\lambda 3727$ [O II] line are observed. The dimension of the star and gas cluster is 3'' or 1 kpc.

Изучение эволюции ядер сейфертовских галактик, их связи и взаимодействия с околоядерными областями требует сведений о структуре околоядерных областей. Такого рода исследования мы провели для ряда сейфертовских галактик, среди которых наиболее интересной оказалась галактика NGC 1275. В ближайшей окрестности ядра этой галактики имеются две детали, которые, как было отмечено ранее в [1, 2], взаимодействуют с ядром галактики. Одна деталь расположена на северо-западе в 3'' от ядра (условно деталь *c* по [1, 2]), другая — на северо-востоке в 7'' от ядра (условно деталь *b* по [1, 2]). Результаты фотометрии прямых снимков, полученных со стеклянными фильтрами, позволили сделать выводы, что ядро галактики NGC 1275 слегка вытянуто, размер его в направлении вытянутости равен примерно 1,5''. На основании данных исследования структуры ядра по нерасширенному спектру в области длин волн $\lambda 3700$ — 6800 \AA мы предположили, что ядро галактики NGC 1275 окружено протяженным образованием размером 1—2'', содержащим повышенное количество голубых звезд [3]. Все перечисленные выше результаты были получены для широких участков непрерывного спектра. Теперь мы обратились к исследованию структуры околоядерных областей в эмиссионных линиях.

Для работы использованы спектры, уже описанные в [3]. Они получены в прямом фокусе 6-м телескопа при двух позиционных углах щели спектрографа. Одно направление (I) — это направление, при котором щель спектрографа проходила через ядро галактики и деталь *c*, другое (II) — через ядро галактики и деталь *b*. Эти направления почти взаимно перпендикулярны. Было выбрано 17 спектрограмм, полученных 12.01 1977 г. при изображениях 1''. Масштаб изображения на негативах был 17,5'' в мм. Принято, что 1'' на расстоянии галактики NGC 1275 соответствует 350 пк.

Результаты обработки

Фотометрические контуры ядра галактики получены при измерении нерасширенных спектров поперек дисперсии в 14 эмиссионных линиях: $\lambda 3727 \text{ \AA}$ [O II], $\lambda 3869 \text{ \AA}$ [Ne III], $\lambda 4070 \text{ \AA}$ [S II], $\lambda 4340 \text{ \AA}$ H γ , $\lambda 4861 \text{ \AA}$ H β , $\lambda 4959 \text{ \AA}$ и 5007 \AA [O III], $\lambda 6300 \text{ \AA}$ и 6364 \AA [O I], $\lambda 6548 \text{ \AA}$ и 6584 \AA [N II], $\lambda 6563 \text{ \AA}$ H α , $\lambda 6717 \text{ \AA}$ и 6731 \AA [S II], а также в участках непрерывного спектра, расположенных с обеих сторон вблизи каждой эмиссионной линии. Из двух фотометрических контуров ядра в непрерывном спектре был получен средний контур, который затем «вычитался» из фотометрического контура ядра в эмиссионной линии. В результате получались фотометрические контуры газовой составляющей ядра, которые и были нами исследованы.

На рис. 1 мы привели для примера фотометрические контуры ядра галактики в ряде эмиссионных линий. Характерной особенностью всех контуров является крутой спад яркости в обе стороны от максимума яркости и отсутствие заметных деталей. Видно, что в направлении I на деталь *c* ядро галактики в линиях «больше», чем в направлении II на деталь *b*. Обращает на себя внимание контур ядра галактики в линии $\lambda 3727 \text{ \AA}$ [O II] в позиционном угле I. Здесь он почти в 2 раза шире, чем в других линиях. Заметна также асимметрия этого контура.

Для каждой эмиссионной линии мы определили размеры фотометрических контуров ядра галактики NGC 1275 на уровне 0,5 и 0,15 максимальной интенсивности отдельно для позиционных углов I и II. В дальнейшем такие размеры обозначены соответственно $L_{0,5}^I$, $L_{0,5}^{II}$, $L_{0,15}^I$ и $L_{0,15}^{II}$.

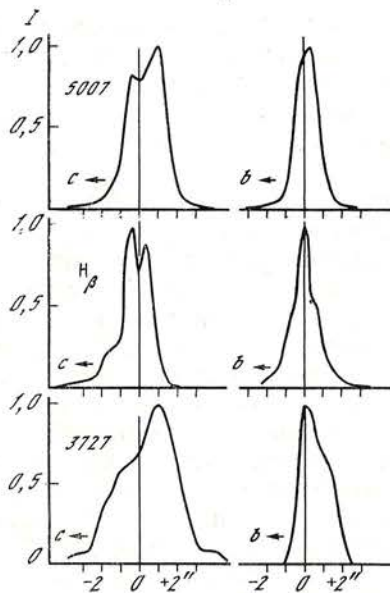


Рис. 1. Фотометрические контуры ядра галактики NGC 1275 в эмиссионных линиях: слева — в I, справа — во II позиционных углах

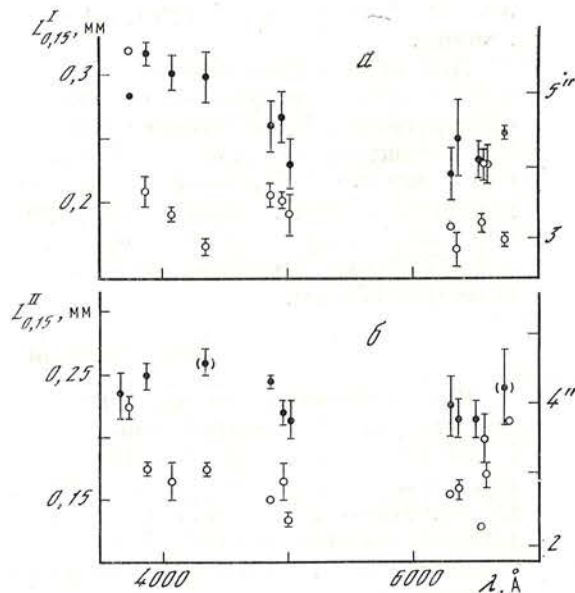
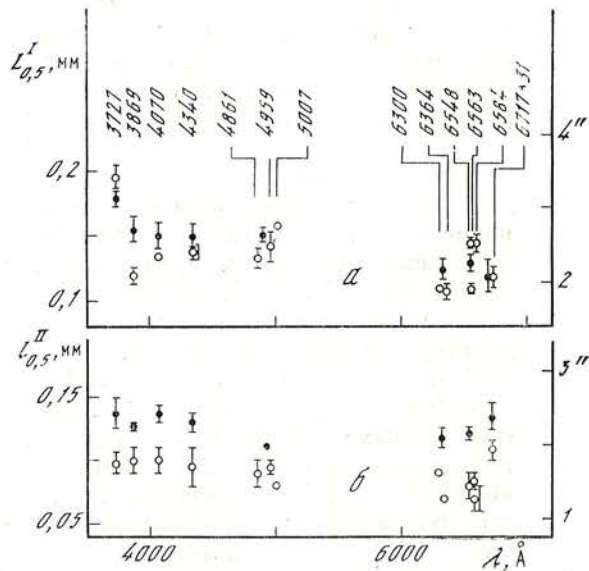
Интенсивности излучения выражены в единицах максимальных интенсивностей каждого контура. Вертикальные линии на нуле отсчета расстояний показывают положение максимальных интенсивностей таких же контуров, полученных в соседних участках непрерывного спектра

Рис. 2. Сопоставление размеров фотометрических контуров ядра галактики NGC 1275 — $L_{0,5}$ в эмиссионных линиях (светлые кружки) и соседних монохроматических участках непрерывного спектра (темные)

Размеры σ вертикальных черточек равны 2σ . Колонки цифр на рисунке — длины волн: а — для позиционного угла I, б — для позиционного угла II

Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для $L_{0,15}$

Обозначения те же, что на рис. 2



Осредненные по двум-четырем негативам L для каждой линии показаны на рис. 2 и 3 со своим среднеквадратичными ошибками σ . У $L_{0,5}$ ошибка равна $\pm 0,007$ мм, что в среднем составляет $\pm 7\%$. Максимальная ошибка не превышает $\pm 12\%$. В случае $L_{0,15}$ ошибка σ равна $\pm 0,008$ мм, или $\pm 6\%$, максимальная $\pm 7\%$.

Как было отмечено в [3], в непрерывном спектре в позиционном угле I ясно виден ход увеличения размеров ядра при переходе в ультрафиолетовую область спектра.

На рис. 2 сопоставлены значения $L_{0,5}$ в эмиссионных линиях и в непрерывном спектре. Здесь сильное увеличение размера ядра в позиционном угле I заметно в линии $\lambda 3727 \text{ \AA}$ [O II]. В позиционном угле II размеры ядра во всех эмиссионных линиях меньше, чем в непрерывном спектре.

На рис. 3 представлено сравнение размеров $L_{0,15}$ ядра галактики в эмис-

Таблица 1
Размер изображения ядра галактики NGC 1275 в разных участках непрерывного спектра

Единица измерения	$L_{0,5}^I$			$L_{0,5}^{II}$	$L_{0,15}^I$		$L_{0,15}^{II}$
	$\lambda < 3800 \text{ \AA}$	$3800 < \lambda < 5100 \text{ \AA}$	$5100 < \lambda < 6800 \text{ \AA}$		$3700 < \lambda < 4400 \text{ \AA}$	$4800 < \lambda < 6800 \text{ \AA}$	
мм	0,178	$0,150 \pm 0,001$	$0,125 \pm 0,002$	$0,120 \pm 0,003$	$0,300 \pm 0,007$	$0,243 \pm 0,005$	$0,235 \pm 0,007$
сек. дуги	2,7	2,1	1,5	1,5	4,5	3,2	3,0
пк	950	750	530	520	1500	1000	1000

Таблица 2
Размер изображения ядра галактики NGC 1275 в эмиссионных линиях

Единица измерения	$L_{0,5}^I$		$L_{0,5}^{II}$	$L_{0,15}^I$		$L_{0,15}^{II}$
	$\lambda 3727 \text{ \AA}$	$\lambda 3869-6731 \text{ \AA}$		$\lambda 3727 \text{ \AA}$	$\lambda 3869-6731 \text{ \AA}$	
мм	0,195	$0,128 \pm 0,005$	$0,089 \pm 0,003$	0,320	$0,193 \pm 0,006$	0,198
сек. дуги	3,0	1,6	4,9	2,8	1,9	2,4
пк	1000	550	1500	4000	700	700

сионных линиях и непрерывном спектре в обоих позиционных углах. Эффекты, отмеченные в случае размера ядра $L_{0,5}$ в обоих направлениях, присутствуют и в этом случае. И также наиболее выразительно увеличение размера ядра в направлении I в линии $\lambda 3727 \text{ \AA}$ [O II]. Размеры ядра в направлениях I и II на низком уровне интенсивности излучения в эмиссионных линиях существенно меньше, чем в непрерывном спектре. Эффект увеличения размера ядра превосходит ошибки наблюдений.

Для упрощения дальнейшего анализа мы усреднили отдельно величины $L_{0,5}$ и $L_{0,15}$ для тех групп линий и участков непрерывного спектра, где различия между значениями L были меньше ошибок наблюдений. Результаты усреднений измеренных значений со среднеквадратичными ошибками приведены в первых строках табл. 1 и 2. В строках 2 и 3 — значения, вычисленные с учетом инструментального контура установки. Из данных таблиц видно, что размеры ядра $L_{0,5}$ как в разных участках непрерывного спектра, так и в эмиссионных линиях в некоторых случаях различаются почти в 2 раза. Такой результат можно объяснить, если предположить, что ядро галактики NGC 1275 не является точечным источником.

Чтобы оценить истинный размер ядра галактики NGC 1275, необходимо знать размер инструментального контура установки, на которой получены наблюдения. Таким инструментальным контуром может быть, например, фотометрический контур звезды сравнения. Но при наших наблюдениях 12.01 1977 г. такая звезда не была сфотографирована. Поэтому для предварительной оценки мы приняли, что «инструментальным» был минимальный размер ядра, полученный при наших измерениях. Для $L_{0,5}$ согласно табл. 1 и 2 таким является размер ядра в позиционном угле II, средний по всем эмиссионным линиям. Он равен $0,089 \pm 0,003$ мм, или $1,6''$. Для $L_{0,15}$ «инструментальным» был принят размер $0,158 \pm 0,005$ мм, или $2,8''$. Этот средний размер ядра в позиционном угле II, полученный по всем линиям от $\lambda 3869 \text{ \AA}$ [Ne III], за исключением линий [O II] и [S II].

По принятым размерам инструментального контура установки мы вычислили истинные размеры ядра галактики NGC 1275 по формуле $L_{\text{набл}}^2 = L_{\text{истин}}^2 + L_{\text{инстр}}^2$. Результаты эти приведены во 2-й и 3-й строках табл. 1 и 2, на рис. 4, а, б для непрерывного спектра и на рис. 5, а, б для эмиссионных линий. На рис. 4 и 5 представлены размеры ядра без учета асимметрии фотометрических контуров, поэтому изображения симметричны.

Из табл. 1, 2 и рис. 4, 5 следует, что истинные размеры ядра галактики $L_{0,5}$ в разных линиях и в непрерывном спектре порядка $1,5\text{--}2''$. Исключение представляет «ультрафиолетовое изображение» ядра в непрерывном спектре и его изображение в линии $\lambda 3727 \text{ \AA}$ [O II] в позиционном угле I, где его размер равен $\sim 3''$. Размеры $L_{0,15}$ в эмиссионных линиях доходят до $2\text{--}3''$, а в ультрафиолете и линии $\lambda 3727 \text{ \AA}$ [O II] в позиционном угле I до $4,5''$.

Таким образом, результаты обработки полученных нами спектров подтверждают предположение, сделанное на основе результатов двухцветной фотометрии прямых снимков, что ядро галактики NGC 1275 — объект неточечный. По новым нашим спектрофотометрическим данным размер ядра в видимом участке непрерывного спектра и в спектральных линиях равен $500\text{--}700$ пк, а в ультрафиолетовой области спектра и линии $\lambda 3727 \text{ \AA}$ [O II] ядро имеет вытянутую форму, и его размер в позиционном угле I больше, чем во втором, и достигает 1000 пк.

На уровне $I = 0,15 I_{\text{max}}$ отличие фотометрического контура ядра от инструментального еще больше, чем на уровне $I = 0,5 I_{\text{max}}$. Здесь в видимой области непрерывного спектра и в эмиссионных линиях размер ядра порядка $700\text{--}1000$ пк. В ультрафиолетовой области спектра и линии $\lambda 3727 \text{ \AA}$ [O II] в позиционном угле I ядро сильно вытянуто в направлении детали s , и его размер $1,5$ кпк. Наши результаты позволяют предположить, что ядро погружено в вытянутое образование, состоящее из голубых звезд и газа. Образование это простирается от ядра в сторону

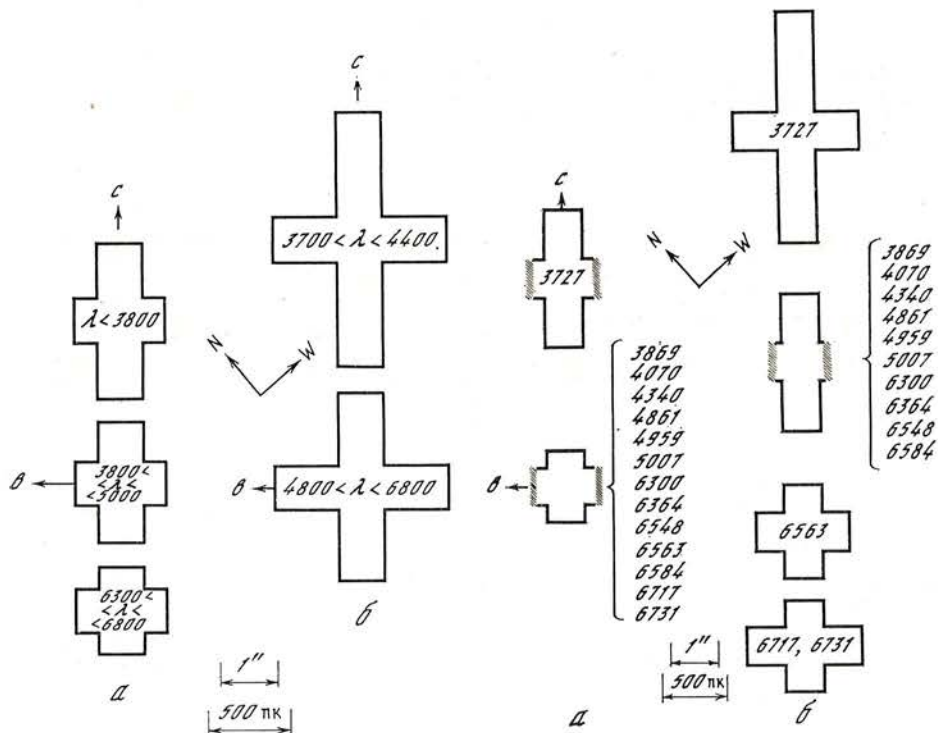


Рис. 4. Размеры галактики NGC 1275 в двух позиционных углах, полученные после учета инструментального контура для разных участков непрерывного спектра. В вертикальном направлении — размеры галактики в позиционном угле I; в горизонтальном — в угле II. Для каждого случая указаны интервалы длин волн, в которых сделаны измерения: а — для $L_{0,5}$, б — $L_{0,15}$.

Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но для эмиссионных линий, длины волн которых указаны на рисунке.

Обозначения, как на рис. 4. Косыми штрихами ограничены размеры контуров, которые не превышают размера инструментального контура.

детали *c* на расстояние 0,75 кпк, т. е. почти равное расстоянию от ядра галактики до детали *c* (расстояние порядка 1 кпк).

Вытянутость ядра и окружающих его областей в направлении детали *c* (направление I) может свидетельствовать о продолжительном взаимодействии ядра галактики и детали *c*. В области взаимодействия ядра и детали *c*, по-видимому, существует поток газа, который способствует образованию здесь голубых звезд. Интенсивности излучений существующей здесь газовой туманности и ядра галактики сравнимы в линии $\lambda 3727 \text{ \AA}$ [O II]. Вполне возможно, что газовая туманность светится и в других эмиссионных линиях, например H_{α} , [N II], [S II], но заметить это трудно, поскольку в этих линиях туманность по крайней мере на порядок слабее ядра галактики.

В связи с описанными результатами интересно отметить, что Карролл и Кван [4] при исследовании спектров некоторых ядер сейфертовских галактик заметили, что модель газовой оболочки лучше согласуется с наблюдаемыми относительными интенсивностями эмиссионных линий в спектрах, если наблюдаемые интенсивности излучения ядер в линиях $\lambda 3727 \text{ \AA}$ [O II] и $\lambda 6717-31 \text{ \AA}$ [S II] несколько уменьшить. Можно предположить, что часть излучения, наблюдаемая в этих линиях, принадлежит не ядру, а околоядерной области.

Выражаем благодарность В. И. Пронику за полезные дискуссии, В. Т. Жоголевой, И. А. Смирновой и Л. И. Филатовой за помощь в подготовке статьи к печати.

Декабрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Метик Л. П., Проник И. И. // *Астрофизика*, 1984, Т. 21. С. 233.
2. Метик Л. П., Проник И. И. // Там же. 1985. Т. 23. С. 451.
3. Метик Л. П., Проник И. И. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1987. Т. 76. С. 80.
4. Carrol T. J., Kwan J. // *Astrophys. J.* 1983. Vol. 274. P. 113.

УДК 523.858

ОПЫТ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И ФОТОГРАФИЧЕСКИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ [Fe X] В ЯДРЕ ГАЛАКТИКИ NGC 4151 НА ТЕЛЕСКОПАХ АЗТ-11 И ЗТШ

В. Л. Окнянский *, К. К. Чуваев, Н. М. Шаховской

Представлены результаты спектральных наблюдений NGC 4151 в области корональной линии [Fe X] $\lambda 6374 \text{ \AA}$ 4 и 31.05 1984 г. на 1,25-м и 2,6-м телескопах фотоэлектрическим и фотографическим методами. Переменности линии [Fe X] не обнаружено, но отношение $R = W_{\lambda}(6363 + 6374)/W_{\lambda}(6300) \approx 0,45$ указывает на присутствие корональной линии [Fe X]. Показано, что полученные разными методами спектрофотометрические измерения хорошо согласуются.

THE EXPERIENCE OF PARALLEL PHOTOELECTRICAL AND PHOTOGRAPHICAL SPECTRAL OBSERVATIONS OF CORONAL LINE [Fe X] AT GALAXY NGC 4151 NUCLEUS CARRIED OUT AT AZT-11 AND 2,6-m TELESCOPE, by V. L. Okniansky, K. K. Chuvayev, N. M. Shakhovskoy. — Photoelectrical and photographic spectral observations of Seyfert galaxy NGC 4151 were carried out in the region of coronal line [Fe X] $\lambda 6374 \text{ \AA}$ on May 4 and 31, 1984 at 1.25 and 2.6-m telescopes. The variability of the line [Fe X] between the two dates is not found, but the ratio $R = W_{\lambda}(6363 + 6374)/W_{\lambda}(6300) \approx 0.45$ evidences the presence of the coronal line [Fe X]. It is shown, that spectrophotometrical measurements obtained by various technique, are in good agreements.

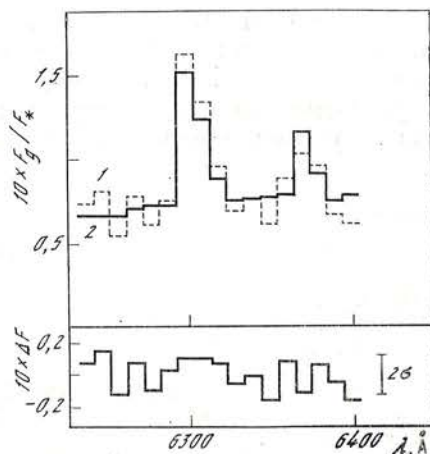
Сейфертовская галактика NGC 4151 — наиболее детально исследованный объект среди активных галактик. Переменность разрешенных ультрафиолетовых и оптических линий в ее спектре достаточно подробно изучена [1—4]. К одной из примечательных особенностей этого объекта относится переменность корональной линии [Fe X] 6374 \AA с характерным временем несколько лет [5, 6] и, возможно, месяцев [7].

Нашей задачей является попытка обнаружения переменности линии [Fe X] с характерным временем около месяца и контроль точности результатов, получаемых методом фотографической фотометрии с применением ЭОП. Наблюдения NGC 4151 проводились параллельно на 2,6-м телескопе ЗТШ со спектрографом СПЭМ-2, оснащенный трехкаскадным ЭОП УМ-92 [8], и на 1,25-м телескопе АЗТ-11 с фотоэлектрическим сканирующим спектрофотометром АСП-38 [9] в течение двух безлунных ночей 04—05.05 и 31.05—01.06 1984 г. При фотоэлектрических наблюдениях многократно сканировался участок спектра протяженностью 160 \AA , включающий линию [O I] $\lambda 6300 \text{ \AA}$ и бленду [O I] + [Fe X] $\lambda 6363 + 6374 \text{ \AA}$, с шагом 10 \AA и шириной выходной щели, соответствующей 10 \AA , при входной диафрагме $10''$. В той же области спектра регулярно сканировался фон неба рядом с галактикой. Стандартом служила звезда C из [10]. Многократным сканированием достигалась квазиодновременность отсчетов во всех точках и возможность исключения ошибочных отсчетов при сбоях

* Отдел астрофизических исследований Северо-Восточного комплексного НИИ ДВНЦ АН СССР.

Усредненные по 10 Å участки спектра ядра NGC 4151 (F_g), нормированные к континууму звезды сравнения C (F_*)

1 — фотоэлектрический скан, полученный 31.05 1984 г. на АЗТ-11; 2 — фотографический спектр 04.05 1984 г. после исправления за инструментальный контур и приведения в систему фотоэлектрических измерений. Внизу ход с длиной волны разности ΔF между спектрами, изображенными сверху



аппаратуры. Суммарное полезное время накопления сигнала от объекта, фона и звезды сравнения в первую ночь составляло 3,2 ч, а во вторую 1,5 ч.

При фотографических спектральных наблюдениях ширина щели составляла 2,5", спектр расширялся движением объекта вдоль щели до 20" по позиционному углу 90°. На одном снимке с экспозицией ~20 мин получался спектр протяженностью ~1500 Å с разрешением 5—6 Å. Фотографический спектр 04.05 1984 г. калибровался по той же звезде C , причем NGC 4151 и звезда сравнения во время наблюдений находились вблизи зенита.

При сопоставлении фотоэлектрических и фотографических наблюдений учитывалось различие инструментальных профилей и возможный сдвиг фотоэлектрических сканов по длинам волн в пределах нескольких ангстрем [9]. С этой целью фотографический спектр исправлялся за влияние инструментального контура (найденного по линиям ночного неба) методом последовательных приближений, а затем проводилась свертка его с прямоугольной аппаратной функцией шириной 10 Å (имитирующей разрешение фотоэлектрического сканера). Последняя операция проводилась с шагом 1 Å, что позволило учесть несовпадение нуль-пунктов в шкале длин волн. Коэффициент корреляции между фотоэлектрическими и усредненными фотографическими отсчетами интенсивности в спектре, после совмещения нуль-пунктов, равен 0,95. Коэффициент линейной регрессии между полученными разными методами значениями интенсивности спектра NGC 4151, нормированными к континууму звезды C , близок к единице. Все это говорит о хорошем согласии результатов, полученных на ЗТШ и АЗТ-11.

При поиске переменности линий по фотоэлектрическим сканам, полученным в разные ночи, возникают трудности, связанные с возможным несовпадением нуль-пунктов длин волн в пределах 2—3 Å. Величина этого сдвига определялась сравнением с распределением интенсивности в фотографическом спектре. При этом был получен комбинированный скан (на основе фотоэлектрических и фотографических наблюдений) 04.05 1984 г., совмещенный по шкале длин волн с фотоэлектрическим сканом 31.05 1984 г. Оба скана приведены на рисунке. Разность между ними представлена внизу рисунка. Из рисунка видно, что переменность в области линии [Fe X] не превышала ошибок измерений. Определенные по фотографическим спектрам значения отношения

$$R = W_{\lambda}^2 (6363 + 6374) / W_{\lambda} (6300)$$

равны в обе даты ~0,45. Примерно такое же значение R получается по фотоэлектрическим сканам. Это значение существенно отличается от теоретического отношения интенсивностей линий [O I], равного 0,32, что свидетельствует о присутствии линии [Fe X] в спектре ядра NGC 4151. Отметим, что наши наблюдения проводились в период необычно глубокого

фотометрического минимума NGC 4151, во время которого значительно ослабели широкие крылья разрешенных линий [4]. Различное поведение разрешенных линий и корональной линии [Fe X] может быть связано с геометрией эмиссионной области или с особенностями физических механизмов излучения корональной линии, которые будут обсуждены отдельно.

Декабрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Petersen B. M., Foltz C. B., Byard P. L., Wagner R. M.* // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1982. Vol. 9. P. 469—489.
2. *Ulrich M. H., Altmire A., Boksenberg A. et al.* // *Nature.* 1985. Vol. 313. P. 749—751.
3. *Antonucci R. R. J., Cohen R. D.* // *Astrophys. J.* 1983. Vol. 271. P. 564—574.
4. *Лютый В. М., Окнянский В. Л., Чуваев К. К.* // *Письма в Астрон. журн.* 1984. Т. 11. С. 803—808.
5. *Netzer H.* // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1974. Vol. 169. P. 579—590.
6. *Шаповалова А. И., Липовецкий В. А.* // *Астрофизика.* 1984. Т. 21. С. 5—20.
7. *Окнянский В. Л., Чуваев К. К.* // *Астрон. цирк.* 1982. № 1228. С. 1—3.
8. *Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., Лиморенко К. Я. и др.* // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1967. Т. 36. С. 277—281.
9. *Меркулова Н. И.* // Там же. 1986. Т. 75. С. 175—182.
10. *Лютый В. М.* // *Астрон. журн.* 1972. Т. 49. С. 930—942.

УДК 520.8.4

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 4151 НА ТЕЛЕСКОПЕ АЗТ-11 В 1982-1986 гг.

Н. И. Меркулова

В 1982—1986 гг. были проведены наблюдения ядра сейфертовской галактики NGC 4151 со сканирующим спектрофотометром АСП-38 на телескопе АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Размер входной диафрагмы $10''$, выходная щель спектрофотометра $\Delta\lambda = 80 \text{ \AA}$ устанавливалась на области линии H_{β} , дублета [O III] $4959 + 5007 \text{ \AA}$ и непрерывный спектр. За 13 ночей наблюдений получено 97 оценок блеска ядра галактики по отношению к звезде сравнения. Рассмотрение усредненных за каждую ночь потоков излучения от ядра галактики показало, что максимальные изменения за весь период наблюдений составили $\sim 70\%$ для линии H_{β} , $\sim 25\%$ в случае дублета [O III] и $\sim 50\%$ для непрерывного спектра, что существенно превышает как разброс значений в течение ночи, так и вычисленные верхние пределы вероятных статистических ошибок одного наблюдения (4—5%).

THE RESULTS OF SEYFERT GALAXY NGC 4151 NUCLEUS OBSERVATIONS ON THE TELESCOPE AZT-11 IN 1982—1986, by N. I. Merkulova. — The photoelectrical observations of the NGC 4151 nucleus were carried out in 1982—1986 using scanning spectrophotometer ASP-38 of the 1.25-m telescope AZT-11 of the Crimean Astrophysical observatory. The entrance diaphragm was $10''$; the 80 \AA slit of the scanner was centred on three consecutive wavelength regions: H_{β} , $4959 + 5007 \text{ \AA}$ [O III] and continuum. During 13 nights of observations 97 estimates of the light of the galaxy nucleus were obtained with respect to the comparison star. The averaged for each night fluxes from the galaxy nucleus showed the variability of $\sim 70\%$ for H_{β} , $\sim 25\%$ for [O III] lines and $\sim 50\%$ for continuum. The degree of flux variations markedly exceeds the scatter of values for one night and the calculated upper limits of probable statistical errors for a single observational set (4—5%).

Галактика NGC 4151 — один из наиболее изученных объектов во всем классе сейфертовских галактик. Излучение от этой галактики переменено во многих исследуемых спектральных диапазонах: от инфракрасного

до рентгеновского. Однако характер этой переменности вряд ли можно считать выясненным. Не подлежит сомнению переменность континуума и разрешенных линий за годы и месяцы, но известны также изменения интенсивности бленды $H_{\alpha} + [N II]$ на $0,3^m$ за 3—5 сут [1—3], изменения интенсивностей линий в ультрафиолете в несколько раз за 5—10 сут [4]. Пахольчик и др. [5] не обнаружили никаких периодичностей в изменениях континуума на интервалах времени от суток до десятков лет. В первой половине 1984 г. наблюдался глубокий фотометрический минимум излучения, сопровождавшийся также спектральными изменениями, причем в минимуме блеска галактику можно было классифицировать как Sy 2 в отличие от обычной ее классификации как Sy 1,5 [6, 7].

В 1982 г. на 1,25-метровом телескопе АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР были начаты систематические фотоэлектрические наблюдения ядер следующих сейфертовских галактик с целью исследования переменности в непрерывном спектре и в эмиссионных линиях: NGC 1275 (тип Sy 2), NGC 4151 (тип Sy 1,5) и NGC 7469 (тип Sy 1). Результаты наблюдений ядра NGC 1275, проведенных в 1982—1984 гг., опубликованы в [8]. Здесь обсуждаются результаты наблюдений ядра NGC 4151, проведенных в 1982—1986 гг.

Наблюдения

Использовался сканирующий спектрофотометр АСП-38, работающий в режиме счета фотонов. Выходная щель спектрофотометра $\Delta\lambda = 80 \text{ \AA}$ последовательно центрировалась на три области в спектре галактики, соответствующие (с учетом красного смещения) положениям линии H_{β} , дублета $[O III] \lambda 4959 + 5007 \text{ \AA}$ и непрерывного спектра, измеряемого на расстоянии 100 \AA в красную сторону от дублета $[O III]$. На рис. 1, где приведен один из контрольных сканов галактики NGC 4151, записанный со щелью $\Delta\lambda = 40 \text{ \AA}$ и с шагом 10 \AA , эти области спектра обозначены соответственно цифрами 1—3. Такие сканы записывались нами в каждую ночь перед началом наблюдений для контроля дисперсионной кривой спектрофотометра.

Наблюдения проводились дифференциальным методом по отношению к звезде сравнения по симметричной схеме: измерялся фон неба последовательно во всех трех точках спектра на расстоянии $\sim 5'$ к югу от галактики; звезда сравнения в точке 3, соответствующей положению непрерывного спектра галактики; галактика последовательно в точках 1—3; галактика последовательно в точках 3, 2 и 1; звезда сравнения в точке 3; фон неба в трех точках. Звездой сравнения служила звезда С из списка, приведенного в статье В. М. Лютого [9], расположенная на расстоянии $\sim 5'$ от галактики: $V = 9,82^m$; $B - V = +0,60^m$; $U - B = -0,02^m$.

Известно, что ядра сейфертовских галактик по определению имеют звездообразный вид, свидетельствующий о большой концентрации света к ядру галактики и о малых размерах самого ядра. Чтобы увеличить контраст ядра по отношению к внешним частям галактики, мы наблюдали ядро NGC 4151 с входной диафрагмой размером $10''$. Применение столь малой диафрагмы предъявляет высокие требования к качеству гидирования. Телескоп АЗТ-11 оснащен офсетным фотогидом, обеспечивающим точность гидирования лучше $1''$. Наблюдения проводились в достаточно хорошие фотометрические ночи при качестве изображения не хуже $3''$, когда установка галактики в центр диафрагмы не представляет труда. После центрирования галактики включалось офсетное фотогидирование. Чтобы выяснить, как может измениться поток излучения от галактики при смещении ее в диафрагме, нами были проведены специальные наблюдения.

Гидирование с помощью офсетного фотогида производится по гидировочной звезде яркостью до 10^m , расположенной в окрестности наблюдаемого объекта не ближе $5'$ и не далее $15'$. Эту звезду можно смещать в поле фотогида с центрального пульта управления телескопом по координатам,

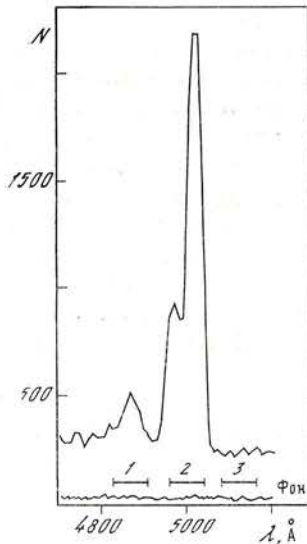


Рис. 1. Один из контрольных сканов ядра галактики NGC 4151 (объяснения в тексте)

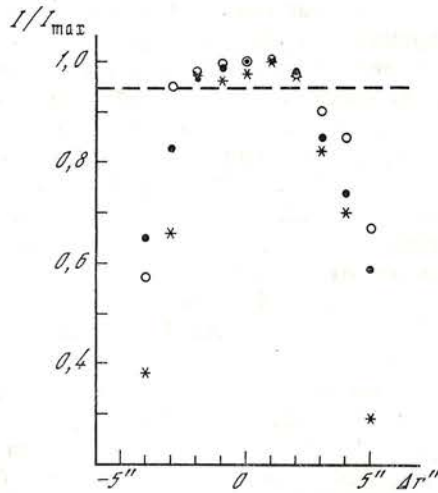


Рис. 2. Зависимость величины потока ядра NGC 4151 в непрерывном спектре, нормированного к максимальному значению I/I_{\max} , от расстояния центра входной диафрагмы размером $10''$ до ядра галактики ($\Delta r''$)

Точки — наблюдения 08—09.12 1985 г. Круги — наблюдения галактики 07—08.02 1986 г. Звездочки — аналогичные наблюдения звезды сравнения С 07—08.02 1986 г.

однозначно связанным с прямым восхождением α и склонением δ (цена деления датчиков положения звезды в поле гида равна $0,25''$). Соответственно смещается положение галактики во входной диафрагме. При наблюдениях мы сдвигали гидировочную звезду на $1-5''$ в обе стороны от центра диафрагмы, сперва по α , затем по δ . Сравнение потоков излучения от галактики, измеренных при каждом ее положении, показало, что эти потоки меняются одинаковым образом при смещении как по α , так и по δ . Поэтому на рис. 2 мы показали усредненные по этим двум направлениям потоки в непрерывном спектре, нормированные к максимальному значению I/I_{\max} в зависимости от расстояния центра диафрагмы до ядра галактики. Видно, что если это смещение не превышает $3''$, то изменения потока ее излучения не превышают 5% (в среднем они составляют 3%). Такую точность гидирования заведомо обеспечивает офсетный фотогид. Аналогичный эксперимент был выполнен для звезды сравнения С (звездочки на рис. 2): изменения потока примерно такие же, как и в случае смещения галактики. Такой же результат был получен нами при смещении положения галактики NGC 1275 в диафрагме размером $10''$ [10].

Важные инструментальные ошибки, связанные с установкой дифракционной решетки в заданную точку спектра, а также некоторые вопросы, касающиеся методики наблюдений, рассматривались нами в [11]. Показано, что точность установки дифракционной решетки в заданную точку спектра составляет $\pm 0,5$ шага $= 5 \text{ \AA}$. Там же оценена ошибка, которую может дать сбой дифракционной решетки при наблюдениях галактики NGC 4151: поток в линии H_{β} может измениться на $1-2\%$ при сдвиге щели спектрофотометра на $20-40 \text{ \AA}$. Для дублета [O III] ошибка измерения потока при сдвиге на 10 \AA не превышает $2-3\%$ и только при сдвиге $\geq 20 \text{ \AA}$ доходит до $25-30\%$, что легко заметить во время наблюдений.

Оценим статистическую ошибку одного измерения. Скорости счета ФЭУ спектрофотометра в среднем составляли: при наблюдениях звезды сравнения $400-470$ имп/с, при наблюдениях галактики NGC 4151 в континууме $30-40$ имп/с, в области линии H_{β} $50-100$ имп/с, в области дублета [O III] $200-300$ имп/с. При наблюдениях фона неба скорость счета была $3-4$ имп/с, а темнового тока $1-2$ имп/с. Время накопления обычно было равным 100 с (иногда 200 с). Таким образом, обеспечивалась статис-

Таблица 1

Дата	Общее время наблюдений	Число оценок блеска галактики	Дата	Общее время наблюдений	Число оценок блеска галактики
10—11.06 1982 г.	1 ^h 30 ^m	2	08—09.04 1985 г.	1	3
03—04.01 1984 г.	2	8	12—13.05 1985 г.	1	2
03—04.02 1984 г.	4	16	16—17.05 1985 г.	2 30	6
04—05.02 1984 г.	2	6	08—09.12 1985 г.	30	2
30—31.03 1984 г.	4 30	7	14—15.03 1986 г.	5	17
02—03.05 1984 г.	5	12	05—06.05 1986 г.	2 30	7
03—04.05 1984 г.	5	9			

тическая ошибка одного измерения, оцененная по количеству накопленных квантов, для звезды сравнения лучше 1%, а для галактики NGC 4151 — лучше 2%.

Чтобы контролировать атмосферную нестабильность, каждое измерение потока излучения ядра в данной области спектра разбивалось на 10 единичных измерений с экспозицией по 10 с. Сравнение вычисленных среднеквадратичных ошибок средних значений потоков по этим 10 измерениям со статистическими ошибками показало, что они практически совпадают. Далее вычислялись отношения потоков излучения галактики $I_{1,2,3}$ в исследуемых областях спектра к потоку I_* от звезды сравнения С: I_1/I_* , I_2/I_* , I_3/I_* и, наконец, $(I_1 - I_3)/I_* \sim I_{H\beta}/I_*$ и $(I_2 - I_3)/I_* \sim I_{[O III]}/I_*$, принимаемые нами за потоки излучения в линии $H\beta$ и дублете $[O III]$. За поток излучения в непрерывном спектре нами принималось отношение I_3/I_* . Относительная ошибка одного наблюдения, вычисленная для отношения $I_{H\beta}/I_*$, будет равна $\sim 2,5\%$, для отношения $I_{[O III]}/I_* \sim 2\%$, а для непрерывного спектра $I_3/I_* \sim 2\%$. Теперь вычислим вероятную относительную среднеквадратичную ошибку одного наблюдения с учетом гидирования и возможных погрешностей установки рабочей длины волны спектрофотометра. При этом учтем, что изменения потоков излучения ядра галактики за счет гидирования могут привести к ошибкам $\sim 3\%$, а сбой положения дифракционной решетки может дать ошибку $\sim 1-3\%$ (см. выше). В итоге получается, что поток в линии $H\beta$ мы можем измерить с вероятной ошибкой $\sigma' \approx 4,5\%$, поток в области дублета $[O III]$ — с ошибкой $\sigma' \approx 5\%$, а в непрерывном спектре — с вероятной ошибкой $\sigma' \approx 4\%$. Это верхние пределы ошибок одного наблюдения.

В табл. 1 приведен журнал наблюдений галактики NGC 4151 с июня 1982 г. по май 1986 г. Всего галактика наблюдалась в течение 13 ночей, неравномерно расположенных во времени. Каждую ночь делалось от 2 до 17 оценок блеска галактики в каждом спектральном интервале. В среднем затрачивалось 15—30 мин на одно полное наблюдение.

Результаты наблюдений

Нами рассматриваются результаты наблюдений, усредненные за каждую ночь. В табл. 2 содержатся отношения потоков излучения ядра галактики NGC 4151 и звезды сравнения С в области линии $H\beta$, в области дублета $[O III]$ и в области непрерывного спектра (столбцы 2, 5, 8). Ошибки σ представляют собой среднеквадратичные отклонения средних значений соответствующих величин, полученных за данную ночь. Сюда входят все возможные ошибки: статистические, ошибки гидирования и др. В последнем столбце указано число наблюдений за данную ночь, по которому произведено усреднение.

Для того чтобы убрать влияние непрерывного спектра на интенсивность эмиссионных линий, мы вычитали из полученных потоков в линиях по-

Таблица 2

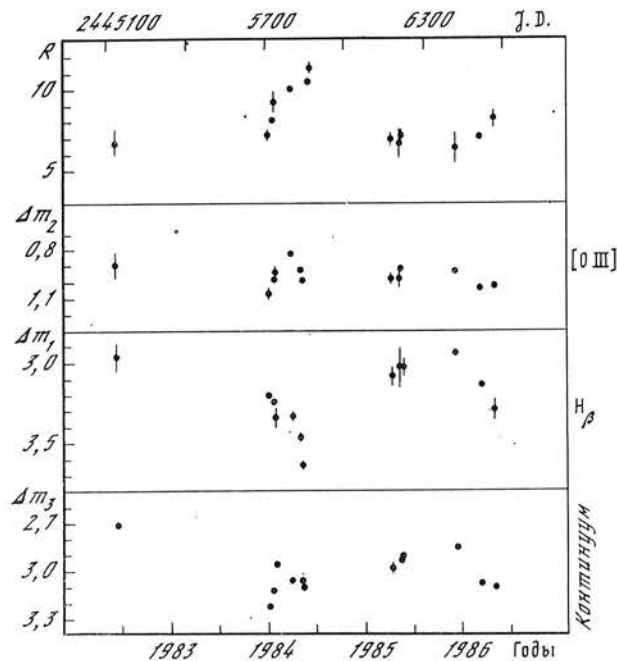
Дата	I_1/I_*	σ	$\sigma, \%$	I_2/I_*	σ	$\sigma, \%$	I_3/I_*	σ	$\sigma, \%$
10-11.06 1982 г.	0,146	0,006	4,1	0,518	0,035	6,8	0,082	0,002	2,3
03-04.01 1984 г.	0,103	0,002	1,9	0,420	0,012	2,8	0,051	0,001	1,8
03-04.02 1984 г.	0,106	0,0004	0,4	0,456	0,003	0,6	0,056	0,0003	0,6
04-05.02 1984 г.	0,111	0,003	3,1	0,486	0,020	4,1	0,065	0,001	1,3
30-31.03 1984 г.	0,105	0,0008	0,8	0,523	0,005	1,0	0,059	0,0006	1,0
02-03.05 1984 г.	0,100	0,0007	0,7	0,482	0,003	0,6	0,059	0,0003	0,6
03-04.05 1984 г.	0,092	0,001	1,4	0,453	0,006	1,4	0,057	0,0008	1,5
08-09.04 1985 г.	0,121	0,003	2,4	0,464	0,013	2,9	0,063	0,002	4,0
12-13.05 1985 г.	0,127	0,008	6,3	0,470	0,026	5,5	0,066	0,002	3,0
16-17.05 1985 г.	0,129	0,002	1,9	0,495	0,007	1,4	0,068	0,002	2,2
08-09.12 1985 г.	0,138	0	0	0,493	0	0	0,071	0,0005	0,7
14-15.03 1986 г.	0,113	0,001	1,2	0,444	0,005	1,2	0,058	0,001	1,5
05-06.05 1986 г.	0,105	0,003	2,9	0,445	0,001	2,1	0,057	0,001	2,2

Таблица 3

Дата	$\frac{I_1 - I_3}{I_*}$	σ	$\sigma, \%$	$\frac{I_2 - I_3}{I_*}$	σ	$\sigma, \%$	$\Delta m_1 \pm \sigma$	$\Delta m_2 \pm \sigma$	$\Delta m_3 \pm \sigma$	$R \pm \sigma$
10-11.06 1982 г.	0,065	0,006	9	0,436	0,035	8	2,97±0,09	0,90±0,08	2,72±0,02	6,7±0,8
03-04.01 1984 г.	0,052	0,002	4	0,369	0,012	3	3,21±0,04	1,08±0,03	3,23±0,02	7,1±0,4
03-04.02 1984 г.	0,050	0,0005	1	0,400	0,003	1	3,25±0,01	0,99±0,01	3,13±0,01	8,0±0,1
04-05.02 1984 г.	0,046	0,003	6	0,421	0,020	5	3,34±0,06	0,94±0,05	2,97±0,01	9,2±0,7
30-31.03 1984 г.	0,046	0,001	2	0,464	0,005	1	3,34±0,02	0,83±0,01	3,07±0,01	10,1±0,2
02-03.05 1984 г.	0,041	0,0008	2	0,423	0,003	1	3,47±0,02	0,83±0,01	3,07±0,01	10,4±0,2
03-04.05 1984 г.	0,035	0,001	3	0,396	0,006	1,5	3,64±0,03	0,99±0,02	3,11±0,02	11,3±0,4
08-09.04 1985 г.	0,058	0,004	7	0,401	0,013	3	3,09±0,07	0,99±0,03	3,00±0,04	6,9±0,5
12-13.05 1985 г.	0,061	0,008	13	0,424	0,026	6	3,04±0,13	0,98±0,06	2,95±0,03	6,6±1,0
16-17.05 1985 г.	0,061	0,003	5	0,427	0,007	4	3,04±0,05	0,92±0,02	2,92±0,02	7,0±0,4
08-09.12 1985 г.	0,066	0,001	1,5	0,422	0,001	0,3	2,95±0,01	0,94±0,01	2,87±0,01	6,3±0,1
14-15.03 1986 г.	0,055	0,001	1,8	0,385	0,005	5	3,15±0,02	1,04±0,01	3,09±0,01	7,0±0,1
05-06.05 1986 г.	0,048	0,003	6	0,388	0,001	0,3	3,30±0,06	1,03±0,01	3,11±0,02	8,1±0,5

Рис. 3. Изменения во времени относительных интенсивностей линии H_{β} , дублета [O III] и континуума, выраженные в звездных величинах, по отношению к интенсивности излучения звезды сравнения C (соответственно Δm_1 , Δm_2 и Δm_3), а также значений $R = I_{[O III]}/I_{\beta}$

Вертикальные черточки — среднеквадратичные отклонения среднего за ночь значения. При отсутствии черточек ошибки меньше либо равны размеру кружка



токи в непрерывном спектре. Эти результаты со своими среднеквадратичными отклонениями средних значений за ночь σ даны в табл. 3 (столбцы 2—7). Интенсивности эмиссионных линий и непрерывного спектра выражены также в звездных величинах] по отношению к звезде сравнения: $\Delta m_1 = -2,5 \lg [(I_1 - I_3)/I_*]$, $\Delta m_2 = -2,5 \lg [(I_2 - I_3)/I_*]$ и $\Delta m_3 = -2,5 \lg (I_3/I_*)$ (столбцы 8—10); все они даны со своими среднеквадратичными отклонениями средних значений за ночь.

Представляет интерес отношение интенсивностей эмиссионных линий H_{β} и [O III], являющееся одним из критериев классификации галактик Сейферта [12]. Нами было вычислено отношение $R = I_{[O III]}/I_{H_{\beta}}$ для каждой ночи со своей среднеквадратичной ошибкой σ (последний столбец табл. 3).

На рис. 3 представлены изменения во времени относительных интенсивностей линии H_{β} (Δm_1), дублета [O III] (Δm_2) и континуума (Δm_3), выраженные в звездных величинах по отношению к звезде сравнения C , а в верхней части рисунка — изменения R .

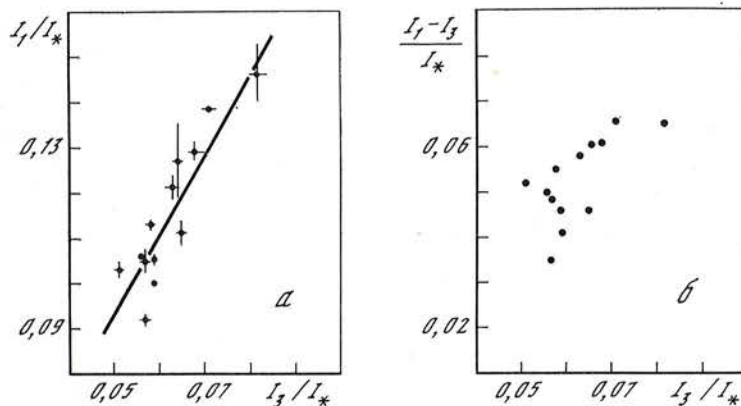


Рис. 4. Зависимость между отношениям потоков от галактики NGC 4151 и звезды сравнения C в области линии H_{β} и континуума (а) и зависимость относительной интенсивности линии H_{β} от интенсивности континуума (б)

Черточками указаны среднеквадратичные отклонения среднего значения за каждую ночь. Ошибки на рис. б примерно такие же, как и на рис. а

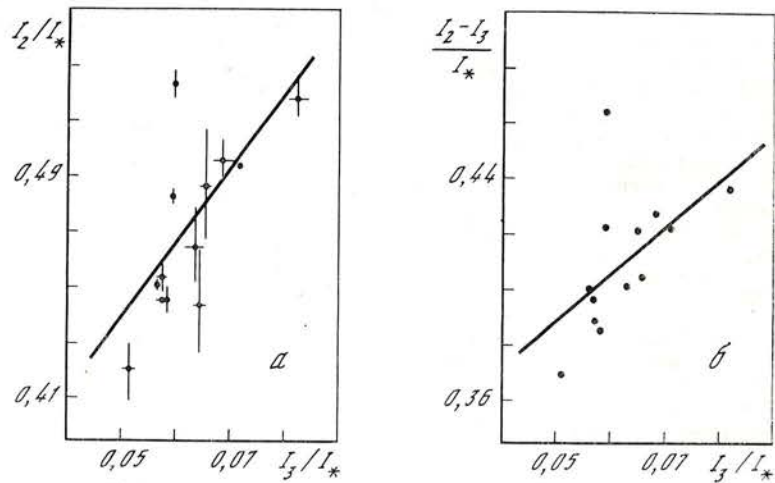


Рис. 5. То же, что на рис. 4, только для случая дублета [O III]

Рассмотрим корреляции между континуумом и эмиссионными линиями. На рис. 4, *a* мы видим зависимость между отношениями потоков от центральной области галактики к звезде сравнения в области линии $H\beta$ I_1/I_* и в области континуума I_3/I_* . Прямая проведена методом наименьших квадратов, и ее достоверность по критерию Фишера выше 99%. Коэффициент корреляции в этом случае равен $K = +0,90 \pm 0,05$. Обратимся к рис. 4, *б*. Здесь мы видим зависимость относительной интенсивности линии $H\beta$ — $(I_1 - I_3)/I_*$ от интенсивности континуума I_3/I_* . Коэффициент корреляции равен $K = +0,67 \pm 0,15$. Таким образом, корреляция стала менее значимой, когда мы убрали вклад интенсивности непрерывного спектра в интенсивность линии $H\beta$. Аналогичную картину мы получили в случае дублета [O III]. На рис. 5, *a* приведена зависимость I_2/I_* от интенсивности континуума I_3/I_* . Достоверность прямой линии, проведенной методом наименьших квадратов по всем 13 точкам, также выше 99% по критерию Фишера. Коэффициент корреляции для этой зависимости $K = +0,72 \pm 0,13$, т. е. зависимость достаточно надежна. Если мы вычтем непрерывный спектр, как показано на рис. 5, *б*, то коэффициент корреляции станет равным $K = +0,54 \pm 0,20$, что говорит об отсутствии корреляции между относительными интенсивностями дублета [O III] и непрерывного спектра.

Обсуждение результатов наблюдений

За весь период наблюдений максимальные изменения потоков излучения от ядра галактики NGC 4151 по отношению к звезде сравнения С составили: в случае линии $H\beta$ $0,69^m$ (или $15\sigma'$), в случае дублета [O III] $0,25^m$ (или $5\sigma'$), а в непрерывном спектре $0,50^m$ (или $13\sigma'$), где σ' — это вычисленный выше верхний предел ошибок одного наблюдения. Отношение $R = I_{[OIII]}/I_*$ изменилось почти в 2 раза. Таким образом, эти изменения существенно превышают как реальные ошибки наблюдений, так и вычисленные вероятные ошибки $\sigma' \approx 4 \div 5\%$.

По общепринятой классификации сейфертовских галактик [12] NGC 4151 относится к классу Sy 1. В спектрах галактик этого класса разрешенные линии широкие, а запрещенные — узкие и более слабые — в отличие от галактик типа Sy 2, имеющих крайне интенсивные запрещенные линии. Так, отношение $R = I_{[OIII]\lambda 4959+5007}/I_{H\beta} > 10$ для Sy 2, в то время как для Sy 1 это отношение $R \leq 1$. После того как эта классификация Хачикяна и Видмана [13] была развита Остерброком [14], галактику NGC 4151 стали относить к промежуточному классу Sy 1,5 из-за наличия у послед-

ней одновременно и широкого и узкого компонентов разрешенных линий. В первой половине 1984 г., когда галактика NGC 4151 находилась в глубоком фотометрическом минимуме, ее показатели цвета ($B - V$), ($U - B$), отношение эквивалентных ширин линий H_{β} и $[O III] \lambda 4959 \text{ \AA}$, а также профили линий (отсутствие широкого компонента у разрешенных линий) соответствовали галактике типа Sy 2 [6, 7].

Ослабление блеска галактики NGC 4151 происходило примерно с октября 1983 г. по июль 1984 г. [7]. Обратимся к данным рис. 3 и табл. 3. Видно, что в конце марта — начале мая отношение $R > 10$, что свидетельствует о принадлежности галактики NGC 4151 к классу Sy 2. С января по май 1984 г. относительная интенсивность линии H_{β} упала на $0,43^m$, в то время как континуум сперва возрос на $0,26^m$, а затем упал на $0,1^m$. Интересный ход показала относительная интенсивность дублета $[O III]$ — сперва она возросла на $0,25^m$ (максимальное значение было 30—31.03 1984 г.), а затем упала на $0,16^m$. В целом наши наблюдения подтверждают выводы, сделанные в [6], хотя не представляется возможным сравнить наши результаты количественно. Отметим, что, по нашему мнению, изменение относительных интенсивностей эмиссионных линий произошло не только вследствие ослабления линии H_{β} , но и вследствие переменности дублета $[O III]$.

В заключение я выражаю глубокую благодарность Н. М. Шаховскому за постоянное внимание к работе и помощь в наблюдениях, И. И. Проник за руководство работой и помощь в наблюдениях, Л. П. Метик, М. Н. Ловкой за помощь в наблюдениях, В. Т. Жоголевой, Н. В. Киселевой и Г. Н. Шарановой за помощь в изготовлении рисунков.

Ноябрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Antonucci R., Cohen R. // *Astrophys. J.* 1983. Vol. 271. P. 564.
2. Cherepashchuk A. M., Lyutyi V. M. // *Astrophys. Lett.* 1973. Vol. 13. P. 165.
3. Косоруков Ю. С., Черепашук А. М. // *Астрон. цирку.* 1978. № 990. С. 4.
4. Ulrich M. H., Allamore A., Boksenberg A. et al. // *Nature.* 1985. Vol. 313. P. 745.
5. Pacholczyk A. G., Lubart N. D., Penning W. R. et al. // *Astrophys. Lett.* 1983. Vol. 23. P. 225.
6. Лютый В. М., Окнянский В. Л., Чуваев К. К. // *Письма в Астрон. журн.* 1984. Т. 10. С. 803.
7. Penston M. V., Perez E. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1984. Vol. 211. P. 33.
8. Меркулова Н. И., Проник И. И. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* 1987. Т. 77.
9. Лютый В. М. // *Письма в Астрон. журн.* 1980. Т. 6. С. 223.
10. Меркулова Н. И., Метик Л. П., Проник И. И. // *Изв. Крым. астрофиз. obs.* 1987. Т. 77.
11. Меркулова Н. И. // Там же. 1986. Т. 75. С. 175.
12. Хачикян Э. Е. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Бюракан, 1975.
13. Khachikian E., Weedman D. // *Astrophys. J.* 1974. Vol. 192. P. 581.
14. Osterbrock D. E. // *Ibid.* 1977. Vol. 215. P. 733.

УДК 524.7; 524.33; 530.12

ФОТОМЕТРИЯ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 4151 И КВАЗАРА 3C 273: ПЕРИОД 160,010 МИНУТ

В. А. Котов, В. М. Лютый *

Новый анализ данных фотометрии ядра сейфертовской галактики NGC 4151 (1968—1986 гг., фильтр U) полностью подтвердил вывод [4] о наличии периода $P_G = 160,0098^m (\pm 5)$ с гармонической амплитудой $0,014$ зв. вел. и уровнем достоверности $3,5\sigma$. Анализ 18-летних фотометрических наблюдений квазара 3C 273 (1968—1986 гг.)

* Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга, Москва. Статья публикуется в дискуссионном порядке.

показал и здесь присутствие такого же в пределах ошибки периода: $P_Q = 160,0105^m (\pm 7)$ (достоверность $3,4\sigma$, амплитуда $0,015$ зв. вел.).

Оба периода совпали с известным периодом $P_0 = 160,0106^m (\pm 6)$, обнаруженным ранее [1, 44] в спектре мощности глобальных осцилляций Солнца. Такой «повсеместный» характер 160^m -периода может свидетельствовать о его космологическом происхождении, а сам период, по-видимому, является новым астрофизическим параметром с определенными следствиями для космологии. В частности, предлагается простое соотношение между постоянной Хаббла H_0 и периодом P_0 : $dP_0/dt = H_0 P_0 = 1,9 \cdot 10^{-14}$. Соответствующее время жизни 160^m -периода оказывается равным $\sim 16 \cdot 10^9$ лет, т. е. возрасту Вселенной.

PHOTOMETRY OF THE SEYFERT GALAXY NGC 4151 AND QUASAR 3C 273: THE 160.010 MINUTES PERIOD, by V. A. Kotov, V. M. Lyuty. — A reanalysis of the U -photometric data (1968—1986) of the nucleus of the Seyfert galaxy NGC 4151 fully confirmed the previous conclusion [4] about the presence of statistically significant (at 3.5 sigma confidence level) period $P_G = 160.0098 (\pm 5)$ min with a harmonic amplitude 0.014 mag. Similar analysis of the 18-years (1968—1986) photometry of the quasar 3C 273 also reveals an existence of the same, within the limits of errors, period: $P_Q = 160.0105 (\pm 7)$ min (at 3.4 sigma confidence level and harmonic amplitude 0.015 mag.).

Both periods coincide with the well-known period $P_0 = 160.0106 (\pm 6)$ min found earlier [1, 44] in the power spectrum of global oscillations of the Sun. Such ubiquitous character of the 160-min period may suggest its cosmological status and, perhaps, indicates that this period may be a new astrophysical parameter with intriguing inferences for cosmology. In particular, we propose a simple relation between the Hubble constant H_0 and period P_0 : $dP_0/dt = H_0 P_0 = 1.9 \times 10^{-14}$. The resulting life-time of the 160-min period appears to be equal to $\sim 16 \times 10^9$ years, i. e. the age of the Universe.

Природа 160-минутного периода, наблюдаемого в спектре колебаний Солнца [1—3], продолжает привлекать внимание исследователей ввиду отсутствия однозначной интерпретации. Вопрос интересен еще и потому, что согласно [3—5] периодичность 160^m проявляется при анализе данных о разнообразных астрономических объектах (от объектов Солнечной системы до короткопериодических переменных звезд и ядер некоторых галактик и, по-видимому, квазаров [5]).

«Следы» 160^m -периодичности обнаружены в распределении периодов переменности некоторых типов звезд [3, 6], что позволило выдвинуть предположение [7] о ее возможном космологическом происхождении. Поэтому исключительно важным и интригующим явилось последовавшее за этим обнаружение периода $P_0 \approx 160^m$ в вариациях блеска ядра сейфертовской галактики NGC 4151 [4, 5].

Основываясь на совпадении в пределах ошибок периода колебаний Солнца и блеска ядра указанной выше галактики

$$P_{\odot} = 160,0106 \pm 0,0006^m, \quad (1)$$

$$P_G = 160,0099 \pm 0,0004^m,$$

авторы [4] сделали вывод, что период $P_{\odot} \equiv P_0$ изменяется во времени со скоростью $\dot{P}_0 \equiv dP_0/dt \approx 2 \cdot 10^{-14}$ с/с, а произведение

$$P_0 H_0 = \psi \approx 1,9 \cdot 10^{-14} \quad (2)$$

— безразмерная константа, которая может представлять интерес для космологии; здесь H_0 — постоянная Хаббла, принимаемая равной ~ 60 км \cdot с $^{-1}$ \cdot Мпк $^{-1}$.

Учитывая последнее обстоятельство, а также принципиальную важность совпадения (1) для вывода об «универсальном» характере периодичности P_0 и предполагаемом в [4, 5, 7] ее «космологическом» значении, мы сочли целесообразным: а) провести новый, более детальный анализ данных о переменности ядра галактики NGC 4151; б) провести поиск периода P_0 в других астрофизических объектах; в) попытаться дать некоторое, пусть сугубо гипотетическое и весьма дискуссионное, физическое истолкование P_0 -периодичности с космологической точки зрения.

1. Новый анализ фотометрических наблюдений NGC 4151

Фотоэлектрические UBV -наблюдения переменности ядра галактики выполнены в 1968—1986 гг. одним из авторов (В. Л.; подробнее см. [4, 5]) дифференциальным методом, т. е. по отношению к близкорасположенному (на расстоянии около $5'$) на небе стандарту; этот метод практически полностью исключает эффекты, вызванные колебаниями атмосферной прозрачности. Анализировались измерения, выполненные в фильтре U ; все моменты времени перед обработкой приводились к Солнцу.

Главная трудность анализа заключается в том, что измерения очень «отрывочные»: они делались, как правило, один раз в течение ночи. Поэтому наблюдения представляют собой неравномерный временной ряд с громадным числом «пробелов»: в интервале 25.03 1968 г.—02.04 1986 г. сделано всего лишь 347 отдельных измерений блеска ядра галактики. Вторая трудность обусловлена медленными вариациями блеска ядра, имеющими разные характерные времена, от 15 до ~ 1500 сут, и амплитудой порядка $0,6^m$ (рис. 1).

Медленные тренды в обработке [4] удалялись с помощью графиков, на которых «вручную» проводились плавные кривые в виде нижних огибающих данной совокупности точек (рис. 1). В окончательную обработку [4] были включены 186 точек (из ~ 320 измерений 1968—1985 гг.); для остальных было очень трудно или невозможно учесть тренд. Затем для разностей «измерения минус тренд» с помощью дискретного фурье-преобразования был построен спектр мощности (СМ), который показал присутствие периодичности¹ $160,0099^m (\pm 4)$ с высоким, около $4,1 \sigma$, уровнем достоверности и гармонической амплитудой $A_h \approx 0,025^m$.

Чрезвычайно любопытный факт совпадения P_{\odot} с P_G (см. ниже) делает очень важным проведение независимого от результатов [4] анализа полного массива указанных выше данных, причем по возможности другим методом, тем более что в первой обработке [4] присутствует элемент субъективизма, заключающийся в аппроксимации плавного тренда «на глаз».

В новой обработке тренды аппроксимировались с помощью ЭВМ полиномами второго порядка; применялся метод наименьших квадратов (МНК). Естественно, что таким методом, с помощью *вычисляемых* парабол, тренды удалось провести для гораздо большего числа точек, чем ранее [4], — для 267 точек из 347. Кроме того, для получения нового СМ были дополнительно включены в анализ измерения, сделанные в 1968 г. в течение двух ночей, — всего 38 индивидуальных отсчетов, которые нами были усреднены по 23 временным интервалам (еще 23 точки). Таким образом, во вновь подготовленный временной ряд вошли 290 точек (точнее, пар чисел $\{t_i, m_i\}$, где t_i — момент наблюдения с номером i , m_i — соответствующая этому моменту вариация блеска в зв. вел.; $i = 1, 2, \dots, 290$; моменты времени определены с точностью до $\pm 0,0005$ сут, т. е. около $\pm 0,7^m$); этот ряд на 56% больше, чем ряд, анализировавшийся в [4]. Среднеквадратичное значение нового массива $\{m_i\}$ после исключения медленных трендов составляет $0,084$ зв. вел.

Спектры мощности вычислялись методом наложенных эпох [8, 9], который при достаточно хорошей статистике дает результаты, аналогичные результатам прямого фурье-преобразования [9]. В данном методе для пробной частоты ν каждой паре $\{t_i, m_i\}$ ставится в соответствие один из 16 фазовых интервалов периода $P = 1/\nu$ (последний делится на 16 равных частей). Для всех фазовых интервалов вычисляются суммы значений m_i «попавших» в данные интервалы, и по 16 значениям таких сумм МНК находится синусоида, имеющая амплитуду A_h .

Чтобы подавить влияние скажности («регулярности») наблюдений, метод был видоизменен: для каждого интервала фаз вместо суммы Σm_i вычислялось среднее значение вариации блеска $m_k = \Sigma m_i / n_k$, где n_k — число измерений, соответствующих k -му интервалу фаз ($k = 1, 2, \dots$

¹ Число в скобках означает ошибку последнего знака.

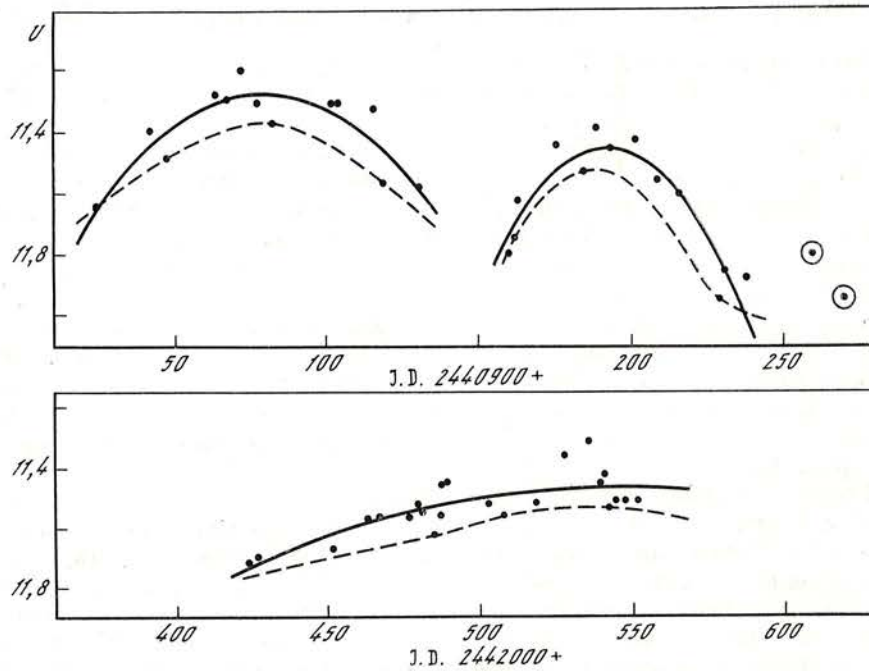


Рис. 1. Пример фотометрических данных NGC 4151 (точки). Штриховые линии — тренды, проведенные «вручную» [4]; сплошные линии — отрезки парабол, вычисленные МНК. Две точки справа, обведенные кружками, были исключены из анализа.

... 16). Далее, как и в методе [9], вычислялись гармонические амплитуды A_h и строился спектр $A_h^2(\nu)$.

Оптимальное разрешение спектра, отвечающее 18-летней длительности ряда, составляет $\Delta\nu \approx 2$ нГц, но при вычислении СМ реальный шаг по частоте был принят равным 0,046 нГц. Спектр строился в диапазоне частот от 104,120 до 104,193 мГц; он включает частоту $1/P_0$ вместе с потенциальными «сателлитами» $1/P_0 \pm 1/\Pi$ (здесь $\Pi = 1$ год), вызванными сезонной скважностью наблюдений.

Стандартное отклонение σ_2 спектра мощности и уровень достоверности 3σ пика мощности, где σ соответствует нормальному закону распределения, определялись методом, изложенным В. Ю. Теребижем в [10]:

$$\sigma_2 \approx \langle I(\nu) \rangle \approx \sigma_1^2/N, \quad (3)$$

где $\langle I(\nu) \rangle$ — среднее значение спектральной плотности СМ, σ_1^2 — дисперсия исходного временного ряда, N — полное число измерений (у нас $\sigma_1^2 = (0,084)^2$, $N = 290$). Распределение случайной величины

$$\eta = I(\nu)/\langle I(\nu) \rangle \approx I(\nu)/\sigma_2 \quad (4)$$

($I(\nu)$ — спектральная плотность) при $N \gg 1$ является экспоненциальным, и вероятность случайного появления пика высотой η на заданной частоте ν_0 равна $e^{-\eta}$. Нами, как и в [10], по значениям η пиков мощности находились вероятности $e^{-\eta}$, затем соответствующие уровни достоверности для нормального распределения (в частности, «правилу 3σ » для последнего в случае экспоненциального распределения отвечает «правило $6,6\sigma_2$ », см. [10]).

Полученный нами СМ вариаций блеска для галактики NGC 4151 приведен на рис. 2, где виден только один пик, превышающий уровень достоверности 3σ . Он соответствует периоду $160,0098^m (\pm 5)$ и в пределах ошибки совпадает с P_\odot и P_G [4]; высота пика отвечает достоверности $3,5\sigma$, амплитуда $A_h = 0,014$ зв. вел.

В спектре практически отсутствуют пики, соответствующие периоду $1/9$ сут и его годичным «сателлитам». Некоторое уменьшение амплитуды A_h

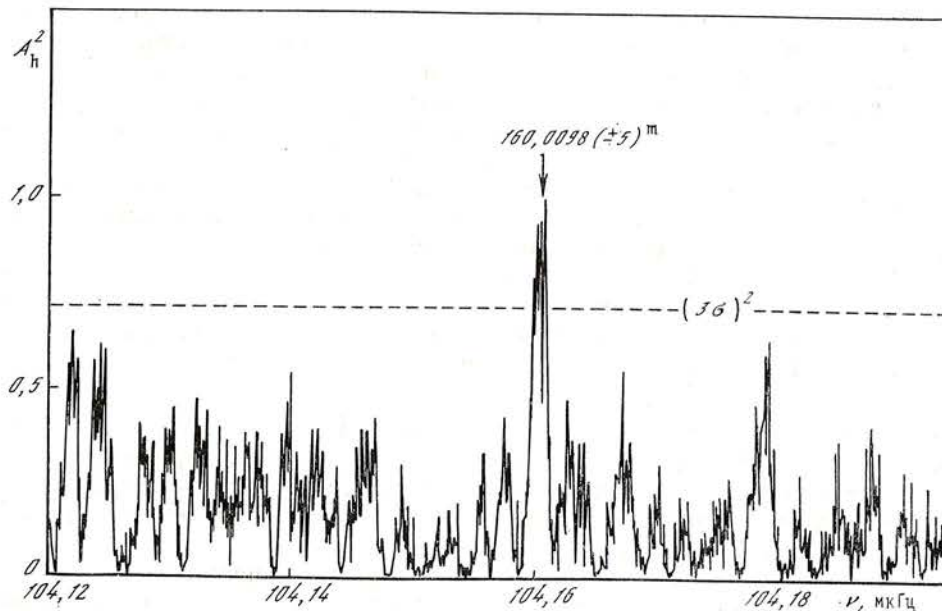


Рис. 2. Спектр мощности вариаций блеска ядра галактики NGC 4151 (1968—1986 гг.) По вертикали — квадрат гармонической амплитуды в произвольных единицах (то же — на рис. 6, 11)

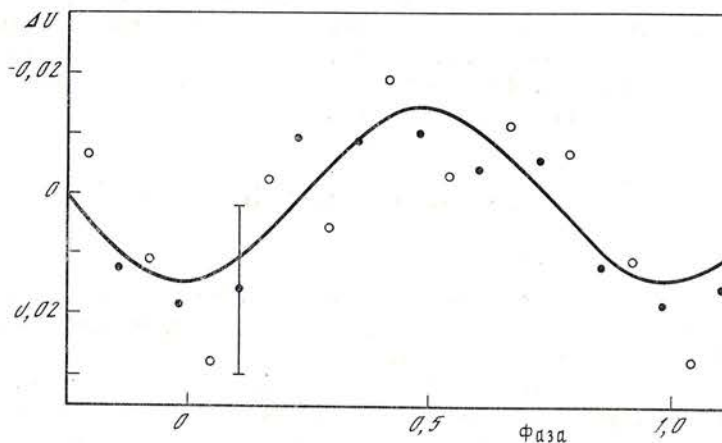


Рис. 3. Средняя кривая блеска NGC 4151 для периода $160,0101^m$ (1968—1986 гг.). Вертикальная черточка соответствует типичной $(\pm\sigma)$ среднеквадратичной ошибке (то же на рис. 4, 5, 7—10)

основного пика по сравнению с результатом [4] обусловлено прежде всего отличием методов удаления трендов и как следствие увеличением дисперсии измерений, вошедших в обработку.

Главный итог этого нового анализа состоит в том, что совершенно независимая от [4] процедура исключения тренда, а также существенно иной способ построения СМ полностью подтвердили вывод [4] о реальности и высокой статистической значимости периодичности P_0 в вариациях блеска ядра NGC 4151. Для уровня статистической значимости результата принимаем значение $3,8\sigma$, среднее для двух методов анализа.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что на новом СМ (см. рис. 2) значительно подавлены или вообще отсутствуют пики, вызванные скважностью ряда с периодом 1 г. и ~ 680 — 820 сут и имеющие существенную амплитуду в спектре [4]. Обусловлено это отличие прежде всего указанными выше различиями методов фильтрации данных, а также существен-

ным, в 1,56 раза, увеличением числа анализируемых измерений. Одна из причин состоит в различии методов вычисления СМ: если в методе дискретного фурье-преобразования (или так называемом методе Диминга) регулярная скважность временного ряда обязательно приводит к появлению ложных пиков, ею обусловленных, то в модифицированном (см. выше) методе наложенных эпох эти пики могут существенно уменьшаться, а вся структура спектра, обусловленная скважностью, может коренным образом измениться. Последнее легко понять, исходя из следующих соображений. Спектр скважности в методе Диминга получается заменой реальных значений $m_i(t_i)$ константой, например единицей. Применим к полученному «модельному» ряду метод наложенных эпох (МНЭ) при разбиении каждого пробного периода, скажем, на 16 или 8 фазовых интервалов. Тогда на частотах, для которых нет ни одного «пустого» фазового интервала, будем иметь нулевую мощность A_n^2 . Если же для какой-то частоты в одном фазовом интервале не окажется ни одного значения $m_i (= \text{const} = 1)$, то для этой частоты $A_n^2 > 0$. Ясно, что полученная МНЭ структура спектра скважности будет существенно иной, чем в методе Диминга, а именно, она будет более близка к случайному распределению. Это на деле и наблюдается (см. рис. 4 в [4] и наш рис. 2).

Полученная в новой обработке средняя кривая изменения блеска для периода $160,0101^m$ (наиболее точное значение, определенное в [11] на основе анализа временной последовательности хромосферных вспышек на Солнце в интервале 1947—1980 гг.) приведена на рис. 3 для усреднения 290 точек по восьми фазовым интервалам (точки; кружки — для усреднения со сдвигом на $1/16$ периода; нулевая фаза соответствует моменту UT 00^h00^m, 01.01 1974 г., синусоида проведена через точки и кружки методом фурье-преобразования; то же на рис. 7, а и 10). Гармоническая амплитуда $A_n = 0,014 \pm 0,004$ зв. вел., фаза максимума блеска соответствует моменту UT 01^h21^m ($\pm 8^m$) для эпохи 01.01 1974 г.

2. Квазар 3С 273

2.1. Данные наблюдений

Следующим шагом в цепи поиска наблюдательных свидетельств периода 160^m среди астрофизических объектов, очевидно, должен быть анализ данных фотометрии таких массивных и сверхэнергичных объектов, как квазары, до сих пор достаточно загадочные объекты Вселенной.

Наиболее обширный ряд фотометрических измерений блеска получен для самого яркого на небе квазара 3С 273. На больших интервалах времени его блеск в фильтре *B* обнаруживает переменность с полной амплитудой до 0,3—0,4 зв. вел.; эти изменения в 2—3 раза меньше по амплитуде, чем у ядра NGC 4151; кроме того, у квазара эти изменения более медленные, они происходят с основным квазипериодом около четырех лет (см. ниже) и могут быть более или менее удовлетворительно отфильтрованы с помощью полиномов.

Все анализируемые здесь данные о блеске 3С 273 сделаны в фильтре *B*. Перед обработкой моменты наблюдений, определенные в списках с точностью до $\pm 0,0005$ сут (для американских данных, заимствованных из [12—16]), моменты определены с точностью $\pm 0,005$ сут), приводились к Солнцу. Все измерения, конечно, сделаны дифференциально, т. е. по отношению к локальной звезде-стандарту.

Одни из первых фотоэлектрических наблюдений 3С 273, выполненные Сэндиджем [17, 18] в 1963—1966 гг., к сожалению, для нашей основной цели непригодны, поскольку моменты наблюдений в его списках приведены с грубой точностью, $\pm 0,05$ сут. Поэтому для анализа использовались только три более поздние серии *B*-фотометрии этого квазара; см. табл. 1, где обозначено: *N* — число измерений блеска, Δ — стандартное отклонение серии (после удаления среднего за ночь или медленного тренда), *k* — нормировоч-

Т а б л и ц а 1

Номер серии	Наблюдатель	Интервал наблюдений	N	Δ , зв. вел.	k
1	Лютый и др. [19,20]	1971 г., 1972 г., 1982 г., 1986 г.	183	0,0171	2,357
2	Лютый	1971—1986 гг.	62	0,0567	0,711
3	Буркхед и др. [12—16]	1968—1979 гг.	95	0,0471	0,856

ные коэффициенты (см. ниже). Первая серия включает наблюдения, выполненные в течение четырех ночей, с 17 по 25.05 1971 г., по одной ночи в 1972 и 1982 г. и две ночи в 1986 г. Эти наблюдения проводились квазинепрерывно в течение 2,0—3,3 ч за ночь, так что в течение ночи получалось, как правило, от 13 до 38 измерений блеска (в сумме 183 точки в течение около 23 ч). При обработке из данных каждой ночи вычиталось среднее значение блеска за ночь, и остатки «измерения минус среднее» анализировались методом, изложенным выше.

Вторая серия состоит из отдельных измерений блеска ЗС 273, выполненных одним из авторов (В. Л.) в 1971—1986 гг.: как правило, в течение ночи делалось только одно измерение; в очень редких случаях делались две оценки блеска за ночь. Третья серия — аналогичные отдельные измерения блеска, выполненные в 1968—1979 гг. Буркхедом и др. [12—16].

2.2. Медленные вариации блеска

Для удаления трендов временные последовательности 2 и 3 были сведены в один общий ряд. При этом было учтено систематическое превышение — в интервале перекрывающихся по времени наблюдений — данных [12—16] над B -величинами В. Лютого примерно на 0,01 зв. вел.

Индивидуальные отсчеты были затем сгруппированы в соответствии с наблюдательными сезонами и усреднены; к полученным 19 точкам для полноты были добавлены также четыре средних значения B , полученные на основе данных 1963—1966 гг., опубликованных Сэндиджем [17, 18]. В итоге на общем графике (рис. 4) нанесены 23 точки, каждая из которых представляет собой среднее значение из нескольких индивидуальных B -величин. На общем медленном возрастании блеска, показанное штриховой линией (парабола — практически прямая, вычисленная МНК), накладываются квазирегулярные флуктуации с характерным временем около четырех лет. В спектре мощности остатков «среднее значение B минус парабола» максимальный пик соответствует периоду $3,8 \pm 0,2$ г.

Для удаления трендов график (см. рис. 4) был разделен на пять частей (с исключением измерений Сэндиджа), для которых тренд по четырнадцати средним точкам аппроксимировался отрезками парабол. Полученные параболические тренды вычитались из индивидуальных измерений

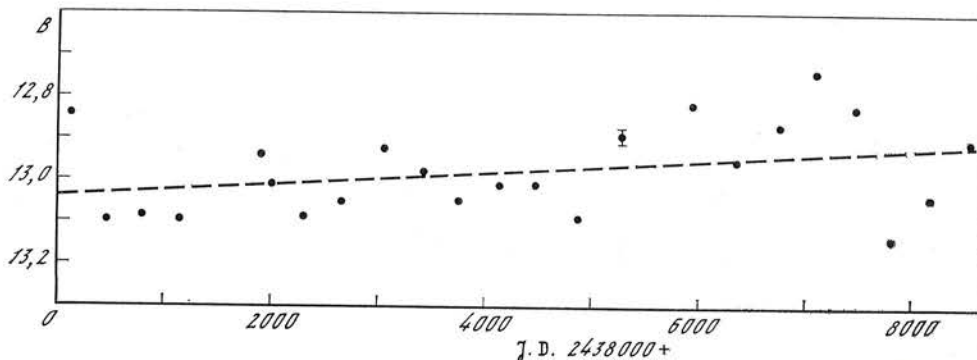


Рис. 4. Медленные вариации блеска квазара ЗС 273 в фильтре B

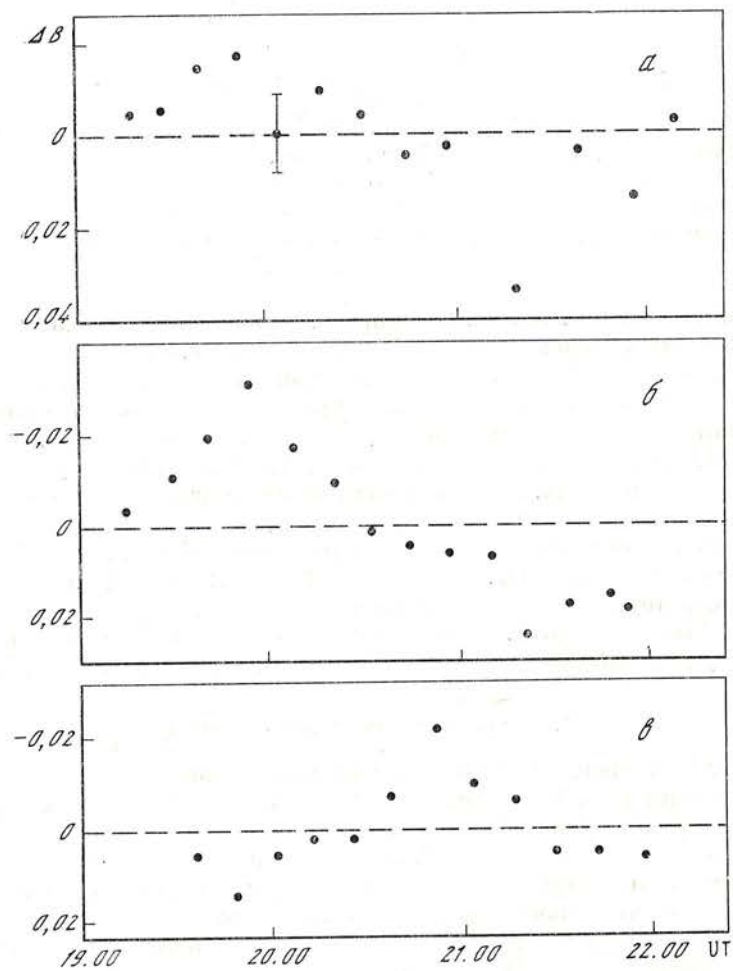


Рис. 5. Вариации блеска 3C 273 за время наблюдений 22.05 1971 г. (а), 25.05 1971 г. (б), 05.05 1986 г. (в)

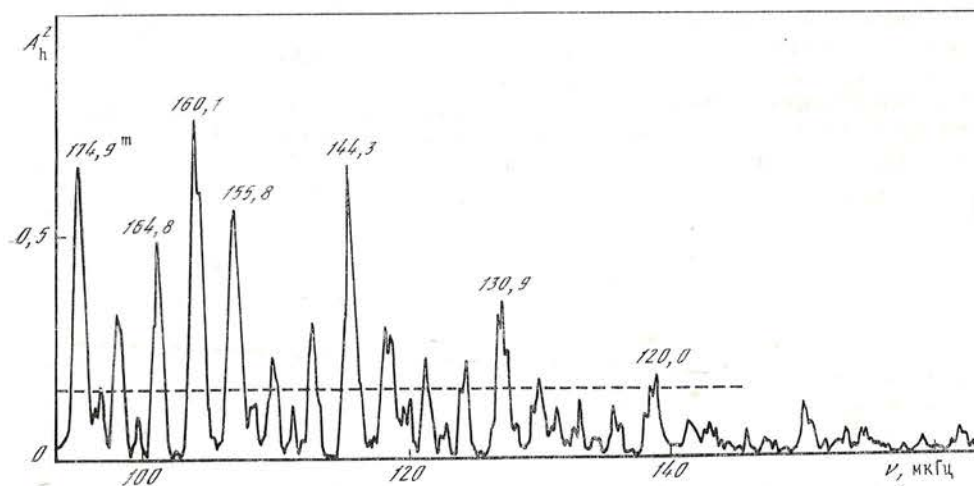


Рис. 6. Спектр мощности, вычисленный для первой серии наблюдений квазара 3C 273 ($N = 183$)

Штриховая линия соответствует приближенной оценке среднего уровня мощности

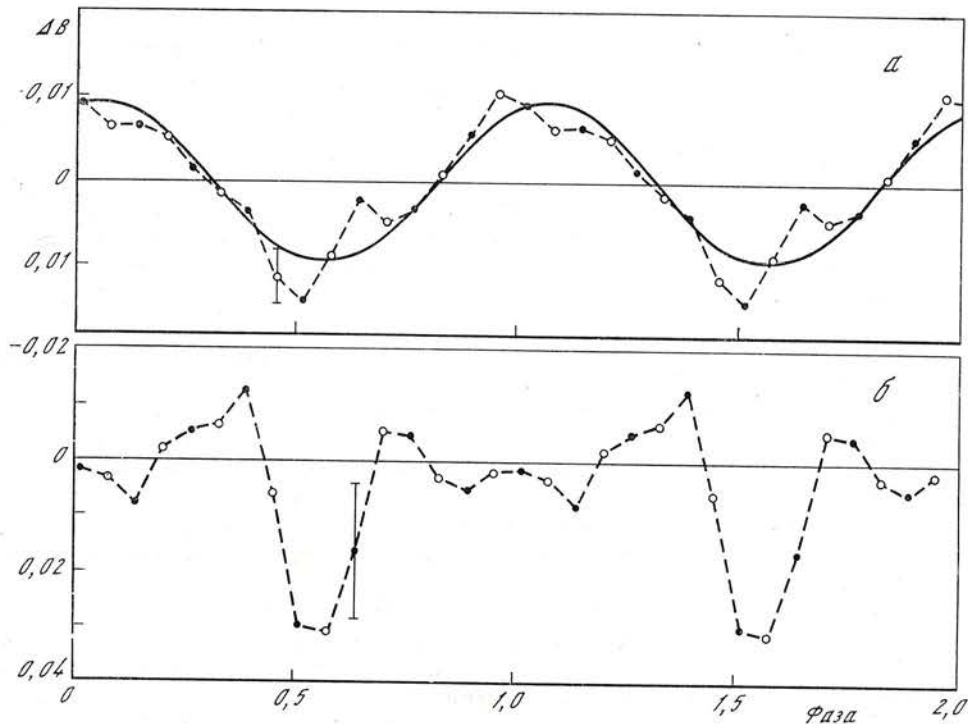


Рис. 7. Средние кривые изменения блеска с периодом $160,0101^m$ для серии 1 (а; $N = 183$) и 2 и 3 (б; $N = 157$) наблюдений ЗС 273

Синусоида а вычислена методом прямого фурье-преобразования

B -величин; при этом из оригинальных массивов пришлось исключить всего лишь три точки — для них практически невозможно было учесть тренд (эти точки исключены также при вычислении средних значений B на рис. 4).

2.3. Анализ первой серии наблюдений квазара

В качестве примера на рис. 5 приведены измерения блеска ЗС 273, выполненные в течение трех ночей, — после вычитания среднего значения B за данную ночь и усреднения индивидуальных отсчетов в интервалах времени около 13 мин. Измерения блеска существенно превосходят типичную ошибку (меньше $\pm 0,01$ зв. вел.) и происходят с характерным временем 2—3 ч или больше. Полная амплитуда вариаций достигает $\sim 0,05$ зв. вел.

СМ для первой серии наблюдений показан на рис. 6, где максимальный пик соответствует периоду $160,1 \pm 0,1^m$. Спектр вычислен для диапазона периодов $101-177^m$; для более низких частот вычислять спектр особого смысла не имеет, так как средняя длительность наблюдений в течение ночи не превосходила 2,9 ч. Для нас важно только отметить, что для периодов $< 160^m$ (даже для суточных гармоник с периодами $\sim 144; 131; 120^m$) мощность пиков гораздо меньше, чем мощность пика 160^m .

Свертка всех точек первой серии с периодом $160,0101^m$ показана на рис. 7, а, где видим четкую, гармонического типа кривую с амплитудой $A_h = 0,009 \pm 0,002$ зв. вел.

Эти результаты пока не являются, конечно, убедительным свидетельством присутствия именно периода P_0 в фотометрических наблюдениях квазара, но дают хорошее основание для более тщательного поиска P_0 в полном массиве данных.

2.4. Свертка всех данных с периодом 160,0101 мин

Результат сложения всех измерений серий 2 и 3 вместе (отдельные наблюдения В. Лютого и М. Буркхеда и др., в сумме 157 точек в интервале 1968—1986 гг.) с периодом P_0 показан на рис. 7, б. Мы видим явно неравномерное распределение точек (кружков) с отчетливым минимумом блеска, приходящимся на момент UT $01^{\text{h}}29^{\text{m}} (\pm 10^{\text{m}}$; всюду эпоха 01.01 1974 г.). Двойная «пиковая» амплитуда $2A \approx 0,04$ зв. вел., значимость $2A/\sigma \approx 3$. Фаза минимума в пределах ошибок совпадает с фазой минимума средней кривой для первой серии наблюдений (UT $01^{\text{h}}21^{\text{m}} \pm 10^{\text{m}}$; рис. 7, а). Различие форм и амплитуд двух кривых обусловлено, по-видимому, разным характером наблюдений, а также различиями процедур фильтрации медленных вариаций блеска.

Следует обратить внимание на два важных обстоятельства: 1) нижняя кривая на рис. 7 существенно отличается от синусоиды (сходное отклонение — в минимуме — от синусоиды заметно также на верхней кривой) и 2) фазы минимумов двух кривых совпадают. Последнее служит хорошим аргументом в пользу реальности анализируемого периода $P_0 = 160,0101^{\text{m}}$, поскольку две средние кривые построены по совершенно *независимым* измерениям.

Подтверждение периодичности P_0 получено также путем деления данных на две другие независимые между собой части: 1) наблюдения серий 1 и 2, выполненные в СССР ($N = 245$), и 2) серия 3, полученная по наблюдениям в США ($N = 95$). Несмотря на существенное по сравнению с рис. 7, а рассеяние усредненных данных, мы видим на рис. 8 сходные средние кривые при весьма удовлетворительном совпадении фаз минимумов блеска (см. табл. 2).

Т а б л и ц а 2

Обсерватория	N	Момент минимума блеска, UT	$2A$, зв. вел.	$2A/\sigma$
СССР	245	$01^{\text{h}}22^{\text{m}} \pm 12^{\text{m}}$	$\sim 0,023$	$\sim 4,3$
США	95	$01\ 33 \pm 12$	$\sim 0,049$	$\sim 3,2$

Это согласие является очень важным доводом в пользу реальности периода P_0 и говорит против каких-либо геофизических эффектов, поскольку измерения сделаны в обсерваториях, находящихся в противоположных полушариях Земли.

Наконец, по совету В. Л. Окнянского мы разделили весь массив ($N = 340$) на две независимые части следующим образом: разделив серию 1 примерно пополам, мы объединили все наблюдения, сделанные до J. D. 2441095, в одну часть, а все наблюдения после этой даты — в другую часть; число измерений $N = 138$ и 202 соответственно для частей 1 и 2. Наложение эпох с периодом P_0 и учетом нормировочных коэффициентов k (см. ниже) показано на рис. 9, где видны две средние кривые блеска, различающиеся в амплитуде эффекта, но, главное, находящиеся в пределах ошибок в одинаковой фазе, см. табл. 3.

Т а б л и ц а 3

Интервал наблюдений, г.	N	Момент минимума блеска, UT	$2A$, зв. вел.	$2A/\sigma$
1968—1971	138	$01^{\text{h}}18^{\text{m}} \pm 12^{\text{m}}$	$\sim 0,062$	$\sim 6,7$
1971—1986	202	$01\ 30 \pm 12$	$\sim 0,037$	$\sim 4,6$

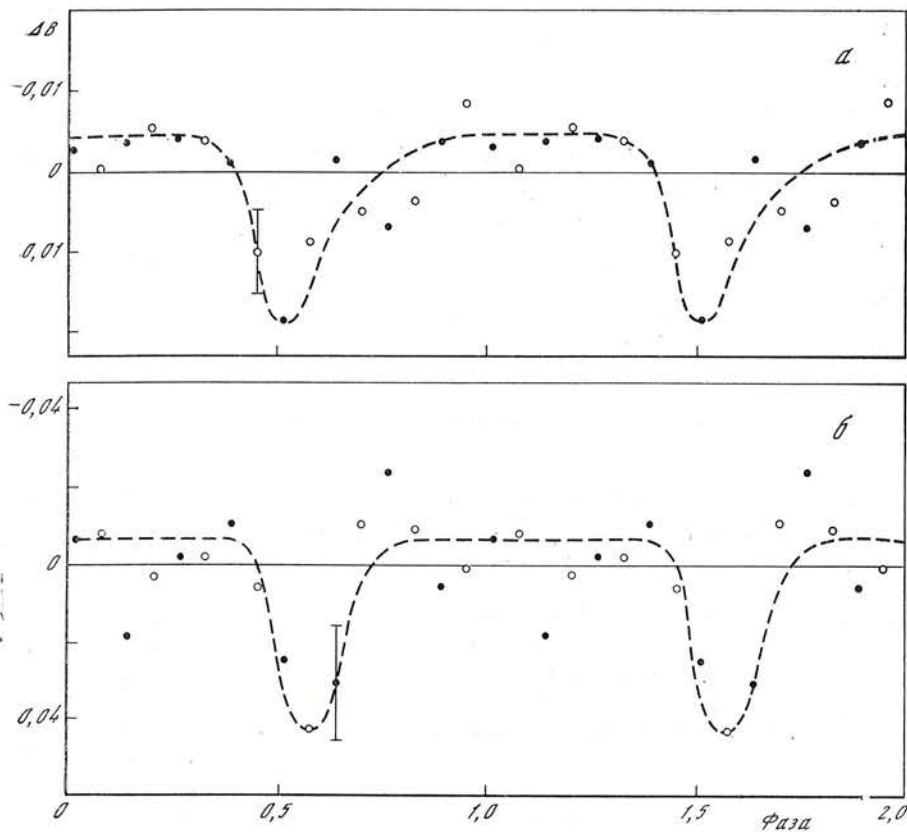


Рис. 8. Средние кривые изменения с периодом $160,0101^m$ по данным советских (1971—1986 гг. — а) и американских (1968—1979 гг. — б) наблюдений квазара 3С 273
Штриховые линии проведены «на глаз»

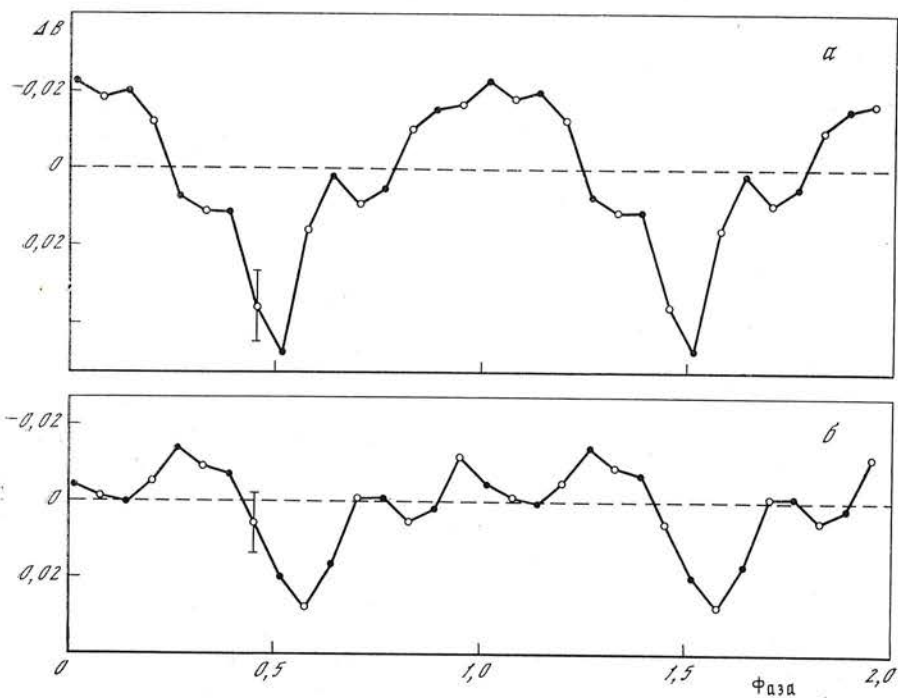


Рис. 9. Средние кривые блеска квазара 3С 273 для периода $160,0101 m$ по наблюдениям в 1968—1971 гг. (а; $N = 138$) и 1971—1986 гг. (б; $N = 202$)

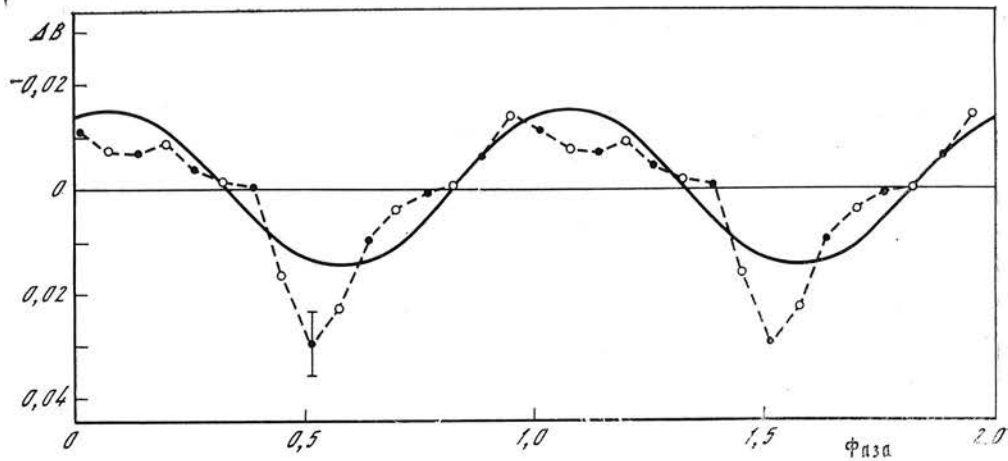


Рис. 10. Средняя кривая блеска квазара 3C 273, построенная с учетом нормировочных коэффициентов k_l ($P = 160,0101^m$, 1968—1986 гг.)

Синусоида вычислена путем прямого фурье-преобразования

При вычислении средней кривой по всем 340 точкам значения каждой серии умножались на нормировочные коэффициенты k (см. табл. 1), результат показан на рис. 10. Мы видим более или менее гладкую кривую, имеющую высокую статистическую достоверность ($2A/\sigma \approx 6,3$; $2A \approx 0,038$ зв. вел.) и глубокий минимум, соответствующий UT $01^h23^m \pm 10^m$; при гармоническом анализе кривой $A_h = 0,015 \pm 0,004$ зв. вел., фаза минимума UT $01^h33^m \pm 7^m$. Заметны отклонения средней кривой от синусоиды, особенно в минимуме блеска. Статистическая достоверность кривой по критерию χ^2 составляет 0,9993, что соответствует уровню значимости $\geq 3,2\sigma$.

Итак, анализ методом наложения эпох с периодом $P_0 = 160,0101^m$ позволяет сделать следующие выводы:

- 1) данные наблюдений квазара 3C 273 обнаруживают P_0 -периодичность с достаточно высоким уровнем статистической значимости ($\geq 3,2\sigma$);
- 2) эффект периодичности устойчив по отношению к делению данных на независимые части с удивительно устойчивой фазой минимума блеска;
- 3) средняя кривая заметно отличается от синусоиды; она имеет сравнительно узкий глубокий минимум, соответствующий моменту UT $01^h23^m \pm 10^m$, и двойную «пиковую» амплитуду около 0,038 зв. вел. (см. рис. 10).

2.5. Спектр мощности

Несмотря на удовлетворительные результаты свертки с периодом P_0 , желательно, конечно, получить СМ хотя бы для узкого диапазона частот ввиду требуемого очень высокого разрешения по частоте $\Delta\nu \sim (18 \text{ лет})^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-9}$ Гц.

При вычислении СМ с использованием всех данных сталкиваемся с той трудностью, что три серии имеют разную точность (сильное различие стандартных значений Δ_l ($l = 1 \div 3$ — номер серии); см. табл. 1). Поэтому воспользуемся процедурой нормировки, успешно примененной, например, Шеррером и Уилкоксом [21] при изучении тонкой структуры 160^m-периода в СМ солнечных осцилляций. Для этого все величины m_i данной серии разделим на соответствующее значение Δ_l (нормировка на собственное стандартное отклонение); затем, чтобы привести весь ряд наблюдений к средней для трех серий амплитуде, умножим все 340 новых значений $\{m_i/\Delta_l\}$ на множитель $\alpha = (\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3)/3$. С окончательными калибровочными множителями $k_l = \alpha/\Delta_l$ — они приведены в последнем столбце табл. 1 — три серии были сведены в одну временную последовательность, и для нее был вычислен общий СМ, показанный на рис. 11, примерно для такого же интервала частот, как и СМ для NGC 4151.

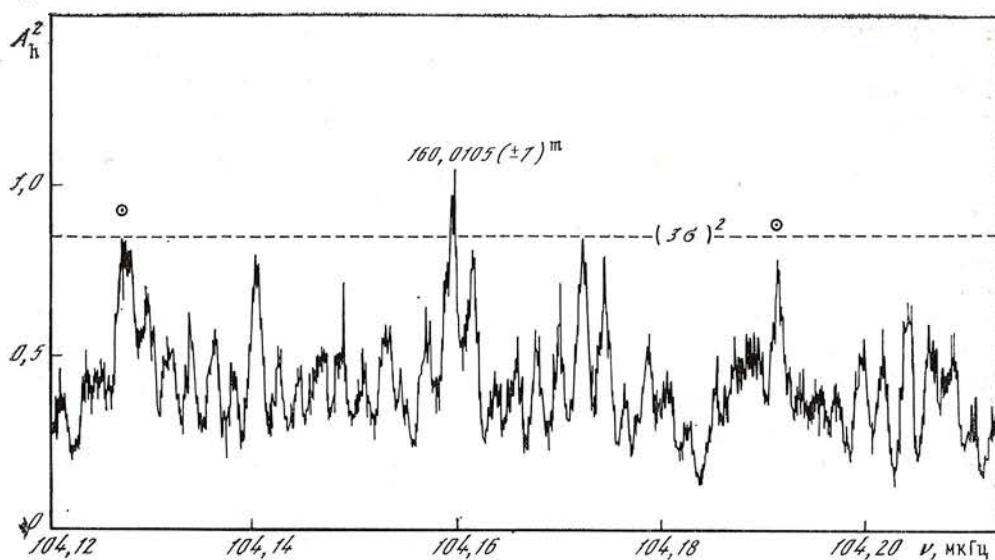


Рис. 11. Спектр мощности вариаций блеска квазара 3С 273 по данным наблюдений 1968—1986 гг, $N = 340$

Единственный пик, превышающий уровень 3σ на рис. 11, соответствует периоду $P_Q = 160,0105^m (\pm 7)$, его амплитуда достигает уровня значимости $3,4\sigma$. Знаками \odot обозначены два пика, которые почти достигают уровня 3σ и частоты которых точно соответствуют годичным «сателлитам» главного пика: $P_Q^{-1} \pm \Pi^{-1}$, где $\Pi = 1$ г. Значение P_Q в пределах ошибки совпадает с периодом P_0 , с которым выше производилась свертка фотометрических данных квазара ².

3. Достоверность 160-минутного периода

Как известно, ввиду трудностей теоретического истолкования 160-минутных солнечных осцилляций некоторые авторы высказывали сомнения в реальности данного периода, акцентируя факт близости P_0 к $1/9$ среднесолнечных суток и одновременно указывая на разнообразные «земные» источники помех, которые якобы могут вызвать в измерениях доплеровской скорости и/или в обработке данных ложную периодичность, кратную суткам. Это легко было делать после первых сообщений [1, 2] о периоде P_0 , приписав его, например, какому-либо неучтенному эффекту движения Земли (суточное вращение) или эффекту в атмосфере над пос. Научным.

Вопросу о достоверности P_0 -периодичности было посвящено достаточное число работ (см., например, [3, 8, 9, 21]), и было убедительно показано, что ни один из предложенных потенциальных источников помех не может быть ответственным за нее. Но главными аргументами в пользу реальности периода 160^m являются следующие: а) наблюдаемый период колебаний Солнца не равен точно $1/9$ сут ($160,0000^m$), а несколько больше: $160,0106^m (\pm 6)$; отличие составляет около 12 стандартных ошибок (!); б) 160-минутные осцилляции синфазно наблюдались в разных обсерваториях: в Крыму, в Солнечной обсерватории им. Дж. М. Уилкокса (США) [21] и на Южном полюсе Земли [22]; если бы эффект был земного происхождения, то он не мог быть в одинаковой фазе в одно и то же время на трех разных обсерваториях. Наконец, недавно 160-минутный период обнаружен в данных группы Г. Хилла [23] по измерениям флуктуаций солнечного диаметра, а также в наблюдениях колебаний Солнца, выполненных

² Изрезанность СМ частотой пиков, отстоящих друг от друга на $\Delta\nu \approx (1/15)$ г.⁻¹, объясняется тем, что большинство измерений получено в 1971 г. ($N = 129$) и в 1986 г. ($N = 53$) — через 15-летний интервал.

в обсерватории на о-ве Тенерифе [24]. (Кун и др. [25], однако, по наблюдениям флуктуаций размеров Солнца не обнаружили существенных колебаний Солнца с периодом $160,01^m$ для степени $l \geq 2$; если эти измерения надежны, то они могут свидетельствовать о том, что 160^m -пульсация дипольного или даже радиального (?) типа.)

Несмотря на очень веские доказательства реальности периода P_0 , до сих пор некоторыми авторами (см., например, [26]) высказывается мнение, что период, близкий к $1/9$ сут, может быть вызван некоторым слабым эффектом в земной атмосфере. При этом 160^m -период объявляется «ложным наблюдательным явлением». В связи с такими малообоснованными высказываниями некоторых астрофизиков важным и многообещающим явилось недавнее обнаружение 160-минутного периода в моментах начал хромосферных вспышек, наблюдавшихся на Солнце в 1947—1980 гг. (всего проанализировано около 20 тыс. событий) [11]. Найденный период модуляции вспышек в пределах ошибок совпал со значением P_0 , установленным ранее только по наблюдениям солнечных осцилляций (см. ниже). Этот факт делает абсолютно несостоятельными какие-либо ссылки на влияние земной атмосферы, поскольку, во-первых, анализировались каталоги мировой сети обсерваторий за много лет (по существу, эти данные — итог наблюдений сотен астрономов мира на десятках патрульных телескопов) и, во-вторых, сам род таких данных — о временах начал событий на Солнце — исключает всякое влияние колебаний атмосферной прозрачности. Заметим, наконец, что вспышки на Солнце прекрасно регистрируются как наземными телескопами, так и на спутниках, вращающихся вокруг Земли с периодами, не кратными суткам, причем за пределами атмосферы.

Исключительно интересно обнаружение периода $160,010^m$ в вариациях блеска (относительно звезд сравнения) двух внегалактических источников, квазара 3С 273 и ядра галактики NGC 4151. Скептики нам даже говорили: галактика — протяженный объект, а звезда сравнения — точечный объект; это различие якобы может создавать при измерениях ложную периодичность, кратную суткам. Теперь на это замечание легко ответить так: 1) наблюдаемый период не кратен суткам; 2) период P_0 наблюдается в изменениях блеска квазара — такого же точечного объекта, как и звезда; 3) если бы присутствовал систематический атмосферный эффект, то его проявление в NGC 4151 и 3С 273 скорее следовало бы ожидать вблизи $1/9$ звездных суток, т. е. вблизи периода $159,563^m$, а не вблизи $1/9$ среднесолнечных суток.

Отмечая совпадение P_G с P_0 , В. В. Касинский (частное сообщение) указал, что совпадение может говорить или в пользу (а) «универсального» (космического), повсеместного характера наблюдаемого периода или (б) в пользу околосолнечного (может быть, даже земного) происхождения периода. Возможность «б» следует отвергнуть на основании многочисленных исследований и конкретных проверок, краткое резюме которых дано выше. Теперь важно подчеркнуть следующее: гипотеза «б» должна быть решительно отвергнута потому, что если бы явление было «около-солнечной природы» (опять заметим, что никому не ясно, что вообще можно под этими словами подразумевать), то P_0 -волны для NGC 4151 и 3С 273 должны были бы совпадать по фазе, на деле же мы имеем факт практически полной *противофазы* (см. рис. 3 и 10). Некоторые, узнав о противофазе эффекта, говорят тогда, что, наверное эти два объекта находятся в противоположных участках неба? Ответ здесь такой: угловое расстояние между NGC 4151 и 3С 273 составляет всего лишь около 37° , т. е. оба объекта находятся в пределах $1/9$ большого круга небесной сферы.

4. Вопрос о типе (моде) 160-минутного колебания Солнца

Обе группы авторов [1, 2], впервые сообщивших о 160^m -колебаниях Солнца, на основе наблюдений сделали вывод, что затухание колебания очень мало, поскольку его начальная фаза сохранялась в течение многих

дней и месяцев. Простейшее объяснение колебаний — чисто радиальные (степень $l = 0$) пульсации газовой сферы; на это указывала близость периода к значению 167^m (см. разд. 5) — теоретическому периоду колебаний звезды, имеющей размер и массу Солнца, но обладающей почти однородной плотностью. Однако эта гипотеза была сразу отвергнута, поскольку требовала слишком радикальных изменений модели Солнца и соответственно пересмотра представлений о роли термоядерных реакций.

Мода 160^m -колебания, характеризующаяся «квантовыми» числами n, l, m , до сих пор не установлена, и это не позволяет уверенно отождествить его с какой-либо g -модой собственных колебаний Солнца. Отвергая отождествление 160^m -колебания с фундаментальной модой почти однородной звезды, авторы [27] одновременно указали, что колебание может быть квадрупольной гравитационной (g -) модой высокого порядка ($n = 10$ или 11) для почти стандартной модели Солнца с содержанием тяжелых элементов Z около $0,02-0,04$.

Были предприняты попытки определить степень l колебания из наблюдений, но все полученные результаты пока весьма неуверенные и противоречат друг другу. Трудность заключается не столько в самой постановке таких наблюдений (со специально выбранной пространственной фильтрацией, см., например, [28—30]), сколько в малой амплитуде эффекта при наличии сильных посторонних помех инструментального и атмосферного происхождения. Амплитуда 160^m -колебаний Солнца оказалась почти на пределе техники наблюдений. А именно, по многолетним измерениям в КАО средняя амплитуда доплеровской скорости составляет примерно 50 см/с (это соответствует периодическому смещению длины волны спектральной линии фотосферы на $\sim 10^{-13}$ см т. е. на величину, характеризующую размер элементарной частицы). Другая трудность связана с длительностью периода: световой день для нормальных наблюдений редко превышает 8 ч, а реальная продолжительность измерений скорости в течение дня составляет в среднем всего лишь около $5,8$ ч. Между записями очень большое число продолжительных разрывов, обусловленных суточным циклом, погодой и сезонной скважностью наблюдений. Вместе все эти причины создают настолько высокий барьер для детектирования малоамплитудных 160^m -осцилляций, — особенно в связи с близостью к $1/9$ сут, — что только накопление и анализ большого числа наблюдений за год или несколько лет позволяет уверенно говорить о положительном результате (средней фазе и амплитуде периода P_0). Дополнительные осложнения вызваны высокой степенью переменности (амплитуды и фазы) *наблюдаемых* в данный день 160^m -осцилляций, которая может быть обусловлена несколькими причинами: а) влиянием инструментальных и атмосферных помех, б) влиянием локальных скоростей на Солнце (например, обусловленных активными областями, супергрануляцией) и в) другими g -модами собственных колебаний Солнца.

Поэтому очевидно, что при постановке специальных наблюдений, нацеленных на фильтрацию посторонних эффектов и детектирование той или иной g -моды, потребуются большая серия наблюдений, и все равно велика вероятность, что мы не получим однозначного ответа — о моде 160^m -колебания — в силу переменности на разных масштабах времени, наблюдаемых в данный момент времени 160^m -осцилляций фотосферы.

Упомянем о трех попытках отождествления моды 160^m -колебания с той или иной g -модой собственных колебаний Солнца на основе специально поставленных наблюдений. Первая была предпринята в Крыму [28]: геометрия зон на диске Солнца, определяющая вклад различных сферических гармоник в дифференциальный сигнал скорости, была изменена таким образом, чтобы сделать инструмент практически нечувствительным к квадрупольным ($l = 2$) колебаниям. После 19 дней наблюдений в 1981 г. было сделано заключение [28], что с периодом 160^m , по-видимому, наблюдаются преимущественно радиальные движения поверхности Солнца. Второй пример — анализ измерений солнечного диаметра. Авторы [31]

Таблица 4

Степень 160^m -колебаний	Комментарий	Ссылка
$l = 0$ (?)	Радиальные? Слишком радикальные изменения структуры Солнца	[1, 2]
$l = 2$	Квадрупольные для стандартной модели при $Z = 0,04$	[27]
$l \neq 1, l = 3$ (?)	Вывод сделан на основе сравнения чувствительностей различных инструментов к глобальным осцилляциям Солнца	[32]
$l \neq 0$	Осцилляции с периодами $> 110^m$ не могут быть радиального типа	[34]
$l = 2(g_s)$ а также комбинации мод со степенями $l = 1 \div 4$	Резонанс комбинационных мод разной степени модели C для Солнца с низким начальным Z	[33]
$l = 0$ (?)	Радиальные тепловые пульсации, индуцированные дипольной ($l = 1$) g -модой, имеющей период 320^m	[35]
l, m — четные; вероятно, $l = 2, m = 2$	На основе измерений солнечного диаметра	[31]
$l < 2$ (?)	По измерениям диаметра Солнца не обнаружены колебания с периодом $160,010^m$ для степени $l \geq 2$	[25]
$l \neq 2, l < 4, l \neq 1, l = 3$ (?), $l = 1$ (?)	Анализ пространственной фильтрации различных инструментов, регистрирующих флуктуации лучевой скорости	[29]
$l = 2$ (?)	Расчет функции чувствительности пространственных фильтров	[30]
?	Не является нормальной модой собственных колебаний Солнца; «вынужденное» колебание?	[6]

пришли к заключению, что 160^m -колебание характеризуется четной степенью l и четным азимутальным порядком m . Однако Кун и др. [25] также по наблюдениям флуктуаций диаметра Солнца не нашли вообще существенных колебаний с периодом $160,010^m$ для $l \geq 2$ (см. ниже).

Выводы различных авторов о возможной степени 160^m -колебаний приведены в табл. 4., где мы видим очень большой разницей во мнениях и взаимно исключающие предположения, — и это при неоспоримой важности вопроса, поскольку знание степени l может служить ключом к неизвестному механизму возбуждения.

5. Возможная природа периода

В [3, 8, 29, 32] содержится резюме всех основных наблюдательных результатов и теоретических предположений о происхождении 160^m -периода Солнца в терминах g -мод. Однако теория обычно предсказывает наличие множества других собственных g -мод в исследуемой области частот, тогда как в спектре мощности (см., например, [21]) явно доминирует один период P_0 .

Период 160^m является наиболее предпочтительным периодом в смысле кратности (соизмеримости) для периодов тесных двойных звезд и короткопериодических пульсирующих звезд [3], и это дало основание считать 160^m -колебания Солнца вынужденными, «несобственными» колебаниями [6].

К выводу о том, что период $160,010^m$ не обусловлен, по-видимому, нормальной g -модой, пришли также Кун и др. [25] на основе измерений флуктуаций солнечного диаметра, выполненных в 1983 и 1984 гг. Эти данные, нечувствительные к степени $l = 0$ и 1, дали верхний предел для

колебаний диаметра Солнца с периодом $160,01^m: \leq 4 \cdot 10^{-4}$ угл.сек. Авторы [25] полагают, что: 1) должен существовать неизвестный нам механизм, обусловивший уменьшение амплитуды 160^m -колебаний от ~ 1 м/с в 1974 г. до $\sim 0,1$ м/с через 10 лет (соответствующие оценки приводят к времени затухания $\sim 4 \cdot 10^4$ лет для g -мод), или 2) сигнал с периодом $160,01^m$ не обусловлен g -модой; последнее они считают более вероятным. К этому следует только добавить, что еще ранее в [6] высказано мнение, что 160^m -колебание не является нормальной (g -) модой собственных колебаний Солнца.

Трудности интерпретации 160^m -периода побудили разных авторов выдвинуть несколько альтернативных гипотез, основанных на нетрадиционных, порой даже экстравагантных представлениях:

- 1) черная дыра, осциллирующая возле центра Солнца;
- 2) изолированная частота, обусловленная взаимодействием Солнца с внешним «часовым механизмом» [3];
- 3) высокоточные «часы» внутри Солнца, связанные со сверхбыстрым вращением (с периодом $\sim 160^m$) солнечного ядра [3];
- 4) периодические возмущения поверхности Солнца, индуцированные объектом типа планеты, который состоит из так называемого « u -вещества» и вращается внутри Солнца [36];
- 5) g -мода, возбужденная «сейсмоядерным» процессом в солнечном ядре [35];
- 6) солитонная волна, распространяющаяся в глубине Солнца, вокруг его центра [37];
- 7) 160^m -осцилляция, вызванная периодическими возмущениями гравитационного поля [3], или
- 8) гравитационными волнами от источника неизвестной природы [3];
- 9) g -мода, возбужденная в прошлом при встрече Солнца со звездой [38];
- 10) гравитационные волны от двойной звезды [39], например от γ -источника Геминга [40];
- 11) 160-минутное гравитационное излучение космологической (реликтовой) природы [7];
- 12) осцилляции гравитационной «постоянной» (?) [41];
- 13) универсальный период гравитационного взаимодействия [41, 42];
- 14) космологический фундаментальный период, связанный со свойствами «времени—пространства—тяготения» (?) [4].

Обнаружение периода P_0 в вариациях блеска двух внегалактических объектов, NGC 4151 и 3C 273, еще более заостряет вопрос об истинной природе периода, проявляющего, как видим, поистине «повсеместный», универсальный характер. Последнее обстоятельство было специально подчеркнуто, например, Фабианом и Гафом [43] еще в 1983 г. — в статье, посвященной критике идеи о Геминге как источнике гравитационных волн, возбуждающих 160^m -осцилляции Солнца. Трудно избежать впечатления, что если мы не остановимся на той или иной из перечисленных выше гипотез относительно природы периода P_0 , то список придется, по-видимому, даже расширить!

6. Совпадение периодов P_C , P_G , P_Q

В табл. 5 приведены значения периода, определенные к настоящему времени с максимальной точностью, т. е. с ошибкой в третьем или четвертом знаке после запятой. Напомним, что все результаты имеют высокую статистическую достоверность, $\geq 3,5\sigma$.

Поразительно совпадение в пределах ошибок всех трех значений периода, полученных из наблюдений астрофизических объектов, столь сильно различающихся по физической природе. Некоторые параметры этих объектов приведены в табл. 6, где обозначено: z — красное смещение (здесь мы придерживаемся гипотезы о космологическом происхождении красного смещения квазаров), v — скорость удаления от наблюдателя, d — расстояние до объекта (при постоянной Хаббла $H_0' = 60 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$).

Таблица 5

Тип наблюдений	Интервал наблюдений, г.	Период, мин	Ссылка
Колебания Солнца: КАО АН СССР Станфорд, США *	1974—1985	160,0106(±6)	[44]
	1974—1980	160,0095(±10) *	[21]
Вспышки на Солнце	1947—1980	160,0101(±1)	[11]
Колебания блеска ядра сейфертовской галактики NGC 4151	1968—1986	160,0098(±5)	—
Колебания блеска квазара 3C 273	1968—1986	160,0105(±7)	—

* Результат получен на основе комбинированных данных двух обсерваторий, Солнечной обсерватории им. Дж. Уилкокса в Станфорде и КАО, но метод анализа существенно иной, чем в КАО АН СССР.

M — предположительная оценка массы объекта в единицах массы Солнца M_{\odot} , L — болометрическая светимость.

Пусть период P_0 «универсальный» и имеет общекосмическую (космологическую) природу. Тогда в нашей системе отсчета, связанной с Солнцем, наблюдаемый период галактики P должен быть связан с периодом в системе отсчета галактики NGC 4151, $P_{G,0} = P_0$, соотношением

$$P = P_{G,0}(1 + z), \quad (5)$$

и при $z = 0,00327$ должен иметь значение $P \approx 160,534^m$. Но фактически наблюдается такое же значение, $\approx 160,0101^m$, что и для Солнца.

Совпадение периодов P_{\odot} и P_G наводит на мысль [4] о том, что здесь мы встречаемся, возможно, с новым космологическим эффектом, обусловленным эволюционным увеличением фундаментального 160^m -периода со скоростью $P_0 \approx 2 \cdot 10^{-14}$ с/с. Этот рост периода со временем полностью компенсирует хаббловское красное смещение. При этом предполагается, что для нас, в нашей пространственно-временной системе отсчета, период в галактике в прошлом (для нас в прошлом, около $5,3 \cdot 10^{-7}$ лет тому назад, когда свет покинул галактику) был равен $P_{G,1} = P_0/(1 + z) \approx 159,486^m$.

Очевидно, то же самое объяснение подходит и для случая совпадения P_Q с P_{\odot} (для квазара при $z = 0,158$ наблюдаемый нами период должен был бы составлять $\sim 185,3^m$). Однако остается непонятным следующее важное обстоятельство. Известно, что галактики имеют значительные пекулярные скорости, порядка 100—300 км/с. В теории Большого взрыва предполагается, что эти случайные движения более или менее хаотичны и накладываются на скорость однородного крупномасштабного расширения Вселенной, определяемую параметром H_0 . Пекулярные скорости должны приводить к случайному разбросу наблюдаемых периодов внегалактических объектов в пределах примерно $\pm 0,1^m$ (или больше) относительно P_{\odot} . Отсюда получаем, что вероятность случайного совпадения двух периодов, P_G и P_Q , с P_{\odot} в пределах $\pm 0,0006^m$ равна $p \approx 3,6 \cdot 10^{-5}$. Следовательно, предположение о том, что совпадение трех значений периода случайно и произошло потому, что пекулярные лучевые скорости

Таблица 6

Объект	z	v , км/с	d , Мпк	M	L , эрг/с
Солнце	0	0	0	1	$3,8 \cdot 10^{33}$
Ядро NGC 4151	0,003	980	16	$\sim 10^7 - 10^8$	$2 \cdot 10^{45}$
3C 273	0,158	43 700	730	$\sim 10^9$	$2 \cdot 10^{46}$

галактики и квазара близки к нулю (≤ 1 км/с), маловероятно. Тогда можно предположить, что наблюдаемый период не зависит от расстояния до объекта и от его скорости по лучу зрения (?).

7. Обсуждение результатов

Исследование оптической переменности всегда было в центре внимания астрофизики, поэтому и открытие 160^m -периода в NGC 4151 и 3C 273 не было случайным. Еще до анализа наблюдений галактики NGC 4151 в [7] на основе статистического анализа распределения периодов вращения двойных звезд была выдвинута гипотеза о возможном космологическом происхождении периода. Вскоре после этого, в 1984 г., было сделано также предположение, что периодичность $\sim 160^m$ может присутствовать в вариациях оптического излучения таких массивных, высокоэнергичных и компактных объектов, как квазары и активные ядра галактик, см. [41]. (Относительная амплитуда 160^m -вариаций потока оптического излучения Солнца составляет $\sim 5 \cdot 10^{-6}$, поэтому, естественно, предполагалось, что у звезд эффект должен быть очень мал, ниже предела обнаружения, — хотя фактически, конечно, амплитуда 160^m -периодичности может сильно зависеть от типа и внутреннего строения звезды.) И вскоре у первого же объекта такого класса, ядра сейфертовской галактики NGC 4151, одним из авторов (В. Л.) период 160^m действительно был обнаружен (!), причем с высокой статистической достоверностью (см. [4, 5]). Теперь такой же период найден у квазара 3C 273 и, по-видимому, другой сейфертовской галактики NGC 7469 [5]. Но самым удивительным и неожиданным оказалось то, что период в галактике и квазаре в пределах ошибок совпадает с P_{\odot} . Последнее невозможно понять в рамках современной космологии, основанной на общей теории относительности (ОТО), поскольку представляет собой очевидный парадокс. Это заставляет нас осознать, что мы еще далеки от понимания сути нового явления.

Предположение [41] о том, что компактные ядра галактик и квазары могут обнаруживать периодичность 160^m , неявно основывалось на двух разумных требованиях: 1) масса должна быть достаточно большой, много больше солнечной; 2) размер объектов не должен существенно превышать «эффективную длину волны» $L = c P_0 = 19,24$ а. е. (c — скорость света). Обои́м этим требованиям удовлетворяют, по-видимому, именно компактные ядра галактик и квазары. Целесообразно поэтому здесь остановиться на некоторых распространенных идеях о характеристиках и природе этих астрофизических объектов.

Наиболее распространенная гипотеза о природе активных ядер галактик (АЯГ) основана на представлении об аккреционном диске вокруг сверхмассивной черной дыры (см. обзор [45]). Считается, в частности, что квазары обладают массой $M \gtrsim 10^8 M_{\odot}$, а массы АЯГ не превосходят $10^8 M_{\odot}$.

Оценки размеров переменных источников в АЯГ по характерному времени оптической и рентгеновской переменности приводят к величине $D \lesssim 10^{14} - 10^{16}$ см. По кинематическим характеристикам и светимости их массы оцениваются в $\sim (10^7 - 10^{10}) M_{\odot}$, а соответствующие гравитационные радиусы $r_d = 2GM/c^2 \sim 3 \cdot 10^{12} - 3 \cdot 10^{15}$ см; G — постоянная тяготения.

Сейфертовские галактики характеризуются наличием звездообразного ядра с сильными эмиссионными линиями в спектре, ширины которых соответствуют доплеровским скоростям $\gtrsim 10000$ км/с.

В последние годы в связи с обнаружением в ядрах сейфертовских галактик и квазаров прецессирующих радиовыбросов, а в NGC 4151, по-видимому, и оптических выбросов [46] стали проводить аналогию между АЯГ и явлением SS 433. В объекте SS 433 сверхкритическая аккреция на массивный компактный объект (по-видимому, черную дыру) порождает такое экзотическое явление, как коллимированные релятивист-

ские выбросы (jets), в которых довольно холодная плазма движется со скоростями $\sim 80\,000$ км/с (подробно см. [45]).

Выше мы отмечали, что, по-видимому, необходимым условием проявления 160-минутного периода в АЯГ должно быть наличие в них сверхмассивных компактных объектов, возможно, сверхмассивных черных дыр. Сильными аргументами в пользу существования таких объектов в АЯГ явились результаты рентгеновских исследований сейфертовских галактик и квазаров и прежде всего обнаружение быстрой переменности в рентгеновском диапазоне.

Если характерное время оптической переменности АЯГ составляет 1—50 сут [47], то рентгеновской — в десятки раз меньше: от 10—12 ч до долей часа [48—50]. В частности, характерное время рентгеновской переменности NGC 4051 порядка 1 ч [51], а NGC 4151 — порядка 12 ч [50] (на спутнике EXOSAT наблюдалось ослабление рентгеновского потока NGC 4151 за время ~ 1 ч [48]).

Особо следует остановиться на ядре нашей Галактики. В [51] на основе инфракрасных наблюдений получены динамические свидетельства в пользу того, что в центре имеется компактный объект — черная дыра — массой $\geq 3,5 \cdot 10^6 M_\odot$. Недавние радионаблюдения центральной части Галактики (≤ 10 пк) также указывают на существование компактного радиоисточника нетепловой природы, имеющего диаметр < 20 а. е., — см. [52], где подчеркнута подобие ядра Галактики ядрам сейфертовских галактик. Предполагается, в частности, что радиоисточник Sgr A*, отождествляемый с центром Галактики, обусловлен аккрецией вещества на черную дыру массой $\sim 10^6 M_\odot$.

Нам важно подчеркнуть, что размеры обсуждаемых объектов — квазаров и АЯГ, включая даже ядро нашей Галактики, — сравнимы или меньше длины волны гипотетических «возмущений», имеющих период 160^m : $D \leq 3 \cdot 10^{14}$ см $\sim L = cP_0$, при громадных массах порядка 10^6 — $10^{10} M_\odot$. В [48] отмечается, например, что 14 внегалактических объектов показывают переменность с характерными временами $< 10^4$ с $\approx 160^m$, сравнимыми с временем распространения света на расстояниях $\sim r_d$ черных дыр, находящихся в ядрах галактик. Все эти факты и послужили нам твердым основанием для поиска 160^m -переменности именно таких объектов, как квазары и АЯГ.

В качестве иллюстрации оценим, например, шварцшильдовский радиус квазара 3C 273, полагая его массу равной по порядку величины $10^9 M_\odot$: $r_d = 2GM/c^2 \sim 3 \cdot 10^{14}$ см, и соответствующее время распространения света $\tau \sim 164^m \approx P_0$.

«Повсеместный» характер периода P_0 и отмеченные выше указания на его космологическую природу приводят к мысли о том, не имеем ли мы здесь дело с некоторой фундаментальной константой времени (?). Разумно, наверное, предполагать, что истинное время для систем астрономического масштаба течет неравномерно, его «темп» меняется с периодом P_0 (?).

Если период P_0 отражает некоторое физическое свойство времени и/или вещества, то разумно, например, попытаться найти для него выражение через фундаментальные физические константы. И такое выражение действительно можно найти³, хотя совершенно неясно пока, насколько оно неслучайно и отражает ли оно физику явления:

$$P = \tau_0 A_0^{-1/2} \approx 159 \text{ мин}, \quad (6)$$

где $\tau_0 = \hbar^3/m_e e^4$ — период обращения электрона на первой боровской орбите, деленный на 2π (\hbar — постоянная Планка, m_e и e — масса и заряд электрона), $A_0 = 2Gm_e m_p/\hbar c$ — безразмерная константа, характеризующая гравитационное взаимодействие электрона и протона (m_p — масса протона), аналогичная постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$.

³ Мы благодарны А. Г. Косовичеву и Л. С. Левицкому за активное участие в поисках данного выражения.

Возвращаясь к космологическому аспекту явления, закономерно задать вопрос, не представляет ли период P_0 некий *естественный* масштаб для измерения времени (макросистем)?

В современной космологии еще немало проблем, поэтому некоторые специалисты допускают, что в природе может существовать важный космологический параметр, не учитываемый сейчас теорией. Не является ли именно таким параметром период P_0 ? Подобная постановка вопроса нам представляется правомерной, если вспомнить выражение (2), связывающее P_0 с постоянной Хаббла H_0 . Можно привести еще одно соотношение, связывающее P_0 , H_0 с безразмерной константой A_0 :

$$\Psi = \dot{P}_0 = P_0 H_0 \approx A_0^{1/3} \approx 2 \cdot 10^{-14}, \quad (7)$$

где параметры с индексом 0 соответствуют нашей эпохе.

Из (7) легко получить следующее интересное следствие. Отбрасывая индекс 0 и дифференцируя (7) по времени t , приходим к уравнению изменения «постоянной» Хаббла:

$$dH(t)/dt = -H^2(t). \quad (8)$$

Оно отличается от общепринятого в современной космологии уравнения для расширяющейся однородной и изотропной Вселенной [53]

$$dH(t)/dt = -H^2(t) - \frac{4}{3}\pi G\rho \quad (9)$$

тем, что в правой части (8) отсутствует член $\kappa = -\frac{4}{3}\pi G\rho$, пропорциональный средней плотности вещества во Вселенной ρ .

Величина κ играет огромную роль в космологии, поскольку от соотношения между ρ и критической плотностью Вселенной $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$ зависит ее дальнейшая эволюция, т. е. ответ на вопрос, сменится ли в будущем расширение сжатием (при $\rho > \rho_c$) или нет ($\rho \leq \rho_c$). Поэтому ясно, что уравнение (8) принципиально отличается от (9), и, естественно, оно должно соответствовать совершенно другому поведению нашего мира, теперь не зависящему от средней плотности ρ (если принять за основу (8)).

Известно, что трудности современной космологии в основном связаны: 1) с неопределенностью средней плотности ρ и 2) с наличием сингулярности в начале развития Вселенной. Лет 20 назад широко дискутировались два варианта космологической теории: а) модель Большого взрыва (Б.в.), или модель «Биг-бэнг», и б) модель непрерывного творения вещества (предполагалось, что, несмотря на расширение Вселенной, средняя плотность ρ неизменна, и это требовало допустить возникновение новой материи). В силу своих преимуществ победила модель Б. в.; впоследствии она была объявлена большинством астрофизиков-космологов как окончательное решение космологической проблемы.

Идея Б.в. восходит еще к Леметру, выдвинувшему теорию «первичного атома», лежавшего якобы в начале расширения Вселенной. Эта теория, как отмечает Альвен [54], в свое время явилась своеобразным синтезом ОТО и томистской догмы «божественного творения» (творения из ничего). Поэтому здесь, следуя также Альвену, полезно процитировать интересное высказывание де Вокулера [55]: «Более всего меня беспокоит очевидная потеря контакта с эмпирическими данными и наблюдательными фактами и, что еще хуже, преднамеренный отказ части теоретиков воспринимать эти результаты, если они оказываются в конфликте с некоторыми из современных упрощенных и потому интеллектуально привлекательных теорий Вселенной».

В литературе неоднократно отмечалось, что существование космологической сингулярности в рамках ОТО — принципиальный вопрос для всей современной физической теории и вообще теоретического физического мышления (см., например, [56]). Обращается внимание на тот факт, что фридмановская модель нестационарной Вселенной предполагает строгое выполнение трех условий: сферической симметрии, однородности, изотропии. В то же время всем известно, что ни одно из этих условий не выполняется в относительно небольших масштабах. Всегда имеются,

хотя и слабые, отклонения от этих идеальных условий, которые должны помешать установлению сингулярности. В связи с этим еще в 1962 г. Мак-Кри писал: «Нам не известна какая-либо особенность во Вселенной, которая являлась бы прямым свидетельством того, что Вселенная когда-то находилась в состоянии экстремального сжатия, которого требуют фридмановские модели» (см. [56]). В 1965 г., однако, появилось такое свидетельство в пользу теории Б.в.— открытие изотропного микроволнового излучения с температурой $\sim 2,7$ К. Оно явилось тяжелым ударом для модели стационарной Вселенной. (Концепция стационарной Вселенной с непрерывным возникновением нового вещества была выдвинута Бонди, Голдом и Хойлом в 1948 г. Позднее Хойл и Нарликар сделали даже более конкретное предположение — о возникновении новой материи в квазарах и АЯГ.)

Точные измерения реликтового излучения показали, что его пространственные неоднородности не обнаружимы, они не превышают нескольких сотых процента (верхний предел для квадрупольной составляющей распределения температуры T фонового излучения $\Delta T/T$ порядка $5 \cdot 10^{-5}$), и это накладывает серьезные ограничения на механизм образования крупномасштабной структуры Вселенной. Поэтому часть астрофизиков считают, что в настоящее время и в этой области космологии назревает конфликт. Примечательно, например, недавнее обнаружение анизотропии хаббловского расширения [57]: оказалось, что галактики (по данным инфракрасной фотометрии галактик типа Sc I—II) в пределах $50 h^{-1}$ Мпк (для $H_0 = 100 h \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$) участвуют в общем систематическом движении со скоростью $\sim 970 \pm 300$ км/с по отношению к так называемой фундаментальной космической системе отсчета (т. е. относительно реликтового излучения). Этот факт делает несостоятельными космологические модели со скрытой холодной массой на стадии формирования галактик и говорит о неизотропности хаббловского расширения на масштабах $\sim 50 h^{-1}$ Мпк.

Безусловно, все согласны с тезисом, что космология, как и любая другая область астрофизики, должна базироваться на наблюдениях. Теперь общепризнано также, что в ядрах галактик и квазарах происходят очень непонятные процессы и что их детальное изучение исключительно важно как для понимания природы галактик, так, возможно, и звездообразования. «Осцилляции» с периодом P_0 достаточно уверенно обнаружены как у звезд, так и АЯГ (NGC 4151) и квазара (ЗС 273). Поэтому закономерен вопрос: не представляет ли периодичность $P_0 \approx 160,010^m$ новый наблюдательный факт, имеющий важное значение для космологии?

Крайне необходима проверка на P_0 -периодичность фотометрических данных компактных ядер других галактик и других квазаров. Большую помощь могут оказать рентгеновские и инфракрасные наблюдения рассматриваемых объектов. Интригует также отмеченный в разд. 3 факт противофазы кривых блеска квазара ЗС 273 и ядра галактики NGC 4151. Это может быть либо (а) чисто случайным обстоятельством, либо (б) проявлением еще одной новой закономерности (?). Вопрос о фазовых соотношениях периода P_0 будет рассмотрен нами в дальнейшем.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность А. Б. Северному и А. Г. Косовичеву за обсуждение работы, а также П. П. Добронравину за внимательное чтение рукописи и полезные замечания.

10 ноября 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T. // Nature. 1976. Vol. 259. P. 87—89.
2. Brookes J. R., Isaak G. R., van der Raay H. B. // Ibid. P. 92—95.
3. Kotov V. A. // Solar Phys. 1985. Vol. 100. P. 101—113.
4. Котов В. А., Лютый В. М. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1987. Т. 77.
5. Лютый В. М. // Письма в Астрон. журн. 1987.
6. Котов В. А. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1986. Т. 76.

7. Котов В. А. // Там же. Т. 74. С. 69—84.
8. Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т. // Там же. 1983. Т. 66. С. 3—71.
9. Абраменко В. И., Рачковский Д. Н. // Там же. С. 71—76.
10. Дорошенко В. Т., Ефимов Ю. С., Теребиж В. Ю., Шаховской Н. М. // Там же. 1985. Т. 73. С. 143—153.
11. Котов В. А., Левицкий Л. С. // Там же. 1987. Т. 77.
12. Burkhead M. S., Parvey M. J. // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1968. Vol. 80. P. 483—486.
13. Burkhead M. S. // Ibid. 1969. Vol. 81. P. 691.
14. Burkhead M. S., Lee V. J. // Ibid. 1970. Vol. 82. P. 1150.
15. Burkhead M. S., Stein W. L. // Ibid. 1971. Vol. 83. P. 830.
16. Burkhead M. S., Rettig T. W. // Ibid. 1972. Vol. 84. P. 850.
17. Sandage A. // Astrophys. J. 1964. Vol. 139. P. 416—419.
18. Sandage A. // Ibid. 1966. Vol. 144. P. 1234—1238.
19. Лютый В. М., Черепашук А. М. // Астрон. цирк. 1971. № 647. С. 1—3.
20. Лютый В. М., Метлова Н. В. // Там же. 1987.
21. Scherrer P. H., Wilcox J. M. // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 37—42.
22. Grec G., Fossat E., Pommerantz M. // Nature. 1980. Vol. 288. P. 541—544.
23. Hill H. A., Tash J., Radin C. Prepr. Univ. Arizona, 1985.
24. Palle' P. L., Roca Cortes T. // IAU Symp. N 123, Advances in helio- and astroseismology, abstr. Aarhus, 1986. P. 20.
25. Kuhn J. R., Libbrecht K. G., Dicke R. H. // Nature. 1986. Vol. 319. P. 128—131.
26. Yerle R. // Astron. and Astrophys. 1986. Vol. 161. P. L5 — L8.
27. Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O. // Nature. 1976. Vol. 259. P. 89—92.
28. Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T. et al. // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 9—19.
29. Косовичев А. Г., Северный А. Б. // Письма в Астрон. журн. 1986. Т. 12. С. 238—246.
30. Баландин А. Л., Григорьев В. М., Демидов М. Л. // Кинематика и физика небесных тел. 1986. Т. 2. С. 11—20.
31. Hill H. A., Tash J. // Bull. Amer. Astron. Soc. 1984. Vol. 16. P. 1000.
32. Christensen-Dalsgaard J. // Variability in stars and galaxies: Proc. 5th European Reg. Meet. in Astronomy. Liege, 1980. P. A. 1.1—A.1.28.
33. Christensen-Dalsgaard J., Cooper A. J., Gough D. O. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1983. Vol. 203. P. 165.
34. Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T. // Nature. 1984. Vol. 307. P. 247—249.
35. Копысов Ю. С. // Частицы и космология. М.: ИЯИ АН СССР. 1984. Ч. 1. С. 82—101.
36. Blinnikov S. I., Khlopov M. Yu. // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 383—385.
37. Childress S., Spiegel E. A. // The Solar constant and its variations / Ed. S. Sofia. NASA Conf. Publ. 2191. Wash. D. C. 1981. P. 273.
38. Косовичев А. Г., Северный А. Б. // Письма в Астрон. журн. 1983. Т. 9. С. 424.
39. Isaak G. R. // Mem. Soc. Astron. Ital. 1984. Vol. 55. P. 45.
40. Delache P. // J. Astron. Francaise. 1983. Vol. 19. P. 13.
41. Котов В. А. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1986. Т. 75. С. 90—113.
42. Котов В. А. // Там же. С. 113—119.
43. Fabian A. C., Gough D. O. // Nature. 1984. Vol. 308. P. 160—162.
44. Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T. // Proc. IAU Symp. N 123, Advances in helio- and astroseismology. Aarhus, Denmark. 1986.
45. Лютый В. М., Черепашук А. М. // Астрон. журн. 1986. Т. 63. С. 847—913.
46. Ulrich M. H., Altamore A., Voksenberg A. et al. // Nature. 1985. Vol. 313. P. 747.
47. Дубай Э. А., Лютый В. М. // Астрон. журн. 1984. Т. 61. С. 10—17.
48. Whitehouse D. R., Cruise A. M. // Nature. 1985. Vol. 315. P. 554—555.
49. Lawrence A. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1980. Vol. 192. P. 83—94.
50. Lawrence A., Watson M. G., Pounds K. A., Elvis M. // Ibid. 1985. Vol. 217. P. 685—699.
51. Serabyn E., Lacy J. H. // Astrophys. J. 1985. Vol. 293. P. 445—458.
52. Lo K.-Y. // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1986. Vol. 98. P. 179—184.
53. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Строеие и эволюция Вселенной. М.: Наука, 1975. 736 с.
54. Alfvén H. // J. Astrophys. and Astron. 1984. Vol. 5. P. 79—98.
55. de Vaucouleurs G. // Science. 1970. Vol. 167. P. 1202.
56. Chandrasekhar S. // J. Astrophys. and Astron. 1980. Vol. 1. P. 33—45.
57. Collins C. A., Joseph R. D., Robertson N. A. // Nature. 1986. Vol. 320. P. 506—508

НАБЛЮДЕНИЯ НА ВОЛНЕ 8,2 мм С ВЫСОКОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ ПОЛНОЙ ВЫБОРКИ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров, С. В. Ефанов,
И. А. Струков, В. В. Корогод, Д. П. Скулачев

Приведены результаты наблюдений в начале 1986 г. на волне 8,2 мм 171 радиоисточника с пределом обнаружения около 0,1 Ян (3σ). 58 источников из числа наблюдавшихся входят в полную выборку из 61 объекта с плотностями потоков на волне 6 см $S(6) \geq 3$ Ян. Не обнаружено ни одного нового источника в этой выборке с избытком мощности излучения на миллиметровых волнах; плотности потоков квазаров на $\lambda = 8$ мм коррелируют со спектральными индексами их излучения в интервале волн 11—6 см; отмечена резкая граница у распределения (плотность потока — красное смещение) со стороны максимальных потоков.

HIGH SENSITIVITY OBSERVATIONS AT THE WAVELENGTH 8,2 MM OF COMPLETE SAMPLE OF EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES, by I. G. Moiseev, N. S. Nesterov, S. V. Efanov, I. A. Strukov, V. V. Korogod, D. P. Skulachev. — The results of 8,2 mm observations of 171 radio sources with detection limit about 0,1 Jy (3σ) are presented. 58 radio sources had been observed out of 61 those forming complete sample of extragalactic radio sources with flux density at 6 cm $S(6) \geq 3$ Jy. No new sources with mm emission excess had been found in sample. The quasars 8 mm flux densities correlate with the spectral indexes of their emission in the range 11—6 cm. Sharp restriction of the (flux density — redshift) distribution on the high flux density side is noted.

В настоящее время имеется несколько списков внегалактических радиоисточников, составленных по данным обзоров неба на частотах в интервале 1,4—5 ГГц и включающих все источники с плотностями потоков на избранной частоте выше некоторой наперед заданной величины [1—3]. Такие списки, содержащие все объекты, удовлетворяющие заданному критерию, в литературе называются полными списками или полными выборками. Они составляют основу для статистических исследований свойств источников. Наблюдения аналогичных выборок на волнах миллиметрового диапазона достаточно информативны, так как позволяют, например, по избытку мощности излучения на миллиметровых волнах по сравнению с экстраполированным по данным в сантиметровом диапазоне спектром выделить объекты с активными ядрами. Эти объекты оказываются, как правило, переменными и наиболее интересными для исследований в широком диапазоне электромагнитных волн, в том числе и методами радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами.

В январе—марте 1986 г. нами были проведены наблюдения на волне 8,2 мм полной выборки внегалактических радиоисточников из списка [1]. Для первого этапа наблюдений были отобраны все источники с плотностями потоков на 5 ГГц ($\lambda = 6$ см) $S(6) \geq 3$ Ян, имеющие склонения $\delta \geq -30^\circ$ и галактическую широту $|B| \geq 10^\circ$. Никаких ограничений на спектральный индекс излучения при составлении выборки не накладывалось, что отличает представленные результаты от публикаций [4—6], где исследовались главным образом источники с плоскими спектрами. Список содержит 61 радиоисточник, удовлетворяющий указанному выше условию. Кроме объектов, вошедших в полную выборку, наблюдались также источники, у которых раньше была зарегистрирована переменность излучения на миллиметровых волнах [4, 7], и более слабые источники из списков [1, 2].

Наблюдения проводились на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР при помощи модуляцион-

ного супергетеродинного радиометра с неохлаждаемым параметрическим усилителем на входе, разработанного и изготовленного в Институте космических исследований АН СССР. Размеры диаграммы направленности РТ-22 на уровне -3 дБ составляли около $1,6'$, коэффициент использования поверхности $-0,51$ при установке антенны в зенит и уменьшался на $\sim 10\%$ к горизонту [8]. Применялось переключение главного лепестка диаграммы направленности телескопа между двумя направлениями, разнесенными на $8'$ в азимутальной плоскости с помощью двух облучателей со взаимно ортогональными плоскостями поляризации.

Радиометр имел шумовую температуру около 300 К и флуктуационную чувствительность $\delta T = 0,03$ К при постоянной времени 1 с. Он был помещен в термостат, в котором поддерживалась температура 25° С. Усиление приемника контролировалось по сигналу от генератора шума, дававшему ступеньку выходного сигнала с температурой около 1 К, приведенной ко входу облучателей. Более подробно радиометр описан в [9].

Методика измерений плотностей потоков от исследуемых источников была аналогичной методике, изложенной в [4, 10]. Для сильных объектов ($S \geq 1$ Ян) предварительно уточнялось положение максимума излучения путем сканирования, а затем проводились серии из $4-8$ циклов «ON—ON» [10]. Каждый цикл состоял из поочередного наведения на источник основным и опорным лепестками, формирующимися при диаграммной модуляции и дающими в выходном сигнале приемника отклики противоположных знаков на излучение источника. В каждом положении антенны сигнал интегрировался в течение 30 с, а затем определялась разность между средними значениями сигнала, соответствующими этим двум положениям инструмента. Слабые источники ($S \leq 1$ Ян) наблюдались сразу методом «ON—ON». В этом случае обычно проводились серии из 16 циклов, что соответствовало времени интегрирования сигнала 16 мин. Среднеквадратичная ошибка среднего измеренного значения плотности потока после 16 мин накопления при хороших погодных условиях равнялась примерно 33 мЯн. Минимальная плотность потока, которую можно было зарегистрировать с отношением сигнал/шум > 3 , составляла, следовательно, около 100 мЯн. Ошибки наведения телескопа, не превышавшие $15''$, вносили в результаты наблюдений слабых источников дополнительные ошибки величиной не более 7% при указанных выше размерах диаграммы направленности.

Измеренные антенные температуры, исправленные за поглощение излучения в атмосфере Земли, пересчитывались в плотности потоков по данным наблюдений источников DR 21, 3C 274 и NG1 7027 и планет Юпитер и Сатурн. Для источников были приняты значения плотностей потоков соответственно $18,1$; $15,0$ и $5,7$ Ян, а для планет 4348 и 2730 Ян при расстоянии до них 1 а. е. согласно данным, приведенным в [11].

В таблице последовательно даны названия источников в системе МАС, их наиболее часто употребляемые обозначения; год и месяц, разделенные точкой, день и Всемирное время наблюдений с точностью до тысячной доли суток. В последних двух столбцах указаны измеренные плотности потоков и их среднеквадратичные ошибки. Из-за погодных условий не удалось провести наблюдения источников $0040+517$, $0742+103$ и $1409+524$, входящих в полную выборку, а также не достигнуто достаточное отношение сигнал/шум в случае источников $0356+102$, $1559+021$, $2104-256$ и $2243+394$. Значком «+» помечены источники из полной выборки с $S(6) \geq 3$ Ян.

Некоторые источники в таблице являются протяженными, поэтому приведенные в ней плотности потоков представляют пиковые значения. Исправление пиковых плотностей потоков за соизмеримость главного лепестка диаграммы направленности и угловых размеров источников здесь не производилось, поскольку распределение яркости по телесным углам источников известно в большинстве случаев только на длинных волнах и трудно учесть возможную зависимость распределения яркости от длины волны. В дальнейшем будут обсуждаться результаты измерений по-

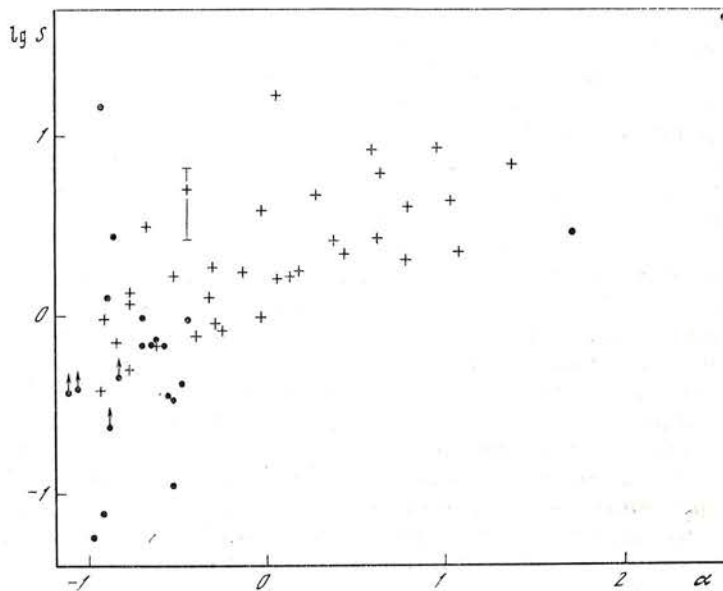


Рис. 1. Зависимость плотности потока — спектральный индекс

Кружки — галактики, крестики — квазары. Не показаны объекты с $\lg S < -1$. Кружки со стрелками — пиковые потоки протяженных источников. Вертикальный отрезок показывает интервал изменений потока OJ 287 в период наблюдений

токов от компактных объектов, поэтому пренебрежение этой процедурой не повлияет на выводы.

Сравнение с имеющимися в литературе данными показало, что примерно 30% источников из выборки наблюдались впервые в миллиметровом диапазоне. Измеренные плотности потоков были проверены на соответствие спектрам излучения источников, приведенным в [1]. Не было обнаружено ни одного случая, за исключением уже известных, избытка миллиметрового излучения по отношению к спектрам, экстраполированным по данным в сантиметровом диапазоне.

На рис. 1 показана зависимость измеренных плотностей потоков источников из выборки от спектрального индекса их излучения в интервале длин волн 11—6 см. Данные о спектральных индексах приведены в [1, 2]. Здесь спектральный индекс α определяется из зависимости плотности потока от частоты в виде $S \sim f^\alpha$. Из рис. 1 следует явная корреляция плотностей потоков на $\lambda = 8,2$ мм со спектральным индексом более длинноволнового излучения: большим значениям α соответствуют большие значения S . Корреляция отчетливее выражена для квазаров, в то время как галактики показывают значительный разброс на диаграмме. С одной стороны этот результат тривиален, так как чем выше значение α на длинных волнах, тем большая плотность потока будет достигнута на коротких волнах. Но, с другой стороны, он свидетельствует о том, что спектры с изломом, в которых максимальная плотность потока достигается в интервале 6 см — 8 мм, очень редки. Действительно, в выборке источников с такими спектрами (классификация S_{\max} по [12]) содержится всего 25 объектов [13]. Следовательно, у большинства источников из наблюдавшейся выборки с плоскими ($\alpha \approx 0$) и растущими ($\alpha > 0$) спектрами форма спектра слабо изменяется при уменьшении длины волны от 6 см до 8 мм.

На рис. 2 показано соотношение (плотность потока — красное смещение) для источников из выборки. Красные смещения z оптических объектов, отождествляемых с радиоисточниками, также приведены в [1, 2]. Разброс точек на диаграмме большой, особенно при малых значениях z , где сосредоточены в основном галактики. Однако обращает на себя внимание то, что все точки на ней резко ограничены по положению сверху, со стороны высоких значений потоков: если взять в каждом интервале z ,

Рис. 2. Зависимость плотности потока—красное смещение.

Обозначения те же, что и на рис. 1. Ромбиком отмечено положение квазара ОН 471 ($z = 3,40$), не входящего в полную выборку

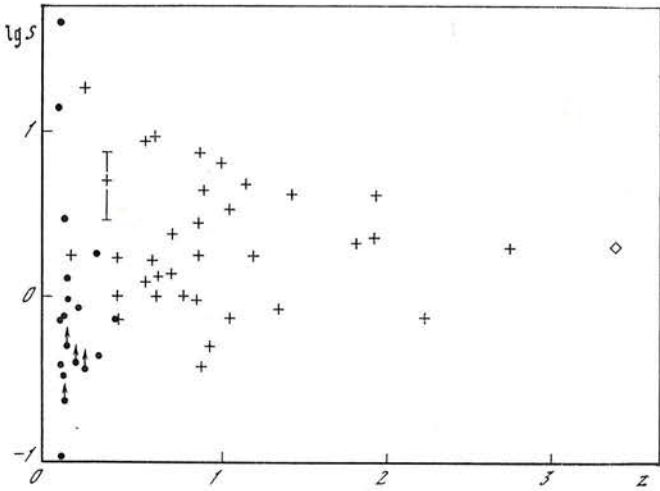
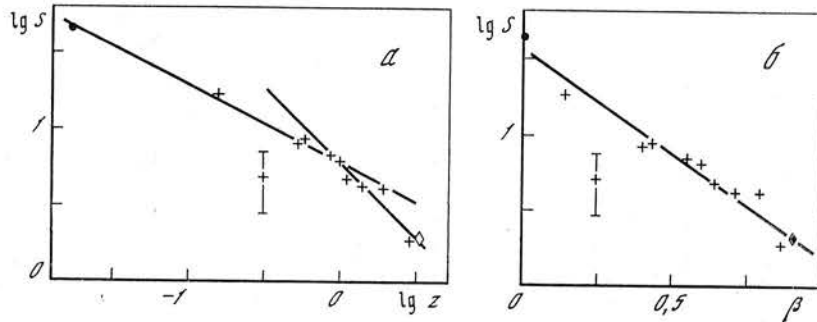


Рис. 3. Соотношение между максимальными плотностями потоков и красным смещением (а) и диаграмма $\lg S - \beta$ (б)

Обозначения, как на рис. 1 и 2. Прямые проведены от руки с наклоном $-0,5$ и -1



например, в интервале $\Delta z = 0,25$, наиболее мощные источники, то можно провести монотонную кривую, касательную к распределению точек, так, что источники с максимальными потоками будут расположены почти все ниже кривой, но в непосредственной близости от нее.

Возможное существование такой кривой, ограничивающей сверху распределение плотностей потоков радиоисточников на миллиметровых волнах в зависимости от z , может быть обосновано путем следующих рассуждений. На миллиметровых волнах мы наблюдаем главным образом излучение от компактных компонентов — ядер галактик и квазаров. Общепринято, что излучение их имеет синхротронную природу, а яркостная температура ограничена значением 10^{12} К [12]. Этот предел может быть превышен только в течение ограниченного времени при всплесках радиоизлучения. Если размеры радиоядер изменяются от объекта к объекту не в очень широких пределах, то светимость их на радиоволнах также должна быть ограничена некоторым значением, зависящим от размеров ядра и некоторых других параметров. Наблюдая такой источник, обладающий максимально возможной для него светимостью, на различных z , мы получим некоторую зависимость наблюдаемой плотности потока от красного смещения. Форма этой зависимости будет определяться функциональной связью между расстоянием до объекта и его красным смещением. Следовательно, ярчайшие на данном z квазары на миллиметровых волнах могут служить индикаторами расстояния, как, например, ярчайшие галактики в скоплениях галактик [14], и они могут быть использованы для проверки справедливости космологических моделей Вселенной.

На рис. 3 нанесены только плотности потоков, максимальные на данном z , как функция z (рис. 3, а) в логарифмическом масштабе, а на рис. 3, б показана связь этих же потоков с параметром $\beta = v/c = ((z + 1)^2 - 1)/((z + 1)^2 + 1)$, где v — лучевая скорость источника, а c — скорость света. Из рис. 3, а видно, что наклон кривой $\lg S(z)$ изменяет-

Источник	Другое наименование	Момент наблюдений		Плотность потока, Ян	Ошибка, Ян
		Год, месяц	День, УТ		
0023—263 ⁺	OB — 238	86.01	30,576	0,72	0,10
0038+097	3C 18	86.03	2,375	0,17	0,05
0048—097		86.03	2,354	1,49	0,10
0104+321	3C 31	86.01	30,631	0,15	0,07
0106+013	4C 01.02	86.01	18,669	2,61	0,06
		86.01	30,620	2,71	0,06
		86.02	6,706	2,12	0,10
		86.03	2,341	2,48	0,14
0106+130 ⁺	3C 33	86.01	19,506	0,02	0,08
		86.01	29,603	-0,01	0,05
0114—211	OC — 224	86.01	30,681	0,08	0,12
0116+319	4C 31.04	86.01	30,735	0,28	0,06
0117—155	3C 38	86.01	30,697	0,22	0,09
0119+042	OC + 033	86.02	1,633	0,65	0,10
0123—016	3C 40	86.01	30,716	0,18	0,11
0133+207	3C 47	86.01	30,752	0,12	0,10
0133+476 ⁺	DA 55	86.01	21,770	2,88	0,08
		86.01	29,756	2,65	0,08
0134+329 ⁺	3C 48	86.01	21,783	0,72	0,04
0212+735		86.03	1,679	1,86	0,07
0214+085		86.02	2,716	0,01	0,06
0219+428	3C 66.0	86.01	29,700	0,45	0,05
0220+427 ⁺	3C 66 B	86.01	21,804	0,17	0,04
		86.01	30,801	0,33	0,06
0229+131	OD + 148	86.01	29,665	1,50	0,08
0234+285	CTD 20	86.01	29,686	1,97	0,09
		86.03	2,393	2,12	0,12
0235+164	AO	86.01	30,789	1,82	0,09
0237—233 ⁺	PKS	86.01	29,625	0,71	0,06
0237+040	Z	86.01	16,800	0,70	0,06
		86.01	18,735	0,75	0,04
0239+108	OD + 166	86.01	29,722	0,75	0,09
		86.03	2,413	0,93	0,07
0246+063	Z	86.02	2,810	0,17	0,04
0255+058	3C 75	86.01	30,821	0,05	0,07
0300+470	4C 47.08	86.03	1,645	2,59	0,15
0305+039 ⁺	3C 78	86.01	18,748	0,75	0,04
0315+416 ⁺	3C 83.1	86.01	16,858	0,12	0,05
0316+162	CTA 21	86.01	18,765	0,09	0,03
0316+413 ⁺	3C 84	86.01	31,827	42,66	0,39
		86.02	28,717	50,16	1,94
0336—019	CTA 26	86.01	22,757	2,34	0,14
0355+508	NRAO 150	86.01	29,772	4,15	0,15
		86.01	31,814	4,26	0,09
		86.03	1,763	4,70	0,26
0356+102 ⁺	3C 98	86.01	18,828	0,08	0,04
0403—132 ⁺	OF — 105	86.01	29,790	1,65	0,07
0415+379	3C 111	86.03	1,779	2,89	0,17
0420—014	OF — 035	86.01	16,732	6,81	0,14
		86.01	29,808	6,74	0,19
		86.02	6,765	5,59	0,27
0422+004	OF + 038	86.01	29,817	0,74	0,04
0430+052 ⁺	3C 120	86.01	18,814	2,98	0,09
		86.01	29,835	3,24	0,10

Продолжение таблицы

Источник	Другое наименование	Момент наблюдений		Плотность потока, Ян	Ошибка, Ян
		Год, месяц	День, УТ		
		86.02	28,803	2,85	0,13
		86.02	28,821	3,07	0,13
0433+295+	3C 123	86.01	16,841	1,80	0,06
		86.01	21,828	1,82	0,44
		86.01	29,878	1,63	0,06
		86.02	28,783	2,15	0,10
		86.03	1,792	1,94	0,12
0440-003+	OF - 067	86.01	18,849	0,93	0,05
0500+019	OG + 003	86.01	29,888	0,55	0,04
0518+165+	3C 138	86.01	16,678	0,79	0,04
		86.01	22,794	1,20	0,34
0528+134+	OG + 147	86.01	16,713	2,30	0,07
		86.01	22,787	2,34	0,07
		86.01	29,922	2,15	0,09
0529+075	OG + 050	86.01	22,285	0,96	0,09
0538+498+	3C 147	86.01	16,876	1,19	0,07
		86.01	21,961	1,24	0,06
0550+032		86.01	31,843	0,86	0,11
0552+398	OA 198	86.01	21,974	2,47	0,06
		86.03	1,888	2,80	0,16
0605-085+	OH - 010	86.01	18,860	2,67	0,05
0605+480	3C 153	86.03	1,854	0,13	0,05
0624-058	3C 161	86.01	18,873	0,69	0,05
0642+449	OH + 471	86.01	21,988	2,09	0,05
		86.03	1,836	2,22	0,14
0718+043	Z	86.02	3,853	0,55	0,04
0731+05	Z	86.02	3,891	0,79	0,04
0731+049	Z	86.02	2,958	0,47	0,08
0735+178	OI + 158	86.01	21,915	1,16	0,06
		86.02	3,876	0,82	0,10
0736+017	OI + 061	86.01	21,888	2,25	0,08
0743+006	4C - 00.28	86.01	21,984	0,50	0,11
0802+243	3C 192	86.01	31,953	0,11	0,05
0808+019		86.01	31,980	0,77	0,05
0809+483+	3C 196	86.01	18,988	0,38	0,03
0814+425+	OJ + 425	86.01	19,016	1,65	0,08
0818-128	OJ - 131	86.01	22,894	0,63	0,07
0823+033	PKS	86.01	31,861	1,75	0,22
0829+048	PKS	86.01	20,947	2,65	0,30
0831+557+	4C 55.16	86.01	19,028	0,42	0,04
0834-201+	OJ - 257.5	86.01	19,047	1,96	0,08
0851+074	Z	86.02	2,879	0,00	0,07
0851+202+	OJ 287	86.01	16,897	2,91	0,13
		86.01	18,936	4,01	0,07
		86.01	20,892	3,09	0,12
		86.01	22,003	3,85	0,23
		86.01	31,077	4,36	0,08
		86.02	2,003	4,36	0,10
		86.02	3,004	4,98	0,57
		86.02	28,850	7,16	0,35
0859-140+	PKS	86.01	21,920	0,79	0,05
0906+015	PKS	86.01	22,015	0,59	0,08
0906+430	3C 216	86.01	20,878	0,71	0,07
0912+029	Z	86.01	31,932	0,02	0,05

Продолжение таблицы

Источник	Другое наименование	Момент наблюдений		Плотность погока, Ян	Ошибка, Ян
		Год, месяц	День, УТ		
0915—118+	Hyd A	86.01	21,987	1,37	0,11
		86.01	22,929	1,12	0,12
		86.01	29,944	1,36	0,12
0917+449		86.01	30,874	0,38	0,06
0917+458	3C 218	86.01	30,856	0,15	0,03
0922+005	OK + 037	86.01	30,069	0,26	0,09
		86.01	30,840	0,28	0,05
0923+392+	4C 39.25	86.01	16,976	2,05	0,11
		86.01	22,006	2,60	0,13
0938+355		86.01	31,033	0,02	0,04
0945+408	OK + 476	86.01	22,018	1,58	0,04
0951+699+	3C 231	86.01	17,015	0,71	0,09
		86.01	19,096	0,66	0,07
0954+556	DA 278	86.01	31,052	0,70	0,05
0958+290	3C 234	86.01	30,951	0,15	0,04
1003+351	3C 236	86.01	30,988	0,47	0,04
1005+077	3C 237	86.01	30,969	0,10	0,04
1040+123	3C 245	86.01	19,121	1,05	0,13
		86.01	22,036	0,58	0,04
1055+018+	4C 01.28	86.01	16,964	4,41	0,05
		86.01	22,061	4,30	0,08
1059+282		86.01	22,052	0,20	0,03
1101+384	Mark 421	86.01	22,082	0,40	0,06
		86.01	30,103	0,38	0,06
1127—145+	OM — 146	86.01	16,994	2,26	0,18
		86.01	22,103	1,42	0,06
		86.01	30,029	1,77	0,21
1136—135	OM — 161	86.01	30,042	0,36	0,05
1142+198	3C 264	86.02	1,015	0,41	0,05
1148—001	4C — 00.47	86.01	29,967	0,50	0,05
1157+732	3C 268.1	86.02	28,139	0,45	0,03
1202+492		86.02	1,130	—0,12	0,08
1203+465	3C 268.3	86.03	1,164	0,16	0,05
1215+303	ON + 325	86.01	30,121	0,28	0,04
1216+061+	3C 270	86.01	19,062	0,37	0,04
1219+045	PKS	86.01	22,142	0,22	0,06
1219+285	ON + 231	86.01	22,156	1,51	0,12
1222+037	4C + 03.23	86.01	31,913	0,74	0,04
1222+131	M 84	86.01	19,078	0,35	0,04
		86.01	21,968	0,59	0,05
1226+023+	3C 273	86.01	16,932	18,21	0,25
		86.01	21,121	16,58	0,48
		86.01	21,957	16,54	0,26
		86.01	22,184	16,68	0,13
		86.01	22,973	17,45	0,14
		86.01	28,092	16,11	0,40
		86.01	30,014	17,48	0,48
		86.01	30,911	17,30	0,13
		86.01	31,094	16,60	0,13
		86.02	4,173	16,77	0,54
		86.02	28,977	17,97	0,74
		86.03	1,977	18,43	0,96
1228+126+	3C 274	86.01	16,930	13,47	0,22
		86.01	17,038	13,50	0,23

Продолжение таблицы

Источник	Другое наименование	Момент наблюдений		Плотность потока, Ян	Ошибка, Ян	
		Год, месяц	День, УТ			
1228+126+	3C 274	86.01	19,144	13,55	0,17	
		86.01	21,114	13,62	0,28	
		86.01	22,058	13,54	0,14	
		86.01	28,078	12,99	0,28	
		86.01	30,072	14,04	0,25	
		86.01	30,912	13,62	0,09	
		86.01	31,889	13,40	0,18	
		86.02	1,041	13,59	0,08	
		86.02	4,149	14,46	0,52	
		86.02	28,979	14,47	0,58	
		86.03	1,930	15,16	0,81	
		86.03	1,115	12,42	0,51	
1243-072		PKS	86.01	22,985	0,72	0,11
1245-197		ON - 176.2	86.01	31,109	0,06	0,05
1253-055+		3C 279	86.01	17,057	8,66	0,40
			86.01	21,027	8,69	0,37
	86.01		22,203	7,88	0,26	
	86.01		22,207	8,06	0,13	
	86.01		23,006	8,85	0,09	
	86.03		1,031	8,44	0,81	
	86.03		2,024	9,20	0,51	
	86.03		2,058	0,02	0,04	
1254+436	3C 280		86.03	1,993	0,57	0,06
1306-095	OF - 010		86.03	2,006	0,00	0,07
1308-220	3C 283	86.01	21,059	2,05	0,15	
1308+326		86.01	22,057	2,13	0,08	
		86.01	23,032	2,18	0,04	
1323+321	4C 32.44	86.02	1,095	0,40	0,06	
1328+254+	3C 287	86.01	16,952	0,72	0,05	
1328+307+	3C 286	86.01	18,984	1,30	0,06	
		86.01	21,043	1,96	0,16	
		86.01	22,062	1,81	0,07	
		86.02	1,079	1,73	0,06	
		86.01	22,081	-0,10	0,05	
		86.01	22,156	7,77	0,19	
1334-339	4C 12.50	86.01	24,080	0,87	0,06	
1335-124		86.02	1,114	0,36	0,06	
1345+125+		3C 293	86.01	22,092	0,69	0,08
1350+316		OP - 192	86.01	21,095	0,39	0,04
1354-152		OQ + 208	86.01	22,110	0,20	0,06
1404+286			86.03	1,164	0,21	0,04
			86.03	2,040	0,11	0,05
			86.01	30,160	0,13	0,04
1442+101		OQ + 172	86.01	31,150	0,43	0,11
1445-161		OQ - 176	86.01	31,164	0,35	0,05
1453-109	OQ - 190	86.01	28,114	0,56	0,04	
1458+718+	3C 309.1	86.01	2,087	0,44	0,04	
1502+106	OR + 103	86.01	30,178	1,51	0,07	
1510-089+	OR - 107	86.01	21,143	1,53	0,12	
		86.01	22,176	1,77	0,08	
		86.01	31,184	1,70	0,04	
1514-241	AP Lib	86.02	1,149	0,94	0,13	
1514+004	PKS	86.01	21,161	0,10	0,06	
1524-136		86.01	23,068	0,17	0,06	
1535+004	PKS	86.01				

Продолжение таблицы

Источник	Другое наименование	Момент наблюдений		Плотность потока, Ян	Ошибка, Ян
		Год, месяц	День, УТ		
1546+027	PKS	86.02	1,177	1,57	0,14
1555+001	DA 393	86.01	23,049	0,42	0,06
1559+021+	3C 327	86.01	21,178	0,01	0,04
1611+343	DA 406	86.01	23,088	1,16	0,05
1624+416	OS + 440	86.01	23,100	0,60	0,04
1633+382+	4C 38.41	86.01	21,195	2,12	0,13
		86.01	23,150	2,12	0,06
1636+473	OS + 460	86.01	23,181	1,04	0,04
1641+399+	3C 345	86.01	17,074	7,84	0,23
		86.01	21,218	8,68	0,76
		86.01	22,198	8,39	0,16
		86.01	23,170	8,87	0,31
		86.01	28,183	9,69	0,28
		86.03	1,076	9,66	0,37
		86.03	2,075	9,93	0,55
1641+173	3C 346	86.03	1,210	0,42	0,05
1648+050+	3C 348	86.01	29,375	0,38	0,05
1717-009+	3C 353	86.01	29,389	0,48	0,10
1730-130	NRAO 530	86.03	1,237	5,27	0,26
1741-038+	OT - 068	86.01	29,403	4,99	0,14
		86.03	1,255	4,81	0,20
1749+096	OT + 081	86.01	30,206	4,34	0,13
		86.03	2,113	5,02	0,27
1807+698	3C 371	86.01	17,129	1,61	0,11
1828+487+	3C 380	86.01	28,217	1,32	0,18
		86.03	2,165	1,18	0,12
1832+476	3C 381	86.03	2,188	0,15	0,04
1842+455	3C 388	86.03	2,204	0,09	0,05
1845+797+	3C 390.3	86.01	28,140	0,95	0,06
1921-293	OV - 236	86.01	23,420	8,04	0,14
		86.01	30,384	10,00	0,14
		86.01	31,376	10,20	0,07
		86.03	1,308	8,28	0,32
1928+738+	4C 73.18	86.01	28,265	1,00	0,08
1957+405	3C 405	86.03	1,378	14,22	0,31
2005+403		86.02	6,645	1,79	0,17
		86.03	1,522	2,73	0,08
2021+614	OW + 637	86.01	17,154	1,68	0,23
2048+312	CL 4	86.03	2,307	0,11	0,08
2104-253+	OX - 208	86.01	30,422	0,24	0,19
2121+053	OX + 036	86.01	23,471	1,98	0,13
		86.03	2,291	2,62	0,21
2121+248+	3C 433	86.01	23,520	0,39	0,06
2128-123	OX - 148	86.01	23,494	1,88	0,10
2128+048	OX + 046	86.01	23,507	0,30	0,11
2134+004+	OX + 057	86.01	21,572	4,12	0,07
2145+067+	OX + 076	86.01	19,471	6,46	0,08
		86.03	2,485	6,25	0,35
2149+057	OX + 082	86.02	1,559	0,10	0,06
2200+420+	BL Lac	86.01	21,606	1,59	0,04
		86.01	22,354	1,75	0,08
		86.03	1,600	2,12	0,10
2203-188+	OX - 106	86.01	22,528	1,17	0,10
		86.01	30,504	1,39	0,09

Окончание таблицы

Источник	Другое наименование	Момент наблюдений		Плотность потока, Ян	Ошибка, Ян
		Год, месяц	День, УТ		
2223—052 ⁺	ЗС 446	86.01	22,396	4,02	0,09
2230+114 ⁺	СТА 102	86.01	16,498	3,28	0,06
2242+033		86.02	1,591	0,09	0,04
		86.02	2,615	0,05	0,06
2243+392 ⁺	ЗС 452	86.01	16,518	0,06	0,05
2251+158 ⁺	ЗС 454.3	86.01	16,515	7,81	0,17
		86.01	19,494	6,61	0,09
		86.03	2,440	6,91	0,37
2345—167 ⁺	OZ — 176	86.01	23,610	0,85	0,10
		86.01	29,540	0,77	0,17
		86.01	30,539	0,87	0,09

ся: после $z = 1$ он становится круче. Интересно, что, как это следует из рис. 3, б, $\lg S$ зависит от параметра β , по-видимому, линейно. Прямая, проведенная на нем без учета ОJ 287 и ОН 471 с помощью метода наименьших квадратов, имеет вид $\lg S = 1,56 (\pm 0,07) - 1,36 (\pm 0,12) \beta$. Физический смысл этой закономерности пока неясен.

Несомненно, что при анализе соотношения $S - z$ необходимо учитывать влияние ряда факторов, таких, например, как спектральный индекс излучения источников [14], тем более что для объектов в рассматриваемой выборке существует связь между потоком на $\lambda = 8$ мм и α (см. рис. 1). Существенной для такого анализа является и переменность излучения источников. Например, источник ОJ 287 за время наблюдений увеличил плотность потока от ~ 3 до ~ 7 Ян и приблизился к верхней границе распределения на рис. 2. Нужно отметить также, что источники ЗС 84 и ЗС 273, плотности потоков от которых определяют положение зависимости $\lg S$ от z на малых красных смещениях, находились в момент наблюдений не в максимуме излучения (см., например, [11]). Плотность потока от ладертида 1749 + 096 также изменилась от уровня около 10 Ян (сентябрь 1985 г.) до примерно 4 Ян в январе 1986 г., как показало сравнение данных в таблице с данными предыдущих наблюдений его в КАО. Более подробный анализ результатов наблюдений полной выборки источников будет дан позже.

Авторы очень признательны сотрудникам ИКИ АН СССР Ю. А. Ковалеву и Н. Я. Николаеву и И. Д. Стрепке (КАО) за помощь в организации и проведении наблюдений.

Декабрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Kühr H., Witzel A., Pauliny-Toth I. J. K., Nauber U. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1981. Vol. 45. P. 367—430.
2. Wall J. V., Peacock J. A. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1985. Vol. 216. P. 173—192.
3. Bridle A. H., Fomalont E. B. // *Astron. J.* 1974. Vol. 79. P. 1000—1005.
4. Ефанов А. Н., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1979. Т. 60. С. 3—13; Там же. 1983. Т. 66. С. 205—209.
5. Owen F. N., Porcas R. W., Mufson S. L., Moffett T. J. // *Astron. J.* 1978. Vol. 81. P. 685—696.
6. Geldzahler B. J., Witzel A. // *Ibid.* 1981. Vol. 86. P. 1306—1311.
7. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1984. Т. 69. С. 78—90.
8. Нестеров Н. С. // XVIII Всесоюз. конф. «Радиотелескопы и интерферометры»: Тез. докл. Иркутск, СибИЗМИР, 1986. С. 24.
9. Струков И. А., Скулачев Д. П. // *Итоги науки и техники. Астрономия.* М.: ВИНТИ, 1986. Т. 31.
10. Моисеев И. Г., Нестеров Н. С., Никитин П. С., Стежка П. Н. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1985. Т. 74. С. 171—176.

11. Мусеев И. Г., Нестеров Н. С. // Там же. Т. 73. С. 154—165.
12. Келлерман К. И. // Галактическая и внегалактическая радиоастрономия. М.: Мир, 1976. С. 496—547.
13. Spoelstra T. A. T., Patnaik A. R., Gopal-Krishna // Astron. and Astrophys. 1985. Vol. 152. P. 38—41.
14. Фон Хорнер С. // Галактическая и внегалактическая радиоастрономия. М.: Мир, 1976. С. 548—617.

УДК 524.33

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ В ДВОЙНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ СИСТЕМАХ

Ю. И. Нешпор, Ю. Л. Зыскин

Проведен анализ данных наблюдений источников Cyg X-3 и Cas γ -1. Показано, что в двойной рентгеновской системе объекта Cyg X-3 период 328 сут проявляется как в вариациях потока γ -квантов сверхвысокой энергии, так и в рентгеновском излучении. У Cas γ -1 обнаружен период 24 сут в вариациях гамма-излучения $E_\gamma \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ. Это позволяет считать, что объекты Cas γ -1 и 4U 0115 + 63 один и тот же источник.

LONG-TERM PERIODICAL γ -RADIATION VARIATIONS OF X-RAY BINARY SYSTEMS, by Yu. I. Neshpor, Yu. L. Zyskin. — The observational data obtained for the sources Cyg X-3 and Cas γ -1 have been analyzed. It has been found, that in the binary X-ray system Cyg X-3 the period of 328 days is revealed as in gamma quantum flux variations of very high energy so in X-ray emission. For Cas γ -1 the period of 24 days has been found in gamma emission $E_\gamma \geq 2 \cdot 10^{12}$ eV. It allows us to identify, that the objects Cas γ -1 and 4U 0115 + 63 as one and the same source.

Известные источники γ -квантов сверхвысокой энергии, такие, как Cyg X-3 и Cas γ -1, представляют собой двойные рентгеновские системы. Но, как сейчас уже стало ясно на основе многочисленных наблюдений, эти объекты не являются, по-видимому, типичными двойными рентгеновскими системами типа Скорпион X-1 и Циркуль X-1. Прежде всего они резко выделяются по мощности излучения. Так, например, отношение радио- и рентгеновских потоков Cyg X-3 на два порядка больше, чем у типичного двойного рентгеновского источника Скорпион X-1. Эти источники отличаются от обычных рентгеновских также и мощностью гамма-излучения. Важную роль в таких системах выполняют высокоэнергичные частицы и механизмы их ускорения, причем исследование фазовых соотношений приобретает первостепенное значение в построении моделей излучения исследуемых объектов.

Долгопериодические вариации излучения источников Cyg X-3

Продолжительные и многочисленные наблюдения объекта Cyg X-3 позволили обнаружить ряд интересных его свойств и особенностей, что в свою очередь привело к созданию разнообразных моделей его излучения [1]. При построении той или иной модели исследователи, как правило, привлекают данные о временной связи рентгеновского и γ -излучения. Так, например, всеми рассматривается факт наличия составляющей излучения с периодом 4,8 ч в широком диапазоне частот. В [2] на основании анализа девятилетних данных наблюдений гамма-излучения сверхвысокой энергии $E_\gamma \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ найдены вариации потока γ -квантов с периодом 328 сут. Этот факт, по-видимому, также необходимо учитывать при по-

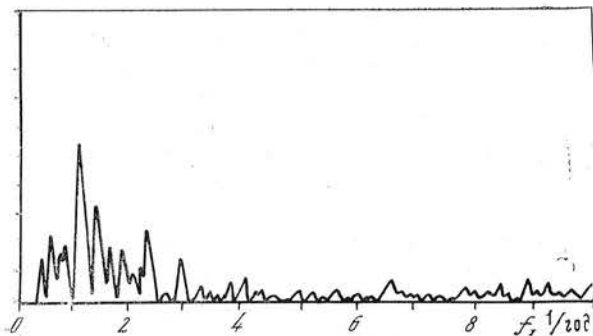


Рис. 1. Результат фурье-анализа рентгеновских данных для источника Cyg X-3

Рис. 2. Фрагмент периодограмм для источника Cyg X-3

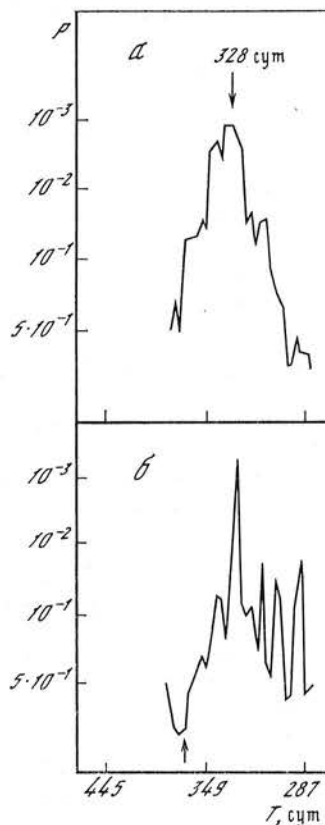
Вероятность случайного отклонения P от значения пробного периода: a — по рентгеновским данным [3], b — по данным о гамма-излучении $E_\gamma \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ [2]

строении модели излучения источника Cyg X-3 в двойной рентгеновской системе, причем безусловно интересно иметь данные об изменении рентгеновского излучения с тем же самым периодом, что и будет рассмотрено ниже.

В [3] представлены средние за десять дней значения потока рентгеновского излучения в области энергий 3—12 кэВ, полученные на спутнике Vela 5B в период с 1969 г. по 1975 г. Наблюдения проводились практически непрерывно. Было интересно провести совместный анализ данных о рентгеновском излучении [3] и результатов наблюдений гамма-излучения сверхвысокой энергии [2] по одной и той же методике с целью выяснения наличия периодической составляющей 328 сут в рентгеновском излучении [3]. В [3] для исследования наличия периодической составляющей в рентгеновском излучении в диапазоне частот f от 0,5 до 10 год⁻¹ был применен фурье-анализ. Результаты такого анализа авторы [3] приводят в виде графика (рис. 1). Из рис. 1 видно, что вблизи значения частоты $f \approx (1,10 \pm 0,02)$ год⁻¹ ($T = (330 \pm 8)$ дней) имеется значительный выброс, который несомненно может указывать на наличие составляющей периода 328 сут, хотя авторы [3] не акцентируют на этом внимание. Из рис. 1 определить точное положение пика на периодограмме для сопоставления с результатами [2] не представляется возможным, поэтому данные о рентгеновском излучении были проанализированы нами методом, аналогичным тому, который был применен в [2]. Кратко содержание метода состоит в следующем. Анализ данных [2, 3] проводился в диапазоне периодов от 100 до 1000 сут. Шаг периода определялся из соотношения

$$\Delta T_{\text{ш}} = T^2/n\tau, \quad (1)$$

где T — текущее значение периода, $T_{\text{ш}}$ — шаг пробного периода, n — число фазовых интервалов, на которые разбивался период, τ — длительность интервала наблюдений. Такое соотношение соответствует постоянному по частоте шагу. Для заданного значения пробного периода строилась гистограмма распределений потока рентгеновского излучения в зависимости от фазы, по гистограмме находилось значение χ^2 . Период разбивался на 11 равных интервалов (бинов). Для удобства сопоставления двух периодограмм — значения пробных периодов брались одни и те же. Поскольку данные [2] получены за девять лет (1972—1980 гг.), то в выра-



жении (1) был взят интервал наблюдений τ девять лет. Это привело только к более мелкому шагу по периоду при анализе рентгеновских данных [3], чем это следовало бы из соотношения (1) при длительности наблюдений в шесть лет. Такая обработка данных позволила сопоставить две периодограммы: первую, полученную по данным о рентгеновском излучении [3], и вторую, полученную нами по данным о гамма-излучении сверхвысокой энергии в [2]. Анализ результатов обработки показал, что только в области $T = 328$ сут одновременно на обеих периодограммах имеется выброс со статистической вероятностью случайного отклонения $P = 10^{-3}$ и $P = 1,4 \cdot 10^{-4}$. На рис. 2, а представлен фрагмент периодограммы, полученный по данным о рентгеновском излучении [3], на рис. 2, б — по данным о потоке гамма-квантов сверхвысокой энергии [2]. Отметим, что, хотя достоверность каждого пика на периодограмме (см. рис. 2) не очень велика, тем не менее вероятность случайного совпадения максимумов на обеих периодограммах очень низкая и составляет $P = 10^{-5}$. Все это позволяет нам сделать заключение о том, что как в гамма-излучении сверхвысокой энергии, так и в рентгеновском излучении источника Cyg X-3 присутствует периодическая составляющая 328 сут.

Период 24 сут в излучении источника 4U 0115 + 63 (Cas γ -1)

Другой не менее интересный переменный источник γ -квантов сверхвысокой энергии находится в созвездии Кассиопея. Впервые этот источник с координатами $l^{\text{II}} = 125,6 \pm 0,5^\circ$, $b^{\text{II}} = -0,9 \pm 0,5^\circ$ был обнаружен сотрудниками Крымской астрофизической обсерватории в результате наблюдений 1971—1973 гг. [4, 5]. В [4, 5] было отмечено, что в некоторые интервалы наблюдений происходит существенное возрастание потока γ -квантов, и высказано предположение о его переменности. Были зарегистрированы всплески гамма-излучения сверхвысокой энергии в сентябре и октябре 1971 г. и в декабре 1972 г. В измерениях потока γ -квантов с $E \geq 10^8$ эВ [6] на спутнике SAS-2 был зарегистрирован источник с координатами $l^{\text{II}} = 125,3^\circ$, $b^{\text{II}} = -0,4^\circ$, который затем вошел в литературу под названием 4U 0115 + 63. Однако такое хорошее совпадение координат позволяет лишь предположить, что это один и тот же источник.

Дальнейший анализ [7] результатов последующих наблюдений показал, что объект 4U 0115 + 63 не что иное, как двойная система с рентгеновским пульсаром, период которого 3,6 с. Орбитальный период системы составляет 24 сут. Безусловно, обнаружение периодической составляющей 24 сут в излучении γ -квантов сверхвысокой энергии по данным Крымской астрофизической обсерватории явилось бы существенным доказательством того, что объект Cas γ -1 [4, 5] и 4U 0115 + 63 — один и тот же источник.

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на установке (РЧВ-1) для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней в области энергий $E_\gamma \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ [8] наблюдения источника Cas γ -1 проводились с 1971 г. по 1978 г., к сожалению, нерегулярно. Всего за указанный промежуток времени было проведено 298 уверенных сканирований этого объекта. Аппаратура, методика наблюдений и отбора данных подробно описаны в [8]. Для каждого сканирования относительно фона космических лучей были определены амплитуда эффекта A и его ошибка σ в процентах. В [7] значение орбитального периода $T = (24,309 \pm 0,021)$ сут дается с довольно высокой точностью, и достоверность не вызывает сомнения. По нашим данным найти значение периода с более высокой точностью не представляется возможным, поэтому задача сводилась лишь к проверке наличия в излучении гамма-квантов сверхвысокой энергии периода 24 сут. Методом наложения эпох для заданного значения периода $T = 24,309$ сут была построена гистограмма распределения как амплитуды эффекта A (рис. 3, а), так и величины A/σ (рис. 3, б) в зависимости от фазы. Из рис. 3, а видно, что амплитуда эффекта A в среднем

отрицательна. Такое значение амплитуды эффекта, по-видимому, объясняется дефицитом космических лучей в направлении на источник Cas γ -1 (поскольку источник находится фактически в плоскости галактического диска) [9]. Оцененная по методу Стьюдента вероятность случайного отклонения амплитуды эффекта в интервале фаз $\varphi = 0 \div 0,2$ составит $P = 2 \cdot 10^{-4}$. Такое значение надежности пика на фазовой гистограмме позволяет нам высказать предположение, что в излучении гамма-квантов сверхвысокой энергии ($E_\gamma \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ) имеется составляющая с периодом 24 сут, что хорошо согласуется с результатами [7, 10].

Заключение

Из проведенного нами анализа наблюдательных данных можно сделать следующие выводы. В двойной рентгеновской системе объекта Cyg X-3 период 328 сут проявляется как в вариациях потока γ -квантов сверхвысокой энергии, так и в рентгеновском излучении, что безусловно необходимо учитывать при построении модели источника.

Хорошее совпадение координат источника Cas γ -1 [4, 5] и объекта 4U 0115 + 63 [6], а также наличие периода 24 сут как в излучении 4U 0115 + 63, так и в вариациях потока γ -квантов $E_\gamma \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ Cas γ -1 позволяет нам заключить, что объект Cas γ -1 [4, 5] и рентгеновский источник 4U 0115 + 63 — один и тот же объект.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность А. А. Степаняну и Б. М. Владимирскому за советы и замечания при обсуждении статьи.

Ноябрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Владимирский Б. М., Гальпер А. М., Лучков Б. И., Степанян А. А. // УФН. 1985. Т. 145. С. 255—284.
2. Нешпор Ю. И., Зыскин Ю. Л. // Письма в Астрон. журн. 1986. Т. 12, № 6. С. 452—457.
3. Friedhorsky W., Terrell I. // Astrophys. J., 1986. Vol. 301. P. 886—893.
4. Владимирский Б. М., Степанян А. А., Фомин В. П. // Астрон. журн. 1973. Т. 50, № 3. С. 449—452.
5. Фомин В. П., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Степанян А. А. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1975. Т. 53. С. 59—65.
6. Houston B. P., Wolfendale A. W. // Astron. and Astrophys. 1983. Vol. 126. P. 22—30.
7. Rappaport S., Clark G. W., Cominsky L. et al. // Astrophys. J. 1978. Vol. 224, N 1. Pt 2. P. L1.
8. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1975. Т. 53. С. 29—57.
9. Фомин В. П. // Там же. 1977. Т. 56. С. 35—38.
10. Chadwick P. M., Douthwaite J. G., Harrison A. B. et al. // Astron. and Astrophys. 1985. Vol. 151. P. L1 — L3.

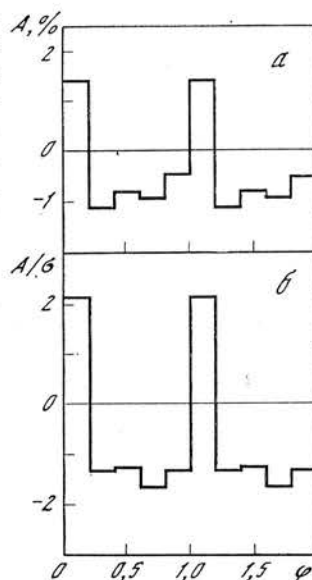


Рис. 3. Гистограммы распределения для источника Cas γ -1 амплитуды эффекта A (а) и величины A/σ (б) в зависимости от фазы периода $T = 24,309$ сут, $J. D._0 = 2441217,5$

РЕЗУЛЬТАТЫ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ КОМЕТЫ ГАЛЛЕЯ С БОРТА АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ «АСТРОН»

А. А. Боярчук, В. И. Бурнашев, В. П. Гринин, А. М. Зверева,
А. И. Шейхет

Приводится полная сводка данных ультрафиолетовых наблюдений кометы Галлея с борта АС «Астрон». На основании этих наблюдений рассчитаны модели газовой комы кометы. Найден темп сублимации молекул воды и исследована его зависимость от гелиоцентрического расстояния кометы. Обнаружена асимметрия в поведении этого параметра на участках орбиты до и после перигелия, природа которой обсуждается. Найден также темп производства родительских молекул для молекул CS и NH и с привлечением данных наземной спектрофотометрии кометы определен молекулярный состав ее газовой комы, который оказался близок к молекулярному составу комы кометы Брэдфилд (1979 X).

Сделаны оценки следующих параметров кометы Галлея: потеря массы в результате сублимации воды за одно прохождение: $\Delta M = 3,7 \cdot 10^{14}$ г, относительное уменьшение размеров ядра кометы за одно прохождение: $\Delta R/R = 3 \cdot 10^{-4}$. Время жизни кометы $t \approx 2 \cdot 10^5$ лет. Кратко обсуждается ее возможная эволюция.

RESULTS OF THE ULTRAVIOLET OBSERVATIONS OF HALLEY COMET ON BOARD THE ASTROPHYSICAL STATION «ASTRON», by A. A. Boyarchuk, V. I. Burnashev, V. P. Grinin, A. M. Zvereva, A. I. Sheikhet.— The full data of the ultraviolet observations of Halley comet on board the ASTRON space station are given. On the base of these observations the models of the gaseous coma of comet are calculated. The water production rates Q_{H_2O} are determined and its behaviour with heliocentric distance is investigated. The asymmetry in behaviour of Q_{H_2O} before and after perihelion is found, its nature being discussed. The production rates of the parent molecules for CS and NH are also found. With the account of the ground spectrophotometrical observations the molecular abundances of the gaseous coma of comet are determined that proved to be nearly the same as in the Bradfield (1979X) comet.

The following parameters of the Halley comet are estimated: the mass loss due to sublimation of water molecules: $\Delta M = 3.7 \times 10^{14}$ g/apparition; relative decreasing of size of the comet nuclei: $\Delta R/R \approx 3 \times 10^{-4}$ per apparition. The life time of the Halley comet: $t \approx 2 \times 10^5$ y. The possible evolution of the comet is discussed.

Ультрафиолетовые спектры комет содержат ряд молекулярных полос, имеющих исключительно важное значение для понимания физики газовых атмосфер комет. В частности, здесь находятся интенсивные полосы молекулы гидроксила OH — непосредственного продукта фотодиссоциации воды. Сама молекула воды, являясь одним из наиболее распространенных соединений кометных ядер [1], практически недоступна для наблюдений с Земли. Поэтому подавляющее большинство оценок темпа сублимации молекул воды из ядер комет получено из анализа ультрафиолетовой полосы OH (0—0) $\lambda 3085$ Å. Хотя наблюдения в указанной полосе возможны с высокогорных станций, предпочтение отдается внеатмосферным наблюдениям, свободным от искажений, вносимых поглощением в озоновом слое земной атмосферы.

В настоящей статье представлены результаты ультрафиолетовых наблюдений кометы Галлея с борта АС «Астрон», проводившихся с декабря 1985 г. по июнь 1986 г. Методика наблюдений и некоторые результаты опубликованы в виде кратких сообщений [2—4]. Ниже приводится полная сводка УФ-наблюдений кометы, на основании которых построены модели газовой комы и определен ее молекулярный состав. Для всех дат наблюдений определен темп сублимации молекул воды и найдена его зависимость от гелиоцентрического расстояния кометы на участках орбиты до

и после перигелия. Сделана оценка глобальных параметров кометы — полной массы, теряемой за одно прохождение, и характерного времени жизни кометы. Кратко обсуждается ее возможная эволюция.

1. Наблюдения

Всего за время прохождения кометы Галлея вокруг Солнца проведено семь сеансов наблюдений: три до перигелия, четыре после перигелия. В табл. 1 указаны: дата наблюдений, гелиоцентрическое расстояние r и скорость кометы \dot{r} , угол φ между направлением сканирования по телу кометы и направлением «комета—Солнце». В последнем столбце указано общее количество УФ-спектров, полученных во время каждого сеанса наблюдений.

Наблюдения на «Астроне» проводились в комбинированном режиме, включавшем спектрофотометрию участков центральной области комы в интервале длин волн 1500—3500 Å с разрешением 28 Å и фотометрию внешних частей комы ($r \gg 10^5$ км) в полосах молекул OH (0—0) и CO⁺ (0—0). В обоих случаях использовалась входная диафрагма спектрометра диаметром 1'. В одном из сеансов наблюдений (23.12 1985 г.) фотометрический разрез комы в полосе OH (0—0) был получен с диафрагмой диаметром 10". Стабилизация оптической оси телескопа осуществлялась по оффсетным звездам с точностью 3". Перемещение диафрагмы по изображению кометы осуществлялось за счет собственного движения кометы.

В режиме спектрофотометрии за время одного сканирования спектра 2,5 мин максимальное смещение изображения кометы в поле зрения спектрометра составляло 27" (09.04 1986 г.). Используя тот факт, что сканирование спектра по длинам волн осуществлялось непрерывно в прямом и обратном направлениях, мы оценили искажения спектра, вносимые этим смещением, и нашли, что они не превышают нескольких процентов на краях спектра. Чтобы исключить их полностью при построении профилей яркости кометы в фиксированных молекулярных полосах, были использованы телеметрические данные счетчика времени спектрометра, позволяющие для каждого шага сканирования спектра определить координаты наблюдаемой области комы кометы (с точностью 3").

Параллельно с ультрафиолетовыми наблюдениями кометы Галлея на «Астроне» была выполнена серия наземных спектрофотометрических наблюдений с помощью сканирующего спектрометра СФ-68, установленного на 20-см телескопе. К сожалению, по погодным условиям и условиям видимости кометы наблюдения с Земли не были строго синхронными с УФ-наблюдениями и охватывали период с 06 по 08.12 1985 г. В указанные даты получено 12 записей спектров центральной области комы в интервале длин волн 3725—5975 Å. Ширина спектрального интервала, выделяемого монохроматором, определялась шириной входной щели (0,5 мм) и размером входного окна прибора. При наблюдениях кометы использовалась входная диафрагма диаметром 1', при которой реальное спектральное разрешение составляло около 30 Å.

Т а б л и ц а 1

Дата	r , а. е.	\dot{r} , км/с	φ , градусы	Число спектров
03.12. 1985 г.	1,45	-26,2	0	5
13.12	1,30	-26,6	1	43
23.12	1,14	-26,8	3	42
02.04. 1986 г.	1,21	+26,8	30	25
09.04	1,31	+26,6	40	28
26.04	1,57	+25,8	51	52
27.06	2,43	+22,5	32	6

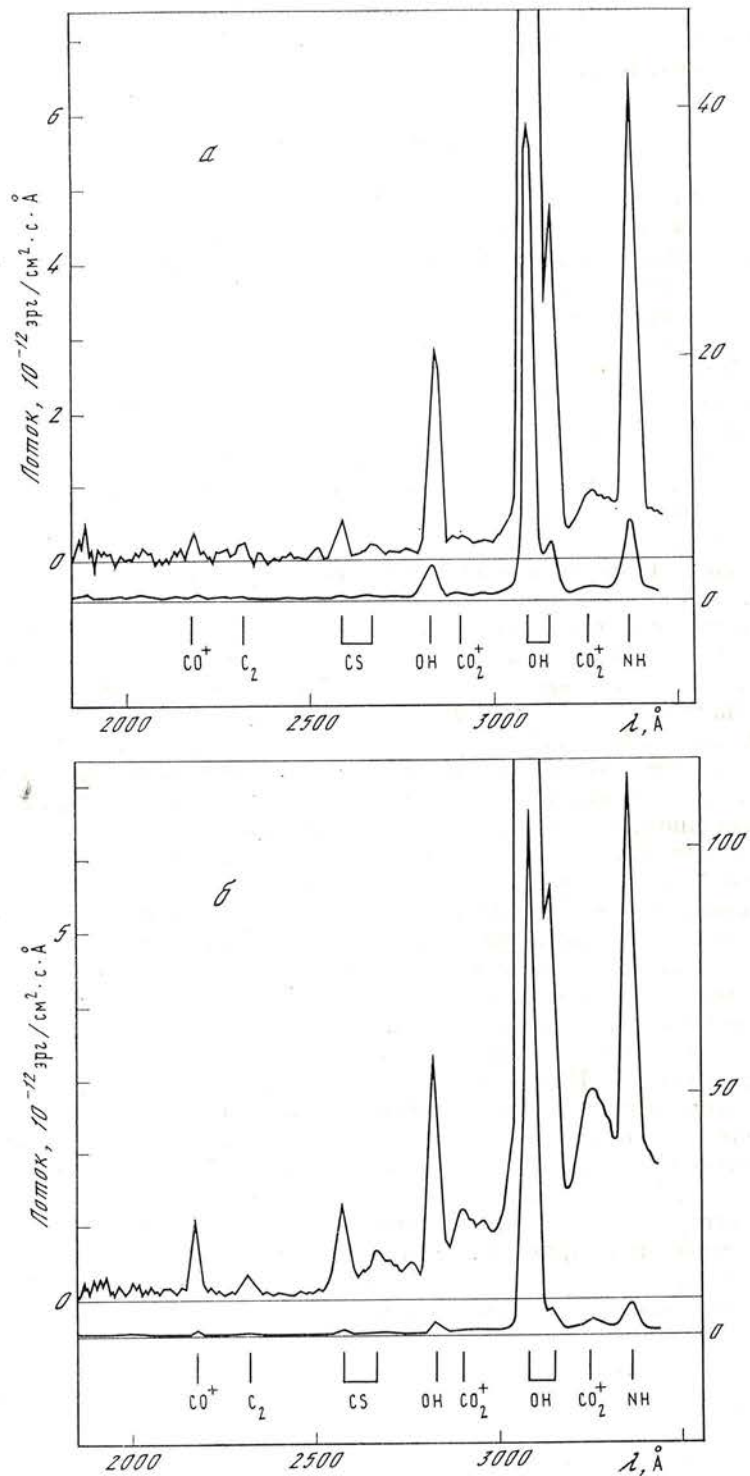


Рис. 1. Ультрафиолетовый спектр центральной части кометы Галлея 23.12.1985 г. (а) и 09.04 1986 г. (б) (спектр дан в двух масштабах)

Наблюдения выполнялись методом абсолютной спектрофотометрии, разработанным В. Б. Никоновым [5]. В качестве абсолютного спектрофотометрического стандарта использовалось распределение энергии в спектре α Луг по данным [6].

2. Результаты наблюдений

На рис. 1 в качестве примера даны два УФ-спектра центральной части кометы Галлея, полученные 23.12 1985 г. и 09.04 1986 г. на участках орбиты до и после перигелия. В области длин волн короче 1700 Å вследствие быстрого падения чувствительности второго ультрафиолетового канала отношение сигнала к шуму $S/N \sim 1$, и эта область спектра на графиках не приводится. Из сравнения рис. 1, а и б видно, что спектры кометы до и после перигелия идентичны и содержат один и тот же набор полос нейтральных и ионизованных молекул (ОН, NH, CS, C₂, CO⁺, CO₂⁺). После перигелия полосы ионизованных молекул CO⁺ и CO₂⁺ несколько интенсивнее по отношению к ОН, чем до перигелия (см. Приложение).

Характер спектра мало меняется также с изменением расстояния от центра кометы (рис. 2). Исключением является полоса молекулы NH (0—0) λ3360 Å, поток излучения в которой убывает с удалением от ядра медленнее, чем в полосах ОН: если в центре комы поток в полосе ОН (0—0) более чем на порядок превышает поток в полосе NH(0—0), то на периферии комы ($r \gg 10^5$ км) они сравнимы по величине.

Сравнение спектра кометы Галлея с УФ-спектрами других комет, опубликованными в [7], показывает, что он близок к спектру кометы Брэдфилд (1979 X), что свидетельствует о близости химического состава их ядер (см. ниже).

На рис. 3 приведен пример фотометрического разреза комы кометы Галлея, полученного 23.12 с диафрагмой 10": сверху — в полосе ОН (0—0), внизу — в референтном канале, измеряющем нулевой порядок спектра в интервале λ2300—5000 Å. Согласно данным оптической и ультрафиолетовой спектрофотометрии кометы основной вклад в этом канале дают полосы молекул CS (0—0), ОН (0—0) и C₂ λ4200 и 5100 Å. Из рис. 3 следует, что протяженность комы в полосе ОН заметно больше, чем по данным референтного канала.

На основании ультрафиолетовых спектров кометы, полученных на разных расстояниях от центра, и фотометрических разрезов с диафрагмой 1' построены профили яркости комы в полосах молекул ОН (0—0), NH (0—0), CS (0—0) (рис. 4—6). В первом приближении они симметричны относительно фотометрического центра комы. Небольшая асимметрия (градиент яркости в направлении на Солнце несколько меньше, чем в противоположном направлении) отчетливо видна на многих разрезах и может достигать 20—30% на периферии комы. Указанная асимметрия на качественном уровне согласуется с существующими представлениями об осесимметричном характере истечения вещества из кометных ядер [8] и является основным источником погрешностей при построении моделей газовой комы кометы в рамках концепции сферически-симметричного квазистационарного истечения материи из ядра кометы.

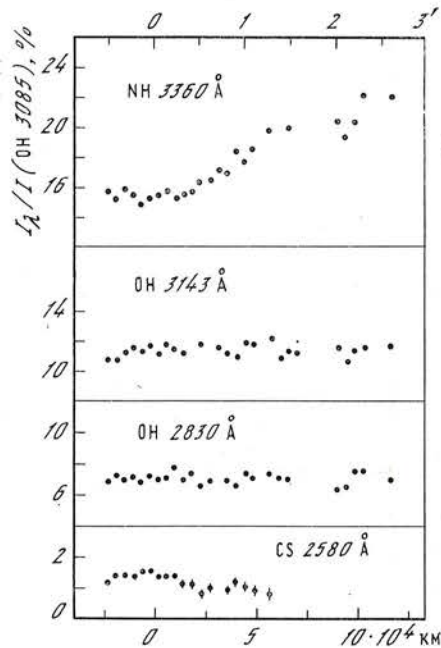


Рис. 2. Относительные потоки в полосах молекул ОН, CS и NH в единицах потока в полосе ОН (0—0) на различных расстояниях от ядра кометы для 23.12 1985 г.

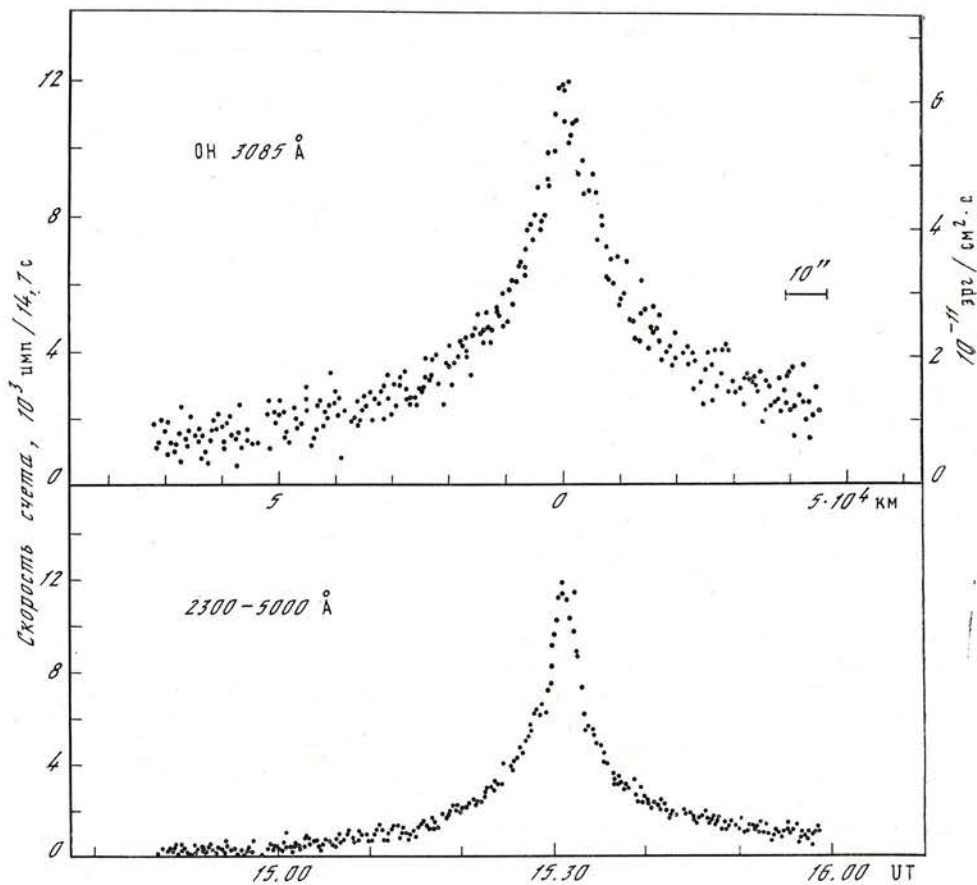


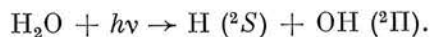
Рис. 3. Пример фотометрического разреза комы кометы Галлея, полученного 23.12.1985 г. в полосе ОН (0—0) с диафрагмой 10'' (разрез проходит вдоль оси симметрии кометы)

3. Модель газовой комы кометы Галлея

Подавляющее большинство молекул, наблюдаемых в спектрах комет (как в видимом, так и в ультрафиолетовом диапазонах), являются продуктами распада сублимирующих из ряда родительских молекул. Последние зачастую вообще не наблюдаются в указанных диапазонах длин волн. Поэтому важнейшей задачей теории газовых атмосфер комет является определение по наблюдаемому профилю поверхностной яркости в полосе дочерней молекулы темпа сублимации из ядра соответствующей родительской молекулы.

а) *Молекула гидроксила.* Важнейшим источником гидроксила в атмосферах комет является молекула воды, диссоциирующая под действием солнечного излучения. Согласно [9] основную роль в этом процессе играет преддиссоциация молекулы. Поэтому, хотя потенциал диссоциации H_2O составляет 5,12 эВ (что соответствует $\lambda 2420 \text{ \AA}$), основное значение имеет более коротковолновая часть солнечного спектра $\lambda < 1850 \text{ \AA}$.

Согласно Фесту [10] время жизни молекулы H_2O , определяемое фотодиссоциациями, на расстоянии 1 а. е. составляет $\tau_{\text{H}_2\text{O}} = 8,2 \cdot 10^4 \text{ с}$. По данным этого же автора в случае спокойного Солнца основная часть (свыше 70%) диссоциаций происходит за счет поглощения солнечного излучения в интервале длин волн 1357—1850 \AA . При этом 99% диссоциаций сопровождается распадом молекулы H_2O на атом водорода и радикал ОН, находящиеся в основных энергетических состояниях:



В системе координат, связанной с родительской молекулой, скорость продукта распада составляет $V_{OH} = 1,15$ км/с. Вследствие крутого спада УФ-излучения Солнца дисперсия скоростей молекул OH очень мала: $\delta V_{OH} = 0,11$ км/с.

Следующим по степени важности каналом образования гидроксила являются фотодиссоциации H_2O излучением Солнца в линии L_{α} . По данным [10] в годы спокойного Солнца он обеспечивает около 20% молекул OH. Их скорость в этом случае составляет $V_{OH} = 1,8$ км/с.

Доля остальных процессов фотораспада молекул воды (не приводящих к образованию гидроксила) не превышает нескольких процентов. Существенно, что вклад других процессов, приводящих к разрушению молекул воды: диссоциации и ионизации H_2O протонами и электронами солнечного ветра, ион-молекулярные реакции и т. д. — также весьма мал (около 8%). Это позволяет в достаточно хорошем приближении принять, что распад молекул воды в коме происходит в результате фотодиссоциаций и каждая диссоциация сопровождается образованием молекулы гидроксила.

С учетом сказанного выше будем рассматривать двухскоростную модель гидроксильной комы: примем, что за счет первого из указанных выше каналов фотодиссоциации H_2O образуется 75% молекул OH со скоростями 1,15 км/с (в системе координат, связанной с родительской молекулой) и за счет второго канала — 25% молекул OH со скоростями 1,8 км/с.

Для построения модели газовой комы кометы необходимо задать еще два параметра: время жизни радикала OH τ_{OH} и скорость радиаль-

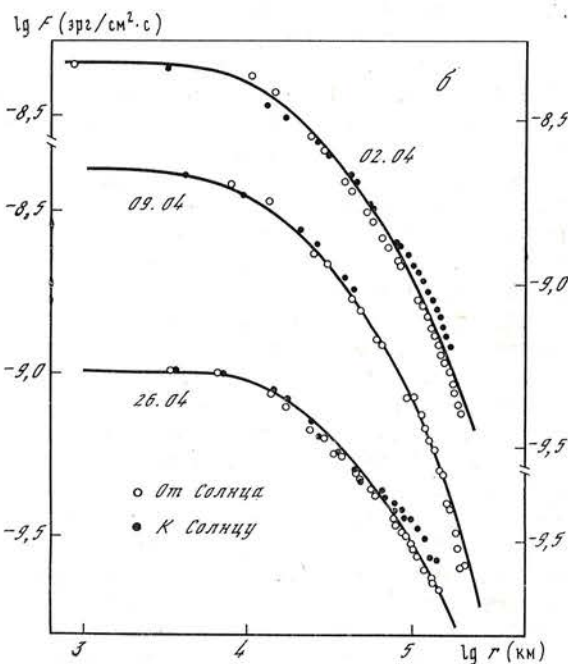
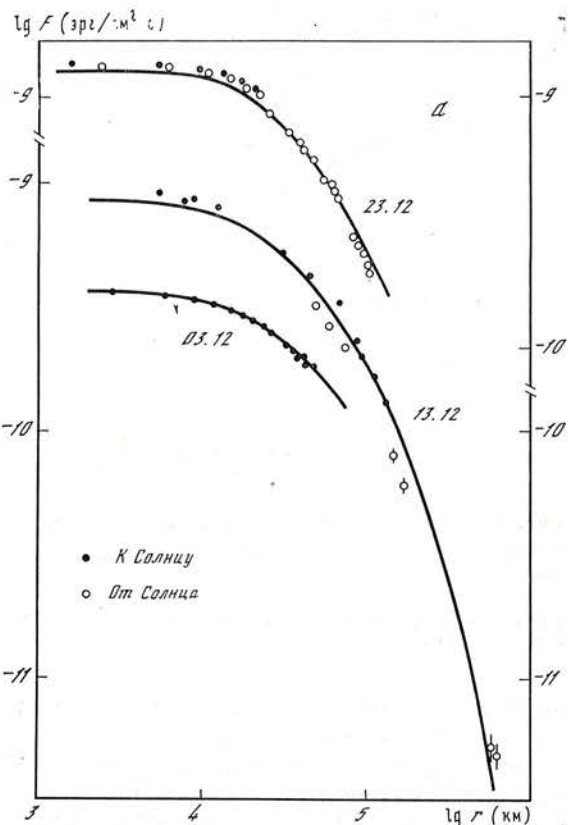


Рис. 4. Наблюдаемые и теоретические (сплошные линии) профили яркости кометы Галлея в полосе (0—0) 3085 Å с диафрагмой 1' на участке орбиты до перигелия (а) и после перигелия (б)

Параметры V_{H_2O} и Q_{H_2O} приведены в табл. 2

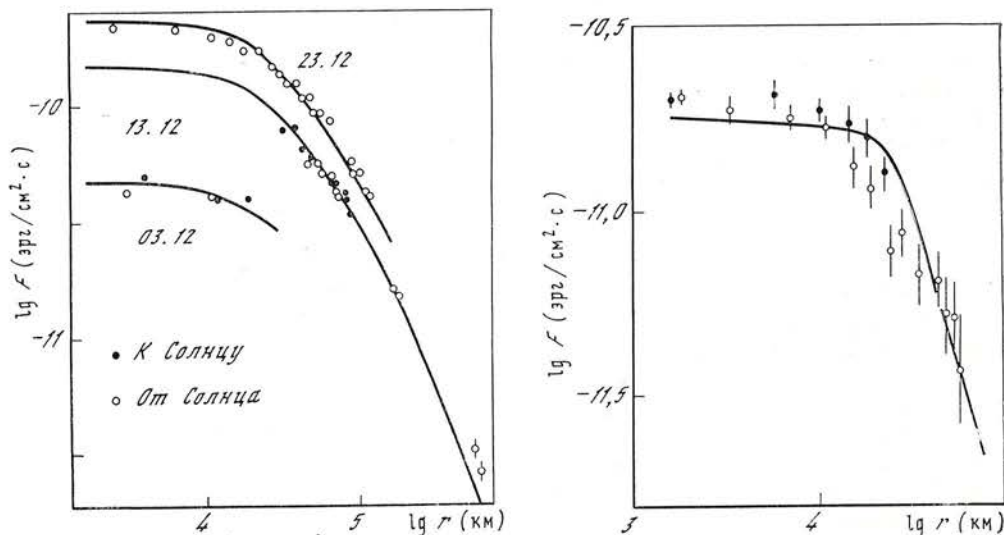


Рис. 5. То же самое, что на рис. 4, а, для полосы NH (0—0) 3360 Å

Значения параметра $Q_{N_2H_4}$ приведены в табл. 4. Радиальные скорости родительских и дочерних молекул равны 1 км/с

Рис. 6. Наблюдаемый и теоретический (сплошная линия) профили яркости комы кометы Галлея в полосе CS (0—0) 2580 Å 23.12 1985 г., $Q_{CS_2} = 4 \cdot 10^{26} c^{-1}$

ного движения родительских молекул V_{H_2O} . Согласно Джэксону [11] первая из указанных величин определяется в основном преддиссоциациями при фотовозбуждениях $X^2\Pi \rightarrow A^2\Sigma$ и вследствие этого является функцией гелиоцентрической скорости кометы. Вплоть до недавнего времени τ_{OH} было известно с точностью до множителя 2. Поэтому при расчетах моделей комет скорость молекул воды обычно принималась, исходя из различных теоретических соображений, и варьировалась в пределах $V_{H_2O} = 0,5 \div 1$ км/с. Недавно Ван Дисхук и Далгарно [12] опубликовали более точные расчеты τ_{OH} для широкого интервала гелиоцентрических скоростей, учитывающие все существенные каналы фотодиссоциации OH. Использование этих данных позволяет точнее, чем это делалось до сих пор, определить из наблюдений скорость V_{H_2O} , а следовательно, и темп сублимации из ядра родительских молекул — величину Q_{H_2O} . Ниже, при расчетах гидроксильной комы, значения τ_{OH} принимались по данным [12] для минимума солнечной активности и значений гелиоцентрической скорости, приведенных в табл. 1.

Для каждой даты наблюдений в рамках «стандартного» приближения оптически тонкой в полосах OH (см. ниже) радиально-симметричной комы были рассчитаны сетки моделей гидроксильной комы, соответствующие различным значениям скорости V_{H_2O} . Распределение молекул OH вдоль радиуса определялось на основе модели среднего случайного пробега [13] для двух указанных выше значений скорости V_{OH} , и затем результаты суммировались с соответствующими весами (0,75 и 0,25). Далее вычислялась концентрация молекул OH на луче зрения как функция расстояния от центра и после интегрирования по области комы, попадающей в диафрагму диаметром $1'$, определялись теоретические профили поверхностной яркости в полосе OH (0—0). При этом удельная светимость (L/N) при резонансной флуоресценции в указанной полосе принималась по данным Шляйхера и А'Херна [14] для значений r , приведенных в табл. 1.

На рис. 4 приведены наблюдаемые профили поверхностной яркости кометы Галлея в полосе OH (0—0) и теоретические профили, обеспечивающие наилучшее согласие с наблюдениями. Найденные таким путем значения темпа сублимации молекул воды и скорость их радиального движения даны в табл. 2.

Таблица 2

Дата	V_{H_2O} , км/с	Q_{H_2O} , мол/с	Дата	V_{H_2O} , км/с	Q_{H_2O} , мол/с
03.12	0,6	1,4	09.04	0,4	4,2
13.12	0,3	2,0	26.04	0,5	2,3
23.12	0,2	2,1	27.06	0,5; 1,0	0,8; 1,1
02.04	0,8	4,9			

В последней строке табл. 2 даны параметры гидроксильной комы на 27.06. В этом сеансе наблюдений были получены спектры лишь центральной части кометы и по ним был определен поток излучения в полосе ОН (0—0): $F_{OH} = 5,06 \cdot 10^{-11}$ эрг/см²·с. Поэтому при определении Q_{H_2O} для этой даты мы не имели возможности определить радиальную скорость родительских молекул, и подгонка теории к наблюдениям выполнена при двух значениях скорости V_{H_2O} : 0,5 и 1,0 км/с.

б) *Относительные интенсивности ультрафиолетовых полос ОН.* Для контроля предположения о том, что газовая кома кометы является оптически тонкой в рассматриваемой полосе ОН, были вычислены наблюдаемые на разных расстояниях от ядра относительные интенсивности полос гидроксила: (0—0) 3085 Å, (1—0) 2830 Å и (1—1) 3147 Å (которые в случае непрозрачной комы должны быть функциями расстояния от центра).

Из рис. 2 следует, что в пределах точности наблюдений (несколько процентов) относительные интенсивности указанных полос постоянны на всем протяжении комы. Аналогичный вывод следует из анализа УФ-спектров кометы, полученных в другие даты наблюдений. Это означает, что в рассматриваемом интервале гелиоцентрических расстояний атмосфера кометы действительно прозрачна в частотах полос ОН (за исключением, быть может, небольшой околоядерной области, угловые размеры которой много меньше 1').

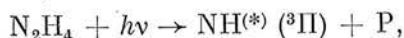
В табл. 3 для двух дат наблюдений — до и после перигелия — приведены наблюдаемые значения относительных интенсивностей полос гидроксила: (1—0)/(0—0) и (1—1)/(0—0). Видно, что величины до перигелия в 2,5—3 раза больше соответствующих значений после перигелия. Это различие обусловлено доплеровским сдвигом частоты солнечного спектра в системе координат кометы вследствие изменения ее гелиоцентрической скорости (эффект Свингса), и находится в хорошем согласии с результатами расчетов Шляйхера и А'Херна [14], приведенными в четвертом и шестом столбцах табл. 3.

Более детальное рассмотрение данных табл. 3 показывает, что отношение интенсивностей (1—0)/(0—0) в пределах точности наблюдений совпадает с теорией, тогда как отношение (1—1)/(0—0) на 10—20% выше соответствующих теоретических значений. Аналогичная особенность была недавно отмечена Уэллисом и др. [15] при анализе ультрафиолетового спектра кометы Остин (1982g). Это небольшое отклонение теории от наблюдений может быть связано как с неточностями сил осцилляторов и факторов Франка — Кондона, так и с возможным блендированием полосы ОН (1—1) слабой молекулярной полосой (например, полосой CN⁺ (0—0) 3185 Å).

Таблица 3

Дата	\dot{r} , км/с	(1—0)/(0—0)		(1—1)/(0—0)	
		наблюдения	теория	наблюдения	теория
23.12 1985 г.	—26,8	0,063	0,060	0,116	0,093
09.04 1986 г.	+26,6	0,023	0,024	0,040	0,036

в) *Молекулы NH и CS.* Молекула NH представлена в спектрах комет единственной полосой (0—0) $\lambda 3360 \text{ \AA}$, находящейся на стыке ультрафиолетового и видимого диапазонов длин волн, и по этой причине относится к числу наименее исследованных. Ниже при интерпретации наблюдаемых потоков в указанной полосе (см. рис. 5) мы исходили из предположения, обоснованного в [16], о том, что наиболее вероятными родительскими молекулами для NH являются молекулы на основе гидразина и прежде всего сама молекула гидразина N_2H_4 . Согласно [17] фотодиссоциация этой молекулы идет по схеме



где символ (*) означает, что образующийся в процессе распада радикал NH находится в возбужденном состоянии; символом P обозначен второй продукт распада, состав которого зависит от энергии поглощенного фотона. Скорость этого процесса соответствует времени жизни молекулы гидразина на расстоянии 1 а. е.: $\tau = 1,9 \cdot 10^4 \text{ с}$ [18]. Используя данные [19], мы определили время жизни NH на расстоянии 1 а. е.: $\tau = 4 \cdot 10^5 \text{ с}$.

Поскольку скорости молекул NH, приобретаемые при фотодиссоциации N_2H_4 , неизвестны, расчеты концентрации молекул NH в коме проводились по упрощенной методике — на основе модифицированной формулы Хазера в предположении, что радиальные скорости дочерних и родительских молекул одинаковы и равны 1 км/с. Значения удельной светимости NH в полосе (0—0) принимались по данным [20] с учетом значений \dot{r} .

Поскольку в отличие от гидроксила для молекул NH и CS неизвестны зависимости скоростей фотодиссоциаций от \dot{r} (а в случае CS неизвестна также и зависимость от фактора эффективности резонансной флуоресценции), анализ данных по этим молекулам проводился лишь для ограниченного интервала значений r — на участке орбиты до перигелия.

Т а б л и ц а 4

Дата	$Q_{N_2H_4}/10^{26}$ (мол/с)	$Q_{N_2H_4}/Q_{H_2O}$	$Q_{CS_2}/10^{26}$ (мол/с)	Q_{CS_2}/Q_{H_2O}
03.12	0,5	$3,4 \cdot 10^{-4}$	1	$7 \cdot 10^{-4}$
13.12	1,1	$5,5 \cdot 10^{-4}$	4	$2 \cdot 10^{-3}$
23.12	1,3	$6,2 \cdot 10^{-4}$	4	$2 \cdot 10^{-3}$

На рис. 5 приведены свернутые с диафрагмой диаметром 1' теоретические профили поверхностной яркости в полосе NH (0—0). Значения темпа сублимации молекул $Q_{N_2H_4}$, обеспечивающие наилучшее согласие теории и наблюдений, приведены в табл. 4 в обычных единицах и в единицах Q_{H_2O} . Мы видим, что молекула N_2H_4 составляет ничтожно малую примесь по отношению к молекуле воды (а следовательно, и к OH). Несмотря на это молекула NH в спектре кометы Галлея представлена достаточно интенсивной полосой, что объясняется большим сечением резонансной флуоресценции в этой полосе (на два порядка превышающим сечение для полосы OH (0—0)). Простое объяснение имеет также отмечавшийся в разд. 2 более медленный спад поверхностной яркости комы кометы Галлея в полосе NH по сравнению с полосой гидроксила (0—0). Он обусловлен тем, что время жизни молекулы NH примерно в 3 раза больше по сравнению со временем жизни молекулы OH.

Вследствие малой интенсивности полосы CS (0—0) в спектре кометы Галлея профиль поверхностной яркости комы в этой полосе (на участке орбиты до перигелия) удалось получить только 23.12. Для двух остальных дат получены оценки поверхностной яркости (с диафрагмой 1'): 2.12 — в центре комы: $F_{CS} = (5,2 \pm 1,2) \cdot 10^{12} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}$; 13.12 — на расстоянии $r = 10^{4,5} \text{ км}$ от центра комы: $F_{CS} = (4,9 \pm 1,3) \cdot 10^{12} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}$.

Расчеты профилей яркости комы в полосе CS (0—0) проводились по той же методике, что и в случае молекулы NH. Следуя [21], в качестве ро

дательской молекулы для CS была принята молекула CS₂. По данным этих авторов время жизни CS₂ и радикала CS на расстоянии 1 а. е. равно 10² и 10⁵ с соответственно. Удельная светимость в полосе CS (0—0) (L/N) = $7 \cdot 10^{-4}$ фот/мол·с.

На рис. 6 приведены результаты сравнения теории и наблюдений для 23.12. Видно, что согласие между ними несколько хуже, чем для рассмотренных выше молекул, что, по-видимому, связано с меньшей точностью наблюдательных данных. Для двух других дат, 03 и 13.12, оценки параметра Q_{CS} (табл. 4) сделаны путем сравнения и наблюдаемых потоков F_{CS} с теоретическими профилями яркости для этих дат в соответствующих точках. Точность этих оценок несколько ниже, чем для 23.12, и составляет около 25%.

Из табл. 4 следует, что, так же как и молекула гидразина, молекула CS₂ составляет малую примесь по сравнению с молекулой воды. При этом в обоих случаях наблюдается тенденция к опережающему росту темпа сублимации малых фракций по отношению к темпу сублимации молекул H₂O. В литературе по кометным атмосферам нам не удалось найти данных по молекуле гидразина. Что касается величины Q_{CS_2} (или, что то же самое, Q_{CS}), то для ряда комет она определялась, и данные по комете Галлея попадают в интервал значений Q_{CS} , полученных для других комет (см. [7]). При этом в двух случаях — кометы Брэдфилда (1979 X) и Энке (1980) — авторы [7] также обращают внимание на опережающий рост темпа образования CS по сравнению с H₂O. Вопрос о причинах этой аномалии остается открытым. Возможно, она свидетельствует о том, что образование малых примесей типа CS₂ и N₂H₄ происходит не в результате сублимации их из ядра, а в реакциях газового обмена в столкновительной зоне внутренней комы, либо на поверхности пылевых частиц.

г) *Молекулярный состав газовой комы кометы Галлея по данным ультрафиолетовых и наземных наблюдений.* Как отмечалось в разд. 1, наблюдения на «Астроне» и наземная спектрофотометрия кометы Галлея проводились с одной и той же диафрагмой (1') и близким спектральным разрешением. Это обстоятельство, а также квазисовременность наблюдений из космоса и с Земли (03 и 06.12) позволяют объединить данные оптической и ультрафиолетовой спектрофотометрии и после необходимых редуциций определить молекулярный состав газовой комы кометы на момент наблюдений.

На рис. 7 представлен спектр центральной части кометы Галлея, включающий оптическую область по данным на 06.12 и ультрафиолетовую область по данным на 03.12 (пунктиром показан также УФ-спектр кометы, полученный 13.12 на расстоянии 1' от центра комы). В табл. 5 приведены наблюдаемые потоки в молекулярных полосах по данным оптической и ультрафиолетовой спектрофотометрии, на основании которых был определен молекулярный состав комы. Потоки в полосах молекул OH, NH, CS редуцированы на 06.12 следующим образом: в поток $F_{OH(0-0)}$ за 03.12 введена поправка, полученная путем линейной интерполяции данных за 03 и 13.12, после чего на основании данных об относительных потоках в центре комы (см. рис. 2) были определены соответствующие значения потоков в полосах NH (0—0) и CS (0—0).

Для определения полного числа N излучающих в указанных полосах молекул (находящихся в цилиндре, вырезаемом в теле кометы диафрагмой диаметром 1') были использованы соотношения (5) из [22]:

$$\lg N (C_2) = 12,9300 + \lg L (\Delta v = +1) + 2 \lg r,$$

$$\lg N (CN) = 12,3718 + \lg L (\Delta v = 0) + 2 \lg r,$$

$$\lg N (C_3) = 13,6 + \lg L (\lambda 4050 \text{ \AA}) + 2 \lg r.$$

Эти соотношения связывают величину N с гелиоцентрическим расстоянием кометы r (выраженным в астрономических единицах) и светимостью в рассматриваемой полосе: $L = 4\pi F \Delta^2$, где F — наблюдаемый поток, Δ — геоцентрическое расстояние кометы. Используя их, мы определили зна-

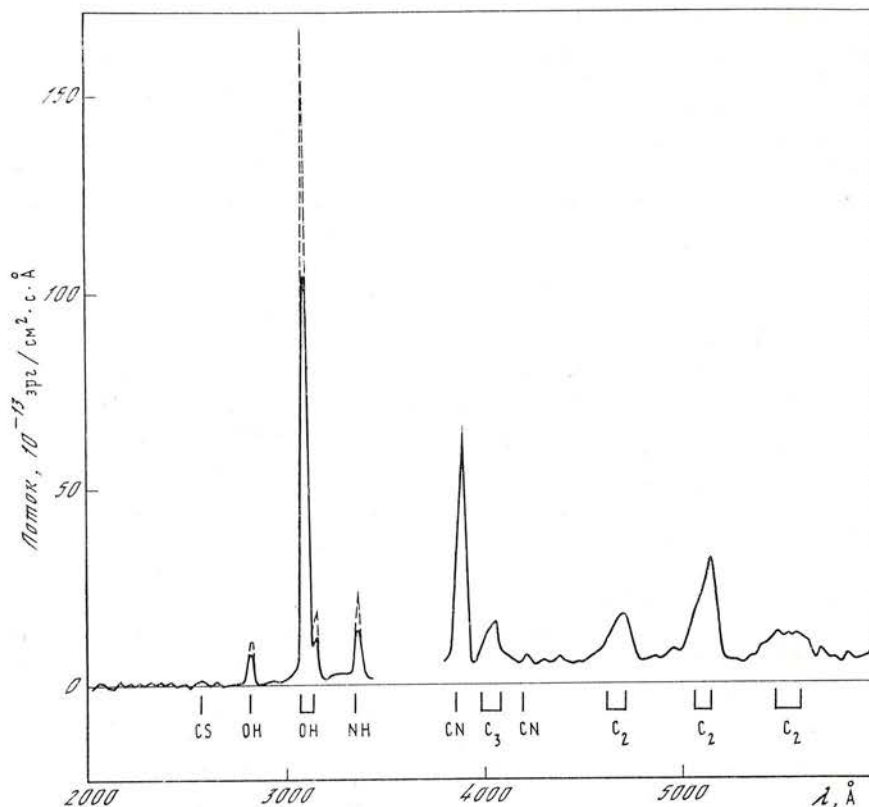


Рис. 7. Общий вид спектра центральной части кометы Галлея по данным ультрафиолетовой и оптической спектрофотометрии

Ультрафиолетовый спектр приведен для двух дат: 03.12 (сплошная линия) и 13.12 (штриховая). Оптический спектр получен 06.12

чения N для указанных в табл. 5 молекул, которые приведены в ее третьем столбце. Аналогичным образом на основании приведенных в табл. 5 ультрафиолетовых потоков в полосах OH (0—0), NH (0—0) и CS (0—0) были определены концентрации соответствующих молекул.

Полученные таким путем данные о молекулярном составе комы кометы Галлея приведены в табл. 5 в абсолютных и относительных единицах ($\lg N_{OH} = 0$). Там же приведены данные А'Херна и др. [23] о молекулярном составе газовой комы кометы Брэдфилда (1979 X), полученные примерно для такого же гелиоцентрического расстояния ($r = 1,224$ а. е.), что и в случае кометы Галлея. Мы видим, что по содержанию основных молекул, наблюдаемых в оптической и ультрафиолетовой областях спектра (OH, C_2 , CN, C_3), эти две кометы подобны друг другу, что свидетельствует о близком химическом составе их ядер.

Таблица 5

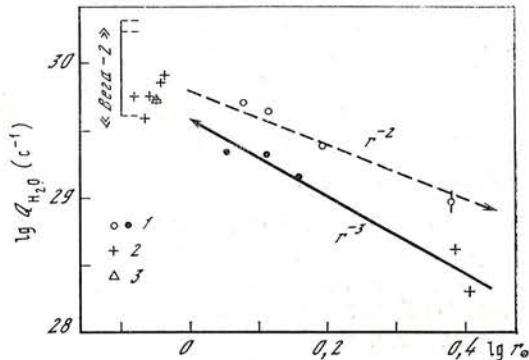
Молекулярная полоса	Комета Галлея			Комета Брэдфилда (1979 X)
	$\lg F$ (эрг/см ² ·с)	$\lg N$	$\lg(N/N(OH))$	
CS (0—0) λ 2580 А	-11,09	30,52	-2,13	—
OH (0—0) λ 3085 А	-9,29	32,74	0,00	0,00
NH (0—0) λ 3360 А	-10,10	29,91	-2,83	—
CN (0—0) λ 3883 А	-9,49	30,29	-2,37	-2,39
C_3 λ 4050 А	-9,76	31,25	-1,41	-1,85
C_2 (1—0) λ 4737 А	-9,79	30,55	-2,11	-2,00

4. Поведение темпа сублимации воды на участках орбиты до и после перигелия. Сравнение с результатами других групп

Интерес представляют полученные выше оценки темпа сублимации воды. На рис. 8 представлены значения $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ из табл. 2, а также результаты других групп исследователей, опубликованные к моменту написания настоящей статьи. Видно, что зависимость темпа сублимации воды от гелиоцентрического расстояния неоднозначна и распадается на две ветви — до и после перигелия. Первые точки на ней получены на IUE 12 и 21.09 1985 г. [24]. Затем следует серия из трех наблюдений на «Астроне» в декабре 1985 г., на основании которых (с учетом данных IUE) было установлено, что темп сублимации воды быстро растет с приближением кометы к Солнцу: $Q_{\text{H}_2\text{O}} \sim r^{-3}$. Аналогичный быстрый рост ($Q_{\text{H}_2\text{O}} \sim r^{-n}$) до этого наблюдался у трех комет: Брэдфилд (1979 X), $n = 3,7$ [25]; Остин (1982g), $n = 3,6 \pm 0,6$ [26], и Энке, $n = 3,3$ [27], что объяснялось появлением у комет пылевых ком и их влиянием на тепловой режим ядер [28].

Рис. 8. Темп сублимации молекул воды в комете Галлея на разных гелиоцентрических расстояниях

1 — настоящая статья, 2 — данные IUE [24, 29],
3 — данные «Джотто» [30], «Вега-2» [31, 32]



В марте 1986 г. (через месяц после прохождения перигелия) комета Галлея интенсивно наблюдалась на IUE [29], а также с помощью космических аппаратов «Джотто» [30] и «Вега-2» [31, 32]. В последнем эксперименте оценка $Q_{\text{H}_2\text{O}}$ производилась тремя различными методами. Из рис. 8 видно, что данные этих групп (за исключением двух точек, полученных на аппарате «Вега-2») хорошо ложатся на продолжение зависимости $Q_{\text{H}_2\text{O}} \sim r^{-2}$.

Наконец, последняя по времени группа точек была вновь получена на «Астроне» в апреле и июне 1986 г., когда комета находилась уже на значительном удалении от Солнца. Из рис. 8 видно, что эта группа точек не совпадает с зависимостью r^{-3} , а располагается заметно выше ее.

Таким образом, наблюдения кометы Галлея на «Астроне» показали, что в поведении темпа сублимации воды на участках орбиты до и после перигелия существует явная асимметрия. Подобного рода асимметрии в поведении яркости и размеров комы наблюдалась ранее как у самой кометы Галлея (во время ее предыдущего появления), так и у некоторых других комет, и ее причины анализировались в ряде работ. Одна из них была указана Клингером [33], обратившим внимание на важную роль в тепловом балансе кометных ядер потока тепла, распространяющегося за счет теплопроводности кристаллического льда внутрь ядра. Расчеты показывают [34, 35], что начиная с расстояний порядка нескольких астрономических единиц поток тепла внутрь ядра не является пренебрежимо малым по сравнению с тепловым излучением ядра и потоком энергии, затрачиваемым на сублимацию молекул. Следствием этого является тепловая инерционность ядра, проявляющаяся в том, что его температура и темп сублимации с единицы поверхности до перигелия ниже, чем на тех же гелиоцентрических расстояниях после перигелия.

Наряду с указанным выше на появлении асимметрии в поведении ко-

меты до и после перигелия могут сказаться и другие факторы: изменение, отражательной способности ядра после прохождения перигелия, различия в его ориентации относительно Солнца до и после перигелия и т. д. Об этом свидетельствует тот факт, что у ряда комет наблюдалась асимметрия противоположного знака [36]. Вопрос о том, какова роль этих факторов в случае кометы Галлея, требует детального анализа всей совокупности данных, полученных в ходе ее нынешнего прохождения.

5. Глобальные параметры кометы Галлея и ее дальнейшая эволюция

Поскольку вода является одним из основных компонентов кометных ядер, найденная выше зависимость темпа сублимации H_2O от гелиоцентрического расстояния позволяет оценить полную массу, теряемую кометой Галлея за одно прохождение. Выполняя с учетом данных рис. 8 интегрирование отдельно для участков орбиты до и после перигелия, имеем

до перигелия $\Delta M = 1,5 \cdot 10^{14}$ г,

после перигелия $\Delta M = 2,2 \cdot 10^{14}$ г.

Отсюда суммарная потеря массы за одно прохождение

$\Delta M = 3,7 \cdot 10^{14}$ г = 370 млн. т.

Принимая далее во внимание оценки размеров ядра, полученные при пролетах космических зондов «Вега» и «Джотто», получаем, что при средней плотности ядра 1 г/см^3 его радиус уменьшится за одно прохождение примерно на 150 см, что соответствует в относительных единицах

$$\Delta R/R \approx 3 \cdot 10^{-4}.$$

Следовательно, если темп потери массы через единичную площадку поверхности ядра сохранится при последующих прохождениях на современном уровне, то комета Галлея прекратит свое существование примерно через $2 \cdot 10^5$ лет, совершив около 3000 прохождений вокруг Солнца.

В действительности есть основания предполагать, что темп сублимации газа через единицу площади меняется от прохождения к прохождению. Как показал недавно Феррин [37], данные о предыдущих появлениях кометы Галлея свидетельствуют о том, что ее блеск непрерывно уменьшается в среднем на $0,055^m$ за одно прохождение. Интерпретируя этот результат, Уоллес и Викрамасинг [38] высказали предположение, что падение блеска может быть вызвано уменьшением ядра вследствие сублимации газа. Для этого по их оценкам необходимо, чтобы радиус ядра был порядка 1,7—2,8 км и уменьшался за одно прохождение на несколько десятков метров. Время жизни кометы (до полного испарения ядра) при этом получается чрезвычайно коротким: 55 ± 10 прохождений.

После пролетов космических аппаратов «Вега» и «Джотто» мы знаем, что истинные размеры ядра кометы Галлея в несколько раз больше, а уменьшение радиуса ядра за одно прохождение по нашим данным составляет всего около 1,5 м (при плотности ядра 1 г/см^3), что совершенно недостаточно для создания сколько-нибудь заметного фотометрического эффекта на временной шкале $\sim 10^3$ лет. Поэтому единственно возможной причиной ослабления блеска кометы может быть лишь уменьшение темпа сублимации газа из ядра в результате деградации его поверхности, связанной с накоплением на нем крупных пылевых частиц и образованием устойчивой минеральной корки из тугоплавких примесей (о процессах подобного рода см. [39, 40]).

Таким образом, если данные Феррина о вековом падении блеска кометы соответствуют действительности, то это означает, что примерно через 50—100 прохождений комета Галлея превратится в астероидоподобное тело с низким темпом сублимации газа и в этом качестве будет находиться неопределенно долгое время. Из известных в настоящее время комет подобными свойствами обладают две кометы: Неуймин-1 и Аренд-Ригб [41].

Авторы глубоко признательны С. Л. Азарху и Е. А. Ефанову за активное содействие в технической подготовке и проведении наблюдений

Приложение

Таблица ультрафиолетовых потоков в молекулярных полосах при наблюдениях центральной части кометы Галлея с диафрагмой 1'

Дата, UT	Потоки, 10^{-11} эрг/см ² ·с											
	NH λ 3360 Å		OH λ 3085 Å		CO ⁺ λ 2900 Å		C λ 2580 Å		C ₂ λ 2320 Å		CO ⁺ λ 2180 Å	
03.12 85г. 5,2h	4,7	0,2**	36,0	0,5	—	—	0,5	0,2	—	—	—	—
13.12 85г. 23,5*	—	—	89,8	1,0	—	—	—	—	—	—	—	—
23.12 85г. 16,8	21,0	0,6	135,1	1,3	0,5	0,1	2,0	0,4	0,7	0,2	1,3	0,2
02.04 86г. 20,0	23,8	0,5	458,0	2,3	1,4	0,1	3,5	0,4	1,0	0,1	3,7	0,4
09.04 86г. 15,0	20,0	0,5	394,5	2,4	1,8	0,1	3,5	0,4	0,9	0,1	3,5	0,4
26.04 86г. 16,0	4,2	0,2	99,3	1,2	0,7	0,1	1,1	0,2	0,5	0,1	0,8	0,2
27.06 86г. 13,0	0,4	0,1	5,3	0,3	—	—	—	—	—	—	—	—

* 13 декабря для центра кометы выполнялась лишь фотометрия в полосе OH 3085 Å. Ближайший к ядру спектр комы получен на угловом расхождении 1'.

** Среднеквадратичная ошибка наблюдаемых потоков соответствует статистике квантов, регистрируемых при одном сканировании спектра (2,5 мин).

кометы Галлея на АС «Астрон», доктору Х. Бенхардту (ФРГ) за предоставление данных об ультрафиолетовых полосах некоторых молекул, А. С. Мицкевичу за помощь при выполнении модельных расчетов, Н. В. Киселевой за подготовку иллюстративного материала.

Ноябрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Whipple F. L. // *Astrophys. J.* 1950. Vol. 111. P. 375.
2. Боярчук А. А., Зверева А. М., Кремнев П. С. и др. // *Космич. исслед.* 1986. Т. 24, вып. 3. С. 471.
3. Боярчук А. А., Гринин В. П., Зверева А. М. и др. // *Письма в Астрон. журн.* 1986. Т. 12. С. 696.
4. Боярчук А. А., Гринин В. П., Зверева А. М., Шейхет А. И. // Там же. 1987.
5. Никонов В. Б. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1975. Т. 47. С. 3.
6. Харитонов А. В. Абсолютное распределение энергии в спектрах звезд в области 3000—7500 Å. Дис. ... докт. физ.-мат. наук, 1980.
7. Weaver H. A., Feldman P. D., Festou M. C. et al. // *Icarus.* 1981. Vol. 47. P. 449.
8. Вергазов М. А., Краснобаев Р. В. // *Письма в Астрон. журн.* 1985. Т. 11. С. 555.
9. Watanabe K., Zelickoff M., Inn E. C. Y. // *A. F. C. R. L. Techn. Rept.* 1953. Vol. 52. P. 23.
10. Festou M. C. // *Astron. and Astrophys.* 1981. Vol. 95. P. 69.
11. Jackson W. M. // *Icarus.* 1980. Vol. 41. P. 147.
12. Van Dishoeck E. F., Dalgarno A. // *Ibid.* 1984. Vol. 59. P. 305.
13. Combi M. R., Delsemme A. H. // *Astrophys. J.* 1980. Vol. 237. P. 633.
14. Schleicher D. G., A'Hearn M. F. // *Ibid.* 1982. Vol. 258. P. 864.
15. Wallis M. K., Carrey W. C., Hughes D. W., Burton W. M. // 4th Eur. Conf. Proc. 4th Int. Ultraviolet Explorer. Conf., Rome, 15—18 May, 1984. P., 1984. P. 459.
16. Stiff L. J., De Carlo V. J. // *Nature.* 1965. Vol. 205. P. 889.
17. Becer K. H., Welge K. H. // *Ztschr. Naturforsch.* 1964. Bd. 19a. S. 1006.
18. Delsemme A. H., Combi M. R. // *Astrophys. J.* 1983. Vol. 271. P. 388.
19. Huebner W. F., Giguere P. T. // *Ibid.* 1980. Vol. 238. P. 753.
20. Litvak M. M., Kuiper E. N. R. // *Ibid.* 1982. Vol. 253. P. 622.
21. Jackson W. M., Halper J. B., Feldman P. D., Rahe J. // *Astron. and Astrophys.* 1982. Vol. 107. P. 385.
22. A'Hearn M. F., Cowan J. J. // *Astron. J.* 1975. Vol. 80. P. 853.
23. A'Hearn M. F., Millis R. L., Birch P. V. // *Ibid.* 1981. Vol. 86. P. 1559.
24. Feldman P. D., Festou M. C. // *IAU Circular.* 1985. N 4415.
25. Weaver H. A., Feldman P. D., Festou M. C., A'Hearn M. F. // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 251. P. 809.
26. Feldman P. D., A'Hearn M. F., Schleicher D. C. et al. // *Astron. and Astrophys.* 1984. Vol. 131. P. 394.
27. Feldman P. D., Weaver H. A., Festou M. C. // *Icarus.* 1984. Vol. 60. P. 455.
28. Weismann P. D., Kieffer H. H. // *Ibid.* 1981. Vol. 47. P. 302.
29. Festou M. C., Feldman P. D., A'Hearn M. F. et al. // *Nature.* 1986. Vol. 321. P. 361.
30. Reinhard R. // *Ibid.* P. 313.

31. *Krasnopolsky V. A., Moreels G., Gogoshev M. et al.* // *Ibid.* P. 269.
32. *Краснопольский В. А., Морилс Г., Гогошев Г. и др.* // *Письма в Астрон. журн.* 1986. Т. 12. С. 616.
33. *Klinger J.* // *Science.* 1980. Vol. 209. P. 271.
34. *Klinger J.* // *Icarus.* 1981. Vol. 47. P. 320.
35. *Smoluchowski R.* // *Ibid.* P. 312.
36. *Sekanina Z.* // *Ibid.* 1979. Vol. 37. P. 420.
37. *Ferren I.* // *Astron. and Astrophys.* 1984. Vol. 135. P. L7.
38. *Wallis M. K., Wickramasinghe N. C.* // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1985. Vol. 216. P. 453.
39. *Schulman L. M.* The motion, evolution of orbits, and origin of comets // *IAU Symp.* N 45, 1970 / Ed. G. A. Chebotarev, E. I. Kazimirchak-Polonskaya. 1972. P. 271.
40. *Добровольский О. В., Ибадинов Х. И., Герасименко С. И.* // *Докл. АН ТаджССР.* 1984. Т. 27. С. 198.
41. *Sekanina Z.* Physical studies of minor planets / Ed. T. Gerels. Wash.: NASA, 1971. P. 423.

УДК 523.7

ЭНЕРГЕТИКА ТЕПЛОВОГО ИСТОЧНИКА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЕ

А. С. Андреев, А. Г. Косовичев

В одномерном нестационарном приближении с учетом эффектов насыщения теплового потока и нагрева ионного компонента плазмы выполнено численное моделирование процессов выделения и переноса энергии в высокотемпературной плазме ($T_e \sim 10^7$ K, $n_e \sim 10^{10}$ см $^{-3}$) во время солнечных вспышек.

Показано, что при быстром энерговыделении с характерным временем $\tau_0 \lesssim 1$ с тепловая энергия распространяется в виде бегущего температурного импульса с крутым передним фронтом. В случае постепенного выделения энергии ($\tau_0 \gtrsim 3$ с) формируется тепловая волна с монотонным распределением температуры. Определены зависимости средней скорости распространения волны от величины и темпа выделения энергии. Найдено, что скорости 900—1600 км·с $^{-1}$, измеренные в [2], получаются при выделении энергии $(2,5-3,5) \cdot 10^{30}$ эрг за время 7—10 с. Проведено качественное сопоставление с наблюдениями некоторых характеристик рентгеновского излучения плазмы.

ENERGETICS OF HEAT SOURCE IN HIGH-TEMPERATURE PLASMA OF SOLAR FLARES, by A. S. Andreev, A. G. Kosovichev.— A numerical simulation of energy input and transfer in high-temperature plasma ($T_e \sim 10^7$ K, $n_e \sim 10^{10}$ cm $^{-3}$) are carried out by using one-dimensional non-stationary approximation. Heat flow saturation and ion heating have been taken into account.

It is shown that in the case of high input rate (with the characteristic time $\tau_0 \lesssim 1$ s) thermal energy is transferred by a running temperature pulse with a steep front. Otherwise, in the case of gradual energy input ($\tau_0 \gtrsim 3$ s), the thermal wave with a monotonous temperature profile is formed. The average velocity of thermal wave as a function of total energy and input rate were calculated. The observed velocities 900—1600 km·s $^{-1}$ [2] correspond to total energy input $(2.5-3.5) \times 10^{30}$ erg during 7—10 s. A qualitative comparison is made between the numerical results and the observed parameters of X-ray radiation during solar flares.

Мы продолжаем начатое в [1] исследование тепловых процессов в солнечных вспышках. Исходным материалом послужили результаты наблюдений вспышек в рентгеновском диапазоне по программе «Год солнечного максимума» [2—4]. В [2] при помощи установленного на спутнике SMM рентгеновского спектрометра изображения с высоким угловым разрешением ($\sim 8''$) наблюдалось развитие вспышек в мягком рентгеновском диапазоне (3,5—11,5 кэВ). Были обнаружены тепловые волны, которые распространялись от мест первичного выделения энергии со скоростью 900—

$1600 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ вдоль корональных арок, заполненных плазмой с температурой $\sim 10^7 \text{ К}$ и концентрацией электронов $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Открытие тепловых волн в импульсной фазе вспышек дало убедительное свидетельство существования компактного теплового источника в высокотемпературной плазме, обеспечивающего рентгеновское излучение вспышек. В [3, 4] на основе данных рентгеновских спектрометров на борту спутника P78-1 изучено временное развитие вспышек и получены аргументы в пользу существования двух различных режимов энерговыделения, при одном из которых наблюдается преимущественно мягкое рентгеновское излучение (1—10 кэВ), при другом — жесткое (10—100 кэВ). Иными словами, показано, что всплески жесткого и мягкого рентгеновского излучения в импульсной фазе вспышки обусловлены различными процессами энерговыделения, протекающими в разных объемах плазмы. Кроме того, установлено, что существует минимальное характерное время нарастания потока мягкого рентгеновского излучения — примерно 13 с, а также верхний предел времени роста для потока жесткого рентгена. На основании этих результатов в [4] высказано предположение, что существует критическое время выделения тепловой энергии, равное примерно 13 с, которое разделяет рентгеновское излучение вспышечной плазмы на жесткое и мягкое.

Наша задача состоит в исследовании теоретической модели выделения и распространения тепловой энергии в высокотемпературной вспышечной плазме. Предполагается, что тепловой источник нагревает преимущественно электронный компонент плазмы и сосредоточен в области с характерным размером, намного меньшим длины арки. Он задается двумя основными параметрами: полной энергией E_0 и временем ее выделения τ_0 . Вынос тепла из области энерговыделения осуществляется электронной теплопроводностью. Теплоперенос — один из ведущих процессов, определяющих параметры источника рентгеновского излучения вспышек, и поэтому важен выбор адекватной математической модели для его описания.

Как отмечалось ранее (например, в [5—9]), в разреженной высокотемпературной плазме важными оказываются режимы, когда нарушается классический закон диффузного теплопереноса — закон Фурье, дающий нереально большие значения тепловых потоков. В [5—8] была обоснована модель, описываемая системой гиперболических уравнений для температуры и потоков тепла, которая учитывает подавление теплопереноса там, где существенны кинетические эффекты. Особенностью данной математической модели являются разрывные решения (типа ударных волн). Исследование физической природы разрывных решений [6, 10, 11] показало, что важной причиной отклонения реального теплопереноса от классического служит возбуждение в высокотемпературной плазме ионно-звуковых колебаний. Учет кинетики взаимодействия электронов и ионно-звуковых волн позволил получить законы теплопереноса в областях со сверхбольшими градиентами температуры, которые регуляризуют разрывные решения и приводят к новым физическим эффектам. Например, на тепловом фронте осуществляется интенсивный нагрев ионов. Однако в [6] было показано, что разрывные решения (так же как и в случае ударных волн) хорошо описывают тепловые волны со структурой фронта независимо от деталей механизма регуляризации решения. Поэтому, как и в [1], мы примем за основу описания теплопереноса в высокотемпературной солнечной плазме математическую модель [5], которая выражается системой дифференциальных уравнений гиперболического типа.

1. Основные уравнения

Будем рассматривать процессы выделения и переноса тепловой энергии в корональной арке, образованной силовой трубкой магнитного поля. Наиболее эффективным механизмом переноса энергии в плазме с температурой $\sim 10^7 \text{ К}$ и плотностью $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ является электронная теплопроводность вдоль силовых линий магнитного поля. Поскольку поперек маг-

нитных силовых линий теплопроводность подавлена, то уравнения переноса можно записать в одномерном приближении с пространственной координатой x , направленной вдоль арки. При пересчете параметров, которые в одномерной модели определяются на единицу площади, в объемные величины примем для определенности в соответствии с данными наблюдений площадь сечения арки равной $3 \cdot 10^{18}$ см². Характерная длина арки $L = 10^{10}$ см.

Пусть мощность теплового источника $Q = Q(x, t)$ является, по нашему предположению, функцией лишь пространственной координаты и времени, тогда уравнения теплопереноса имеют вид [1]

$$\begin{aligned} nc_V \frac{\partial T_e}{\partial t} + \frac{\partial W_e}{\partial x} + \frac{3}{2} \frac{nk(T_e - T_i)}{\tau_{eq}} &= Q(x, t), \\ nc_V \frac{\partial T_i}{\partial t} - \frac{3}{2} \frac{nk(T_e - T_i)}{\tau_{eq}} &= 0, \\ \tau \frac{\partial W_e}{\partial t} + W_e + \kappa \frac{\partial T_e}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $n = n_e = n_i$ — концентрация электронов и ионов в полностью ионизованной водородной плазме (примеси более тяжелых элементов не учитываем), $c_V = \frac{3}{2}k$ — теплоемкость в расчете на одну частицу, W_e — электронный тепловой поток, T_e и T_i — температуры электронного и ионного компонентов плазмы соответственно, τ_{eq} — характерное время обмена энергиями между электронами и ионами, τ — время релаксации теплового потока, κ — коэффициент теплопроводности. Подробное обоснование данной математической модели теплопереноса в корональной плазме, а также выражения для τ_{eq} , τ и κ приведены в [1].

Мощность источника тепла задавалась в следующем виде:

$$Q(x, t) = E_0 \Delta(t - t_0, \tau_0) \Delta(x, l_0),$$

где

$$\Delta(t - t_0, \tau_0) = \frac{1}{\tau_0 \sqrt{\pi}} \exp[-(t - t_0)^2 / \tau_0^2];$$

$$\Delta(x, l_0) = \frac{1}{l_0 \sqrt{\pi}} \exp[-x^2 / l_0^2];$$

$$E_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q(x, t) dx dt \text{ — количество энергии, выделяющейся на единицу}$$

площади поперечного сечения арки; τ_0 — характерное время энерговыделения; t_0 — момент времени, в который достигается максимальная мощность источника; l_0 — характерный размер области энерговыделения. Здесь мы не конкретизируем физическую природу теплового источника и лишь предполагаем, что основная доля энергии передается электронам, как это получается во многих моделях солнечных вспышек. Начальные и граничные условия задавались в виде

$$T_e(x, 0) = T_i(x, 0) = T_0 = \text{const}, \quad W_e(x, 0) = 0;$$

$$W_e(0, t) = 0, \quad T_e(L, t) = T_0.$$

Отметим, что в такой постановке наша задача аналогична классической задаче о сильном тепловом взрыве [12].

Численные расчеты выполнены при следующих значениях параметров:

$$l_0 = 10^8 \text{ см}, \quad L = 10^{10} \text{ см}, \quad n = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}, \quad t_0 = 3\tau_0,$$

$$\tau_0 = 0 \div 15 \text{ с}, \quad E_0 = 3 \cdot 10^{11} \div 3 \cdot 10^{12} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2},$$

что при площади поперечного сечения $3 \cdot 10^{18}$ см² соответствует полной энергии 10^{30} — 10^{31} эрг. В случае $\tau_0 = 0$ — мгновенное энерговыделение — нагрев задавался в начальных условиях

$$T_e(x, 0) = T_0 + \frac{E_0}{nc_V} \Delta(x, l_0).$$

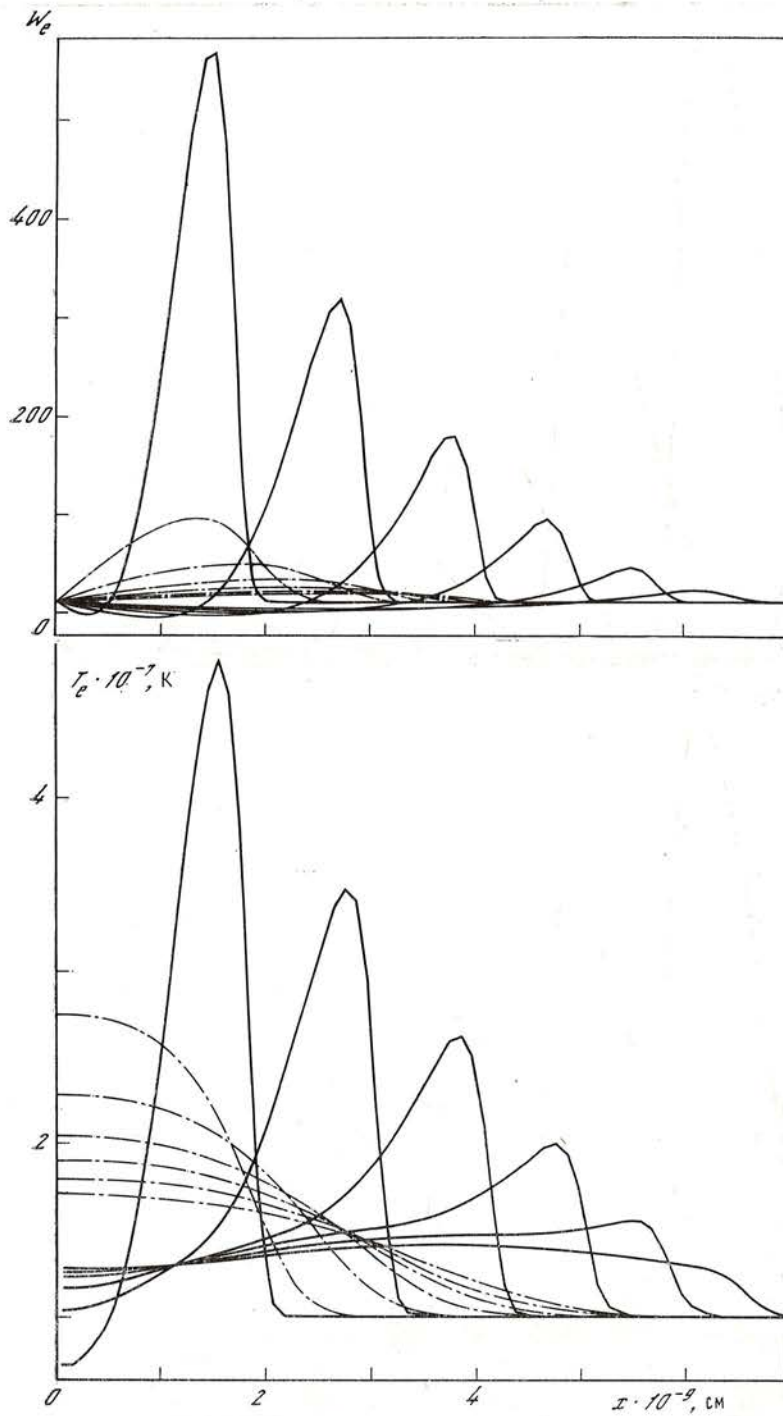


Рис. 1. Зависимости теплового потока W_e и электронной температуры T_e от координаты x в последовательные моменты времени через 2,5 с при мгновенном выделении энергии $E_0 = 5 \cdot 10^{11}$ эрг·см⁻² (W_e в единицах $10^9/7,2$ эрг·см⁻²·с⁻¹)
 Штрихи унктирными линиями показаны расчеты по модели Кэмпбелла [9]

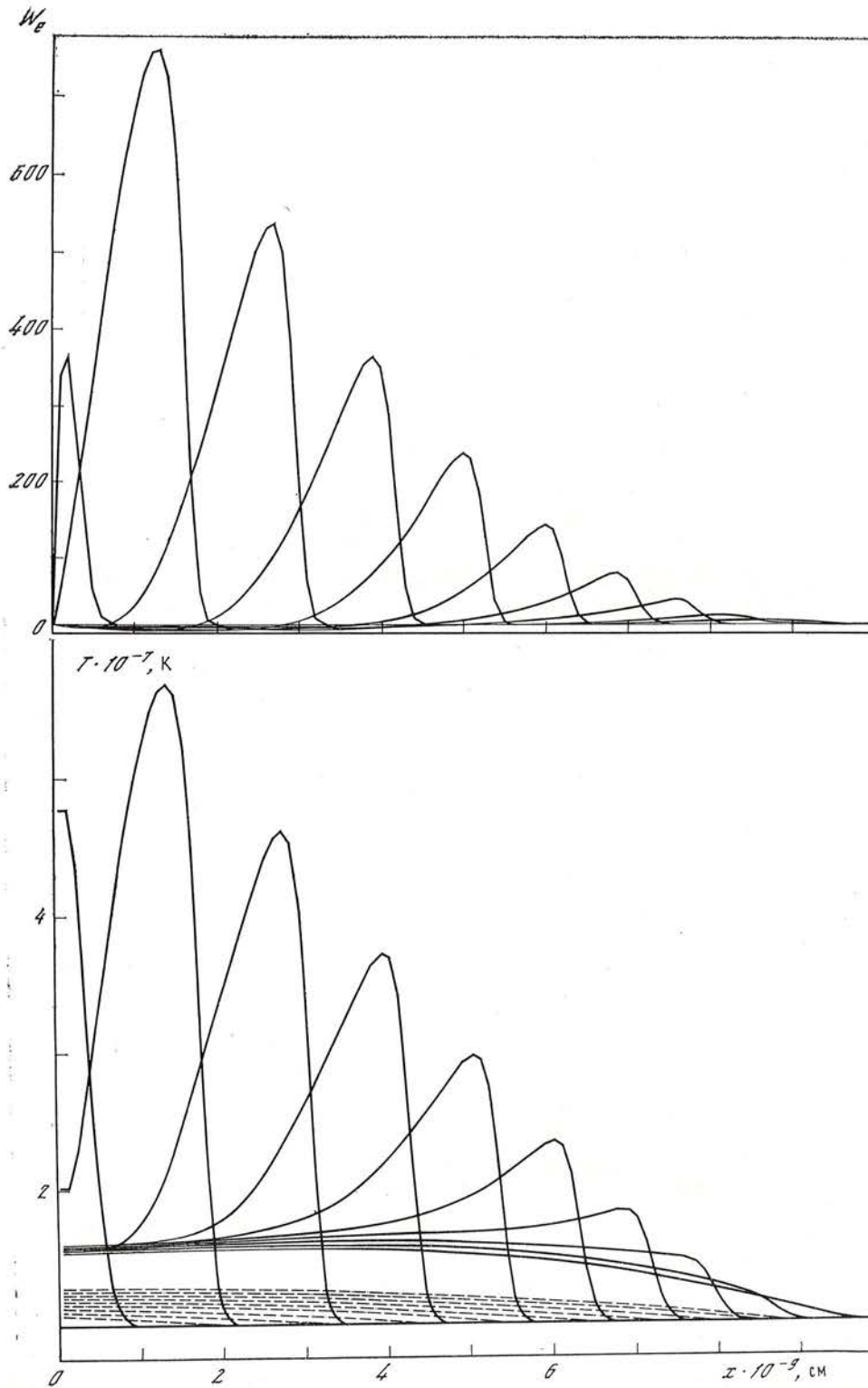


Рис. 2. Зависимости теплового потока W_e , электронной T_e (сплошные линии) и ионной T_i (штриховые линии) температур от координаты x в последовательные моменты времени через 2,5 с при выделении энергии $E_0 = 10^{12}$ эрг·см⁻² за время $\tau_0 = 1$ с (W_e в единицах $10^9/7,2$ эрг·см⁻²·с⁻¹)

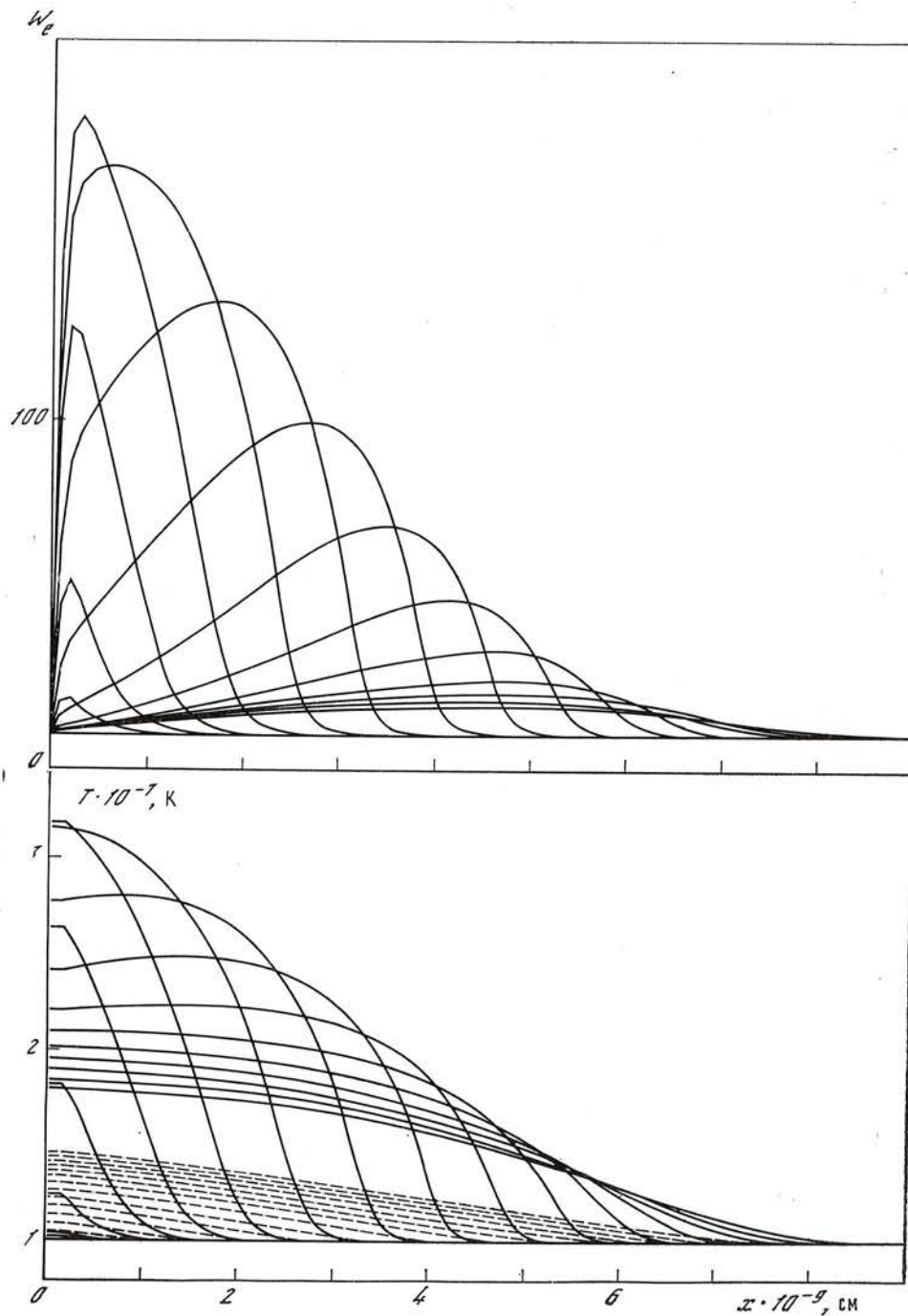


Рис. 3. То же, что на рис. 2, $\tau_0 = 3 \text{ с}$ (W_e в единицах $10^9/3,6 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$)

2. Результаты расчетов

На рис. 1 представлены результаты расчетов при мгновенном выделении энергии $E_0 = 5 \cdot 10^{11} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2}$ в окрестности точки $x = 0$.

Характерная особенность полученного решения — распространение тепла в виде бегущего температурного импульса с крутым передним фронтом. В модели Кэмпбелла, в которой сохраняется классический закон теплопереноса и вводится уменьшение коэффициента теплопроводности при больших потоках, этого эффекта нет. Как будет видно из дальнейшего

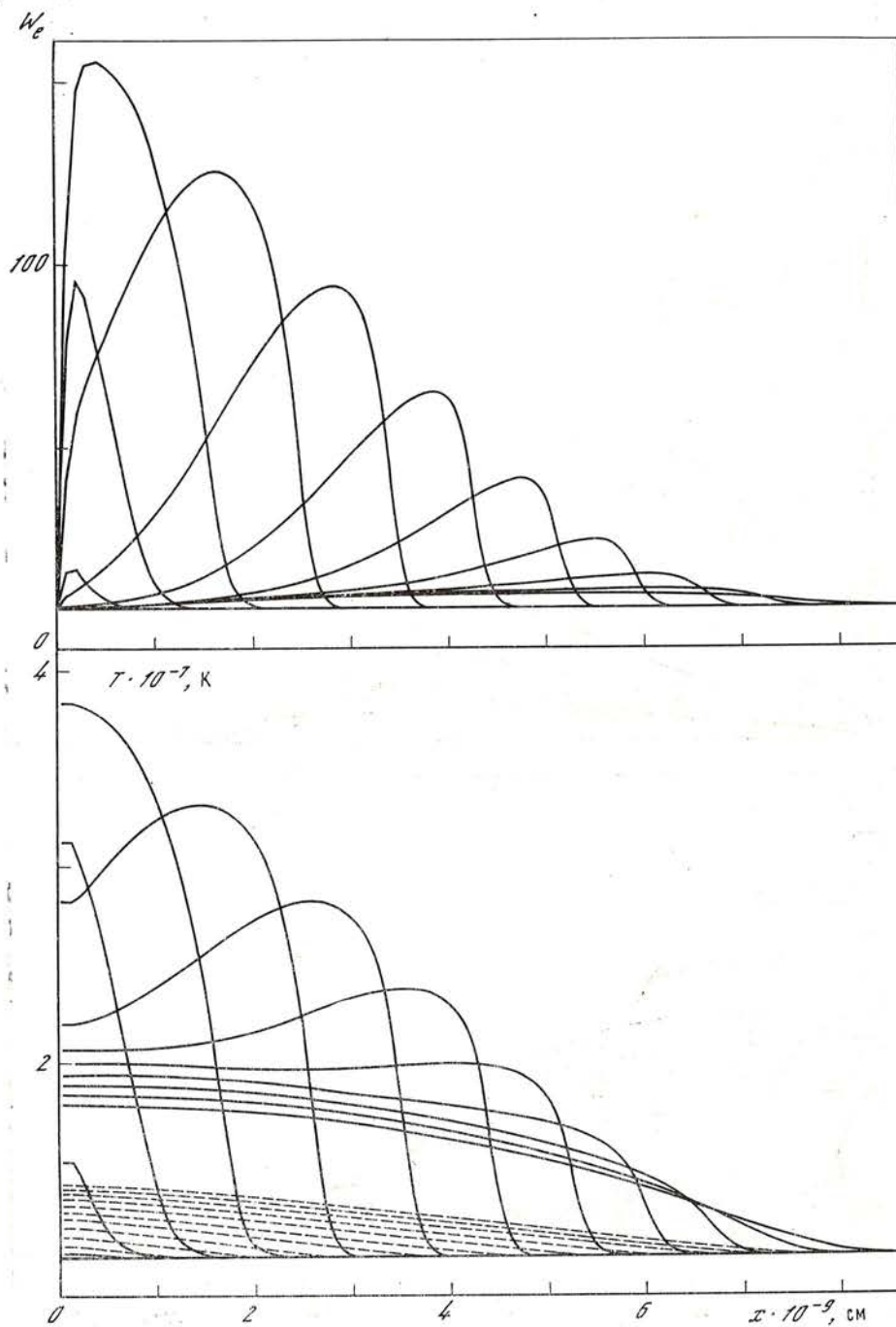


Рис. 4. То же, что на рис. 2, $\tau_0 = 5$ с (W_e в единицах $10^{10}/3,6$ эрг·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$)

обсуждения, волновой характер распространения тепла имеет важное значение для интерпретации наблюдений рентгеновских всплесков. Поэтому необходимы дальнейшие исследования импульсного режима теплопереноса в высокотемпературной разреженной плазме.

Интересно, что подобное явление обнаружено в лабораторных экспериментах по изучению тепловых свойств твердых тел [13]. Оказалось, что распространение тепла в виде теплового импульса проявляется в тех случаях, когда средняя длина свободного пробега электрона или фонона сравнима с размером образца, так что нарушается диффузный характер теплопереноса. Важно, что экспериментальные результаты хорошо согла-

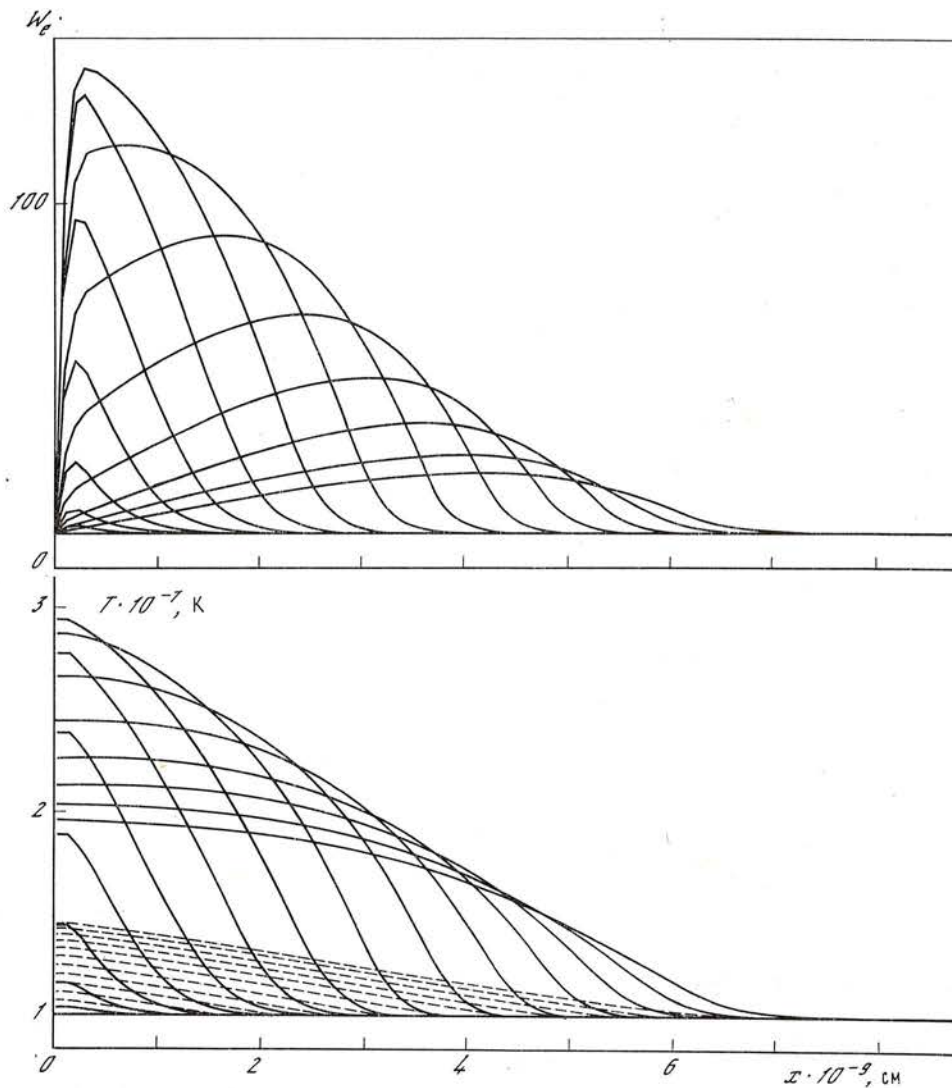


Рис. 5. То же, что на рис. 2, $\tau_0 = 7$ с (W_e в единицах $10^9/3,6$ эрг·см⁻²·с⁻¹)

суются с расчетами на основе математической модели, аналогичной (1). Как видно на рис. 1, амплитуда бегущего температурного импульса быстро уменьшается и по прошествии некоторого времени распространение тепла принимает классический характер с монотонным профилем температуры.

На рис. 2—6 показаны результаты расчетов при одном и том же значении полной энергии источника $E_0 = 10^{12}$ эрг·см⁻², но для различных характерных времен энерговыделения $\tau_0 = 1, 3, 5, 7$ и 10 с. Сравнивая эти рисунки между собой, можно проследить, как изменяется характер теплопереноса при уменьшении темпа энерговыделения. При $\tau_0 \gtrsim 3$ с устанавливается режим с монотонным распределением температуры по пространству. В этих случаях решения весьма похожи на те, которые мы получали в [1], рассматривая задачу при заданном изменении температуры на границе расчетной области.

При сопоставлении результатов для различных τ_0 важно отметить, что скорость распространения теплового фронта уменьшается с ростом τ_0 и, кроме того, сокращается расстояние, которое проходит тепловая волна. На рисунках хорошо видно, что тепловой фронт сохраняется лишь до определенного момента времени, после которого процесс качественно похож

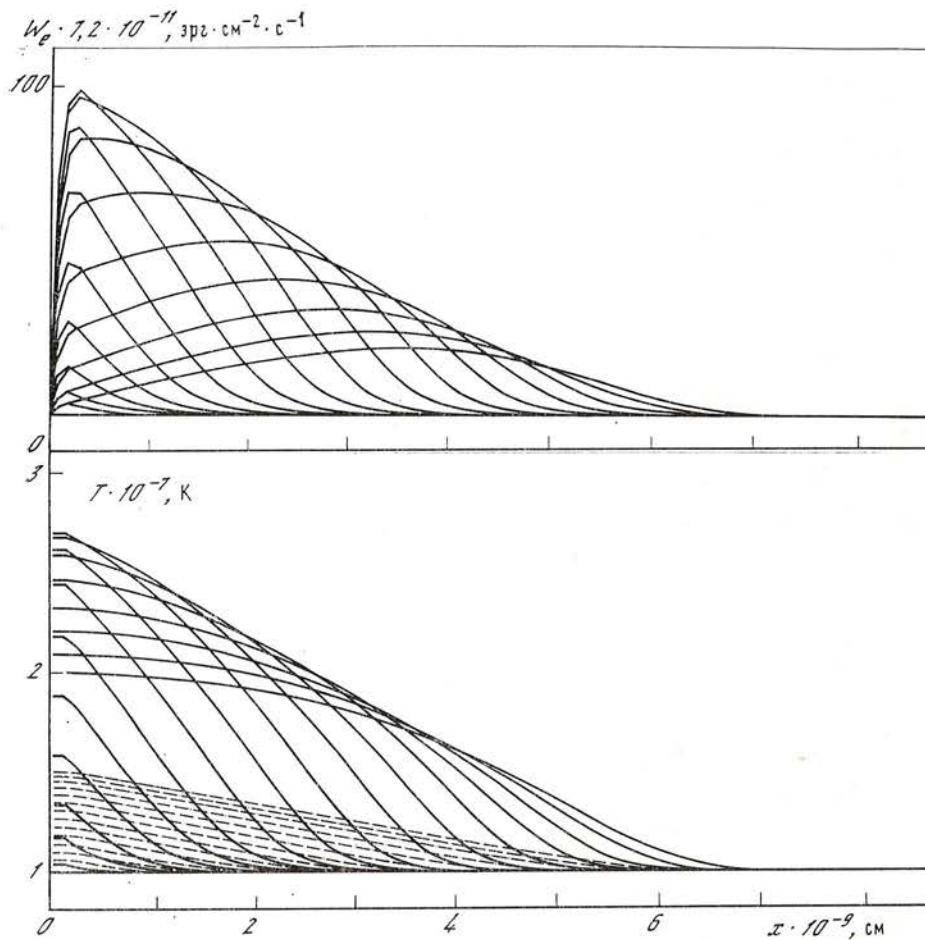


Рис. 6. То же, что на рис. 2, $\tau_0 = 10$ с (W_e в единицах $10^9/3,6$ эрг·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$)

на простое растекание тепла — известное классическое решение линейного уравнения теплопроводности.

Аналогичные расчеты для других значений E_0 позволили установить зависимости средней скорости распространения тепловой волны от параметров источника E_0 и τ_0 . Средняя скорость определялась в соответствии с [1] и [2] как $D = \Delta L / \Delta t$, где ΔL — расстояние, на которое распространяется тепловой фронт (определяемый по положению уровня температуры $1,5 \cdot 10^7$ К) за время Δt от начала энерговыделения до момента, предшествующего остановке фронта. На рис. 7 показаны зависимости D от τ_0 для различных значений E_0 . Так как зафиксированные в наблюдениях [2] скорости тепловых волн составляют 900—1600 км·с $^{-1}$, то из рис. 7 находим, что соответствующие значения величин E_0 и τ_0 равны $(0,8-1,2) \cdot 10^{12}$ эрг·см $^{-2}$ и 7—10 с. При площади магнитной трубки $\sim 3 \cdot 10^{18}$ см 2 полная энергия теплового источника составит $(2,5-3,5) \cdot 10^{30}$ эрг. Отметим, что при оценке параметров теплового источника мы не рассматривали значения $E_0 \leq 10^{11}$ эрг·см $^{-2}$ и $\tau_0 \geq 15$ с, так как в этих случаях тепловая волна распространяется на расстояния, меньшие наблюдавшихся [2]. Ясно, что оценка

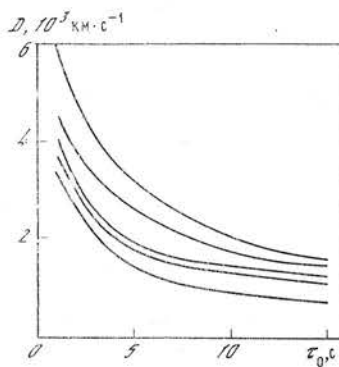
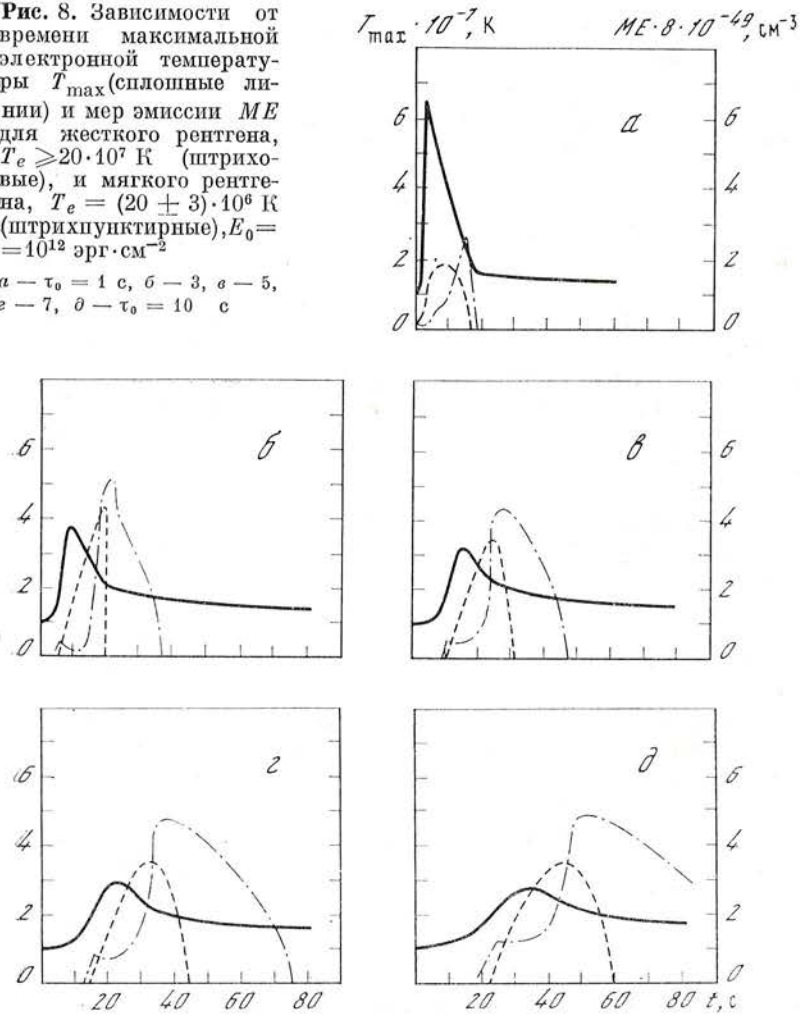


Рис. 7. Зависимости средней скорости тепловой волны D от τ_0 для значений $E_0 = 3 \cdot 10^{12}$; $1,5 \cdot 10^{12}$; 10^{12} ; $8 \cdot 10^{11}$ и $5 \cdot 10^{11}$ эрг·см $^{-2}$

Соответствующие кривые расположены последовательно сверху вниз

Рис. 8. Зависимости от времени максимальной температуры T_{\max} (сплошные линии) и мер эмиссии ME для жесткого рентгена, $T_e \geq 20 \cdot 10^7$ К (штриховые), и мягкого рентгена, $T_e = (20 \pm 3) \cdot 10^6$ К (штрихпунктирные), $E_0 = 10^{12}$ эрг·см⁻².
 $a - \tau_0 = 1$ с, $b - 3$, $c - 5$,
 $d - 7$, $e - \tau_0 = 10$ с



параметров E_0 и τ_0 зависит от концентрации плазмы, однако нужно иметь в виду, что выбранное нами значение $n_0 = 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³ является типичным для вспышек, описанных в [2], и поэтому найденные значения E_0 и τ_0 можно рассматривать как характерные параметры источника тепловой энергии вспышек.

С целью сопоставления модели высокотемпературного теплового источника с данными о временном поведении вспышечных рентгеновских потоков нами рассчитаны зависимости от времени мер эмиссий плазмы с температурой $(20 \pm 3) \cdot 10^6$ К, излучающей в мягком рентгене, и плазмы с $T_e > 20 \cdot 10^6$ К, дающей жесткое рентгеновское излучение, которые соответствуют измерениям спектрометров на спутнике Р78-1 [3, 4]. Результаты показаны на рис. 8. Важно отметить, что в случае быстрого выделения энергии ($\tau_0 = 1$ с) интенсивность мягкого рентгеновского излучения существенно меньше, чем при медленном энерговыделении ($\tau_0 > 3$ с). Кроме того, видно, что время нарастания потока мягкого рентгеновского излучения во всех случаях больше 10 с, что согласуется с данными наблюдений [4]. Однако из наших расчетов не следует, что время нарастания меры эмиссии плазмы с $T_e > 20 \cdot 10^6$ К существенно меньше соответствующей величины для $T_e = (20 \pm 3) \cdot 10^6$ К. Возможно, что для более точной характеристики потока жесткого рентгеновского излучения необходимо учитывать зависимость показаний рентгеновского спектрометра от температуры излучающей плазмы.

3. Выводы

При численном моделировании энергетике теплового источника в высокотемпературной вспышечной плазме получены следующие результаты.

1. Показано, что в зависимости от скорости энерговыделения возможны два качественно различных режима теплопереноса: при быстром энерговыделении ($\tau_0 \lesssim 1$ с) формируется бегущий высокотемпературный импульс с крутым передним фронтом; при медленном выделении энергии ($\tau_0 \lesssim 3$ с) перенос осуществляется тепловой волной с монотонным распределением температуры. Причем во втором случае интенсивность излучения плазмы в мягком рентгеновском диапазоне существенно выше, чем в первом.

2. Скорость тепловых волн зависит от параметров теплового источника: количества энергии на единицу площади поперечного сечения арки E_0 и времени энерговыделения τ_0 . При электронной концентрации плазмы $n_e = 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³, наблюдаемой скорости тепловых волн 900—1600 км·с⁻¹ [2] соответствуют значения $E_0 = (0,8-1,2) \cdot 10^{12}$ эрг·см⁻² (полная энергия $(2,5-3,5) \cdot 10^{30}$ эрг) и $\tau_0 = 7 \div 10$ с.

3. В рамках рассмотренной модели можно объяснить некоторые особенности рентгеновского излучения вспышек:

а) качественное различие развития во времени всплесков жесткого и мягкого рентгеновского излучения, являющееся, вероятно, следствием двух различных режимов теплопереноса, указанных выше;

б) минимальное время нарастания интенсивности мягкого рентгеновского излучения ~ 10 с, которое связано с конечной скоростью прогрева плазмы тепловой волной.

4. Найдено, что критическое время энерговыделения, при котором происходит разделение рентгеновского излучения вспышечной плазмы на жесткое и мягкое, составляет ~ 1 с, что существенно меньше значения, предложенного в [4] (13 с).

Для дальнейших исследований энергетике высокотемпературной вспышечной плазмы, на наш взгляд, наибольший интерес представляет изучение режима быстрого энерговыделения, для чего необходимо включить в математическую модель новые физические эффекты, в частности, отмеченные в [14, 15].

Авторы выражают благодарность О. А. Андреевой за помощь в проведении численных расчетов и оформлении статьи.

Ноябрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Андреев А. С., Косовичев А. Г. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 76. С. 186—192.
2. Rust D. M., Simnett G. M., Smith D. F. // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 288. P. 401—409.
3. Feldman U., Cheng C.-C., Doschek G. A. // *Ibid.* 1982. Vol. 255. P. 320—324.
4. Feldman U., Doschek G. A., McKenzie D. L. // *Ibid.* 1984. Vol. 276. P. L53—L56.
5. Косарев В. И., Леванов Е. И., Сотский Е. П. Об одном способе описания процесса электронной теплопроводности в высокотемпературной плазме: Препринт № 142. М.: ИПМ АН СССР. 1981. 25 с.
6. Стенчилов Г. Л. // Журн. вычисл. математики и мат. физики, 1984. Т. 24, № 11. С. 1675—1685.
7. Manheimer W. M., Klein H. H. // *Phys. Fluids.* 1975. Vol. 18. P. 1031—1033.
8. Moses G. A., Duderstadt J. J. // *Ibid.* 1977. Vol. 20. P. 762—770.
9. Campbell P. M. // *Phys. Rev. A.* 1984. Vol. 30. P. 365—373.
10. Быченков В. Ю., Силин В. П. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34, вып. 6. С. 325—328.
11. Быченков В. Ю., Силин В. П. // ЖЭТФ, 1982. Т. 82, вып. 6. С. 1886—1903.
12. Зельдович Я. Б., Рейзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. С. 686.
13. Гутфельд Р. // Физическая акустика / Под ред. У. Мэсона, пер. с англ. под ред. В. В. Леманова. М.: Мир, 1973. Т. 5. С. 267—329.
14. Smith D. F., Auer L. H. // *Astrophys. J.* 1980. Vol. 238, N 3. P. 1126—1133.
15. Batchelor D. A., Crannell C. J., Wiehl H. J. // *Ibid.* 1985. Vol. 295, N 1. P. 258—274.

ЭВОЛЮЦИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ, ЕЕ ТОКОВЫХ СИСТЕМ И ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

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

Изучена структура вертикальных электрических токов и H_{α} -вспышек двух активных областей. Электрические токи были вычислены на основании поперечной составляющей наблюдаемого фотосферного магнитного поля.

Показано, что слабые магнитные поля имеют большую величину плотности тока, отнесенную к единице напряженности поперечного поля (большую степень токовости). Плотность тока очень чувствительна к изменениям группы пятен. По мере распада активной области быстрее затухают токи в более слабых полях, и в целом поле становится ближе к потенциальному. H_{α} -вспышки появляются преимущественно в местах, где электрические токи направлены вверх. Сделан вывод, что излучение вспышек в H_{α} обусловлено и электронами, и протонами, ускоренными в вершинах магнитных петель.

EVOLUTION OF THE ACTIVE REGION, ITS CURRENT SYSTEMS AND FLARE ACTIVITY, by V. I. Abramenko, S. I. Gopasyuk, M. B. Ogir.— The structure of vertical electric currents and H_{α} flares of two active regions were studied. Electric currents are calculated on the basis of transversal component of the observed photospheric magnetic field.

It is shown that weak magnetic fields have more current density with respect to the unit of transversal magnetic field strength (the higher degree of current).

As the active region destructs the currents in weaker magnetic fields decay faster and the field as a whole tends to potential.

H_{α} flares occur mainly in places of upward direction of local electric currents. It is concluded that H_{α} flare radiation is caused by both electrons and protons accelerated on top of magnetic loops.

Зарождение активной области на Солнце и эволюция ее магнитного поля определяется главным образом движениями плазмы в подфотосферных слоях. Движущаяся плазма в магнитном поле порождает электрические токи, которые меняют внешнее поле.

Создание вектор-магнитографа [1, 2] открыло новые возможности в исследовании структуры солнечных магнитных полей. На основании данных наблюдений полного вектора магнитного поля были вычислены электрические токи [3], и тем самым непосредственно доказано присутствие их в атмосфере Солнца. Результаты вычисления сил Ампера [4, 5], а также факт изменения знака тока в области поля одной полярности [6] обосновывают вывод о том, что электрические токи направлены под углом к магнитному полю. Плотность электрического тока нередко достигает 10^4 А/км² [4].

Эволюция магнитного поля активной области самым тесным образом связана с изменениями электрических токов. Электрические токи в магнитном поле приводят к появлению различного рода плазменных неустойчивостей, с которыми связаны и вспышечные процессы. Вспышки имеют тенденцию появляться в местах, где плотность тока достаточно велика ($\sim 10^4$ А/км²) [4, 7]. Поэтому исследование эволюции электрических токов очень важно. Оно расширит возможности более полного понимания физики самой активности и тех явлений, которые с ней связаны.

Ниже проведены исследования токовых систем и связи их со вспышками в процессе эволюции двух активных областей.

1. Данные наблюдений и обработка

Данные наблюдений включают измерения полного вектора магнитного поля и H_{α} -фильмы активных областей 21 — 26.10 1968 г. ($L = -29^{\circ} \div +37^{\circ}$, $\phi = +16^{\circ}$) и 08—14.06 1969 г. ($L = -23^{\circ} \div +52^{\circ}$, $\phi = -14^{\circ}$).

Активная область (АО) 08—14.06 была довольно устойчивой, а вторая распадалась. Эскизы пятен группы 08—14.06 приведены в [8], а 21—26.10 — в [9].

Длительность H_{α} -наблюдений составляла в день от 4 до 6 ч. В отдельные дни измерения поля проводились по два-три раза. Однако нами здесь использованы наблюдения только одной записи в день. Записи магнитного поля проводились по линии $\lambda 5250,2 \text{ \AA}$ Fe I на вектор-магнитографе в режиме одновременной регистрации всех компонентов \mathbf{H} [2]. Составляющие вектора магнитного поля представлены в системе координат, ось которой совпадает с нормалью к поверхности Солнца [10].

Описание активных областей, данных наблюдений магнитного поля и метода их обработки изложено в [8—10].

На основании решения задачи Неймана по H_z -составляющей наблюдаемого поля на каждый день нами было вычислено поле в потенциальном приближении [6]. Наблюдаемое поперечное поле H_{\perp} было разложено на две составляющие: 1) вдоль направления вектора потенциального поля и 2) составляющую, перпендикулярную к ней, $H_{\perp\perp}$. Азимут компонента $H_{\perp\perp}$, обозначенный через α ($H_{\perp\perp}$), позволил выявить два глобальных вихря: один в лидирующей, другой — в хвостовой части АО [6]. По поперечной составляющей H_{\perp} наблюдаемого поля была вычислена вертикальная составляющая плотности электрического тока j_z , величина глобального тока, связанного с глобальными вихревыми структурами, и, естественно, только часть горизонтальной составляющей силы Ампера. Даже эта часть силы показывает интересные результаты (см. раздел 4).

Плотность электрического тока вычислялась по циркуляции вектора H_{\perp} вдоль замкнутого контура L :

$$j_z = \frac{c}{4\pi S} \oint_L \mathbf{H}_{\perp} \cdot d\mathbf{r}, \quad (1)$$

S — площадь, охваченная контуром L .

Для вычисления величины глобального тока по картам α ($H_{\perp\perp}$) была определена граница между вихревыми структурами. Используя ее положение, по картам j_z вычислялся суммарный глобальный ток по области лидирующего и хвостового вихря отдельно:

$$I_{\text{гл. лид}} = \int_{S_{\text{лид}}} j_z ds, \quad (2)$$

$$I_{\text{гл. хв}} = \int_{S_{\text{хв}}} j_z ds. \quad (3)$$

Для всех дней наблюдений в обеих АО суммарный ток лидирующего вихря оказался примерно равным суммарному току хвостового вихря. Это означает, что глобальный ток замкнут.

Горизонтальная составляющая силы Ампера вычислялась на основании формулы

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}. \quad (4)$$

Для определения ее вертикальной составляющей нужны данные наблюдений полного вектора поля на двух уровнях. Она впервые была вычислена в [4, 5].

H_{α} -наблюдения проведены на коронографе КГ-1 с ИПФ, полоса пропускания которого $0,5 \text{ \AA}$. Частота съемки в основном составляла 4 кадра в минуту. По H_{α} -фильмам исследовались все вспышечные события, включая и самые малые. При этом вспышечные узлы, которые появлялись в разных местах АО почти одновременно, рассматривались как самостоятельные события. Каждому такому событию приписывался свой балл.

В обеих АО в период наблюдений не было сильных вспышек. В АО 08—14.06 нами было зарегистрировано всего 307 вспышечных событий.

Из них 74% составили вспышки балла Sf, 25% — балла Sn и 1% — балла Sb. В АО 21—26.10 из 127 зарегистрированных вспышечных событий 54% составили вспышки балла Sf, 32% — балла Sn и 18% — балла Sb. Были изучены только те вспышки, которые находились в пределах карт поля. Сравнение этих наблюдений с данными по Solar Geophysical Data показало, что наши наблюдения в целом хорошо отражают вспышечное состояние каждой АО.

Для совмещения H_z -наблюдений с данными вычислений полей и токов все карты полей, токов и силы Ампера были представлены в картинной плоскости. Совмещение осуществлялось по пятнам с точностью не хуже $\pm 2''$.

2. Электрические токи и эволюция групп пятен

По картам локальных токов была вычислена средняя по площади величина плотности тока, направленного вверх \bar{j}_+ (положительный ток), и отдельно тока, направленного вниз \bar{j}_- .

В АО 08—14.06 (рис. 1, верхние кривые) имело место синхронное волнообразное изменение плотности тока разных знаков. С 08 по 11.06 плотность тока, направленного вверх, была больше, а в остальные дни меньше плотности отрицательных токов. Все эти изменения токов оказались связанными с перестройкой структуры группы пятен.

Действительно, 08.06 лидирующие и хвостовые пятна находились в разных полутенях. Начиная с 08.06 шел процесс образования общей полутени, который завершился к 10.06. Одновременно с этим наблюдался рост плотности тока до максимального значения. В структуре вертикального поля от 09 к 10.06 произошла резкая перестройка, связанная с уменьшением наклона нулевой линии на $10-15^\circ$. От 10 к 11.06 в центральной части АО резко уменьшилась полутень, в хвостовой части наряду с уменьшением и дроблением полутени исчезали пятна. В это время (от 10 к 11.06) уменьшалась плотность тока. 12.06 группа стала более мощной: увеличился лидер и в целом увеличилась полутень, возросла и плотность тока. К 12.06 ориентация нулевой линии H_z восстановилась к положению, близкому к первоначальному. В дальнейшем существенных изменений в структуре H_z не наблюдалось. От 12 к 13.06, хотя полутень в целом и не уменьшилась, пятна в хвостовой части исчезали, и вплоть до 14.06 продолжался процесс распада пятен и полутени, особенно в хвостовой части. Параллельно с этим от 12 к 14.06 уменьшалась и плотность тока.

Для распадающейся АО 21—26.10 (нижние кривые, рис. 1) в среднем имело

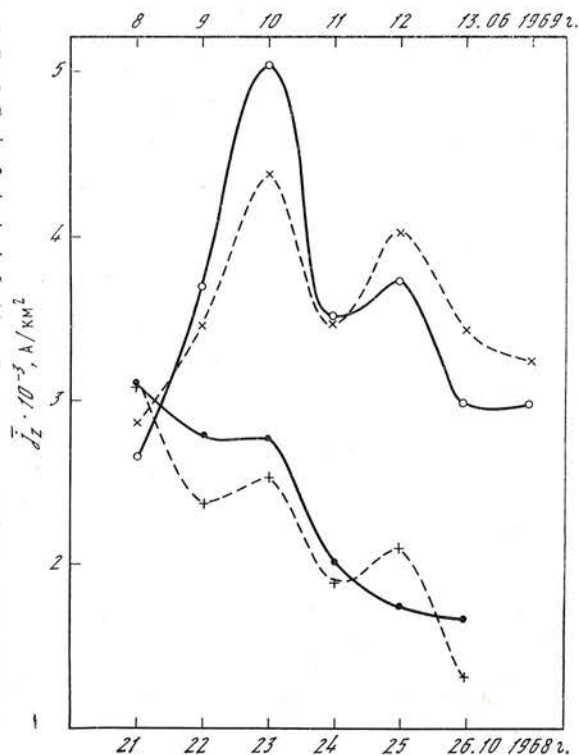


Рис. 1. Изменение от дня к дню плотности вертикальных токов (средней по площади всей активной области)

Сплошные линии — плотности токов, направленных вверх (\bar{j}_+). Штриховые — плотности токов, направленных вниз (\bar{j}_-). Верхние кривые и ось времени вверху — для АО 08—14.06 1969 г. Нижние кривые и ось времени внизу — для АО 21—26.10 1968 г.

место систематическое уменьшение плотности тока обоих знаков, и во все дни наблюдений (кроме 25.10) плотность положительного тока была больше плотности отрицательного (значения \bar{j}_+ и \bar{j}_- — для 25.10 не вполне уверенны, так как в этот день запись магнитного поля не охватывала всю активную область).

21.10 активная область была в общей полутени. 22.10, хотя общая полутень и сохранялась, но в центральной части она несколько уменьшилась, и там исчез ряд пятен и вместе с ними сильный остров продольного поля N-полярности. К этому времени уменьшилась и плотность тока. От 22 к 23.10 общая полутень распалась, но при этом появился ряд новых пятен, особенно в хвостовой части. В результате средняя по площади активной области плотность положительного тока практически не изменилась, а отрицательного — увеличилась. К следующему дню значительно уменьшились общая полутень и число пятен. Параллельно с этим произошло резкое уменьшение плотности тока. От 24 к 25.10 А0 усилилась главным образом за счет появления новых и увеличения площади старых пятен. Плотность тока \bar{j}_- в это время тоже несколько увеличилась, хотя значения плотности токов в этот день определены не вполне надежно. К 26.10 исчезли почти все пятна в центральной и хвостовой частях А0. Плотность тока тоже уменьшилась.

Анализ карт вертикальных токов показал, что по мере распада активной области структура локальных токов становится более мелкомасштабной.

Таким образом, мы видим, что плотность тока очень чувствительна к эволюции группы пятен: она в деталях повторяет изменения в структуре группы. Этот факт может быть использован для прогноза развития активных областей. В то же время рассчитанный по активной области ход полного потока продольного магнитного поля не показал такого четкого соответствия с эволюцией группы.

3. Соотношение между электрическим током и магнитным полем

Как следует из предыдущего раздела, по мере распада А0 структура локальных токов становится более мелкомасштабной, и плотность тока уменьшается. В результате этого более четко вырисовывается структура глобальных вихрей и глобального тока, с ними связанного (см. ниже рис. 4, б и 5).

Для выявления закономерностей и особенностей в изменении структуры локальных электрических токов по картам j_z и H_\perp в каждой точке было найдено отношение плотности тока к величине напряженности поперечного поля j_z/H_\perp . Оно характеризует степень «токовости» магнитного поля, или степень завихренности его (в терминах поля).

Затем активная область была разделена по напряженности поперечного поля H_\perp на 7 зон: 0—100 Гс, 100—200, 200—300, 300—500, 500—1000, 1000—1500, $H_\perp > 1500$ Гс. Для каждой зоны (кроме первой, так как величина напряженности поля в ней лежит в пределах точности измерений) для токов, направленных вверх, и отдельно для токов, направленных вниз, была вычислена средняя по площади S , занятой током данного направления, величина

$$B_\pm = \frac{1}{S_\pm} \int \frac{j_z}{H_\perp} ds. \quad (5)$$

Знак плюс относится к области с током, направленным вверх, минус — к области с током, направленным вниз.

Для А0 08—14.06 (рис. 2, слева) в большинстве зон с 08 по 10.06 в основном наблюдался подъем степени токовости, а в последующие дни — ее спад. Иногда изменения степени токовости поля для областей с положительным и отрицательным токами происходили в противофазе. Для

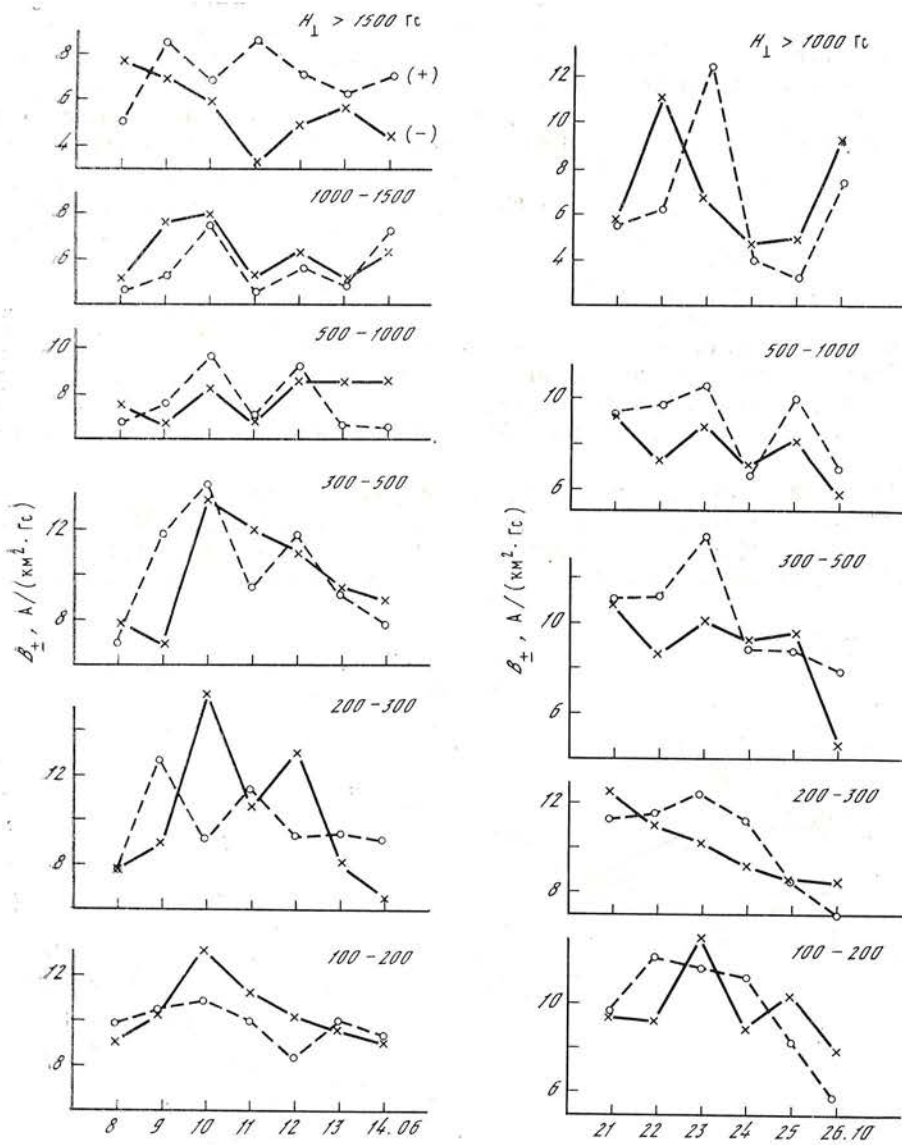


Рис. 2. Изменение со временем в активных областях степени токовости B_{\pm} магнитного поля для зон с разными значениями напряженности

Сплошными линиями нанесены величины степени токовости поля для областей с током, направленным вниз (B_{-}), штриховыми — для областей с током, направленным вверх (B_{+})

распадающейся А0 21—26.10 (см. рис. 2, справа) имело место в среднем систематическое уменьшение степени токовости поля по мере затухания А0. Оно происходило быстрее в области слабых полей. Это означает, что по мере распада А0 поле становится ближе к потенциальному, и тем быстрее, чем меньше его напряженность. Уменьшение B_{\pm} в процессе распада А0 означает, что плотность тока j_z убывает быстрее, чем H_{\perp} . Это возможно тогда, когда ток затухает, а не погружается вместе с полем. Вместе с током затухает его магнитное поле. В результате остается лишь потенциальная часть поля.

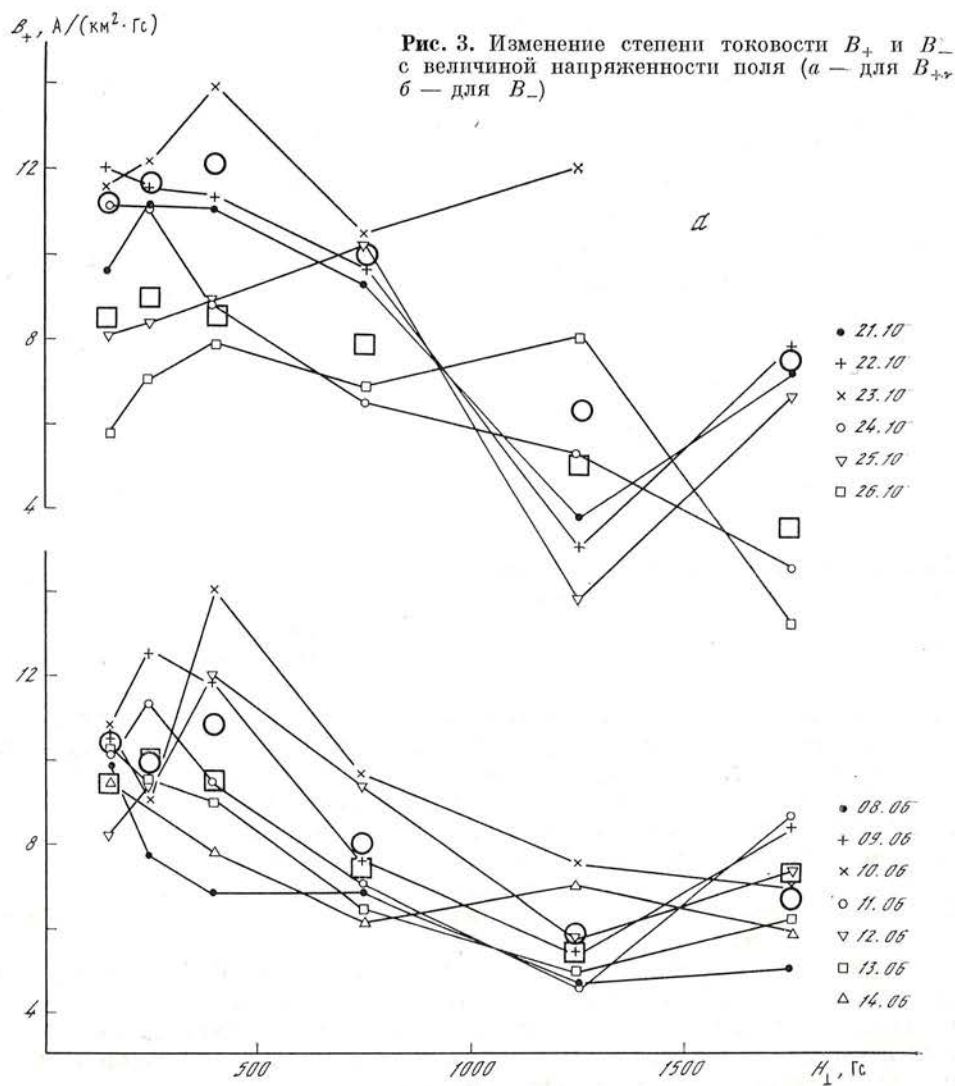
Несинхронность хода степени токовости поля для областей с положительными и отрицательными токами говорит о том, что токи замыкаются в областях с разной напряженностью поля. Это существенно для вспыхивающих процессов, во время которых может происходить перекачка энергии из всей активной области в область энерговыделения.

Зависимость степени токовости B_+ и B_- от величины напряженности поперечного поля представлена на рис. 3. Для каждого дня наблюдений своя кривая. Каждая точка на кривой определена по большому числу данных (от нескольких десятков до нескольких сотен значений), кроме точек в последней зоне: при $H_{\perp} > 1500$ Гс значения степени токовости ненадежны, особенно для А0 21—26.10, так как они вычислены по одному-трем значениям. Так что разброс точек на рис. 3 намного больше ошибки их определения. Поэтому различие данных ото дня ко дню на рис. 3 можно считать реальным.

Из рис. 3 следует, что независимо от стадии развития А0 степень токовости убывает с ростом напряженности поля. Чем сильнее поле, тем оно менее токовое, т. е. более сильные поля ближе к потенциальным.

Кривые степени токовости поля по каждому дню подобны друг другу. Характер подобия хуже сохраняется для распадающейся А0 21—26.10. Большой разброс точек для этой А0, вероятно, в целом связан с ее распадом.

Для того чтобы лучше выяснить, как меняется токовость поля в процессе эволюции А0, мы провели усреднение данных каждой А0 по первым трем дням (результаты усреднения нанесены большими кружками на рис. 3) и усреднение значений по оставшимся дням (большие квадраты).



Такое разделение связано с тем, что А0 21—26.10 в первые три дня была еще довольно развитой, а в последующие три дня она очень быстро распалась.

Для А0 08—14.06, находившейся в довольно устойчивом состоянии, степени токовости, усредненные за первые три дня и последующие четыре дня, очень мало различаются.

Для распадающейся А0 21—26.10 в первые три дня степень токовости достаточно большая во всем диапазоне значений H_{\perp} и даже была выше, чем для А0 08—14.06. В процессе распада А0 21—26.10 степень токовости ее уменьшилась в целом при всех значениях напряженности поля, но сильнее она уменьшилась в области слабых полей.

Таким образом, степень токовости поля возрастает с переходом в область малых значений напряженности. По мере распада А0 степень токовости поля уменьшается, и тем быстрее, чем слабее поле. В результате поле становится более потенциальным. Тем не менее оно остается все же более токовым, чем сильное.

Несмотря на то что характер эволюции обеих областей очень отличался, значения степени токовости поля для одних и тех же напряженностей в среднем были близки. Для слабых полей с напряженностью 100—

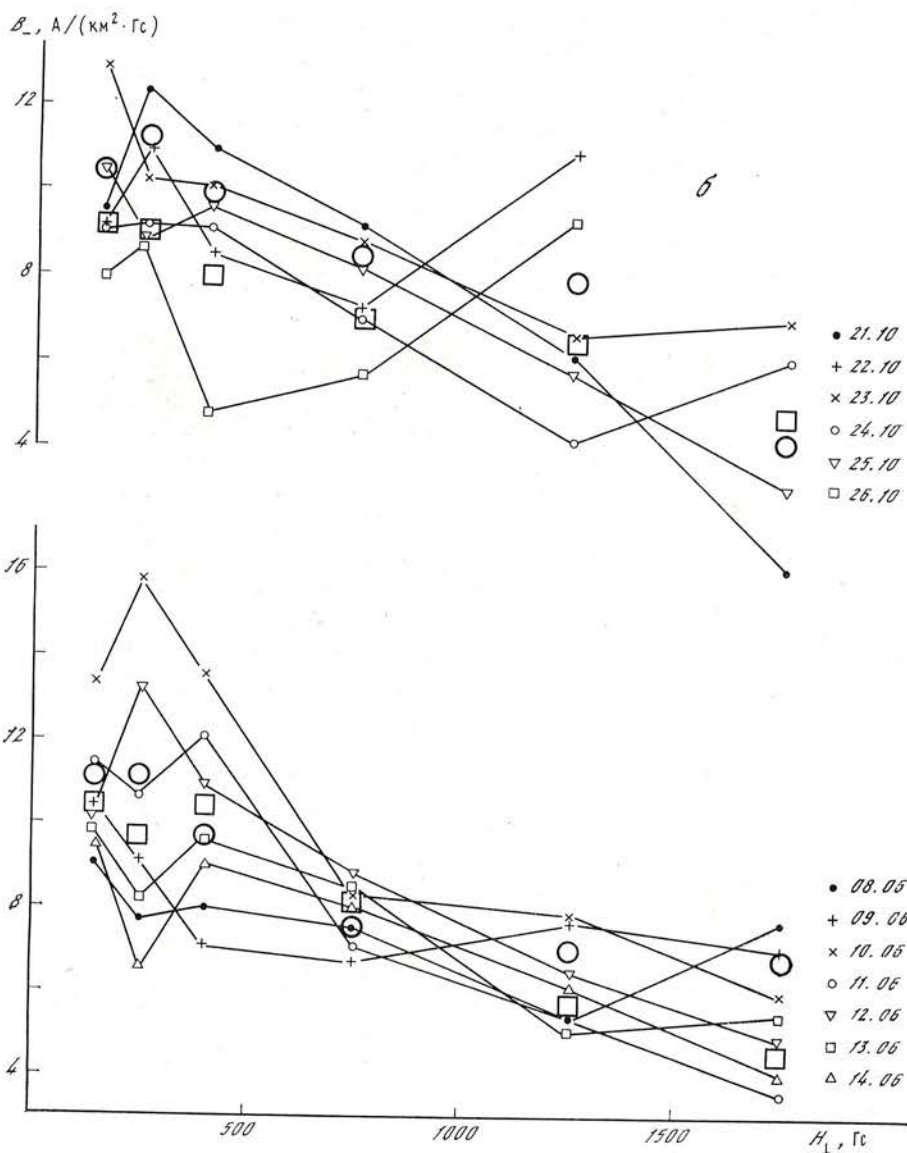
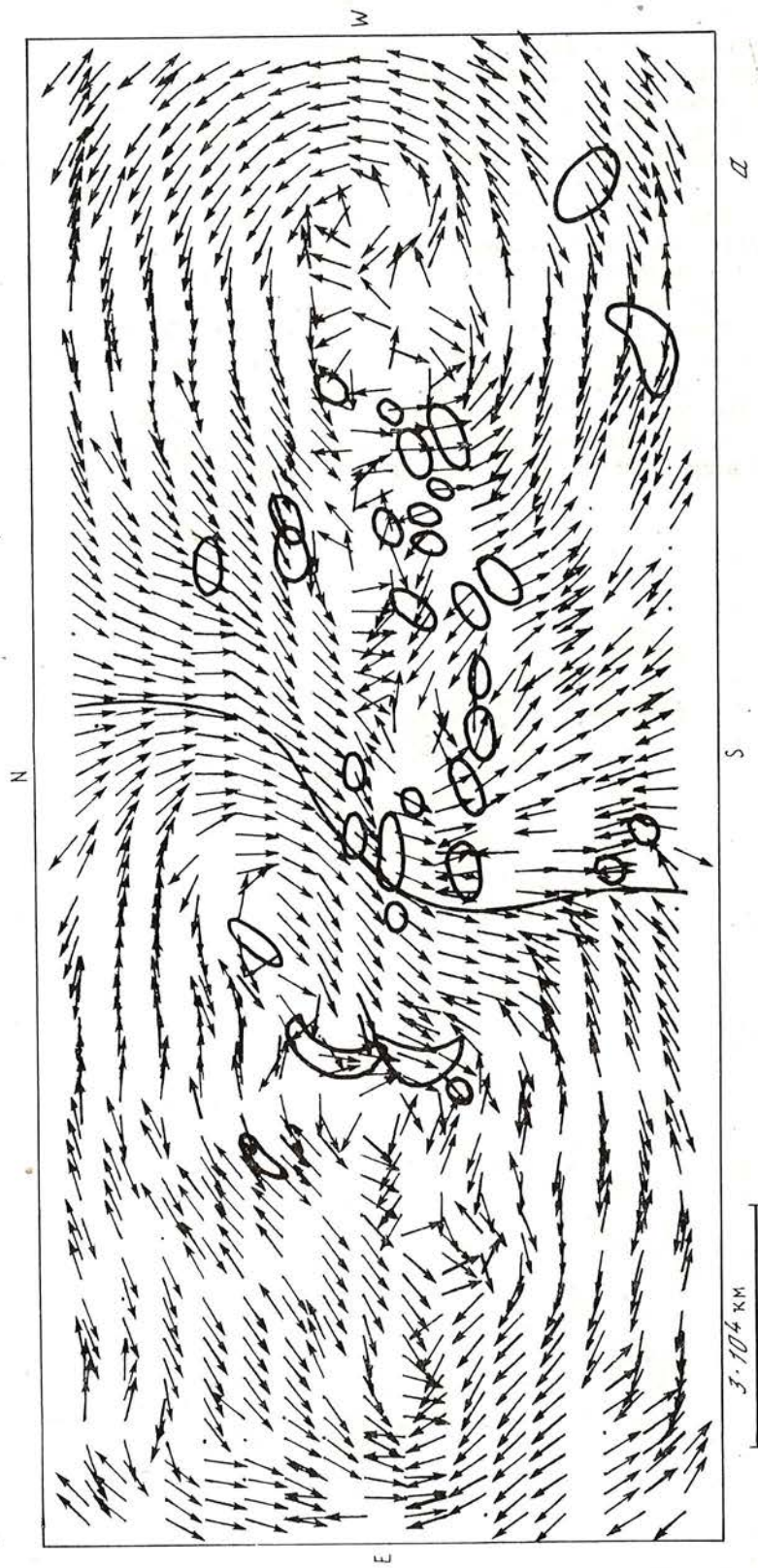
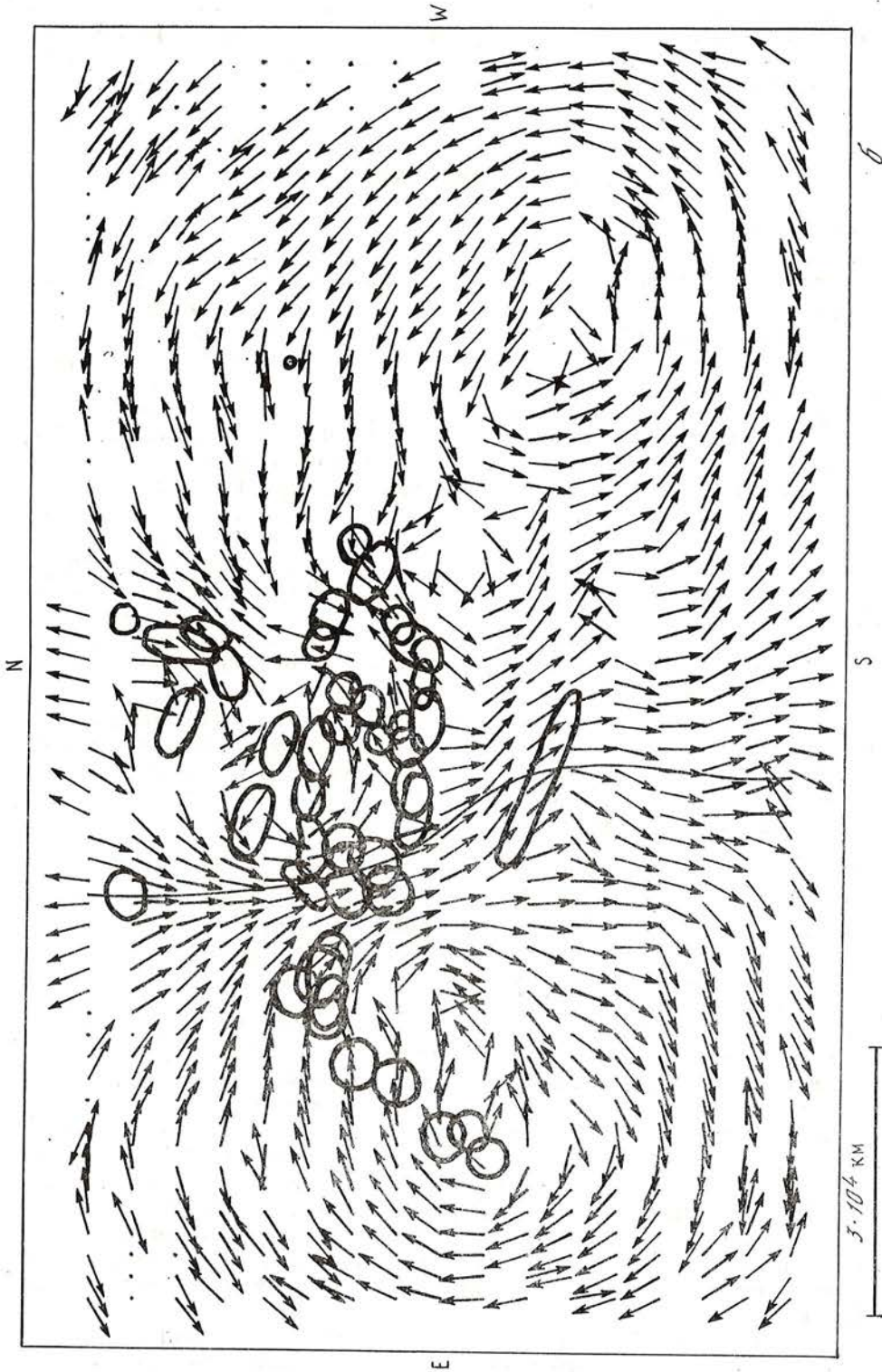


Рис. 4. Карты азимутов α ($H_{\perp\perp}$) поперечной составляющей вектора наблюдаемого поперечного поля относительно вектора потенциального поля

поля

Сплошными тонкими линиями нанесены границы между глобальными вихревыми структурами. Жирными замкнутыми линиями отмечены положения узлов вспышек в H_{\perp} : а — для 09.06 1969 г., б — для 21.10 1968 г.





400 Гс степень токовости в среднем составляла 10—11 А/(км²·Гс), а для сильных полей (в области 1000 Гс и выше) она была 5—6 А/(км²·Гс), т. е. различие в степени токовости примерно в 2 раза.

Отметим, что в активной области степень токовости отличается от той, которая получается на основании расчетов для цилиндра с равномерно распределенным током: при одинаковой степени токовости сильных полей ($H_{\phi} = 1750$ Гс) для полей более слабых степень токовости существенно выше для цилиндра.

4. Связь токов со вспышечной активностью

Характер глобальных вихрей (направление азимутов $\alpha (H_{\perp\perp})$) 09.06 и 21.10 показан на рис. 4, *a* и *б* соответственно. На рис. 4 видно, что большинство узлов вспышек расположено в зоне лидирующего вихря. Этот вывод подтвердился и по всем другим дням. Отметим, что именно с этим вихрем связан глобальный ток, всегда направленный вверх и для одной, и для другой активной области, несмотря на то что они находились в разных полушариях.

Результаты исследования расположения узлов вспышек относительно лидирующего и хвостового вихрей для обеих А0 приведены в табл. 1. Во втором столбце указано число вспышечных узлов $N_{\text{лид}}$, расположенных справа от границы, т. е. в области лидирующего вихря, и в третьей $N_{\text{хв}}$ — в области хвостового вихря. Внизу указан их процент за все дни наблюдений данной активной области. В самом конце таблицы приведено их общее число в процентах по обоим активным областям. В скобках указано число очагов гомологических вспышек. Для 21.10 не учтены четыре очага, так как они находились на границе вихревых структур. Из таблицы видно, что в среднем по обоим А0 73,5% всех вспышечных узлов, а также наиболее устойчивые очаги гомологических вспышек располагались в области лидирующего вихря.

Вихревая структура токового компонента наблюдаемого поперечного поля $\alpha (H_{\perp\perp})$ активной области отражает глобальную токовую систему, на которую налагается система локальных токов [6]. В местах очень сильных локальных токов регулярность $\alpha (H_{\perp\perp})$ нарушается: появляются участки встречных вихрей. Как правило, вспышки связаны с сильными локальными токами [4, 7], поэтому они чаще всего попадают в те места, где нарушен регулярный ход вихревой структуры глобального тока. Это непосредственно видно на рис. 4, *a* и *б*. В табл. 1 приведено также число очагов, находящихся в области регулярной (столбец 4) и нерегулярной (столбец 5) структуры вихрей $\alpha (H_{\perp\perp})$. Для А0 08—14.06 в 72% случаев очаги вспышек расположены в местах нарушения регулярности вихрей. Для распадающейся А0 21—26.10 тенденция к преимущественному появлению очагов вспышек в местах нерегулярности $\alpha (H_{\perp\perp})$ явно проявилась только 21.10 — в день максимальной вспышечной активности. Это можно объяснить следующими особенностями эволюции токовых систем. В процессе распада А0 мелкие локальные токовые структуры затухают быстрее, и крупномасштабная система глобального тока вырисовывается более четко (рис. 5). Из сравнения рис. 4, *б* и 5 следует, что к 26.10 вихревая структура стала более регулярной, исчезли участки встречных вихрей, обусловленных сильными токами. На рис. 5 это проявилось в том, что увеличилось число стрелочек, соответствующих направлению данного обхода. Вспышечная активность уменьшилась, и те немногие вспышки, которые появились в эти дни, чаще попадали в зону регулярной структуры глобальных вихрей.

Рис. 6 выявляет четкую связь между величиной глобального тока и числом вспышек в активной области. Эта связь, возможно, объясняется тем, что источником энергии вспышек является общий энергетический запас активной области, который отражается в величине глобального электрического тока.

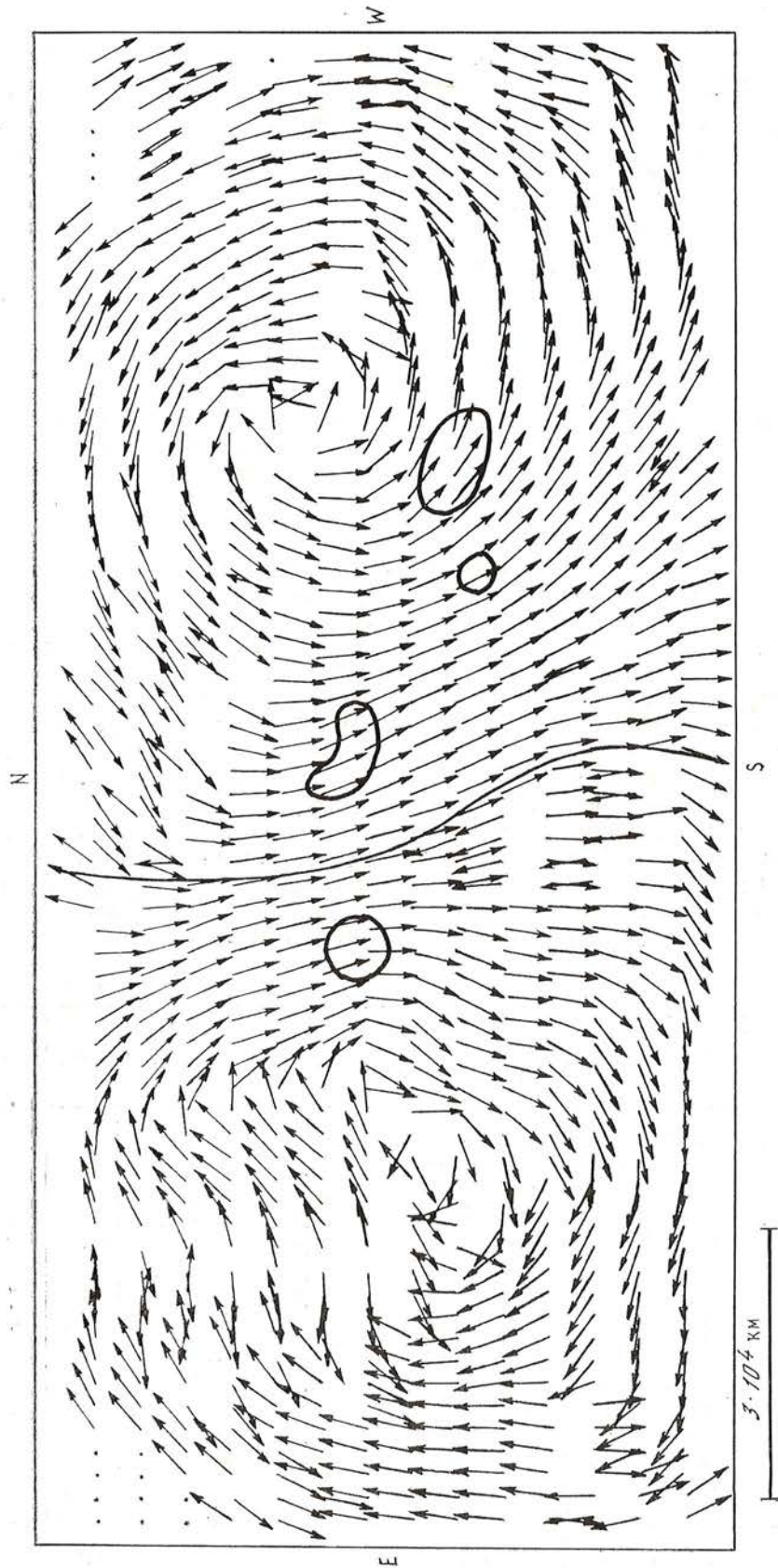


Рис. 5. Карта азимутов α (H_{\perp}) поперечной составляющей вектора наблюдаемого поперечного поля относительно вектора потенциального поля 26.10.1968 г. (обозначения те же, что и на рис. 4)

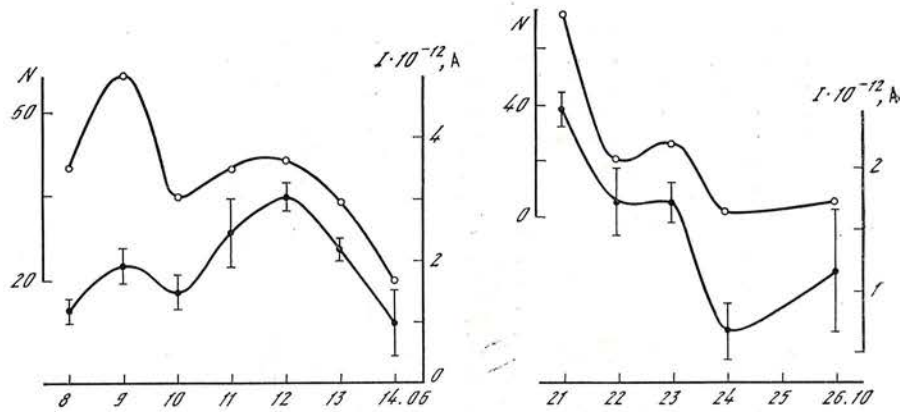


Рис. 6. Изменение со временем полного числа узлов вспышек (светлые кружки, ось ординат слева) и величины глобального тока (темные кружки, ось ординат справа). Вертикальными отрезками на кривых глобального тока отмечены пределы в изменении величины глобального тока при допустимых перемещениях границы между вихрями.

Наличие связи между величиной глобального тока, направленного вверх, и числом вспышек дает основание предположить, что знак электрического тока влияет на положение вспышек.

Для детального исследования этой связи мы изучили расположение узлов вспышек относительно локальных токов.

На рис. 7 видно, что чаще всего вспышки приходятся на места сильных токов. Это согласуется с ранее полученными результатами [4, 7]. Узлы вспышек располагаются в местах, где ток направлен и вверх, и вниз, и на границах близко расположенных сильных встречных токов. Однако чаще всего они появляются там, где локальный ток направлен вверх.

В тех случаях, когда вспышка состоит из нескольких узлов, они непременно приходятся на места и с положительным, и с отрицательным направлением токов. Это находится в согласии с более ранними результатами исследований [4, 7]. Там же были получены указания на появление узлов вспышек на границе встречных вертикальных токов.

Таблица 1

Дата	$N_{\text{лид}}$	$N_{\text{хв}}$	$\alpha (H_{\perp \perp})$	
			регулярная	нерегулярная
08.06 1969 г.	27(14)	17(7)	6	15
09.06	58(16)	11(5)	4	17
10.06	26(14)	14(5)	4	15
11.06	32(13)	14(10)	8	15
12.06	39(8)	9(8)	4	12
13.06	33(10)	5(3)	3	10
14.06	18(11)	2(2)	6	7
	76%	24%	28%	72%
21.10 1968 г.	43(12)	24(3)	5	14
22.10	14(6)	5(5)	10	1
23.10	16(8)	10(3)	5	6
24.10	1(1)	1(1)	0	2
26.10	6(3)	1(1)	4	0
	66%	34%	51%	49%
	73,5%	26,5%	34,1%	65,9%

Таблица 2

Дата	$N(I_{+})$	$N(I_{-})$	$N(I_{\pm})$
08.06 1969 г.	26	6	14
09.06	43	14	12
10.06	10	8	22
11.06	21	17	8
12.06	20	9	19
13.06	16	14	8
14.06	12	2	6
	48%	23%	29%
21.10 1968 г.	40	18	15
22.10	7	6	6
23.10	10	10	6
24.10	1	0	1
26.10	4	3	0
	49%	29%	22%
	48,4%	24,6%	27,0%

Данные о расположении узлов вспышек относительно направления тока для обеих А0 собраны в табл. 2. Во втором столбце приведено число узлов, приходящихся на области с током, идущим вверх ($N(I_+)$), в третьем — с током, направленным вниз ($N(I_-)$), и в четвертом на — на границах встречных токов ($N(I_{\pm})$).

Из табл. 2 и графика хода вспышечной активности (рис. 6) следует, что в дни наибольшей вспышечной активности имеет место явно выраженная асимметрия в распределении узлов вспышек в зависимости от направления тока: в областях с током, направленным вверх, вспышек больше. В то же время в другие дни асимметрия менее выражена.

Очень немного имелось вспышек, подавляющее большинство узлов которых приходилось на области с отрицательным током. Для значительно большего числа вспышек основная доля из всех узлов совпадала с областями токов, направленных вверх. В среднем по отдельной и по обеим активным областям в 2 раза больше вспышечных узлов совпало с областями тока, направленного вверх (48,4% по сравнению с 24,6%, табл. 2).

По H_{α} -фильмам выявлено, что в практически одновременно возникших узлах в 75% случаев узлы вспышек в области положительных токов более яркие и продолжительность их больше. Следовательно, направление локального электрического тока влияет на появление и продолжительность развития вспышки.

Имея в своем распоряжении поперечную составляющую магнитного поля и вертикальную составляющую электрического тока на одном уровне, мы вычислили часть горизонтальной составляющей силы Ампера. Были построены карты азимутов α (F) и модуля силы Ампера. Поскольку токи более мелкоструктурны, чем магнитное поле [3], то конфигурация модуля силы Ампера в значительной степени определяется структурой токов. Из рис. 8 следует, что узлы вспышек чаще всего располагаются в тех местах, где силы Ампера претерпевают большие изменения в направлении и нередко становятся направленными навстречу друг другу.

Результаты рассмотрения по всем дням для обеих А0 представлены в табл. 3. Во втором столбце указано число очагов, находящихся в области регулярного направления силы F , в третьем столбце — в местах, где нарушена регулярность направления F . Из таблицы следует, что в 95,4% случаев очаги вспышек располагаются там, где азимут силы Ампера резко меняет свое направление. Это согласуется с выводами о том, что вспышки имеют тенденцию возникать в местах встречного направления поперечных магнитных полей [7, 11]. Бывают места, где силы Ампера велики и направлены навстречу, но там вспышек не наблюдалось. Изучение карт показало, что часто это места расположения пятен.

5. Обсуждение

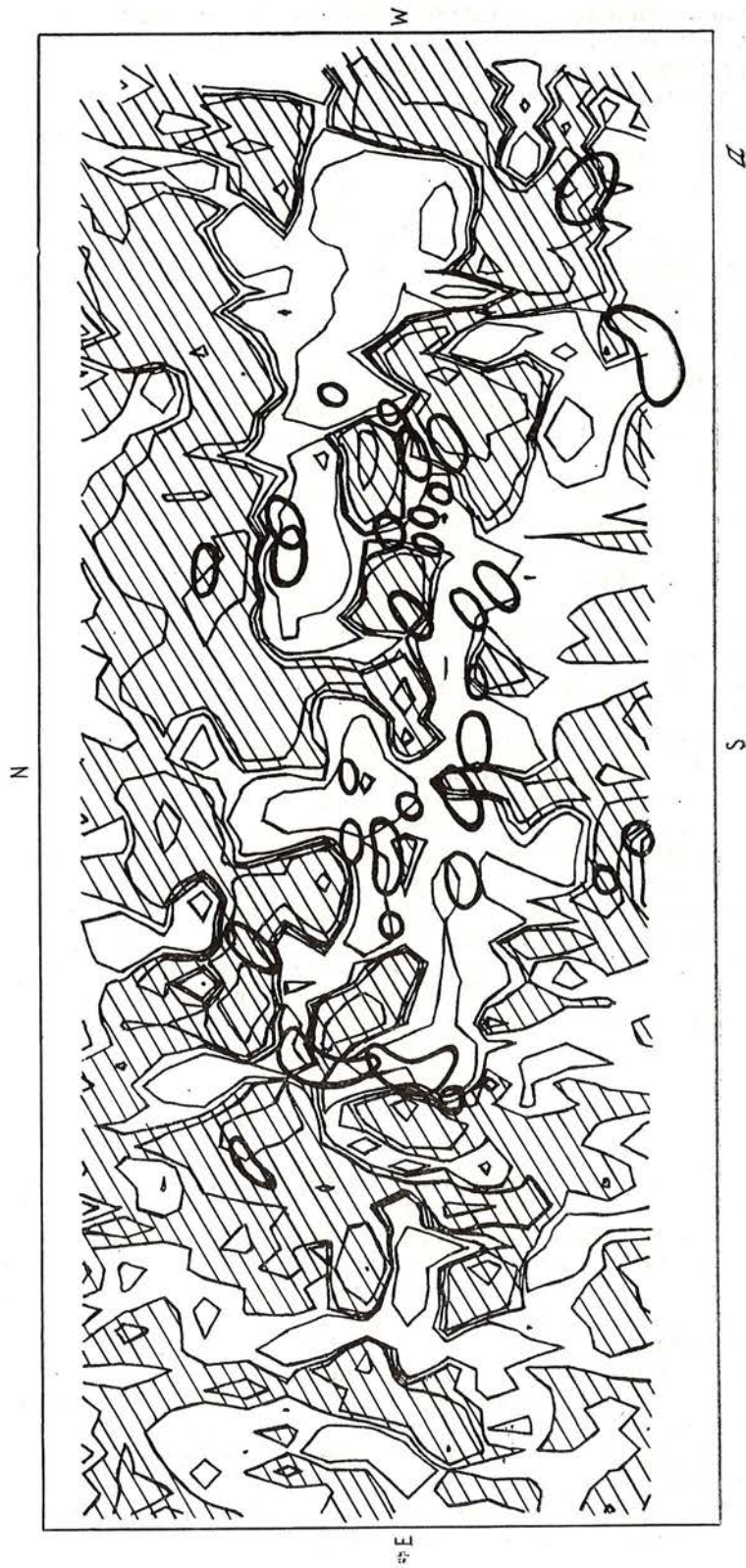
На основании исследований выявлено, что плотность вертикального тока очень чувствительна к изменениям группы пятен. Этот факт может быть использован для прогноза направления эволюции активной области.

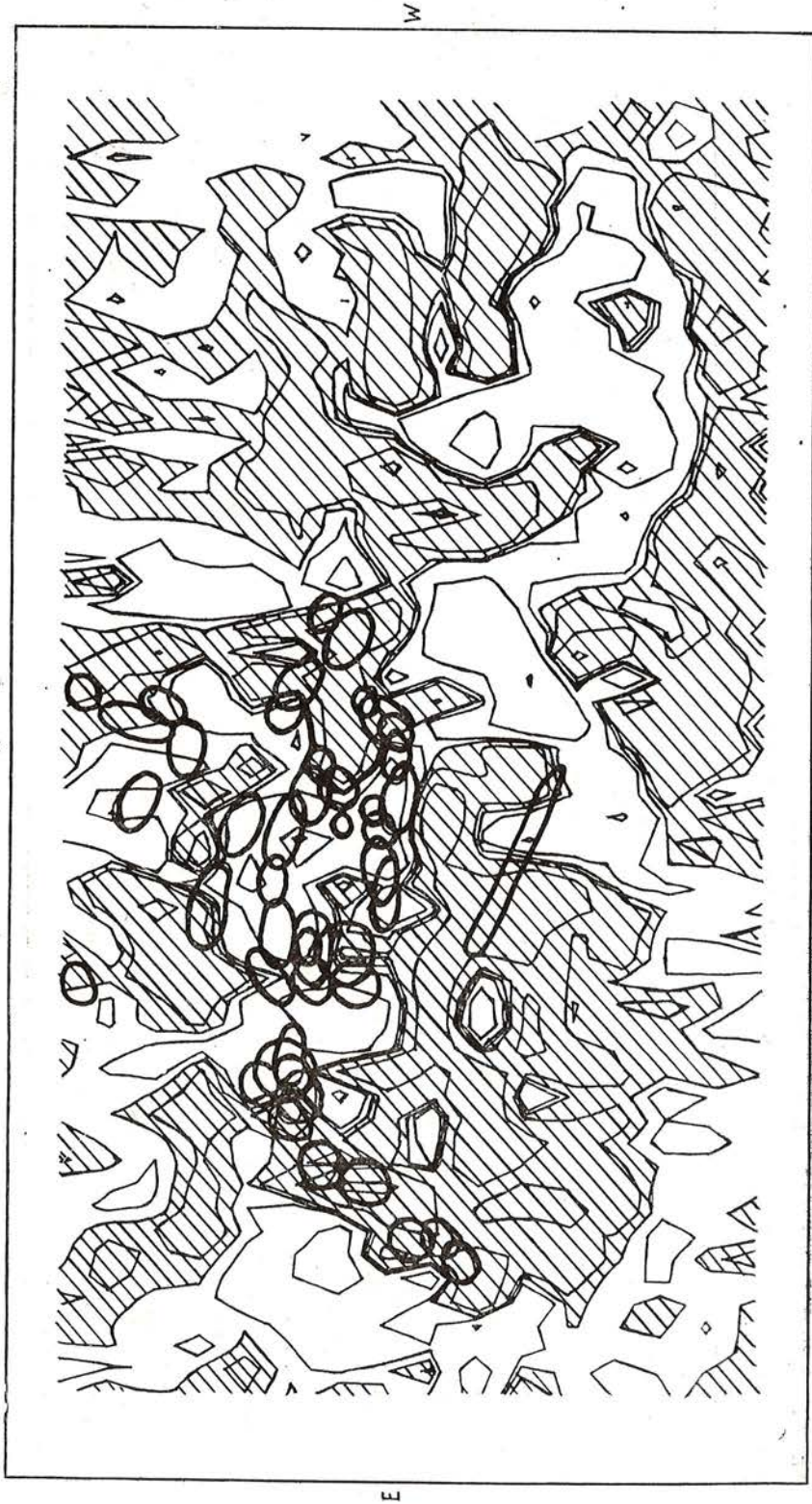
Магнитное поле А0 — в значительной степени токовое поле. При этом поле с большей напряженностью менее токовое, т. е. оно ближе к потенциальному. В процессе распада А0 степень токовости (j_z/H_{\perp}) уменьшается, и тем быстрее, чем слабее поле. Тем не менее слабое поле остается все же более токовым по сравнению с сильным полем. Уменьшение поля в процессе распада активной области связано с затуханием токов, что должно приводить к уменьшению вспышечной активности.

Данные о затухании электрических токов позволили произвести оценку электропроводности фотосферной плазмы. При постоянной электропроводности плазмы σ из уравнений Максвелла и закона Ома имеем для изменения плотности тока j

$$\frac{\partial j}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta j. \quad (6)$$

Рис. 7. Карты плотности вертикальных локальных токов
 Запорожские участки с током, направленным вниз. Линии одинаковой плотности тока проведены через $1 \cdot 10^3$, $5 \cdot 10^3$, $20 \cdot 10^3$ А/км². Жирными замкнутыми линиями отмечены положения узлов вешалок в H_0 : а — 09.06 1969 г., б — 21.10 1968 г.

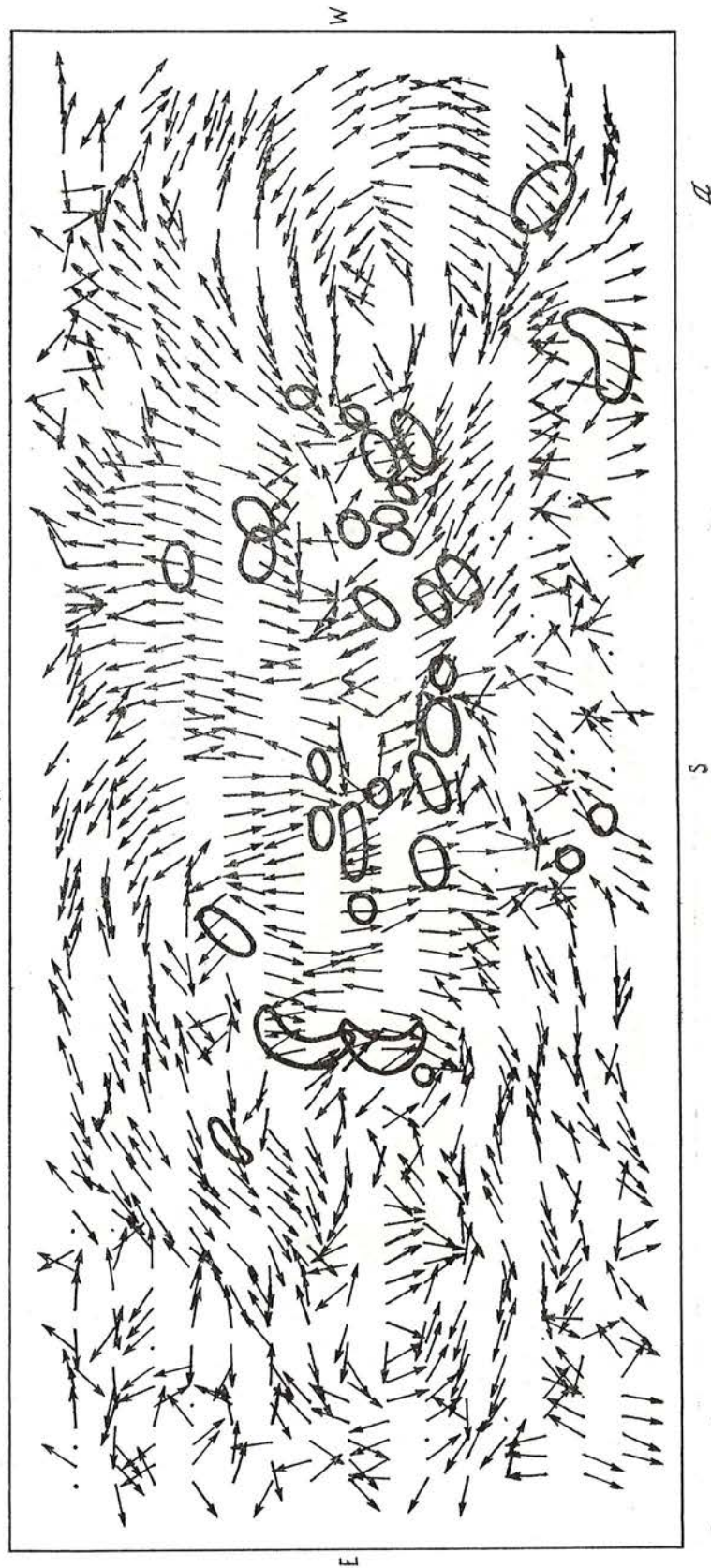




6

S

Рис. 8. Карты азимутов поперечной составляющей силы Ампера $\alpha(F)$
Жирными замкнутыми линиями отмечены положения узлов вращек: а — 09.08 1969 г., б — 21. 10 1968 г.



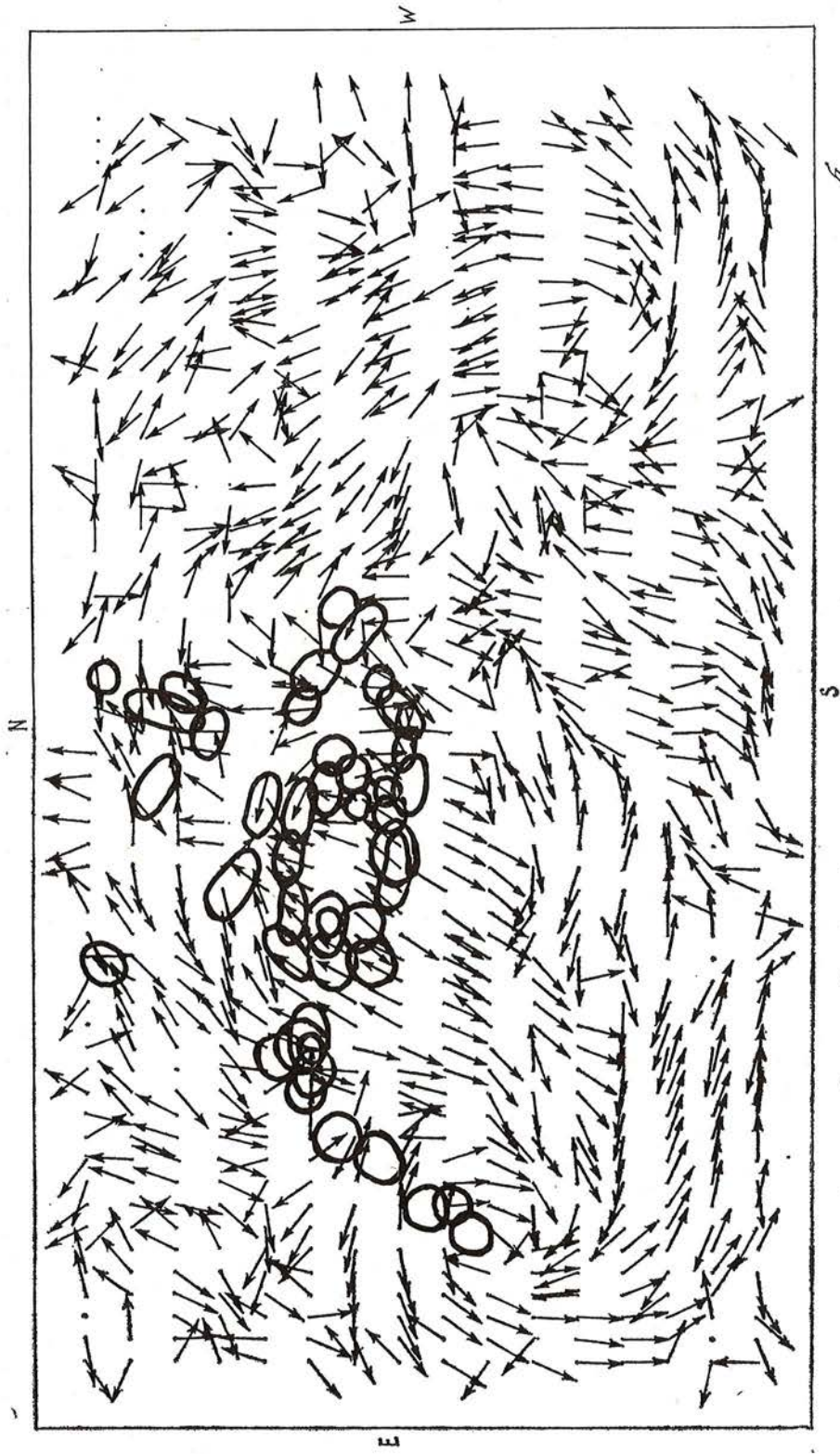


Таблица 3

Дата	$F_{\text{пер}}$	$F_{\text{непер}}$
08.06 1969 г.	2	19
09.06	1	20
10.06	1	19
11.06	0	23
12.06	0	16
13.06	0	13
14.06	1	12
	4%	96%
21.10 1968 г.	0	19
22.10	1	9
23.10	0	11
24.10	0	2
26.10	2	2
	7%	93%
	4,6%	95,4%

Беря из наблюдений среднее значение поперечного размера элемента тока равным $5 \cdot 10^8$ см и время затухания тока $\Delta t \approx 4,32 \cdot 10^5$ с (5 дней), мы находим, что $\sigma \approx 2 \cdot 10^8$ CGSE. Оно совпадает со значением, полученным в [4] по изменению магнитного потока за время вспышки и по совпадению ориентации силовых линий поля с траекторией движущегося пятна [12]. Найденное значение электропроводности на 3—4 порядка ниже кулоновского и определяется, вероятно, турбулентностью плазмы.

Поскольку свечение вспышек в H_{α} появляется преимущественно в области тока одного знака, то оно зависит от направления электрического поля. Это возможно, когда за образование свечения вспышки в H_{α} ответственны заряженные частицы. Ими могут быть частицы высоких энергий. Там, где ток направлен

вверх, электрическое поле способствует движению электронов вниз. А в тех областях, где ток направлен вниз, движение высокоэнергичных электронов вниз затруднено. Для положительно заряженных ионов картина обратная.

На основании данных наблюдений оценим разность потенциалов электрического поля между вершиной магнитной петли и ее основанием (на длине L). При $j_z = 3,3 \cdot 10^3$ CGSE (10^4 А/км², что ниже максимальных значений тока), кулоновской величине электропроводности для средней хромосферы $\sigma \approx 10^{11}$ CGSE и при $L \approx 10^9$ см разность потенциалов составляет 10^4 В. Во время вспышек она может быть существенно другой.

Ранее было установлено, что узлы вспышки располагаются по обе стороны от нулевой линии продольного поля [7], причем развитие узлов происходит так, что они не выходят за пределы поля данной полярности [13]. Эти результаты дают основание полагать, что источник вспышки должен находиться вверху. Недавние наблюдения Солнца с высоким пространственным и временным разрешением в рентгене позволили заключить, что источник ускорения по крайней мере электронов находится в вершинах магнитных петель. При этом электроны движутся вниз к хромосфере [14]. Если это так, то электрическое поле на пути с разностью потенциалов 10^4 В задержит все электроны с энергией до 10^4 эВ, движущиеся из вершины петли к хромосфере, там, где ток направлен вниз, и будет способствовать их прохождению в местах с током, направленным вверх.

Во время вспышек происходит ускорение и протонов до релятивистских энергий (от нескольких мегаэлектронвольт до десятков гигаэлектронвольт). Электрическое поле с разностью потенциалов в 10^4 В не может существенно повлиять на изменение энергии релятивистских протонов. Поэтому если протоны ускоряются до релятивистских энергий тоже в вершинах магнитных петель, то они практически беспрепятственно (без искажения спектра) будут проходить к основаниям петель, где ток направлен и вверх, и вниз. Полная энергия, заключенная в протонной компоненте с $E_p \gg 20$ МэВ, такая же, как и в электронном компоненте с $E_e \gg 20$ КэВ [15]. Ионизационные потери релятивистских электронов и протонов при равных скоростях с точностью до нескольких процентов одинаковы [16]. Потери электронов с энергией 10—500 кэВ на излучение рентгеновских и гамма-квантов составляют всего лишь доли процента от ионизационных потерь [16].

Предположим, что интенсивности пучков высокоэнергичных электронов и ионов, направленных из вершин магнитных петель к их основаниям (в хромосферу), примерно одинаковы и одинаковы их энергетические

спектры. Тогда энергия, перенесенная электронным пучком в основание магнитной петли, где ток направлен вверх, составит половину от полной энергии электронов W_e . Такая же величина энергии будет перенесена в это же основание петли протонными пучками. Так что полная энергия, перенесенная в основание петли с током, направленным вверх, составит $\frac{1}{2} W_e + \frac{1}{2} W_p \approx W_e \approx W_p$. В то же время в основании петли, где ток направлен вниз, перенос энергии осуществляется главным образом протонами (перенос электронами в значительной мере затруднен электрическим полем). Величина этой энергии равна примерно $\frac{1}{2} W_p \approx \frac{1}{2} W_e$. Из этих рассуждений следует, что в основании петли, где ток направлен вверх, должно поступать в виде высокоэнергичных частиц в среднем примерно в 2 раза больше энергии, чем в основание петли с током, направленным вниз. За счет теплопроводности перенос энергии из вершины в основание петли будет тоже существенно выше там, где ток направлен вверх.

В изучаемых активных областях было очень немного вспышек, подавляющее большинство узлов которых приходилось на области с отрицательным током. Для существенно большего числа вспышек основная доля из всех узлов совпадала с областями положительных токов. В среднем практически в 2 раза больше вспышечных узлов совпало с областями тока, направленного вверх.

В конечном счете энергия высокоэнергичных частиц, попавших в хромосферу, переходит в излучение в линиях, в том числе и в видимой области спектра. Таким образом, мы видим, что вспышки, наблюдаемые в оптическом диапазоне, — вторичный эффект, связанный с высокоэнергичными и электронами, и протонами. На важную роль высокоэнергичных заряженных частиц в свечении вспышки в спектральных линиях впервые было указано в [17, 18]. Наблюдаемая асимметрия свечения вспышек в H_α относительно знака тока определяется направлением внешнего электрического поля и связана с анизотропией прохождения электронного пучков в хромосферу. Из этой концепции следует, что те вспышки, для которых примерно одинаковое число узлов приходится на области положительных и отрицательных токов, должны в основном генерировать протоны и мало электронов. Напротив, вспышки, основная доля узлов которых приходится на области с током, направленным вверх, должны быть связаны с генерацией главным образом электронов.

Различие в свечении узлов вспышек в местах положительного и отрицательного тока должно зависеть и от жесткости спектров ускоренных частиц. Совпадение модельных представлений с данными наблюдений обосновывает предположение об одновременном ускорении электронов и протонов в вершинах магнитных петель.

Наличие связи вспышечной активности с глобальным током активной области и преимущественное расположение узлов H_α -вспышек в области глобального тока, направленного вверх, может указывать на то, что во время вспышки энергия поступает из всей активной области в зону энерговыделения.

Отметим также, что довольно сильные постоянно присутствующие электрические поля вдоль магнитных петель существенно сказываются на процессах переноса в плазме, что необходимо иметь в виду при всех теоретических расчетах.

Импульсные всплески жесткого рентгеновского излучения своим происхождением обязаны тормозному излучению высокоэнергичных электронов, ускоренных во время вспышки. Наблюдения с высоким пространственным разрешением [14, 19, 20] показывают, что это излучение сосредоточено в нескольких источниках, разнесенных в картинной плоскости на довольно большие расстояния. Яркость их, как правило, не одинакова: по крайней мере одни существенно ярче других. Различие в яркости и размерах этих источников увеличивается с переходом в область более жестких квантов — 20—30 кэВ и больше. Конечно, для выяснения причин различий в яркости их нужны детальные исследования. Однако

очевидно одно: яркость выше там, где меньше электронов, излучающих на данной частоте. По аналогии с полученными нами результатами по свечению вспышек в H_{α} можно связать области более слабого свечения в рентгене с местами локального тока, направленного вниз, а более яркие — с местами тока, направленного вверх. Тогда это сразу дает оценку разности потенциалов электрического поля между вершиной магнитной петли и областью свечения в рентгеновском диапазоне во время вспышки (20—30 кэВ). Для точного определения ее нужны наблюдения с хорошим пространственным разрешением рентгеновского спектра в широком диапазоне энергий.

В заключение приносим благодарность Н. И. Шевякиной за помощь в обработке данных вычислений и подготовку рисунков.

Октябрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Степанов В. Е., Северный А. Б. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1962. Т. 28. С. 166—193.
2. Никулин Н. С. // Там же. 1967. Т. 36. С. 76—86.
3. Северный А. Б. // Там же. 1965. Т. 33. С. 34—79.
4. Зверева А. М., Северный А. Б. // Там же. 1970. Т. 41/42. С. 97—157.
5. Котов В. А. // Там же. С. 67—88.
6. Абраменко В. И., Гопасюк С. И. // Там же. 1987. Т. 76. С. 147—168.
7. Moreton G. E., Severny A. B. // Solar Phys. 1968. Vol. 3, N 2. P. 282—297.
8. Калман Б. // Солнечные данные. 1978. № 12. С. 69—76.
9. Калман Б. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1977. Т. 57. С. 122—132.
10. Калман Б. // Там же. 1979. Т. 60. с. 114—127.
11. Северный А. Б. // Там же. 1964. Т. 31. С. 159—199.
12. Гопасюк С. И. Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук, ГАО АН СССР. Л., 1973. С. 5.
13. Гопасюк С. И. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1961. Т. 25. С. 114—121.
14. De Jager C., Boelee A. // Solar Phys. 1984. Vol. 92, N 1/2. P. 227—243.
15. Солов Б. В. // Проблемы физики солнечных вспышек. М.: Наука, 1983. С. 5—51.
16. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. М.: Изд-во АН СССР. 1963. С. 128—150.
17. Гопасюк С. И. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1962. Т. 27. С. 110—119.
18. Дубов Э. Е. // ДАН СССР. 1963. Т. 150, № 6. С. 1246—1248.
19. Duijvenan A., Hoynig P., Machado M. E. // Solar Phys. 1982. Vol. 81, N 1. P. 137—157.
20. De Jager C., Boelee A., Rust D. M. // Ibid. 1984. Vol. 92, N 1/2. P. 245—258.

УДК 523.745+523.746

О ВЕЛИЧИНЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ХОЛОДНОМ КОМПОНЕНТЕ ТЕНИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

М. Дж. Гусейнов

По 85 зеемановским спектрограммам измерены магнитные расщепления линий $V I \lambda 6256,9 \text{ \AA}$, $\lambda 6285,2 \text{ \AA}$, $\lambda 6296,5 \text{ \AA}$ и $Sc I \lambda 6306,0 \text{ \AA}$ в тени различных пятен. Предполагается, что в холодном компоненте тени линия $Sc I$ образуется в более глубоких слоях, чем линии $V I$. По разностям напряженностей магнитных полей, наблюдаемых по $Sc I$ и $V I$, определены величины вертикальных градиентов поля в холодном компоненте тени, значения которых оказались в пределах от $-4,0$ до $+0,5$ Гс/км. Найдено, что напряженность магнитного поля в темных узлах тени в основном уменьшается с высотой; характерная величина вертикального градиента магнитного поля равна $(\Delta H/\Delta h)_{cp} = -2,0$ Гс/км. Лишь в редких случаях в отдельных местах тени напряженность магнитного поля, по-видимому, медленно растет с высотой; при этом в холодном компоненте тени одного и того же пятна к магнитному полю с положительным вертикальным градиентом обычно примыкают поля с обратными (отрицательными) вертикальными градиентами.

ON THE VALUE OF VERTICAL GRADIENT OF THE MAGNETIC FIELD STRENGTHS IN COOL COMPONENT OF SUNSPOTS UMBRA, by M. J. Huseynov.— Using 85 Zeeman spectrograms we have measured the magnetic splitting of the absorption lines V I $\lambda 6256,9 \text{ \AA}$, $\lambda 6285,2 \text{ \AA}$, $\lambda 6296,5 \text{ \AA}$ and Sc I $\lambda 6306,0 \text{ \AA}$ in various sunspots umbra. It is suggested that in cool umbra component the line Sc I is formed in more deep layers, than V I lines. The values of vertical gradients of the magnetic fields in cool component of sunspots umbra were determined by the difference of the magnetic field strengths observed from the Sc I and V I lines: the values appeared to be in the range from $-4,0 \text{ Gs/km}$ to $+0,5 \text{ Gs/km}$. It has been found, that in dark umbra knots the magnetic field strength decreases mainly with height; the characteristic value of the vertical gradient equals to $\Delta H/\Delta h = -2,0 \text{ Gs/km}$. Only rarely in separate sites of the umbra the magnetic field strength is probably increasing with height; in such cases in the cool component of one and the same sunspot the magnetic field with positive vertical gradient is adjoining the fields with negative vertical gradients.

Еще в конце 50-х годов впервые Северный [1] показал, что в тени солнечных пятен магнитное поле весьма неоднородно и имеет тонкую структуру. Исследования тонкой структуры пятен и их магнитного поля сталкиваются с большими трудностями получения наблюдательного материала с достаточно высоким пространственным разрешением. Однако применение спектральных линий с различной чувствительностью к температуре позволило разделить магнитные поля в «холодных» (темных) и «горячих» (светлых точках) элементах тени пятна и определить различия напряженностей в них. Так, Обридко [2] измерил магнитное поле в тени пятен по линиям Fe II и Ti I и пришел к выводу, что в светлых точках тени напряженность магнитного поля H значительно слабее, чем в холодных областях ее. Нами [3—5] было найдено, что на одной и той же высоте атмосферы в наиболее холодных (темных) узлах тени пятен H поля, определяемая по спектральным линиям нейтральных атомов легко ионизируемых элементов V I, Zr I и Y I, на 200—300 Гс больше, чем H в сплошном темном фоне тени, измеряемая по известным триплетам Зеемана Fe I $\lambda 6302,5 \text{ \AA}$, $\lambda 6173,3 \text{ \AA}$.

В настоящее время построены модели отдельных тонкоструктурных элементов тени (см. [6]), в которых приводятся распределения температуры и газового давления с высотой отдельно в «холодном» и «горячем» компонентах. Определенный интерес представляет и изучение распределения напряженности магнитного поля H по высоте в «холодном» и «горячем» компонентах тени пятен. С этой целью мы здесь определяем величину вертикального градиента H в «холодном» компоненте тени, который является одним из основных параметров, характеризующих распределения физических условий в ней.

Материал наблюдений и выбор спектральных линий

В течение 1955—1959 гг. на башенном солнечном телескопе (БСТ) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР был получен богатый материал наблюдений по международной программе определения максимальных магнитных полей солнечных пятен [7—9]. Для измерения зеемановского расщепления линий поглощения V I $\lambda 6285,2 \text{ \AA}$, $\lambda 6296,5 \text{ \AA}$ и Sc I $\lambda 6306,0 \text{ \AA}$ мы обработали высококачественные поляризационные спектрограммы пятен, снятые наблюдателями БСТ с 27.06 по 03.08.1957 г. в области спектра $\lambda 6280—6320 \text{ \AA}$. Для определения напряженности магнитного поля (н.м.п.) H и по линии V I $\lambda 6256,9 \text{ \AA}$ мы здесь пользуемся и зеемановскими спектрограммами пятен, полученными нами летом 1972 г. на малом башенном солнечном телескопе (МБСТ) в диапазоне длин волн $\lambda 6250—6310 \text{ \AA}$. Обработано всего 85 поляризационных спектрограмм различных пятен с поперечниками тени от 4 до 24".

Весь этот наблюдательный материал подробно описан в [3—5] и [7, 8]. Но необходимо коротко отметить, что во время таких наблюдений перед щелью спектрографов как БСТ, так и МБСТ устанавливалась опти.

ческая поляризационная насадка, состоящая из пластинки в $1/4 \lambda$ и полляроидной (или поляризационной) мозаики, которая позволяла получить зеемановские спектрограммы в виде многочисленных полосок с чередующимися взаимно ортогональными поляризациями. На спектрограммах БСТ ширина каждой полоски полляроидной мозаики соответствует $2''$ на поверхности Солнца, а полоски поляризационной мозаики оптической насадки МБСТ — $3''$. Как на БСТ, так и на МБСТ спектры сняты в IV порядке диффракционной решетки. В области спектра $\lambda 6250-6320 \text{ \AA}$ линейная дисперсия спектрографа БСТ равна $0,265 \text{ \AA/мм}$, а МБСТ — $0,354 \text{ \AA/мм}$. При таких спектральных дисперсиях на поляризационных спектрограммах достаточно хорошо разделяются компоненты магнитного расщепления выбранных линий поглощения и с помощью измерительного микроскопа МИР-12 уверенно определяется расстояние между σ -компонентами.

Для определения величины вертикального градиента напряженности магнитного поля в холодном компоненте тени пятен в спектральном диапазоне $\lambda 6250-6320 \text{ \AA}$ наиболее удобными оказались три линии поглощения одного мультиплета (№ 19) нейтрального ванадия V I 6256,9 \AA ,

Линия, λ_0 (\AA)	I_R^*	Зеемановская картина	$g_L \lambda_0^2 \cdot 10^{10}$, см^2
VI 6256,9	4	Простой триплет	64,9
6285,2	5	Сложный эффект	59,3
6296,5	4	»	59,5
Sc I 6306,0	1	Простой триплет	47,7

$\lambda 6285,2 \text{ \AA}$, $\lambda 6296,5 \text{ \AA}$ и одна линия нейтрального скандия Sc I $\lambda 6306,0 \text{ \AA}$. В таблице приведены некоторые данные этих линий: роуландовская интенсивность в спектре тени пятен I_R^* [10], характеристика зеемановской картины расщепления и величины $g_L \lambda_0^2$, где g_L — лабораторные значения фактора Ланде, рассчитанные нами [11].

В [3, 5] было отмечено, что все эти линии поглощения чрезвычайно слабы в спектре фотосферы и полутени пятна, они значительно усиливаются в спектрах тени пятен. Как видно из таблицы, роуландовская интенсивность линии Sc I в спектре тени пятна $I_R^* = 1$, а линий V I $I_R^* = 4 \div 5$. Тот факт, что все три линии ванадия входят в один и тот же мультиплет и их роуландовские интенсивности в спектре тени почти одинаковы, позволяет предположить, что их эффективные глубины образования также очень близки. По-видимому, об этом говорит и то, что все эти линии V I, как было показано [3, 5], дают одинаковую величину H в тени пятен. Согласно [12—14] как линия Sc I, так и линии V I хорошо развиты в спектрах поздних («холодных») звезд классов K и M. Таким образом, можно полагать, что все выбранные спектральные линии, по-видимому, образуются в наиболее темных (холодных) узлах тени, причем линия Sc I возникает в более глубоких слоях атмосферы тени, чем линии V I, так как роуландовская интенсивность первой линии значительно меньше, чем интенсивность линий ванадия. Это и дает нам возможность определить величину вертикального градиента напряженности магнитного поля в холодном компоненте тени пятен.

Результаты измерений

Расстояния Δl_H между длинно- и коротковолновыми σ -компонентами выбранных линий поглощения в соседних полосках спектрограмм с взаимноортогональной поляризацией определялись визуально на измерительном микроскопе МИР-12. Эти измерения по каждой линии повторялись пять раз, находились средние арифметические значения Δl_H и вы-

числялись величины зеемановского расщепления $\Delta\lambda_H$. Таким путем значения $\Delta\lambda_H$ определялись и для других пар соседних полосок по всей высоте спектра тени, пока отчетливо видны σ -компоненты измеряемых линий. В зависимости от размера поперечника тени на щели спектрографа и ширины полосок поляризационной насадки величина $\Delta\lambda_H$ определялась в от одной до 12 точках (местах) в тени каждого наблюдаемого пятна. На спектрограммах БСТ расстояние поперек дисперсии между точками, где были определены магнитное расщепление линий $\Delta\lambda_H$, составляет $2''$, а на спектрах МБСТ это расстояние соответствует $3''$ на поверхности Солнца. Здесь же следует отметить, что измеренные спектрограммы сняты при хороших условиях наблюдения и пространственное разрешение не хуже чем $3''$.

Напряженность магнитного поля H по каждой из четырех линий поглощения на основе их измеренных зеемановских расщеплений $\Delta\lambda_H$ вычислялась по формуле

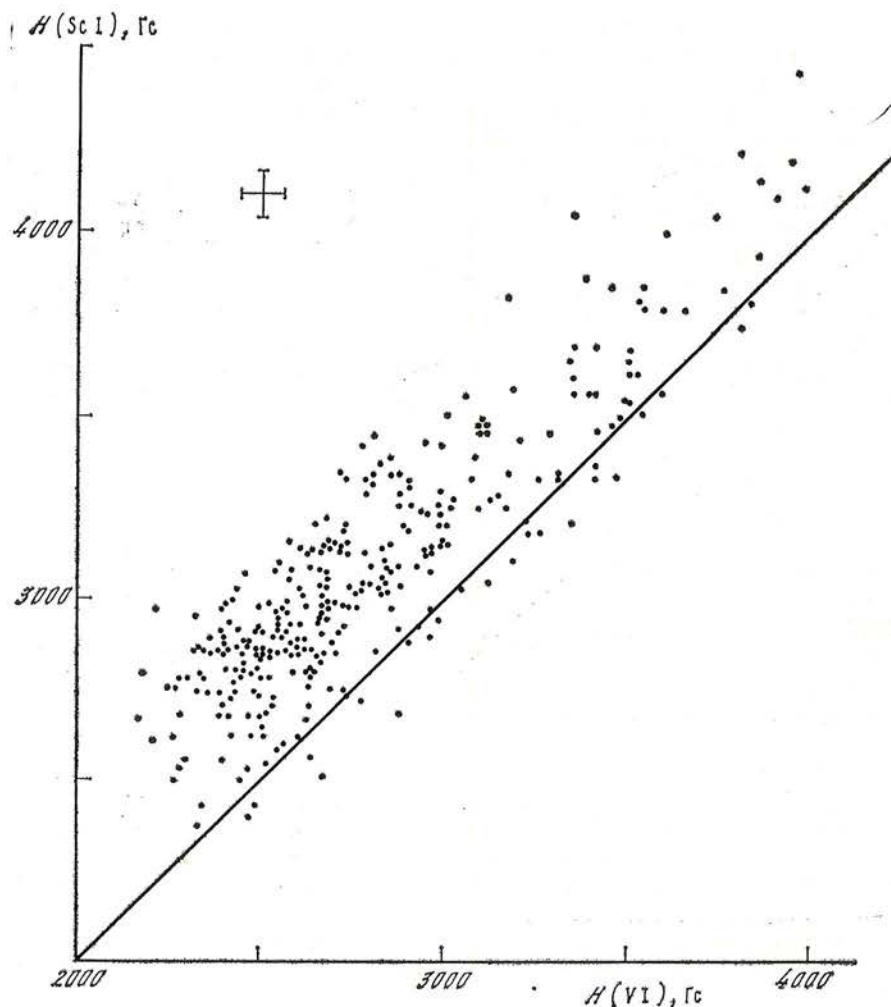
$$H = \frac{\Delta\lambda_H}{9,34 \cdot g_L \lambda_0^2} \cdot 10^5,$$

где λ_0 — длина волны несмещенной линии, g_L — лабораторный фактор Ланде линии (значения $g_L \lambda_0^2$, вычисленные нами [11], приведены в таблице).

Линии поглощения Sc I $\lambda 6306,0 \text{ \AA}$ и V I $\lambda 6256,9 \text{ \AA}$ являются простыми триплетами Зеемана, а линии V I $\lambda 6285,2 \text{ \AA}$ и $\lambda 6296,5 \text{ \AA}$ в магнитном поле показывают сложную картину расщепления, т. е. σ -компоненты последних двух линий состоят из нескольких подкомпонентов. Схемы зеемановского расщепления их нами рассчитаны и приведены в [3], где было отмечено, что σ -компоненты линий в целом достаточно узкие и магнитное расщепление $\Delta\lambda_H$ по ним измеряется уверенно. Сравнение напряженностей магнитных полей в тени пятен, определенных по трем линиям нейтрального ванадия V I $\lambda 6256,9 \text{ \AA}$, $\lambda 6285,2 \text{ \AA}$ и $\lambda 6296,5 \text{ \AA}$, показывает хорошее согласие между ними [3, 5]. Это говорит о том, что напряженности магнитного поля H , найденные по любой из трех линий ванадия, с одинаковой надежностью могут быть использованы для сравнения с H , определяемыми по линии Sc I $\lambda 6306,0 \text{ \AA}$ для вычисления вертикального градиента поля.

Как было сказано выше, при вычислении величин н.м.п. H мы применяем лабораторные значения факторов Ланде g_L для линий поглощения. Это связано с тем, что лабораторные значения множителя магнитного расщепления линий g_L являются более надежными, чем их теоретические величины g_T [11]. Согласно [11] для линии скандия Sc I $\lambda 6306,0 \text{ \AA}$ лабораторное и теоретическое значения факторов Ланде одинаковы, для линии ванадия V I $\lambda 6285,2 \text{ \AA}$ они отличаются всего лишь на $0,2\%$. Но для V I $\lambda 6296,5 \text{ \AA}$ теоретический множитель Ланде g_T на $2,4\%$, а V I $\lambda 6256,9 \text{ \AA}$ на $3,6\%$ больше, чем величины лабораторного фактора g_L этих линий. Поэтому применение лабораторных величин g_L линий позволило нам избежать возможных систематических ошибок при вычислении и сравнении напряженностей магнитных полей в холодном компоненте тени пятен по разным спектральным линиям.

На рисунке мы приводим величины напряженностей магнитных полей H в холодном компоненте тени наблюдаемых пятен, определенные по зеемановским расщеплениям линий ванадия V I $\lambda 6256,9 \text{ \AA}$, $\lambda 6285,2 \text{ \AA}$ и $\lambda 6296,5 \text{ \AA}$ (абсцисса) и скандия Sc I $\lambda 6306,0 \text{ \AA}$ (ордината). В верхнем левом углу рисунка горизонтальным и вертикальным отрезками указаны среднеквадратические ошибки H соответственно по линиям V I и Sc I. Из рисунка видно, что величины H , наблюдаемые по линии Sc I в подавляющем большинстве случаев значительно больше, чем значения H , определенных по линиям V I. Так как линия скандия образуется в более глубоких слоях, чем линии ванадия, то можно сделать вывод о том, что величина вертикального градиента напряженности магнитного поля в холодном компоненте тени пятен $\Delta H/\Delta h$ в основном отрицательна, т. е. поле с высотой



Сравнение напряженностей магнитных полей в тени различных пятен, определенных по линиям поглощения V I и Sc I

ослабевает. Но вместе с тем имеются случаи, хотя редкие, когда напряженность поля по Sc I меньше, чем напряженность H по линиям V I, и разница в напряженностях более чем 3σ . Это говорит о том, что в редких случаях в отдельных местах холодного компонента тени пятен величина $\Delta H/\Delta h$ бывает положительной, т. е. напряженность магнитного поля на данном слое возрастает с высотой. Просмотр всего обработанного материала показал, что нет ни одного пятна, в тени которого происходило бы только возрастание напряженности поля с высотой; положительные вертикальные градиенты поля обычно соседствуют с отрицательными градиентами в некоторых больших пятнах. Напомним, что в [1] Северный также отмечал случаи, когда на одной и той же глубине пятна примыкали магнитные поля с отрицательными и положительными вертикальными градиентами. Это явление объяснялось как расхождение и сгущение силовых линий магнитного поля в соседних местах тени пятна. В пятнах магнитные поля с обратными знаками вертикальных градиентов наблюдал также Котов [15]. Положительные вертикальные градиенты магнитного поля в некоторых пятнах активной области вблизи места возникновения вспышек перед их началом обнаружили Коваль и Степанян [16]. Наконец, при изучении вертикального градиента магнитного поля по линиям Fe I нами было замечено [17], что в слое $h = 50 \div 150$ км над уровнем возникновения непрерывного спектра тени пятен в некоторых случаях на-

пряженность поля растет с высотой. Поэтому отдельные факты положительного вертикального градиента магнитного поля, по-видимому, можно считать реальными.

Теперь попытаемся определить некоторые характерные численные значения вертикального градиента напряженности магнитного поля $\Delta H/\Delta h$ в холодном компоненте тени пятна. Для этого необходимо знать величину разности эффективных глубин образования линий V I от линий Sc I. Определение эффективных глубин образования фраунгоферовых линий традиционным методом является одной из трудных задач, особенно в тени пятен. Во-первых, тень пятна весьма неоднородна. Во-вторых, нет и не может быть единой модели пятен, так как в разных пятнах физические условия сильно различаются [18]. Однако имеется и эмпирический способ оценки высот эффективного возникновения линий поглощения в тени пятна, впервые успешно примененный Северным и Бумбой [19] и Маттигом [20] независимо. В этом методе эффективная высота образования линии в тени пятна определяется непосредственно из наблюдений, т. е. без применения моделей атмосферы тени, но требуется высокое качество наблюдательного материала. Известно, что, если спектр тени пятна снимать вблизи края диска Солнца, когда щель спектрографа направлена по радиус-вектору, тогда изображение тени пятна в линиях поглощения сдвинется в сторону лимба относительно позиции тени в непрерывном спектре. Маттиг [21] эти сдвиги определил для многочисленных линий поглощения и нашел, что величины их связаны с роуландовскими интенсивностями линий в спектре тени пятен. Согласно [21] для линий V I с роуландовскими интенсивностями $I_R^* = 4$ сдвиг тени к краю диска Солнца составляет $0,3''$, а для линии Sc I с $I_R^* = 1$ он равен $0,1''$. Так как величина сдвига тени в каждой линии характеризует высоту образования линии над уровнем возникновения непрерывного спектра тени пятен, то разность высот эффективных глубин образования линий Sc I и V I в холодном компоненте тени составит $0,2''$, т. е. $\Delta h \approx 150$ км. Разумеется, для разных пятен разница между эффективными глубинами возникновения выбранных линий поглощения Sc I и V I в некоторой степени может быть неодинакова. Но мы будем предполагать, что эти различия от пятна к пятну незначительны, и при вычислении величин вертикальных градиентов магнитного поля $\Delta H/\Delta h$ в среднем примем, что $\Delta h = 150$ км.

Мы снова обратимся к рисунку, где намечается некоторая слабая тенденция уменьшения разностей ΔH между напряженностями магнитных полей, измеренных по Sc I и V I в сторону больших полей. Однако относительно малое число точек для $H(V I) > 3000$ Гс не позволяет делать какие-либо определенные выводы по этому поводу. Для уверенного заключения о том, уменьшается ли величина ΔH с ростом напряженности магнитного поля пятна, необходимо увеличить число обработанных спектрограмм, относящихся к пятнам наибольших размеров. Здесь же мы ограничимся общими для всех пятен характерными значениями вертикальных градиентов магнитного поля в холодном компоненте тени. Из рисунка видно, что H по линии Sc I в среднем на 300 Гс больше, чем по линиям V I. Это означает, что характерная величина вертикального градиента магнитного поля будет

$$(\Delta H/\Delta h)_{cp} = -300 \text{ Гс}/150 \text{ км} = -2,0 \text{ Гс}/\text{км}.$$

Но на графике имеется большая дисперсия точек в полосе, ограниченной сверху точками с $\Delta H_1 = H(V I) - H(Sc I) = -600$ Гс, а снизу $\Delta H_2 = +75$ Гс. Соответствующие этим значениям ΔH величины вертикальных градиентов поля $(\Delta H/\Delta h)_1 = \Delta H_1/\Delta h = -600 \text{ Гс}/150 \text{ км} = -4,0 \text{ Гс}/\text{км}$ и $(\Delta H/\Delta h)_2 = +75 \text{ Гс}/150 \text{ км} = +0,5 \text{ Гс}/\text{км}$.

В очень редких случаях значения вертикальных градиентов поля достигают $(\Delta H/\Delta h)_3 = -700 \text{ Гс}/150 \text{ км} = -4,7 \text{ Гс}/\text{км}$ и $(\Delta H/\Delta h)_4 = +200 \text{ Гс}/150 \text{ км} = +1,3 \text{ Гс}/\text{км}$.

В [17] по измерениям зеемановских расщеплений многочисленных ли-

ний поглощения Fe I с различными роуландовскими интенсивностями на эшелельных поляризаационных спектрограммах нескольких пятен нами были определены величины вертикальных градиентов магнитного поля в слое, ограниченном высотами $h = 150 \div 500$ км над уровнем возникновения непрерывного спектра тени. Для разных пятен были получены значения $(\Delta H/\Delta h)_{\text{FeI}} = -0,8 \div -2,3$ Гс/км. Как видно, характерная величина вертикального градиента магнитного поля в холодной компоненте тени $(\Delta H/\Delta h)_{\text{ср}} = -2,0$ Гс/км, найденная здесь по линиям Sc I и V I, очень близка к значениям $(\Delta H/\Delta h)_{\text{FeI}}$, приведенным в [17]. Они хорошо согласуются со значениями вертикальных градиентов поля пятен, найденными Котовым [22].

Необходимо отметить, что наибольшие (до 30%) ошибки в вычислениях значений вертикальных градиентов поля $\Delta H/\Delta h$ могла внести неточность оценки разности высот возникновения линий Sc I и V I. Для более точного определения величин $\Delta H/\Delta h$ выгоднее сравнение полей, измеренных по линиям, у которых высоты образования отличаются в несколько раз больше, чем линий Sc I и V I, использованных здесь.

Итак, можно сделать следующее заключение. Значения вертикальных градиентов напряженности магнитного поля в холодном компоненте тени различных пятен могут быть в пределах от $(\Delta H/\Delta h)_1 = -4,0$ Гс/км до $(\Delta H/\Delta h)_2 = +0,5$ Гс/км. Однако в темных узлах тени напряженность магнитного поля в основном уменьшается с высотой; характерная величина вертикального градиента равна $(\Delta H/\Delta h)_{\text{ср}} = -2,0$ Гс/км. Редко встречаются случаи, когда в отдельных местах тени напряженность поля с высотой, по-видимому, медленно растет; при этом в холодном компоненте тени одного и того же пятна соседствуют магнитные поля с отрицательными и положительными знаками вертикального градиента поля.

Выражаю искреннюю благодарность А. Б. Северному и В. А. Котову за обсуждение статьи и важные замечания.

Ноябрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Северный А. Б. // Астрон. журн. 1959. Т. 36, вып. 2. С. 208—211.
2. Obridko V. N. // Bull. Astron. Inst. Czechosl. 1968. Vol. 19. P. 183—185.
3. Гусейнов М. Дж. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1974. Т. 49. С. 15—24.
4. Гусейнов М. Дж. // Там же. Т. 50. С. 168—174.
5. Гусейнов М. Дж. // Там же. 1975. Т. 53. С. 66—74.
6. Обридко В. Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М.: Наука, 1985. 255 с.
7. Северный А. Б., Степанов В. Е. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1956. Т. 16. С. 3—41.
8. Степанов В. Е., Петрова Н. Н. // Там же. 1958. Т. 18. С. 66—95.
9. Stepanov V. E., Sharpsnikova E. F., Petrova N. N. // Ann. Intern. Geophys. Year. 1962. Vol. 23. P. 2.
10. John C. E. St., Moore C. E., Ware L. M. et al. Revision of Rowland's preliminary table. Carnegie Inst. of Washington Publ. 1928. N 396.
11. Гусейнов М. Дж. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 70. С. 51—57.
12. Меррил П. Линии химических элементов в астрономических спектрах. М.: Физматгиз, 1959.
13. Зейналов С. К. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1970. Т. 41/42. С. 298—341.
14. Боярчук М. Е. // Там же. 1972. Т. 44. С. 18—32.
15. Котов В. А. // Там же. 1970. Т. 41/42. С. 67—88.
16. Коваль А. Н., Степанян Н. Н. // Солнечные данные. 1972, № 1. С. 83—91.
17. Гусейнов М. Дж. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1978. Т. 58. С. 31—34.
18. Бараповский Э. А., Степанян Н. Н. // Там же. 1980. Т. 62. С. 125—130.
19. Severny A. B., Vumba V. // Observatory. 1958. N 902. P. 33.
20. Mattig W. // Mitt. Astrophys. Observ. Potsdam, 1959. N 82.
21. Mattig W. // Solar Phys. 1969. Vol. 8, N 2. P. 291.
22. Котов В. А. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1972. Т. 46. С. 115—127.

УСТРОЙСТВО С 1024 ИНФОРМАЦИОННЫМИ КАНАЛАМИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ ЯРКОСТИ СОЛНЦА

Л. В. Дидковский

Описан 1024-канальный комплекс для измерения колебаний яркости Солнца, разработанный на базе интегральной фотоприемной матрицы. Информация с каждой ячейки матрицы снимается за время ~ 37 мкс с относительной точностью $\sim 10^{-3}$. При 1-мин накоплении точность измерения яркости $\sim 3 \cdot 10^{-5}$. Измерение колебаний яркости Солнца возможно в спектральном диапазоне 0,4—1,1 мкм.

THE DEVICE WITH 1024 INFORMATION CHANNELS FOR SOLAR BRIGHTNESS VARIATIONS MEASUREMENTS, by L. V. Didkovsky.— A device developed on the basis of the 1024-channel integral matrix designed for the observations of solar brightness variations is described. Real time resolution for each pixel is about 37 mks with relative accuracy $\sim 10^{-3}$. For 1 minute sampling the real accuracy of brightness measurements is about 3×10^{-5} . The device can be implemented for detection of solar brightness oscillations within 0.4—1.1 mkm spectral band.

С 1983 г. на Башенном солнечном телескопе КАО АН СССР применяется устройство для измерения колебаний яркости Солнца на основе фотоприемной интегральной матрицы [1]. Это устройство дополнило уже имевшуюся систему сбора и обработки информации [2] на базе минимального управляющего вычислительного комплекса (УВК) М-6000. Малый объем памяти и медленные устройства ввода-вывода информации на УВК лимитировали число анализируемых ячеек матрицы фотодиодов (МФ) до 12 (из общего числа 256), которые составляли 5 участков на изображении Солнца: центральный участок и четыре краевых: E, W, N, S. Малые собственные шумы устройства ($\sim 1 \cdot 10^{-5}$ в единицах яркости центра диска Солнца при времени интегрирования, равном 1^m [3]) не исключили возможность даже в прямом (не дифференциальном) сигнале яркости центрального участка изображения Солнца зарегистрировать известные 5-минутные колебания яркости с расщеплением пиков в спектре мощности ~ 68 мкГц [3]. Положение отдельных дискретных пиков с точностью до ± 11 мкГц совпало с опубликованным в [4] по данным внеатмосферных наблюдений на спутнике SMM.

Дифференциальные измерения колебаний яркости фотосферы Солнца в 1983—1984 гг. в интервале периодов 100—300 мин позволили обнаружить статистически достоверную осцилляцию яркости с известным периодом 160 мин и средней относительной амплитудой примерно 0,005% [5]. Высокая чувствительность дифференциальных сигналов яркости к сдвигам изображения Солнца дает возможность использования их также для исследования качества гидирования на БСТ [6].

Новые возможности измерения колебаний яркости Солнца с многоэлементными фотоприемниками связаны с измерительно-вычислительным комплексом (ИВК) на базе СМ-4, установленным в 1985 г. на БСТ.

Несомненный интерес представляет изучение колебаний яркости, измеренных с высоким пространственным разрешением, когда каждая ячейка МФ регистрирует яркость соответствующего ей участка на изображении Солнца. Применительно к (16×16) -элементной МФ был предложен метод [7] для выделения из информации от части ячеек (для случая, когда диск Солнца вписан в МФ) сигналов, соответствующих различным типам нерадиальных колебаний Солнца (гармоники с $l \leq 20$).

Более трудную и не менее интересную задачу представляет изучение фазовых соотношений между 160-минутными колебаниями лучевой скорости и яркости Солнца, тем более что такие измерения могут выполняться одновременно, причем на одном и том же телескопе.

Подключение новой 1024-элементной (32×32) МФ прежним [1] способом потребовало бы для получения одного кадра информации ~ 2 с времени, что значительно снизило бы отношение сигнал/шум. Необходимо было коренным образом перестроить всю схему управления и съема информации с МФ, чтобы обеспечить максимально возможное быстродействие в данной конфигурации вычислительных средств.

1. Измерительный комплекс

В качестве многоэлементного приемника применяется 1024-элементная кремниевая фотодиодная матрица, имеющая 32 строки и 32 столбца с произвольной (координатной) выборкой элементов. Размер светочувствительного элемента $0,1 \times 0,1$ мм, шаг между элементами по направлению строк или столбцов $0,25$ мм. Общий размер светочувствительной поверхности, закрытой кварцевым окном, $7,85 \times 7,85$ мм. Диапазон спектральной чувствительности МФ $0,4-1,1$ мкм.

Блок-схема комплекса приведена на рис. 1. ЭВМ СМ-4 1 через согласующий модуль, установленный в крейте КАМАК 2, и линию связи (длиной 20 м) обращается к схеме управления 5 и дешифратору адреса 3. Яркость отдельных элементов изображения Солнца на МФ 4 преобразуется в электрический сигнал и через схему съема информации 6, линию связи и модули КАМАК 2 записывается в память СМ-4, а затем на диск 7. Для настройки режима работы комплекса и юстировки МФ относительно изображения Солнца применяется телевизионный приемник 8 (TV). Точное время в комплекс вводится с синхронизатора 9.

Оптическая схема узла МФ показана на рис. 2. Параллельный пучок света от целостатных зеркал БСТ через входную диафрагму 1, светофильтры 2 и диафрагму 3 попадает на линзу 4, которая строит изображение Солнца диаметром $\sim 8,5$ мм на МФ 11. Комплект сменных диафрагм 1, 3 и 5 убирает основную часть рассеянного света и ограничивает освещенность МФ. Пространственное разрешение в расчете на одну ячейку МФ размером $0,1 \times 0,1$ мм составляет $\sim 23''$. Нижние диафрагмы 8 и 10 улучшают филь-

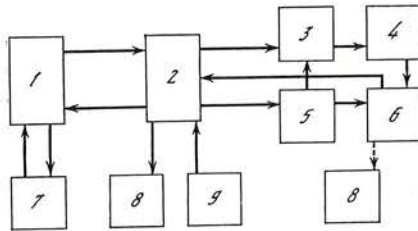


Рис. 1. Блок-схема измерительного комплекса

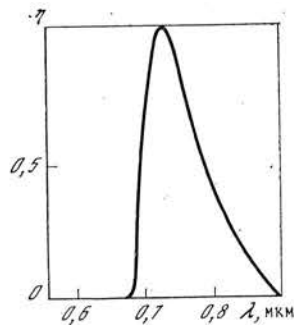


Рис. 3. Спектральная кривая пропускания $\lambda_{эф} \approx 0,73$ мкм, $\Delta\lambda_{1/2} \approx 0,1$ мкм

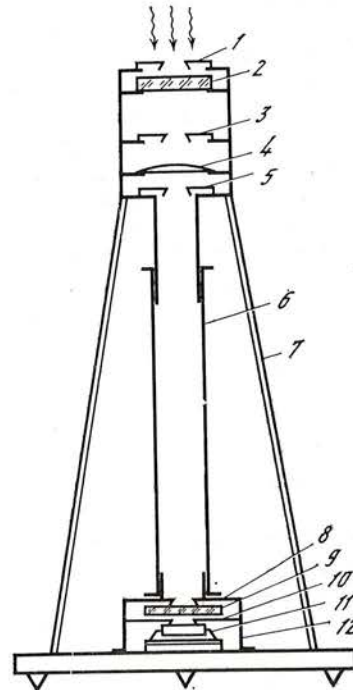


Рис. 2. Оптическая схема узла МФ

трацию рассеянного света. Светофильтры 2 и 9 формируют спектральную кривую пропускания (СКП). Жесткие опоры 7 предотвращают существенные повддки верхнего блока. Светонепроницаемый тубус 6 может быть поднят для проведения каких-либо работ с нижним блоком 12.

В отличие от устройства [1], где «красная» граница СКП определялась чувствительностью МФ в ближнем ИК-диапазоне длин волн [3], применение двух светофильтров позволяет сформировать СКП (рис. 3), ширина которой практически постоянна при изменении температуры. Применяв светофильтры СЗС-24 и КС-19, получаем $\lambda_{эф} \approx 0,73$ мкм, $\Delta\lambda_{1/2} \approx 0,1$ мкм.

Новая конструкция узла МФ существенно отличается от предыдущей также тем, что внутри нижнего блока 12 (см. рис. 2) размещается только одна интегральная микросхема МФ, а вся остальная часть электроники вынесена за пределы блока, что устраняет нагрев МФ мощностью, рассеиваемой электронными компонентами схемы.

Блоки 3, 5 и 6 (см. рис. 1) соединяются с МФ и с линией связи при помощи разъемов, что позволяет подключать узел МФ не только в башне БСТ, но и в других местах, например в плоскости главного фокуса или в непосредственной близости от ИВК. Последнее удобно при проведении лабораторных испытаний, настройке или ремонте комплекса.

2. Лабораторные измерения. Оптимизация параметров

Микросхема МФ, которая установлена в комплекс, была отобрана как лучшая из восьми имевшихся матриц. Отбор проводился по критерию лучшей однородности ячеек МФ (идентичности выходных сигналов). Окончательная паспортизация ячеек МФ проводилась при освещении их солнечным параллельным пучком в башне БСТ. Точные значения измеренных сигналов от каждой ячейки МФ выводились на цифропечать, а приближенные (один десятичный разряд), кроме того, можно было наблюдать на экране TV. Неоднородность ячеек отобранной нами МФ, превышающая 15%, зафиксирована у 79 ячеек из 1024 (~8% от общего числа ячеек). Следует отметить, что в эти неоднородности, обусловленные в основном технологическими дефектами при изготовлении МФ, входят известные нам погрешности электроники оцифровки выходных сигналов МФ (<1,5%) и неизвестные (количественно) неоднородности, вызванные несовершенством оптики и флуктуациями прозрачности земной атмосферы во время измерений. Полученная матрица инструментальной неоднородности предназначена для выравнивания выходных сигналов от ячеек МФ при последующей обработке результатов измерений.

В качестве выходного сигнала от выбранной ячейки МФ используется длительность импульса ($T_{и}$), которая преобразуется затем в цифровой код. Как и в устройстве [1], $T_{и}$ обратно пропорциональна яркости выбранного участка изображения Солнца и определяется временем разряда емкости обратного смещенного $p-n$ -перехода до заданного опорного напряжения $U_{оп}$. Следовательно, одну и ту же величину $T_{и}$ можно получить, изменяя световой поток и $U_{оп}$. Рис. 4 иллюстрирует эти возможности. Очевидно также, что ошибка измерения $T_{и}$ при незначительном изменении $U_{оп}$ будет различной для приведенных на рис. 4 кривых, имеющих различную крутизну в точке пересечения их с прямыми $U = -U_{оп i}$.

Попытаемся определить оптимальные значения светового потока и $U_{оп}$, при которых ошибка измерения $T_{и}$, связанная с изменением $U_{оп}$ (из-за старения элементов электронной схемы, температурной нестабильности, дрейфа источников питания), была бы минимальной.

Известно, что выражение для емкости $p-n$ -перехода может быть записано в виде

$$C(U) = DS(U_K + U)^{-b}, \quad (1)$$

где D — коэффициент, зависящий от свойств полупроводника; S — площадь $p-n$ -перехода; U_K — контактная разность потенциалов; U — напряжение на $p-n$ -переходе; b — коэффициент, зависящий от типа

$p - n$ -перехода ($b \approx 0,5$ для резкого $p - n$ -перехода). Заряженная до напряжения $-U_c$ (рис. 4) емкость $p - n$ -перехода разряжается током неосновных носителей, генерированных под действием светового потока Φ . Уменьшение напряжения на $p - n$ -переходе во время разряда вызывает увеличение емкости, что «искривляет» зависимость $U = f(t)$, приближая ее к экспоненциальной:

$$U(t) = -U_c \exp(-t/\tau), \quad (2)$$

где τ — постоянная времени разряда. Первая производная $U'(t)$ характеризует крутизну кривой разряда

$$U'(t) = (U_c/\tau) \exp(-t/\tau). \quad (3)$$

Оптимальное (для измерения T_{II} с минимальной ошибкой, т. е. в точке максимальной крутизны) значение постоянной времени ($\tau_{\text{опт}}$) определяется приравнением нулю [производной от (3) по τ :

$$dU'(t)/d\tau = U_c e^{-t/\tau_{\text{опт}}} \left(\frac{t}{\tau_{\text{опт}}^3} - \frac{1}{\tau_{\text{опт}}^2} \right) = 0. \quad (4)$$

Если процесс разряда ограничивается при достижении $U_{\text{оп}}$ ($t = T_{II}$), то из (4) следует, что

$$\tau_{\text{опт}} = T_{II}. \quad (5)$$

Из (2) следует, что

$$T_{II} = \tau \ln U_c/U_{\text{оп}}, \quad (6)$$

поэтому, если $\tau = \tau_{\text{опт}}$, то

$$\ln U_c/U_{\text{оп}} = 1, \text{ или } U_{\text{оп}} = U_c/e. \quad (7)$$

Интересно оценить, как изменится T_{II} при изменении $U_{\text{оп}}$. Из (5) и (6) следует, что

$$\Delta T_{II} = \tau \ln \frac{U_c}{U_{\text{оп}} + \Delta U_{\text{оп}}} - T_{II} = \tau_{\text{опт}} \left(\ln \frac{U_c}{U_{\text{оп}} + \Delta U_{\text{оп}}} - 1 \right). \quad (8)$$

Разделим числитель и знаменатель под знаком логарифма на $U_{\text{оп}}$:

$$\Delta T_{II} = \tau_{\text{опт}} \left[\ln \frac{U_c}{U_{\text{оп}}} - \ln \left(1 + \frac{\Delta U_{\text{оп}}}{U_{\text{оп}}} \right) - 1 \right]. \quad (9)$$

Учитывая (7), а также то, что $\Delta U_{\text{оп}}/U_{\text{оп}} \ll 1$ и $\ln \left(1 + \frac{\Delta U_{\text{оп}}}{U_{\text{оп}}} \right) \approx \frac{\Delta U_{\text{оп}}}{U_{\text{оп}}}$ (с точностью до первого члена ряда разложения), получим

$$\Delta T_{II} \approx -\tau_{\text{опт}} \frac{\Delta U_{\text{оп}}}{U_{\text{оп}}}. \quad (10)$$

Таким образом, для уменьшения ошибки в определении T_{II} нужно стремиться уменьшить T_{II} (увеличить освещенность), а также увеличить $U_{\text{оп}}$. Однако при малом значении T_{II} увеличиваются ошибки преобразования T_{II} в число. Исходя из частоты генератора $F = 10$ мГц (дискретность преобразования равна 0,1 мкс) мы задаемся средним значением $T_{II} \approx 100$ мкс. Относительная точность единичного измерения при этом будет $\sim 10^{-3}$, а при 1^м времени интегрирования $\sim 3 \cdot 10^{-5}$. Для установившегося режима (5) увеличиваем $U_{\text{оп}}$ почти до нуля ($U_{\text{оп}} \approx -0,05$ В) и ослабляем световой поток с помощью нейтральных светофильтров до величины, при которой $T'_{II} \approx 5$ $T_{II} \approx 500$ мкс. При этом $\tau_{\text{опт}} \approx T_{II} \approx 100$ мкс. Исходя из величины U_c (рис. 4), которая измеряется осциллографом, устанавливаем $U_{\text{оп}} \approx U_c/2,7$.

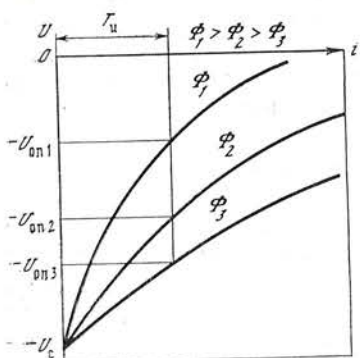


Рис. 4. Кривые разряда емкости $p - n$ -перехода (ячейки МФ) под действием светового потока (см. текст)

3. Пробные наблюдения. Режимы измерений

Пробные наблюдения выполнены с целью разработки программного обеспечения по преобразованию первичных массивов данных в форму, удобную для дальнейшей обработки.

В 1986 г. записаны на магнитный диск данные 10 дней наблюдений (в сумме ~ 70 ч), что составляет $\sim 95\%$ емкости диска. Каждая запись выполнена в режиме накопления 1000 кадров, что по времени занимает ~ 38 с, включая перепись ее из оперативной памяти на магнитный диск. Единица информации (запись) содержит 1024 16-разрядных слов (по числу измерительных каналов МФ) и 16 служебных слов. Служебная информация включает данные по режиму измерений, дату, точное время начала и конца накопления. Скорость получения и записи информации на диск составляет ~ 26 кадров/с (один кадр за ~ 38 мс). Это сравнимо со скоростью получения информации в устройстве [1], где цикл обращения составлял ~ 24 мс, но надо учесть, что там информация снималась всего лишь с 12 ячеек МФ.

Основные данные для сравнения возможностей устройства [1] и описанного выше приведены в таблице.

Параметр	Устройство [1]	1986 г.
Эффективная длина волны, мкм	0,82	0,73
Число анализируемых ячеек МФ	12	1024
Число анализируемых каналов	5	1—1024
Память для хранения результатов одного накопления, байт	16	2080
Цикл обращения, мс	24	38
Время съема информации в пересчете на одну ячейку, мкс	2000	37

Таким образом, новый 1024-канальный измерительный комплекс, увеличив информационную емкость по сравнению с устройством [1] в ~ 85 раз, обладает тем не менее в ~ 54 раза большим быстродействием в пересчете на одну ячейку МФ.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить А. Б. Северного и В. А. Котова за постановку задачи. Автор признателен также И. П. Залесову за разработку ряда программ, Л. Ф. Бежко и А. М. Чижову за помощь при сборке и монтаже комплекса.

Ноябрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Дидковский Л. В. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 72. С. 217—225.
2. Границкий Л. В., Границкая Л. А., Дидковский Л. В., Нижулин Н. С. // Там же. 1977. Т. 56. С. 181—183.
3. Дидковский Л. В., Котов В. А. // Там же. 1986. Т. 74. С. 132—141.
4. Woodard M., Hudson H. Solar oscillations observed in the total irradiance // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 67—73.
5. Дидковский Л. В., Котов В. А. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 76. С. 119—138.
6. Дидковский Л. В. // Там же. 1986. Т. 75. С. 182—188.
7. Косовичев А. Г. // Там же. С. 22—33.

ТЕЛЕВИЗИОННЫЙ КОМПЛЕКС МАЛОГО ТЕЛЕСКОПА ДЛЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

А. Н. Абраменко, В. В. Прокофьева, Н. И. Бондарь,
В. А. Майер, Е. П. Павленко, Л. М. Шарипова

Телевизионный комплекс разработан для фотометрических и спектрофотометрических исследований звезд и установлен на 0,5-метровом менисковом телескопе МТМ-500 (F/13) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. В качестве приемника света применяется передающая трубка изокон, имеющая каскад электронно-оптического усиления света. Фотографическая регистрация телевизионного изображения обеспечивает точность относительной фотометрии 0,05—0,08^m, а цифровое преобразование видеосигнала и накопление данных в памяти ЭВМ повышает точность фотометрии до 0,01—0,02^m.

Телевизионный комплекс обеспечивает быстрый поиск и отождествление слабого объекта в интегральном свете, фотометрию звезд в одной из полос цветовой системы *B*, *V*, *R* в поле 12' при проникающей способности до 20^m за 5 мин экспозиции, синхронную фотометрию избранных звезд в четырех областях спектра при проникающей способности 15^m за 1—2 мин и спектрофотометрию звезд до 14^m за 2,5 мин.

A TV COMPLEX FOR ASTROPHYSICAL INVESTIGATIONS ON A SMALL TELESCOPE, by A. N. Abramenko, V. V. Prokof'eva, N. I. Bondar', V. A. Mayer, E. P. Pavlenko, L. M. Sharipova.— The TV complex is designed for photometric and spectrophotometric investigations of stars. It has been mounted on 0.5-m meniscus telescope MTM-500 (F/13) of the Crimean Astrophysical Observatory. Using the intensified isocon photographic TV images are registered with the accuracy (std. dev.) of the relative photometry of about 0.05—0.08^m. Videosignal integration in the computer increases the photometrical accuracy up to 0.01—0.02^m. The TV complex permits the quick-look search for faint objects, stellar photometry in one of the *B*, *V*, *R* color system within 12 arc. min field of view up to the limiting magnitude 20^m and integration time 5 min., simultaneous photometry in the four spectral regions up to 15^m with integration time 1—2 min and stellar spectrophotometry up to 14^m with integration time 2.5 minutes.

Развитие приборостроения, электроники и вычислительной техники позволяют сейчас создавать на малых телескопах оптико-электронные комплексы, решающие ряд задач практической астрофизики. Они обеспечивают достаточно высокую проникающую способность и точность фотометрических измерений, оперативную обработку получаемых данных в ЭВМ, а также удобство работы оператора-наблюдателя. Обсуждению проблем навесной аппаратуры малого телескопа и астрофизических задач, решаемых на нем, был посвящен Симпозиум № 118 МАС, состоявшийся 2—6 декабря 1985 г. в Новой Зеландии.

1. Аппаратура

Телевизионный комплекс является штатной аппаратурой телескопа МТМ-500 ($D = 0,5$ м, $F = 6,5$ м) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. С 1970 г. на этом телескопе ведутся регулярные телевизионные фотометрические исследования переменных звезд и планет. С 1982 г. в состав комплекса введена мини-ЭВМ [1, 2].

Блок-схема комплекса приведена на рис. 1. В качестве искателя используется телескоп МТМ-200 ($D = 0,2$ м, $F = 1,6$ м), установленный на тубусе основного телескопа. Передающие телевизионные камеры (ПТК) устанавливаются в фокусах телескопа и искателя. В обеих камерах применяются передающие телевизионные трубки (ПТТ) ЛИС04, представляющие собой изокон, сочлененный в единой стеклянной колбе с каскадом ЭОП.

катод объектов не перенакладывались, рабочий участок поля наблюдаемых звезд можно ограничить диафрагмой, расположенной у фотокатода.

Бесцелевой афокальный спектрограф представляет собой две турели, смонтированные на общей пластине, крепящейся к ТБСС. В одной турели расположены диспергирующие элементы (до трех), содержащие разные прозрачные дифракционные решетки (50, 100 штр/мм), в другой расположены три нейтральных светофильтра, позволяющие ослаблять свет от наблюдаемого объекта, а также зеленый светофильтр ЗС-7, имеющий узкие полосы пропускания и служащий для калибровки шкалы длин волн в спектре наблюдаемого объекта. Диспергирующий элемент состоит из плосковыпуклой линзы, плосковогнутой линзы и расположенной между ними прозрачной дифракционной решетки. Турели расположены одна над другой. Установка нужного диспергирующего элемента и светофильтра производится дистанционно, с индикацией на панели телевизионной стойки. Набор нейтральных светофильтров позволяет делать привязку данных, полученных при наблюдении слабых объектов, к ярким фотометрическим стандартам.

Проектор испытательных таблиц, тестов и мир (ПИТ) служит для контроля качества телевизионного изображения и смонтирован на ТБСС. В одном из положений ротора ТБСС световой пучок от телескопа переключается и оптическая система проектирует на входной фотокатод аппаратуры изображения испытательных таблиц и тестов. Управление сменой таблиц производится дистанционно. Осветитель тестов выполнен на светодиодах АЛ102В так, что он обеспечивает в поле диаметром 22 мм освещение фотокатода с отклонениями от равномерного не более 2% [1, 4]. Аналогичный ПИТ установлен на ПТК искателя.

В аппаратуре имеется специальное устройство для калибровки звездных величин (УКЗВ). Оно представляет собой 14 звездообразных изображений разной яркости ($\Delta m \approx 2^m$), проектируемых во время наблюдений на фотокатод телевизионной трубки [5]. Яркость всех 14 изображений искусственных звезд меняется одновременно в диапазоне 15 звездных величин путем изменения тока, проходящего через светодиоды АЛ102В, используемые в осветителе УКЗВ. Регулировка и контроль тока светодиодов ведется с пульта управления с точностью до 0,5%. Высокая точность воспроизведения яркости звездного теста позволила произвести его калибровку в единицах внеатмосферных звездных величин в цветовой системе V. Масштаб проекции искусственных звезд на фотокатод подобран так, чтобы размеры их изображений были равны средним размерам изображений звезд (3").

Блоки управления, питания и контроля телевизионной аппаратуры (БУПК) расположены в лабораторном помещении, примыкающем к башне телескопа. Они объединены в стойку, в которой размещены генераторы строчной и кадровой разверток, строчных и кадровых синхроимпульсов и бланков, опорный кварцевый генератор с частотой 10 МГц, блоки управления длительностью накопления на мишени передающей трубки и режимом работы кинокамеры.

В аппаратуре применено построочное разложение. Периоды строк и кадров образуются путем деления базовой частоты. Период строки равен 72 мкс; для периодов кадра выбрано пять значений, примерно равных 0,046; 0,092; 1,47; 2,94 и 5,87 с. Отсутствие кратности в коэффициентах деления для получения строчных и кадровых периодов сделано для того, чтобы строки в каждом последующем телевизионном кадре были сдвинуты примерно на $\frac{1}{3}$ межстрочного расстояния по отношению к положению строк в предыдущем кадре. Это обеспечивает наиболее полное считывание потенциального рельефа с мишени ПТТ и существенно увеличивает точность телевизионной фотометрии. При любом используемом периоде кадровой развертки период строчной развертки остается постоянным. При этом, когда число строк в растре превосходит необходимое количество, на время «лишних» строк записываются ПТТ и кинескопы [1].

Блок выбора длительности накопления на мишени ПТТ обеспечивает

переход в такой режим работы трубки, когда потенциальный рельеф на мишени накапливается в течение заданного числа телевизионных кадров (от одного до нескольких сот) и не считывается (ПТТ и кинескопы «заперты»). Затем происходит однокадровое считывание потенциального рельефа с одновременным воспроизведением наблюдаемого изображения на телевизионном экране.

Видеосигналы от ПТК телескопа и искателя поступают на телевизионную стойку и здесь с помощью реле могут быть подключены к тому или другому видеоконтрольному устройству (ВКУ), а также к интерфейсу ЭВМ. В установке работают два параллельно включенных видеоусилителя. Один предназначен для питания ВКУ, второй — для подачи сигналов в интерфейс ЭВМ. Регулировка амплитуды подаваемого из ПТК на видеоусилители сигнала раздельная, с дискретным ослаблением.

Отношение сигнала к шуму на выходе видеоусилителя в основном определяется параметрами ПТТ. Например, для одного из экземпляров ПТТ типа ЛИ804 при непрерывном режиме его работы и температуре области мишени $+30^{\circ}\text{C}$ оно равно при освещенности $5 \cdot 10^{-4}$ лк: в белом 25, в черном 90; при освещенности $5 \cdot 10^{-6}$ лк: в белом 10, в черном 32. При охлаждении ПТТ отношение сигнала к шуму при той же освещенности увеличивается.

Регистрация телевизионных изображений осуществляется с помощью кинокамеры, снабженной экспонометром. На каждом фотокатоде впечатывается табло с датой и с изображением электронных часов, показывающих текущее время с точностью до 1 с. Оператор может в любой момент времени нажатием кнопки начать экспонирование на фотопленку заранее заданного числа телевизионных кадров, равного $2^n - 1$, где n — целое число от 1 до 8. Возможна и автоматическая работа кинокамеры, когда заранее задаются длительности промежутков между экспозициями.

Имеется два ВКУ. Первое, включающее в себя кинескоп с плоским экраном (типа 13ЛК16А), применяется для фоторегистрации наблюдаемых объектов. Второе предназначено для визуальных наблюдений. В нем установлен кинескоп с длительным послесвечением экрана (типа 50ЛМ1В).

В состав телевизионного комплекса входит мини-ЭВМ типа 15ВСМ-5 с памятью 1К, устройство предварительной обработки сигнала (УПОС) девятиразрядной АЦП и блоки сопряжения телевизионной системы с ЭВМ (контроллер). Вследствие малого объема памяти и небольшого быстродействия данной ЭВМ оцифровка видеосигнала производится лишь от одномерного изображения, которое выделяется стробом, располагающимся вдоль кадровой развертки [2, 6]. Границы строба высвечиваются на экране ВКУ; ширина его и положение подбираются оператором так, чтобы изображения спектра или исследуемых звезд находились внутри строба. Первичная обработка оцифрованного видеосигнала производится в мини-ЭВМ. Она включает накопление и усреднение информации от заданного оператором числа телевизионных кадров. После перевода машинных кодов в коды системы ЕС информация записывается на магнитную ленту в УПДМЛ-ЕС9002. Предварительно на клавиатуре устройства набирается название объекта, условия наблюдений и другая служебная информация, которая также записывается на магнитной ленте. Дальнейшая обработка данных производится на ЭВМ ЕС-1033.

Используемая в настоящее время мини-ЭВМ 15ВСМ-5 — имеет малый вес и габариты, обладает низким быстродействием и небольшим объемом памяти. Поэтому длительность межстрочного расстояния в развертках приходится увеличивать до 6,9 мс, длительность кадра — до 1,47 с, а число строк, с которых регистрируется информация, уменьшено до 200. Замена вычислительного устройства 15ВСМ-5 на более совершенное, например «Электроника-60», позволит регистрировать 1000 и более строк при меньшей длительности кадра.

2. Спектрофотометрические исследования слабых звезд

Бесщелевой афокальный телевизионный спектрофотометр с регистрацией сигнала в ЭВМ обладает следующими возможностями: одновременностью регистрации всех участков спектров звезд; оперативностью отождествления исследуемого объекта при наблюдениях его изображения на телевизионном экране в интегральном свете; оперативностью обработки информации, регистрируемой в ЭВМ в цифровом коде; линейностью дисперсии и наличием нуля-пункта шкалы длин волн для спектра каждой звезды (положение нулевого порядка спектра); возможностью фотометрической привязки к ярким звездам путем введения калиброванных серых светофильтров.

К недостаткам прибора можно отнести влияние качества изображения на спектральное разрешение и ограничение проникающей способности спектрографом.

Примеры индивидуальных записей спектров звезд, полученных с дифракционной решеткой, имеющей 100 штр/мм, приведены на рис. 2. На записях слева направо расположены: нулевой порядок спектра, семь фотометрических разрезов искусственных звезд известной яркости и спектр звезды. Для проверки спектрального разрешения были получены записи спектра планетарной туманности НУ 2-1, имеющей угловые размеры три секунды (рис. 3). Полуширина линии $\lambda 5007$ [O III] составляет около 120 Å. Учитывая угловые размеры туманности, можно заключить, что спектральное разрешение аппаратуры в данную ночь наблюдений было около 80 Å.

Относительная точность регистрации спектров звезд и ее зависимость от длины волны и блеска звезды исследовались как по нескольким записям спектра одной и той же звезды, сделанным в одну ночь, так и по двум записям. Среднеквадратичная ошибка измерения интенсивности σ_I в первом случае определялась во всех длинах волн, во втором — в интервалах длин волн равных 500 Å. На рис. 4 представлены значения σ_I , выраженные в процентах и полученные для максимума чувствительности аппаратуры по записям звезд различного блеска. Резкое увеличение ошибок измерений для звезд слабее 14^m обусловлено сильным влиянием излучения ночного неба, которое в этих условиях при ширине строба 20 элементов разрешения, создает сигнал, превосходящий сигнал от спектра звезды. На рис. 5 приведена зависимость σ_I от длины волны в диапазоне 4000—7500 Å для двух звезд разного блеска. На краях спектра ошибки возрастают за счет уменьшения пропускания входного окна трубки и квантового выхода фотокатода.

Достаточно высокая точность записей интенсивности спектров звезд позволила поставить задачу абсолютных спектрофотометрических измерений по методу абсолютизации полученных распределений энергии относительно стандартных звезд. Последовательность наблюдений исследуемых и стандартных звезд обуславливается методом учета атмосферной экстинкции.

Блок-схема для определения внеатмосферной освещенности исследуемых звезд приведена на рис. 6. Блоки 1—6 представляют принятую при наблюдениях спектров последовательность записей на магнитную ленту и использование их в процессе обработки. По записям 1, 2, 3 и 6 определяются аппаратурные характеристики. Ошибка поля (1) определяется по записи равномерной освещенности части фотокатода внутри строба и представляет собой отношение интенсивности в каждом канале N_i к максимальному ее значению N_{\max} . В значениях интенсивности учитывается нулевой уровень сигнала. Линейность системы (2) контролируется по записи равномерно освещенного ступенчатого ослабителя, дающего восемь уровней освещенности. Зная среднюю интенсивность каждого уровня I , проверяем линейность зависимости свет — сигнал. Дисперсия (3) определяется по записи спектра стандартной или исследуемой звезды через светофильтр ЗС-7. Три точки, $K(\lambda_0)$, $K(\lambda_1)$ и $K(\lambda_2)$, позволяют вычислить зависимость $\lambda = f(k)$, где K — номер канала; $\lambda_0 = 0$ и соот-

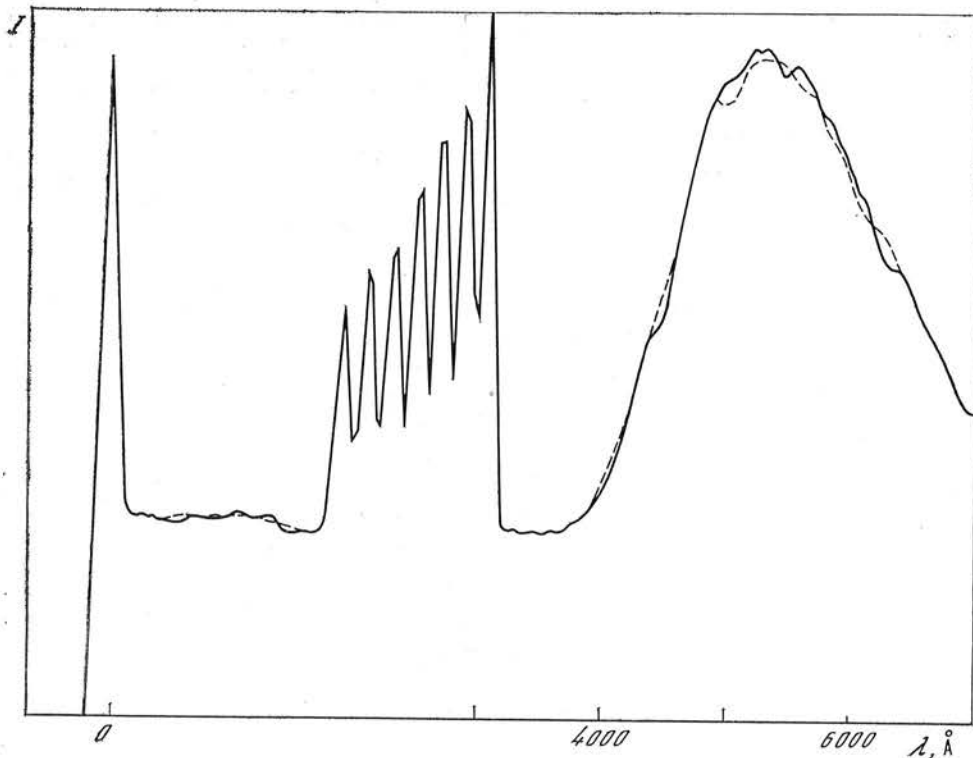


Рис. 2. Две записи спектра звезды Feige 56 ($m_v = 11,41^m$, В5 p), полученные 04.04 1986 г. с общей экспозицией 5 мин. Отношение сигнала к шуму в максимуме равно 80

ветствует положению нулевого порядка, λ_1 и λ_2 — длины волн максимумов пропускания светофильтра. Дисторсия (б) контролируется несколько раз в ночь по записи положения реперов дисторсионной решетки. Вычисленные поправки учитываются при калибровке шкалы длин волн. Для всех аппаратных поправок вычисляется среднеквадратичная ошибка σ .

Блоки 4, 5 реализуют обработку записей программной и стандартной звезд. Каждая запись содержит запись эталона яркости, что позволяет учитывать изменение режима работы аппаратуры. В процессе обработки из исходных интенсивностей вычитаются значения нулевого уровня сигнала, ошибки поля и фона неба. По положению максимума нулевого

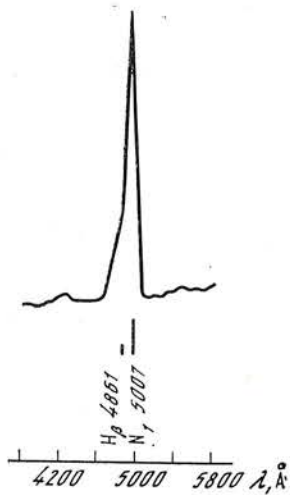
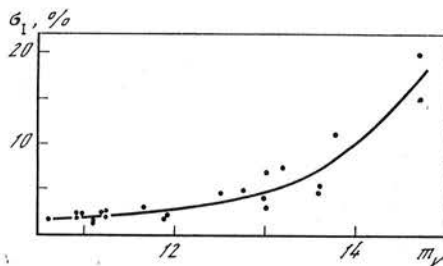


Рис. 3. Запись небулярной линии O III планетарной туманности НУ 2-1

Рис. 4. Зависимость среднеквадратичной ошибки относительных измерений интенсивностей в спектрах звезд в области 5000—5500 Å от их блеска при времени экспозиции 2,5 мин и дисперсии 40 Å/канал



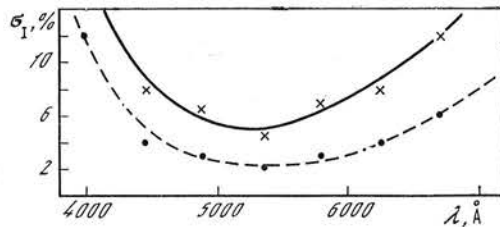
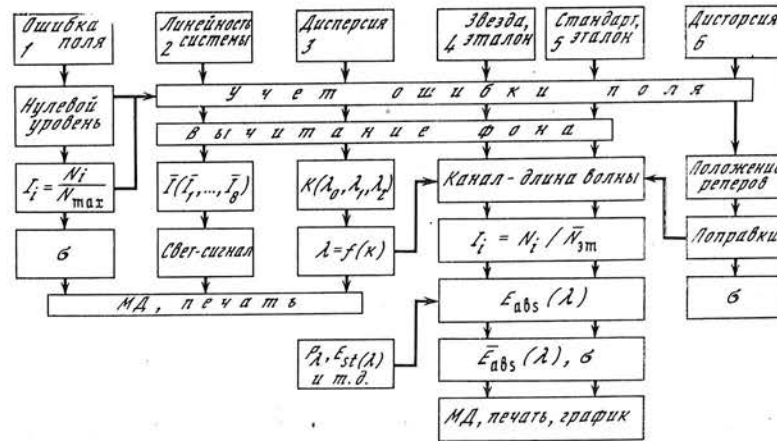


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но в зависимости от длины волны для двух звезд: $m_v = 13,03^m$ (сплошная линия), $m_v = 11,27^m$ (штриховая).

Рис. 6. Блок-схема расчета спектральной плотности энергетической освещенности для исследуемых звезд (объяснение в тексте)



порядка и значению дисперсии устанавливается соответствие между номером канала и значением длины волны; выполняется приведение значений интенсивностей в каждой длине волны в спектре звезд N_i к среднему из семи значений интенсивности эталона яркости $\bar{N}_{ст}$.

Расчет абсолютных значений спектральной плотности излучения звезды выполняется по формуле

$$E_{abs}(\lambda) = \frac{I_*(\lambda) E_{st}(\lambda) K_* F_*(\lambda) P^{-\Delta X}(\lambda)}{I_{st}(\lambda) K_{st} F_{st}(\lambda)} \left(\frac{T_*}{T_{st}} \right)^{1,45},$$

где $I_*(\lambda)$, $I_{st}(\lambda)$ — интенсивности в спектрах звезды и стандарта, определенные относительно средней интенсивности эталона, $E_{st}(\lambda)$ — энергетическая плотность излучения стандартной звезды, K_* , K_{st} — коэффициенты, учитывающие различные условия наблюдений (диафрагмы и т. п.), $F_*(\lambda)$, $F_{st}(\lambda)$ — коэффициенты пропускания фильтров, используемых при наблюдениях звезд и стандарта, $P(\lambda)$, ΔX — значения коэффициента прозрачности и разность воздушных масс соответственно, T_* , T_{st} — токи светодиодов эталона яркости в записях звезды и стандарта.

Вся схема реализована на ЕС 1033 пакетом из трех программ: программы для обработки и записи на магнитный диск (МД) справочных массивов — коэффициентов прозрачности, поправок за новую калибровку Веги 1975 г., значений $E_{st}(\lambda)$ стандартных звезд в единицах (эрг/см²·с·см), соответствующих блеску звезды; программы для вычисления и записи на диск интенсивностей спектров звезд и определения точности регистрации спектров по двум или нескольким записям; программы вычисления значений спектральной плотности энергетической освещенности излучения звезды, определения точности полученных значений σ и представления результата счета в виде таблицы и графика с возможностью хранения информации на магнитном диске.†

На рис. 7 представлены полученные нами распределения энергии звезд γ Oph, $m_v = 3,75^m$ A0 относительно 109 Vir, $m_v = 3,73^m$, A0 (световой поток от звезд ослабляется в 300 раз) и HZ 43, $m_v = 13,02^m$, DAWK относительно HZ 44, $m_v = 11,67^m$, sdo. Влияние атмосферной экстинкции учтено по среднему значению коэффициента прозрачности для КАО [7].

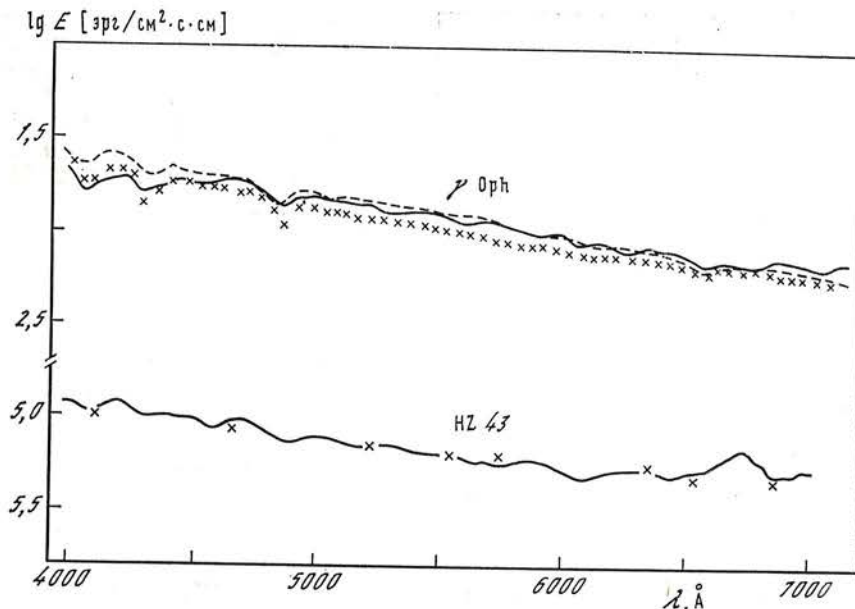


Рис. 7. Значения логарифма внеатмосферной монохроматической освещенности для двух звезд (линии) и сравнение их с опубликованными данными (крестики) для звезды γ Orh, наблюдавшейся через серый светофильтр, штриховой и сплошной линиями показаны данные, полученные 15 и 16.07 1986 г. Наблюдения NZ 43 получены 06.04 1986 г.

Крестиками показано сравнение полученных данных с опубликованными для яркой звезды в каталоге [8], для слабой — в списке [9]. Полученными значениями $E_{\text{abs}}(\lambda)$ для звезды NZ 43 согласуются в пределах нашей точности с данными [9]. Различия между результатами, полученными в две соседние ночи наблюдений, а также с данными Глушневой для звезды γ Orh, вероятно, случайны и вызваны отличием коэффициента прозрачности в эти ночи от его среднего значения.

3. Фотометрия

Фотометрические исследования слабых звезд в поле $12'$ в одной из цветовых систем B, V, R ведутся при фотографической регистрации их изображений [4]. Каждый телевизионный снимок имеет фотометрическую калибровку [5]. Среднеквадратичная ошибка разности блеска двух звезд по одному снимку составляет $\pm 0,05 \pm 0,08^m$ в случае, когда флуктуации квантового потока не увеличивают ее. Проницающая способность ограничивается фоном неба и составляет $20,0^m$ в полосе V и $21,0^m$ в полосе B [10] при времени экспозиции 5 мин и отношении сигнала к шуму около двух.

Турель быстрой смены светофильтров позволяет проводить фотометрические исследования в четырех широкополосных фотометрических системах. В настоящее время применяются цветовые системы B, V, R .

В зависимости от яркости объекта и поставленной задачи наблюдения звездных полей можно осуществлять как последовательно, так и синхронно во всех светофильтрах (см. выше). Регистрация блеска при этом может быть проведена либо фотографическим путем [11], либо путем ввода данных в ЭВМ. В этом случае вдоль направления кадровой развертки располагаются изображения звезды, получаемые синхронно в четырех участках спектра, и ряда искусственных звезд для фотометрической калибровки [5]. Накопление информации и запись ее на магнитную ленту происходит так же, как и при наблюдении спектров. На рис. 8 представлены фотометрические разрезы семи изображений искусственных звезд и трех изображений звезды 12^m в полосах B, V, R .

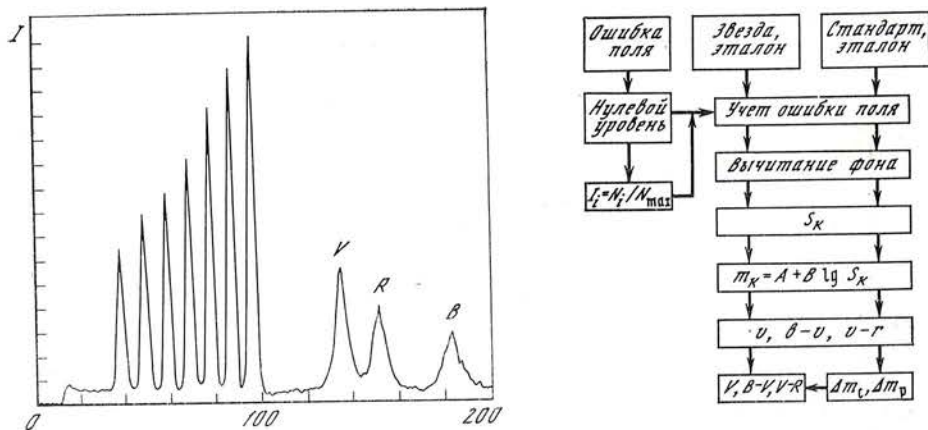


Рис. 8. Запись фотометрических разрезов изображений искусственных звезд и изображений звезды 12^m в полосах B, V, R

По горизонтальной оси указан номер канала, по вертикальной — интенсивность в условных единицах

Рис. 9. Схема обработки фотометрической информации на ЭВМ (объяснено в тексте)

Обработка фотометрических данных на ЕС 1033 осуществляется согласно схеме, приведенной на рис. 9. Суть ее заключается в вычислении наблюдаемых величин блеска и цвета звезды в инструментальной системе, а также в преобразовании их во внеатмосферные величины. Для этого помимо наблюдений объекта (звезда, эталон — см. рис. 9) проводятся наблюдения стандартных звезд (стандарт, эталон). Все данные исправляются за неравномерность чувствительности телевизионной системы в пределах строка (ошибка поля) и освобождаются от вклада фона неба (вычитание фона). По исправленным данным определяются площади фотометрических разрезов изображений S_k . Площадь каждого разреза равна отклику аппаратуры на световую энергию от звезды:

$$S_k = \sum_{i=a_k}^{b_k} N_i, \quad (1)$$

где k — номер фотометрического разреза, i — номер канала, a_k, b_k — границы суммирования.

Фотометрическая калибровка записей проводится с помощью ряда искусственных звезд: для них по каждой записи составляется система условных уравнений ($m_k = A + B \lg S_k$), где m_k — звездная величина искусственной звезды, S_k — величина отклика аппаратуры на световую энергию от этой звезды, вычисленная по (1). Решением уравнений являются коэффициенты A и B , с помощью которых вычисляются блеск и цвета объекта ($v, b-v, v-r$) в инструментальной системе:

$$v = A + B \lg S_V, \quad b-v = B \lg S_B/S_V, \quad v-r = B \lg S_V/S_R.$$

Переход от инструментальных величин к стандартным ($V, B-V, V-R$) проводится по соотношениям

$$\begin{aligned} V &= v + \Delta m_j + (\Delta m_c)_V + (\Delta m_p)_V, \\ B-V &= b-v + (\Delta m_c)_{B-V} + (\Delta m_p)_{B-V}, \\ V-R &= v-r + (\Delta m_c)_{V-R} + (\Delta m_p)_{V-R}, \end{aligned}$$

где $V, B-V, V-R$ — внеатмосферные величины блеска и цвета объекта в системе Джонсона и Моргана, Δm_j — поправка за ток через светодиода [12]. В блоке $(\Delta m_c, \Delta m_p)$ вычисляются поправки: Δm_c — за приведение инструментальной системы к системе Джонсона и Моргана, Δm_p —

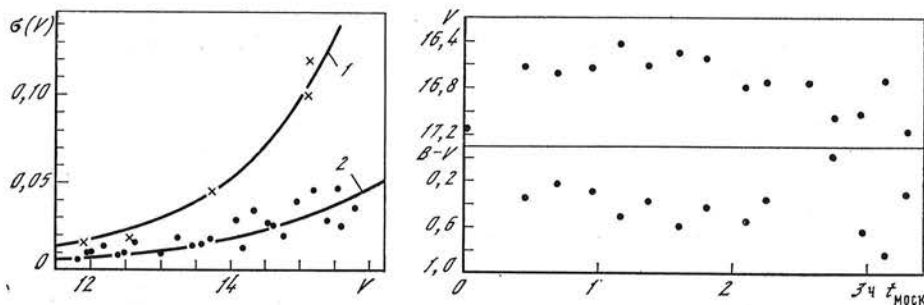


Рис. 10. Зависимость σ от блеска звезд

1 — в реальных условиях наблюдений при синхронной регистрации изображений в четырех участках спектра; 2 — в лабораторных условиях по изображениям искусственных звезд

Рис. 11. Изменение блеска V и показателя цвета $B - V$ Новой Лебеда 1975 (V 1500 Cyg)

Каждая точка — результат усреднения двух оценок блеска и цвета. Наблюдения получены 13.08 1985 г.

за атмосферное поглощение, определенное одним из методов фундаментальной фотометрии, например [13].

Для оценки эффективности данной аппаратуры была исследована зависимость относительной точности регистрации блеска от звездной величины в фотометрической системе V . Эта зависимость определялась в реальных условиях наблюдений по измерениям яркости звезд с известным блеском и в лабораторных условиях — по искусственным звездам в отсутствие фона неба. В обоих случаях время регистрации составляло 75 с. Стандартное отклонение σ вычислялось по семи-десяти измерениям. На рис. 10 крестиками обозначена зависимость, полученная в реальных условиях, точками — в лабораторных по искусственным звездам.

Таким образом, ввод данных в ЭВМ повысил точность регистрации разности блеска звезд до $0,01 - 0,02^m$ в отсутствие фона неба по сравнению с фотографической регистрацией, которая обеспечивала точность наблюдений около $0,05 - 0,08^m$ [1].

Данные позволили рассчитать действующий квантовый выход (ДКВ) телевизионной системы:

$$\text{ДКВ} = \psi_{\text{вых}}^2 / \psi_{\text{вх}}^2,$$

где $\psi_{\text{вых}} = 1/\sigma$, $\psi_{\text{вх}} = N^*/\sqrt{N^* + 2N_{\text{ф}}}$. Здесь σ — точность регистрации блеска, N^* — количество квантов света от звезды, $N_{\text{ф}}$ — от фона неба, пришедших за время экспозиции. В вычислениях принималась средняя яркость фона неба в Крыму [14] с учетом пропускания светофильтров. Обе зависимости хорошо аппроксимируются теоретическими кривыми, соответствующими расчетному ДКВ телевизионной системы, равному 3%.

Чтобы повысить проникающую способность, можно пойти по пути сокращения цветowych систем (до двух) и укомплектовать ТБСС наборами светофильтров, дважды реализующих каждую систему. Именно так в 1985 г. были организованы наблюдения Новой Лебеда 1975 г. (V 1500 Cyg). Чтобы избежать переналожения звезд, окрестность Новой была ограничена диафрагмой $\sim 1'$. Звезда ($V = 15,5^m$), расположенная в $\sim 7''$ от Новой, служила звездой сравнения. На рис. 11 в качестве примера представлен результат наблюдений Новой: изменение ее внеатмосферного блеска V и показателя цвета $B - V$ в течение 3 ч. Временное разрешение составило 6 мин при точности регистрации блеска $\sim 0,07^m$.

В заключение авторы глубоко благодарят В. Б. Никонова за высказанную им идею создания многоцелевого комплекса на малом телескопе и ценные обсуждения в процессе постановки спектрофотометрических наблюдений, Р. Е. Гершберга за внимание к работе, Л. И. Филатову

за помощь в оформлении иллюстраций, В. А. Абраменко и В. Н. Якушина за помощь в наладке аппаратуры и Козлову Г. А. за реализацию алгоритмов обработки наблюдений на ЕС 1033.

Ноябрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Абраменко А. Н., Агапов Е. С., Анисимов В. Ф. и др. Телевизионная астрономия. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1983. 272 с.
2. Абраменко А. Н., Александрин Ю. С. и др. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1982. Т. 66. С. 218—235.
3. Абраменко А. Н. // Приборы и техника эксперимента. 1970. № 4. С. 191—194.
4. Абраменко А. Н. // Астрон. цирк. 1981. № 1153. С. 4—6.
5. Абраменко А. Н., Павленко Е. П., Прокофьева В. В. // Фотометрические и поляриметрические исследования небесных тел. Киев: Наук. думка, 1985. С. 184—188.
6. Александрин Ю. С., Качмин В. А. и др. // Новая техника в астрономии. Приборы и методы исследования. Л.: Наука, 1984. С. 45—47.
7. Бурнашев В. И. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1977. Т. 57. С. 57—84.
8. Глушнев И. Н., Волошина И. Б. и др. Спектрофотометрия ярких звезд / Под ред. И. Н. Глушневой. М.: Наука, 1982. 256 с.
9. Оке J. V. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1974. Vol. 27. P. 21—36.
10. Прокофьева В. В. // Кометный цирк. 1986. № 357. С. 3—4.
11. Абраменко А. Н., Павленко Е. П. // Астрон. цирк. № 1129. С. 1—3.
12. Абраменко А. Н., Медведев В. Г. и др. // Новая техника в астрономии. Л.: Наука, 1984. С. 54—58.
13. Никонов В. Б. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1976. Т. 54. С. 3—23.
14. Лютый В. М., Шаров А. С. // Астрон. журн. 1982. Т. 59. С. 174—181.

✓ ДК 524.1:520:88

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ШАЛ ОТ ПЕРВИЧНЫХ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 10^{12} эВ: СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Ю. Л. Зыскин

В настоящее время активно создаются и эксплуатируются наземные γ -телескопы с многоэлементными светоприемниками для работы в диапазоне сверхвысоких энергий. Для совершенствования методики наблюдений и поиска методов повышения их эффективности необходимы расчеты черенковского излучения ШАЛ. Такой расчет проведен методом Монте-Карло для вертикальных ШАЛ от первичных протонов с энергией 10^{12} эВ. Кратко описана методика расчета и программы. Результаты расчета сопоставлены с данными наблюдений. Полученное удовлетворительное согласие расчета с экспериментом свидетельствует о пригодности расчетов по данной программе для решения задачи совершенствования методики наблюдений и обработки данных на γ -телескопе ГТ-48.

ANGULAR DISTRIBUTION OF CERENKOV EAS FROM PRIMARY PROTONS WITH ENERGY 10^{12} eV: COMPARISON OF COMPUTATIONS AND OBSERVATIONAL DATA, by Yu. L. Zyskin. Recently ground based gamma telescopes with multielement light detectors are being under development and construction for the observations in the range of very high energies. Further improvement of the observational technique and efficiency needs the computations of Cerenkov EAS emission. Vertical EAS from primary protons with energy 10^{12} eV are computed by Monte-Carlo method. Method of computation and logics are briefly discussed. The results of computations are compared with the observational data. The obtained compatibility allows the methods and computational programs to be used for the improvement of the observational technique and data treatment on gamma telescope GT-48.

Гамма-астрономия сверхвысоких энергий на сегодняшний день не только доказала свое право на существование, но и получила ряд интереснейших результатов (открыт ряд γ -источников в области энергий $E_\gamma \sim 10^{11} \div 10^{13}$ эВ, измерены потоки, обнаружена периодичность γ -излучения ряда объектов). Однако дальнейшее ее развитие сдерживается большой временемкостью γ -астрономических наблюдений, обусловленной необходимостью статистически достоверно измерять поток γ -квантов от источника на фоне значительно превосходящего по интенсивности потока частиц космических лучей (КЛ). Поэтому первостепенное значение приобретает задача повышения эффективности наземных наблюдений путем создания установок и наблюдательных методик, позволяющих снизить регистрацию частиц фона КЛ. Хотя идея, что для этого можно использовать различия в развитии широких атмосферных ливней (ШАЛ) от γ -квантов и от частиц КЛ высказана еще четверть века назад [1, 2], но подавляющее большинство результатов получено пока на «обычных» установках (измеряющих поток γ -квантов по превышению скорости счета ШАЛ в направлении на объект). Это объясняется как сравнительной сложностью установок «с отбором» γ -событий, так и недостаточной разработанностью теории. В настоящее время установки с отбором γ -событий (ГТ-48 в КАО [3], ШАЛОН в ФИАН [4], γ -телескоп обсерватории им. Уиппла [5]) активно создаются и эксплуатируются. Вследствие этого возникает необходимость проведения расчетов черенковского излучения ШАЛ применительно к таким телескопам как для расчета оптимальных характеристик таких установок, так и для совершенствования методики обработки данных наблюдений.

1. Методы отбора γ -ливней

Известны два класса методов отбора γ -иницированных ШАЛ от «фоновых» ливней, рожденных частицами фона КЛ. Первый заключается в увеличении тем или иным способом углового разрешения γ -телескопов (использование временных характеристик черенковских вспышек, исследование ориентации изображения вспышки, оптимизация угловой апертуры светоприемника). Улучшение отношения сигнал/шум (т. е. увеличение эффективности регистрации γ -квантов) ожидается при этом за счет различия в угловом распределении первичных частиц: γ -кванты от источника приходят с фиксированного направления, в то время как поток частиц КЛ изотропен. Однако возможности такой методики не безграничны, поскольку как вторичные частицы ШАЛ, так и черенковское излучение их имеют собственные угловые распределения (с характерным размером $\sim 1^\circ$). В эксперименте [6] было достигнуто угловое разрешение $\sim 0,3^\circ$, что, по-видимому, близко к предельному для этого метода.

Более многообещающими представляются, вероятно, методы, основанные на различии свойств γ -ливней и ядерных ливней. Основные отличия ядерных ливней заключаются в следующем: а) за счет «эффекта лидирующей частицы» ядерный ШАЛ проникает в атмосферу на большую глубину; б) благодаря ядерным реакциям в таком ШАЛ возникает вторичный проникающий компонент (мюоны), которого фактически нет в γ -ливнях из-за малости сечения процесса фоторождения мюонов при рассматриваемых энергиях.

Эти факторы в свою очередь влекут за собой различия в пространственных, угловых, временных и спектральных характеристиках черенковского излучения этих ШАЛ. Возникает возможность отбора γ -ливней как по характеристикам частиц (отсутствие мюонной компоненты), так и по различию свойств черенковского излучения ливней. Хотя первая из перечисленных возможностей и дала обнадеживающие предварительные результаты [7, 8], но, к сожалению, она пригодна лишь при значительно более высоких энергиях ШАЛ ($\geq 10^{13-14}$ эВ), при которых поток мюонов в ядерных ливнях достаточно велик для их уверенной регистрации при разумных размерах детектора.

Таким образом, наиболее перспективными для практического применения представляются методы отбора γ -ливней, основанные на различиях в черенковском излучении ШАЛ.

Для этой цели в [9] был предложен многоэлементный светоприемник (связка ФЭУ), позволяющий измерять ряд характеристик черенковской вспышки (угловые размеры, эллиптичность, ориентация).

После ряда экспериментов (см. обзор [10] и [11]) такой светоприемник был реализован в γ -телескопе ГТ-48 КАО АН СССР и установке обсерватории им. Уиппла (Маунт Хопкинс).

Естественным образом возникла необходимость в проведении расчетов черенковского излучения ШАЛ для таких установок.

Методы отбора, учитывающие спектральные и угловые различия протонных (p -) и γ -вспышек, предложены и подтверждены расчетами в [12].

Для установки Маунт Хопкинс моделирование ШАЛ методом Монте-Карло было проведено в [13] и независимо в [14].

Однако результаты таких расчетов весьма критичны к заложенным в них параметрам γ -телескопа (высота над уровнем моря, поле зрения и т. д.). Поэтому возникла необходимость проведения независимых расчетов черенковского излучения ШАЛ применительно к γ -телескопу ГТ-48 КАО, результаты которых были бы пригодны для дальнейшего совершенствования исследований космического γ -излучения с помощью этого инструмента.

Эта статья посвящена краткому описанию метода расчета, программы и некоторых результатов, а именно: калибровки программы сопоставлением результатов с данными наблюдений, полученными ранее в КАО на установке ГТ-48 (13, 15).

2. Метод расчета

Для расчета различных характеристик как ядерных (ЯК), так и электронно-фотонных каскадов (ЭФК) с успехом применяются два подхода: а) аналитические расчеты, например [16, 17], и б) численное моделирование («разыгрывание»), например [13, 14, 18]. Каждый из подходов обладает своими достоинствами и недостатками. Аналитические расчеты наиболее эффективны в случае ЭФК и для нахождения средних характеристик ШАЛ. Поскольку в настоящей задаче первостепенную роль играет изучение флуктуаций в развитии индивидуальных ШАЛ, было применено численное моделирование процесса прохождения ливня в атмосфере. Для этого производилось разыгрывание методом Монте-Карло ядерного каскада, при котором рассматривались нуклоны, π - и K -мезоны и мюоны. Для них учитывались следующие каналы распада:

$$\begin{aligned} \pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm \nu, & K^\pm &\rightarrow \pi^\pm \pi^0, \\ \pi^0 &\rightarrow \gamma\gamma, & K^\pm &\rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0, \\ K^\pm &\rightarrow \mu^\pm \nu, & \mu &\rightarrow e \nu \bar{\nu}. \end{aligned}$$

Множественность в индивидуальных актах ядерного взаимодействия принималась согласно аппроксимации экспериментальных данных, предложенной Хилласом [19]. Для ЭФК (как инициированных первичным γ -квантом от источника, так и от γ -квантов распада π -мезонов ЯК) рассматривались процессы рождения пар фотонами, тормозного излучения, ионизационных потерь и кулоновского рассеяния для электронов.

Было учтено также влияние магнитного поля Земли на движение заряженных частиц ливня. Затем рассчитывалось черенковское излучение достаточно энергичных электронов, позитронов и мюонов каскада и определялось число черенковских квантов и угловые координаты их прихода на ряд узкоугольных детекторов, находящихся на расстоянии 0, 20, 40, 80, 120, 160 и 200 м от рассматриваемого ШАЛ. При этом производился тщательный учет потерь черенковского излучения в атмосфере

на пути от места генерации до γ -телескопа. Учитывалось рэлеевское рассеяние света, поглощение на атомах кислорода (озона), рассеяние на аэрозолях. В качестве модели атмосферы (зависимости давления и температуры от высоты над уровнем моря) была принята стандартная модель атмосферы, аппроксимированная в данном расчете сплайн-функцией третьей степени для обеспечения непрерывности производных.

Таким образом, для каждого ливня получалась двумерная карта интенсивности черенковского излучения частиц ШАЛ в фокальной плоскости детектора (γ -телескопа).

После этого имитировался процесс регистрации вспышки γ -телескопом с учетом технических характеристик телескопа ГТ-48 по методике, описанной в [20] (высота над уровнем моря, коэффициенты отражения и площадь зеркал, коэффициент пропускания и геометрия световодной системы, спектральная чувствительность и квантовый выход ФЭУ, флуктуации числа фотоэлектронов, число квантов фонового свечения ночного неба, попадающих на каждый ФЭУ, работа схемы совпадений и регистрирующего тракта — дискретизация сигнала и динамический диапазон аналого-цифровых преобразователей).

Полученные значения амплитуды сигналов, зарегистрированных γ -телескопом, обрабатывались по алгоритму, полностью идентичному применявшемуся в наблюдениях 1983 и 1984 гг. для реальных черенковских вспышек.

Естественно, вся изложенная процедура производилась многократно (~ 100 раз для каждого набора параметров первичной частицы) с целью обеспечения статистической надежности получаемых характеристик вспышек.

Вся описанная выше схема расчета давала возможность для каждого ливня с известными входными данными (первичная энергия, направление прихода относительно оси телескопа, прицельный параметр, зенитное расстояние, тип первичной частицы) найти любые характеристики черенковской вспышки — как исходные (т. е. характеризующие собственно черенковский свет ливня), так и регистрируемые конкретным γ -телескопом (подробнее о связи между ними см. [20]).

Такая информация необходима для совершенствования известных методов отбора γ -ливней (ЭФК) по характеристикам регистрируемых вспышек, уточнения численных значений параметров отбора, возможного поиска новых методов отбора.

3. Описание программы

Программа была реализована на языке ФОРТРАН в операционной системе RSX 11M версии 4.1 для ЭВМ СМ-4. Поскольку подобные расчеты являются чрезвычайно времяемкими, были приняты меры для повышения быстродействия работы программы. Программа состояла из трех блоков: а) разыгрывания ядерного компонента ливня; б) разыгрывания электронно-фотонного компонента и в) имитации работы γ -телескопа.

Поскольку наиболее памятьемким является блок а), а оперативная память ЭВМ СМ-4 сравнительно невелика (128 К слов), то эта часть программы была реализована в виде перекрытий, резидентных на внешнем носителе (диске). В блоке б), являющемся основным потребителем машинного времени, ряд программных модулей (двумерный гауссовский генератор случайных чисел, пуассоновский генератор случайных чисел и некоторые другие) были написаны на языке АССЕМБЛЕР, передача параметров между программами осуществлялась исключительно через COMMON-области и т. д. В итоге удалось достичь быстродействия ~ 160 мин на 1 ШАЛ для вертикального ливня от первичного γ -кванта с энергией 10^{12} эВ. Блок в), требующий одновременной работы с большим массивом данных, был реализован в виде резидентных в памяти перекрытий.

С помощью описанной программы проведены расчеты для следующих значений:

а) входных параметров ШАЛ: энергии первичной частицы $E_0 = 10^{11}$, $3 \cdot 10^{11}$, 10^{12} эВ; прицельного параметра $R = 0, 20, 40, 80, 120, 160, 200$ м; зенитного расстояния $z = 0^\circ, 45^\circ$; угла между осью ливня и оптической осью γ -телескопа $\alpha = 0^\circ; 0,1^\circ; 0,2^\circ; \dots; 1^\circ$;

б) характеристик γ -телескопа ГТ-48 и пункта наблюдения (КАО): высота над уровнем моря 570 м, площадь зеркал 16 м^2 для канала видимого света и 8 м^2 для ультрафиолетового (УФ) канала, коэффициент отражения зеркал $\sim 0,8$, коэффициент светопередачи одного элемента световодной системы $\sim 0,8$, характерный размер одного элемента $0,44^\circ$, число элементов 19, суммарное поле зрения $\sim 2^\circ$ как для видимого, так и для УФ-канала, разрешающее время схемы совпадений 40 нс, кратность совпадений 2, динамический диапазон регистрирующей аппаратуры 27, фотоумножители типа ФЭУ-85 для видимого канала и ФЭУ-57 для УФ-канала.

Первоочередное проведение расчетов для ливней, инициированных первичным протоном (а не γ -квантом), связано со следующими обстоятельствами. Программы описываемого типа, предназначенные для моделирования ШАЛ методом Монте-Карло с целью определения каких-либо характеристик (в данном случае характеристик черенковских вспышек ШАЛ), могут давать результаты, обладающие систематической погрешностью, а то и просто неверные. Основные причины возникновения погрешностей таковы.

1. Данные о множественности и сечении в элементарном акте ядерного взаимодействия являются интерполяцией (а то и экстраполяцией) довольно скудных и не всегда достаточно точных экспериментальных данных.

2. Зачастую грубо (иногда и неверно) проводится учет факторов, определяемых устройством телескопа.

3. Некоторые параметры, участвующие в расчете, не могут быть точно определены экспериментально (например, трудно измерить фактор дискретизации амплитуды регистрируемого сигнала, т. е. цену одного дискрета записи в фотоэлектронах).

4. Реальные условия на конкретный момент наблюдений (например, прозрачность атмосферы) могут достаточно сильно отличаться от принятых в расчете.

5. Вследствие чрезвычайной громоздкости программ ($\geq 10^3$ операторов алгоритмического языка) возможны ошибки программирования, не всегда выявляющиеся при отладочных расчетах заранее известных характеристик ШАЛ и др.

Поскольку погрешности, возникающие вследствие перечисленных причин, могут даже превышать реальные различия в характеристиках черенковских вспышек от p - и γ -ливней, исключительную важность приобретает калибровка программы и проверка результатов расчетов сопоставлением с расчетами других авторов. Такое сопоставление в свою очередь связано с известными трудностями, поскольку расчетов, сделанных для одинаковых условий разными авторами, практически не существует (например, расчеты, сделанные для уровня наблюдений КАО, насколько нам известно, не публиковались вообще). Однако в нашем случае существует весьма привлекательная возможность осуществить калибровку программы по данным наблюдений.

4. Сопоставление результатов расчетов с данными наблюдений

Наблюдения черенковских вспышек от первичных частиц изотропного фона КЛ были проведены в декабре 1984 г. на первой секции γ -телескопа ГТ-48 (подробное описание можно найти в [3, 15]). В этом эксперименте проводилась регистрация вертикальных ливней с пороговой энергией $\sim 8 \cdot 10^{12}$ эВ и были детально исследованы реальные значения таких параметров черенковских вспышек, как продольный и поперечный размеры их изображения, эллиптичность последнего, доля ультрафиолетового потока

в черенковском излучении ШАЛ, а также некоторых других. Поскольку зависимость размеров вспышек от энергии первичной частицы весьма слаба, то сопоставление результатов расчетов ($E_p = 10^{12}$ эВ) с данными этих наблюдений ($E_p \approx 8 \cdot 10^{12}$ эВ) представляется правомочным.

Форма изображения вспышки в фокальной плоскости узкоугольного детектора близка к эллиптической [16, 17, 20] и поэтому характеризуется двумя величинами: размерами по большой оси a и по малой b .

На рис. 1 показаны распределения этих величин. Согласие средних значений очень хорошее: $\bar{a}_p = 0,42^\circ$, $\bar{b}_p = 0,30^\circ$ по расчетным и $\bar{a}_o = 0,39^\circ$, $\bar{b}_o = 0,27^\circ$ по данным наблюдений. Значения дисперсий различаются больше: $\delta_{ap} = 0,11$, $\delta_{bp} = 0,08$ в расчете и $\delta_{ao} = 0,06$, $\delta_{bo} = 0,04$ в эксперименте.

Поскольку в величину дисперсии вносят вклад факторы, связанные как с ШАЛ (флуктуации развития ливня по глубине), так и с регистрирующей аппаратурой (флуктуации числа фотоэлектронов в ФЭУ, флуктуации из-за погрешностей дискретизации изображения по углу и по амплитуде сигнала и т. п.), то и причину различия дисперсий нельзя установить

Источник данных	Высота над уровнем моря	E_p , эВ	Угловая апертура	$a \pm \delta a$, град	$b \pm \delta b$, град
Наблюдения, Маунт Хопкинс [5]	2300	10^{12}	3°	$0,54 \pm 0,12$	$0,31 \pm 0,06$
Расчет, [13]	2300	10^{12}	3°	$0,52 \pm 0,12$	$0,28 \pm 0,08$
Расчет, Пляшеников, Vignani [14]	2300	$5 \cdot 10^{11}$	$2 \times 4^\circ$	$0,5 \pm 0,24$	$0,38 \pm 0,18$
Наблюдения, КАО [3, 15]	570	$8 \cdot 10^{12}$	2°	$0,39 \pm 0,06$	$0,27 \pm 0,04$
Наш расчет	570	10^{12}	2°	$0,42 \pm 0,11$	$0,30 \pm 0,08$

однозначно лишь на основании имеющихся данных. В качестве возможных причин такого расхождения можно назвать следующие.

1. Расчеты проведены для моноэнергетических ливней $E_p = 10^{12}$ эВ, в то время как в эксперименте наблюдались ливни от частиц различных энергий. На первый взгляд это должно приводить лишь к увеличению наблюдаемой дисперсии, но благодаря эффектам селекции при регистрации ШАЛ возможна и обратная зависимость.

2. Некоторые характеристики регистрирующей аппаратуры, очень существенные при определении размеров вспышек, известны недостаточно точно. Прежде всего это параметр дискретизации амплитуды (количество фотоэлектронов в единице записи амплитуды в ЭВМ) и эффективное значение динамического диапазона регистрации амплитуд сигналов. В расчете был принят номинальный диапазон регистрации, равный 128. Однако эффективный диапазон регистрации всегда меньше номинального за счет нелинейности преобразователей амплитуда — код, неравенства между собой

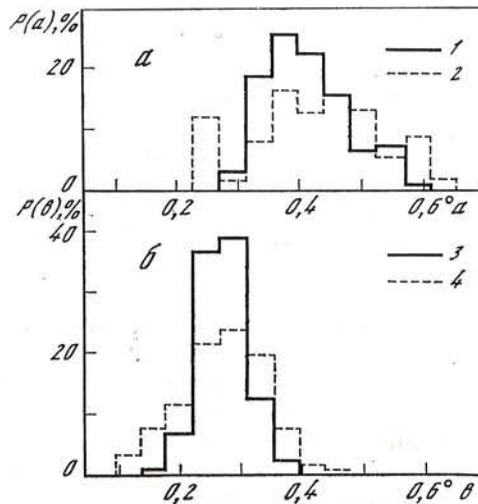


Рис. 1. Распределения размеров изображений черенковских вспышек по большой оси a (а) и по малой оси b (б)

- 1, 3 — результаты наблюдений [3],
 2, 4 — результаты настоящего расчета.
 1 — $\bar{a} = 0,39$; $\delta_a = 0,06$;
 2 — $\bar{a} = 0,42$; $\delta_a = 0,11$;
 3 — $\bar{b} = 0,27$; $\delta_b = 0,04$;
 4 — $\bar{b} = 0,30$; $\delta_b = 0,08$

коэффициентов усиления ФЭУ и т. п. причин. Для примера укажем, что для объяснения различия расчетных и наблюдаемых значений дисперсии надо принять величину диапазона регистрации, равную 30—50 вместо 128, или величину параметра дискретизации, равную 9—11 фотоэлектронов (вместо значения шести фотоэлектронов, принятого в расчете).

В таблице приведены результаты измерений и расчетов величин a и b различными авторами.

Из таблицы можно сделать следующие выводы.

1. Дисперсия измеренных значений a и b ниже расчетной как в нашем случае, так и для γ -телескопа на Маунт Хопкинс. Поскольку в расчете [13] разыгрывались первичные частицы с широким диапазоном энергий, то различие дисперсий объясняется скорее всего второй из упомянутых причин. Это подтверждается и тем, что в расчете [14], где не были приняты во внимание факторы дискретизации и ограниченности динамического диапазона регистрирующей аппаратуры, дисперсии δ_a и δ_b существенно выше, чем у других авторов.

2. Хорошее согласие средних значений свидетельствует о том, что они, по-видимому, установлены достаточно надежно. Различие же между данными, относящимися к установке Маунт Хопкинс и к установке КАО, следует объяснить не разницей уровней наблюдения, а различием угловой апертуры светоприемников (см. [20]).

На рис. 2 показана зависимость размеров a , b и среднего размера вспышки \sqrt{ab} от прицельного параметра R по результатам нашего расчета и по данным расчета [14]. Сопоставление с наблюдениями в данном случае не производилось, поскольку значение R в наблюдениях не определялось.

Рис. 2 показывает рост размеров вспышки с увеличением прицельного параметра R , что согласуется как с результатами более ранних расчетов [16, 17], так и с данными наблюдений [15]. Рис. 2 показывает также систематическое расхождение между результатами расчетов [14] и нашими: при любом R размеры согласно [14] больше, чем по нашим данным. Это объясняется учетом в наших расчетах влияния ограниченности поля зрения светоприемника (см. [20]).

На рис. 3 показано распределение вытянутости вспышки $c = b/a$. Видно, что имеется очень хорошее согласие средних значений вытянутости: $c_p = 0,71$ в расчете и $c_n = 0,68$ в наблюдениях, хотя дисперсия расчетных значений c выше, чем наблюдаемых: $\delta_{cp} = 0,17$ в расчете, $\delta_{cn} = 0,13$ в наблюдениях. Однако при независимости величин a и b значение δ_c составило бы $\delta_c = c \cdot \sqrt{(\delta_a/a)^2 + (\delta_b/b)^2} = 0,27$. То, что $\delta_{cp} = 0,17$ существенно меньше 0,27, свидетельствует о наличии корреляции между размером вспышки по большой оси a и размером по малой оси b , что и было получено в наблюдениях [15].

Рис. 4 показывает зависимость степени вытянутости вспышки $c = b/a$ от прицельного параметра R по результатам наших расчетов и расчетов [14]. Видим, что: 1) вспышек с формой, близкой к круговой, мало (из-за влияния геомагнитного поля и флуктуаций развития ЯК); это хорошо согласуется с результатами наблюдений; 2) при изменении прицельного параметра R от 0 до 400 м существенного изменения вытянутости c не происходит. При дальнейшем росте характеристическая эллиптичность вспышки $e = 1 - c$ начинает расти практически линейно, но регистрируемая величина эллиптичности вскоре (при $R \simeq 130 - 140$ м) перестает увеличиваться из-за ограниченности угловой апертуры светоприемника. Ход штриховой кривой показывает, однако, что при большем значении угловой апертуры ($\sim 2,5 - 3,0^\circ$, см. [20]) появляется возможность приблизительно определять значение прицельного параметра R по эллиптичности изображения вспышки (что, как показано в [12], очень существенно для реализации отбора γ -ливней).

На рис. 5 показана зависимость относительной доли ультрафиолетового излучения во вспышке A_U/A_V от эллиптичности e . В отличие от наблю-

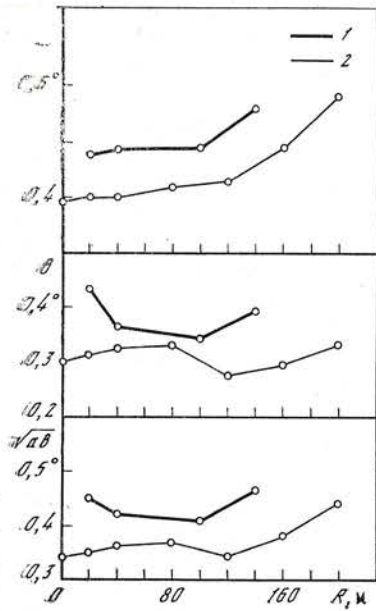


Рис. 2. Зависимость размера изображения черенковской вспышки от прицельного параметра ливня R

1 — расчет [14], 2 — настоящий расчет

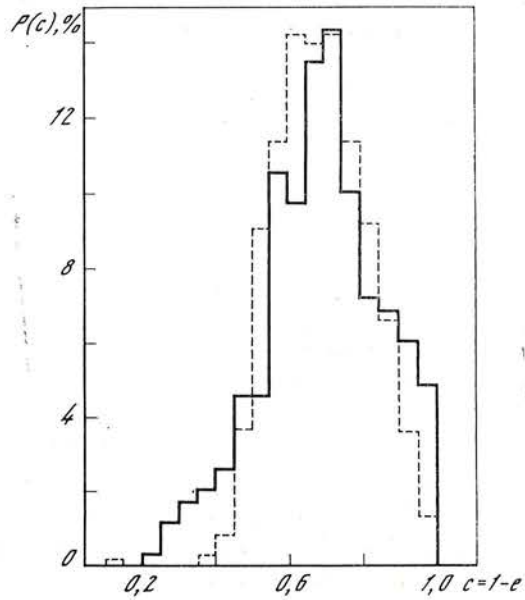


Рис. 3. Распределение вытянутости вспышки $c = b/a$

Сплошная линия — настоящий расчет, штриховая — результаты наблюдений [3]

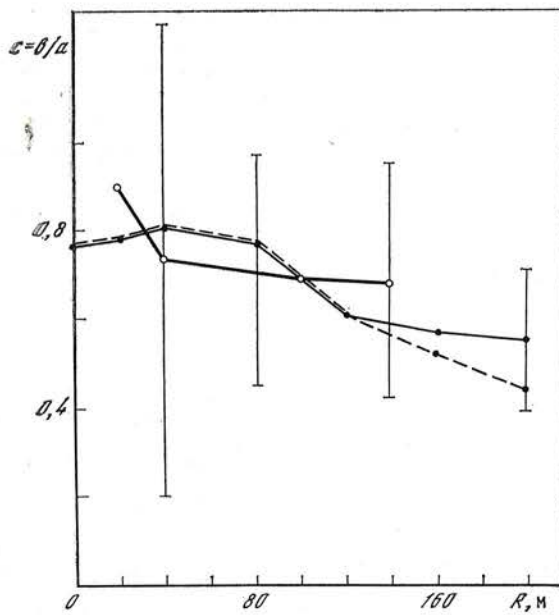


Рис. 4. Зависимость вытянутости c от прицельного параметра R

Жирная линия — расчеты [14], тонкая и штриховая линии — настоящий расчет. Тонкая линия — вытянутость регистрируемых вспышек, штриховая — характеристическая (т. е. относящаяся к ШАЛ) вытянутость вспышек

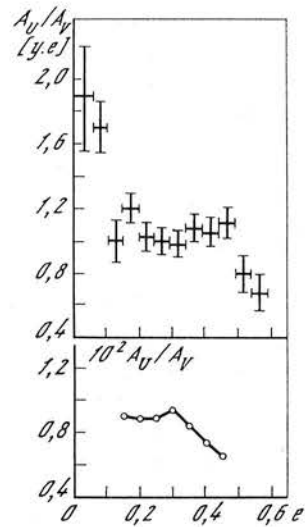


Рис. 5. Зависимость относительной доли ультрафиолетового излучения в черенковской вспышке от эллиптичности изображения вспышки $e = 1 - b/a$ по данным наблюдений [3] (вверху) и по результатам настоящего расчета (внизу)

дательных данных в расчете эта зависимость была получена как параметрическая по R в виде функций $e(R)$ и $A_U/A_V(R)$. Однако рис. 5 показывает качественное сходство расчета с наблюдениями. Это позволяет сделать вывод, что проявляющаяся зависимость $A_U/A_V(R)$ определяется главным образом зависимостью как доли ультрафиолетового излучения A_U/A_V , так и эллиптичности e от прицельного параметра R . Видимо, физический смысл этой зависимости следующий: с ростом прицельного параметра происходит, с одной стороны, увеличение эллиптичности e , с другой, при увеличении прицельного параметра мы регистрируем преимущественно ливни с более высоким положением максимума, доля ультрафиолета в регистрируемом черенковском излучении которых меньше из-за поглощения в атмосфере. Это соответствует сделанному в [12] выводу о пригодности критерия A_U/A_V для отбора γ -событий (так как средняя высота максимума γ -ливней выше, чем ядерных).

Заключение

Ранее, в [20], нами было показано, что правильный учет технических характеристик γ -телескопа играет важнейшую роль при расчетах свойств черенковского излучения ШАЛ. Полученное здесь хорошее согласие расчетных значений размеров a , b и эллиптичности $e = 1 - b/a$ с наблюдаемыми свидетельствует, на наш взгляд, что работа γ -телескопа была промоделирована достаточно хорошо.

Согласие количественных характеристик вспышек и хода зависимостей показывает, что заложенная в расчеты модель широкого атмосферного ливня приемлемо описывает реальный процесс развития ШАЛ. Следовательно, данная программа может успешно применяться для расчетов угловых, пространственных и спектральных характеристик ШАЛ при различных параметрах как первичных частиц, так и γ -установки. В дальнейшем предполагается получить с помощью этой программы аналогичные характеристики и для γ -ливней с целью оптимизации факторов отбора γ -событий для телескопа ГТ-48. Отметим, что в расчетах γ -ливней употребляется меньшее число модельных предположений, чем для p -ливней (так как не нужно знать свойства ядерных взаимодействий). Следовательно, расчеты γ -ливней будут иметь не меньшую надежность, чем расчеты p -ливней.

В заключение автор считает своим долгом выразить глубокую признательность Л. Г. Деденко и А. А. Степаняну за ценные консультации и постоянное внимание к данной работе.

Декабрь 1986 г.

Литература

1. Hill D. A., Porter N. A. // Nature. 1961. Vol. 199. P. 690.
2. Jelley J. V., Porter N. A. // Quart. J. Roy. Astron. Soc. 1963. Vol. 4. P. 275—293.
3. Владимирский Б. М., Зыскин Ю. Л., Нешпор Ю. И. и др. // Вопр. атом. науки и техн. 1985. Вып. 5. С. 16—23.
4. Бейсембаев Р. У., Никольский С. И., Синицына В. Г. // Препр. ФИАН СССР, 1985. № 175.
5. Cawley M. F., Fegan D. J., Gibbs K. et al. // Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf. La Jolla, USA, 1985. Vol. 7. OG 9.5—4.
6. Gupta S. K., Ramana Murthy P. V., Tonwar S. C. et al. // Proc. Intern. Workshop on very high energy gamma ray astronomy, Ootacamund, India, 1982. P. 295—297.
7. Муканов Д. Б. Дис. ФИАН СССР. М., 1982. 124 с.
8. Grindlay J. E., Helmken H. F., Hanbury B. R. et al. // Center for Astrophysics preprint, 1985, N 354.
9. Weekes T. C., Turver K. E. // Proc. 12th ESLAB Symp., Frascati, Italy, 1977. P. 279—286.
10. Porter N. A. // Proc. Intern. Workshop on very high energy gamma ray astronomy, Ootacamund, India, 1982. P. 64—83.
11. Владимирский Б. М., Зыскин Ю. Л., Нешпор Ю. И. и др. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1985. Т. 70. С. 152—158.
12. Владимирский Б. М., Степанян А. А., Фомин В. П. // Там же. 1983. Т. 66. с. 234—241.
13. Hillas A. M. // Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf., La Jolla, USA, 1985. Vol. 7. OG9.5—3.

14. *Plyasheshnikov A. V., Vignani G. F.* // Nuovo Cim. 1985. Vol. 8С. P. 39—54
15. *Владимирский Б. М., Зыскин Ю. Л., Нешпор Ю. И.* и др. // Космич. лучи. 1987. № 25.
16. *Зацепин В. И., Чудаков А. Е.* // ЖЭТФ, 1962. Т. 42. С. 1622—1627.
17. *Беллев А. А., Иваненко И. П., Каневский Б. Л.* и др. М.: Наука, 1980. С. 127—137.
18. *Browning R., Turver K. E.* // Nuovo Cim. 1977. Vol. 38A. P. 223—238.
19. *Hillas A. M.* // Proc. 16th Intern. Cosmic Ray Conf., Kyoto, Japan. 1979. Vol. 6. P. 13—18.
20. *Зыскин Ю. Л.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1986. Т. 77.

УДК 522.69

МОДЕРНИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ РТ-22 КАО

В. А. Введенский, И. Г. Моисеев, Б. М. Погребной,
Ю. Н. Семенов, П. Н. Стежка

Описывается модернизированная система управления 22-метровым радиотелескопом миллиметровых волн Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Основным режимом работы модернизированной системы является автоматический, при котором приводы быстрого движения по команде от ЭВМ осуществляют переустановку антенны при переходе с одного объекта наблюдений на другой и грубое наведение ее на источник, а приводы медленного движения — точное наведение и слежение за выбранным объектом, движение которого задается также ЭВМ.

UPDATED TELESCOPE RT-22 CONTROL SYSTEM, by V. A. Vvedensky, I. G. Moiseev, B. M. Pogrebnoy, Ju. N. Semenov, P. N. Stezhka.— The updated control system of the mm-wavelengths 22-m radio telescope of the Crimean Astrophysical observatory is described. The basic operation mode of updated system is automatic, which permits the readjustment and rough pointing of antenna on the observed source using the quick control drivings initiated by the computer and the accurate pointing and tracking on facilitated by slow control drivings.

Автоматизированная система управления 22-метрового радиотелескопа миллиметровых волн Крымской астрофизической обсерватории АН СССР (РТ-22 КАО АН СССР) успешно эксплуатировалась с 1966 г. [1, 2]. После длительной эксплуатации потребовались перевод системы на современную элементную базу и ее усовершенствование в направлении более полной автоматизации. При этом силовые механизмы телескопа сохранялись прежними, а аппаратуру системы управления необходимо было разработать и изготовить вновь.

Принцип работы системы заключается в следующем: азимутальные координаты положения радиотелескопа (его монтаж азимутальная), снятые с угловых датчиков, вводятся в ЭВМ, куда также поступают экваториальные координаты наблюдаемого объекта. ЭВМ пересчитывает экваториальные координаты в азимутальные с учетом текущего звездного времени, которое также подается в ЭВМ, и следящая система согласовывает положение инструмента с рассчитанными координатами.

По каждому из наведений (азимут и угол места) в модернизированной системе имеются приводы быстрого и медленного движений, связанные с осью антенны через силовой дифференциал. Тем самым обеспечивается управление антенной в двух диапазонах с максимальными скоростями $2^\circ/\text{с}$ и $200''/\text{с}$ по каждому из наведений.

Управление системой может производиться из трех мест: с центрального пульта управления (ЦПУ), установленного в лабораторном доме, со станции управления (СУ), расположенной в кабине телескопа, и с пульта

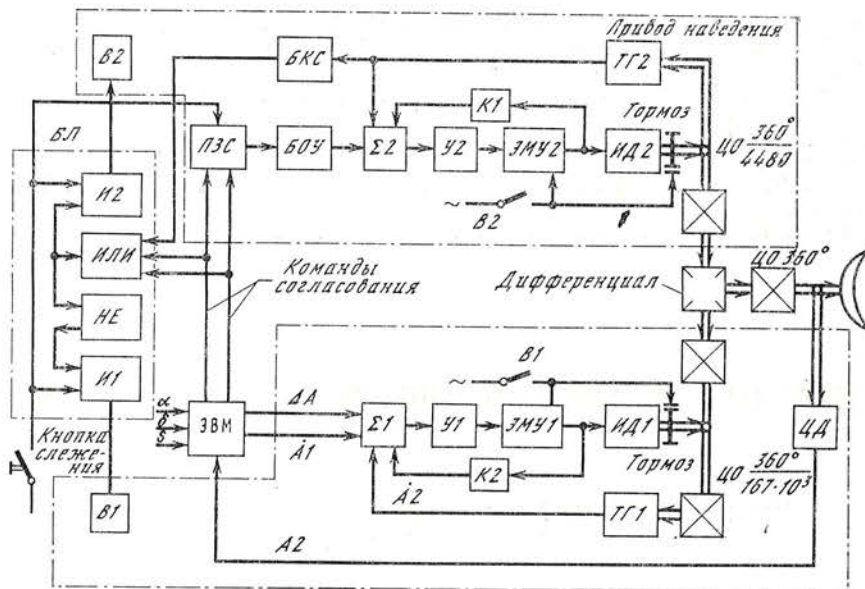


Рис. 1. Блок-схема системы при работе в автоматическом режиме

визуального наведения (ПВН), установленного в полой горизонтальной оси телескопа.

Для управления телескопом предусмотрены автоматические и полуавтоматические режимы работы. В автоматических режимах оператор осуществляет запуск программы в ЭВМ и включение системы. В полуавтоматических режимах к этим функциям оператора добавляется управление положением антенны.

Основным режимом работы модернизированной системы является автоматический, при котором приводы быстрого движения по команде ЭВМ осуществляют грубое наведение антенны в исходную точку наблюдения или ее переустановку при переходе с одного объекта наблюдения на другой, а приводы медленного движения — точное наведение и слежение за выбранным объектом, движение которого задается программой, вырабатываемой ЭВМ [3]. В этом режиме приводы наведения и слежения (быстрого и медленного движений) образуют единую двухдвигательную следящую систему, блок-схема которой представлена на рис. 1. Приводы в этой системе работают поочередно, причем переход с быстрого движения на медленное и обратно производится автоматически с помощью блока логики БЛ по командам согласования, поступающим из ЭВМ.

Команды согласования «Согласовать вправо (вверх)», «Согласовать влево (вниз)» вырабатываются в ЭВМ на основании анализа знака и величины рассогласования между положением антенны по азимуту A_2 (или углу места h_2) и значениями угла A_1 (или h_1), вырабатываемыми ЭВМ (программными значениями угла). Указанные команды вырабатываются ЭВМ при рассогласованиях, превышающих $1,4^\circ$.

Кроме команд согласования, ЭВМ вырабатывает программные значения углов A_1 (h_1) и скорость их изменения \dot{A}_1 (\dot{h}_1) (сигналы задающей скорости для привода слежения) в зависимости от введенных значений склонения δ и прямого восхождения α , а также текущего звездного времени S . ЭВМ также вырабатывает сигналы ошибки ΔA (Δh) для привода слежения как разность между программным и фактическим значением угла. Фактические значения угла положения антенны A_2 (h_2) поступают в ЭВМ с цифровых датчиков обратной связи ЦД (18-разрядных индукционных или 17-разрядных оптико-механических).

Сигналы ошибки и задающей скорости, вычисляемые ЭВМ, имеют дискретность по уровню $5''$ ($10''$) и по времени $T = 0,5$ с; их значения между моментами смены информации остаются неизменными.

Блок логики предназначен для выработки команд управления блоками включения $B1$ и $B2$ приводов слежения и наведения соответственно, а также приборами задания скорости $ПЗС$. Блок содержит элемент $ИЛИ$ с тремя входами, два элемента $И$ с двумя входами каждый ($И1$ и $И2$) и элемент $НЕ$.

В привод слежения, кроме блоков включения $B1$ и датчиков $ЦД$, входят: исполнительный двигатель постоянного тока с независимым возбуждением $ИД1$ (типа ДПМ-11, $n = 1160$ об/мин, $P = 1,8$ кВт), электромашинный усилитель $ЭМУ1$, электронный усилитель $У1$, сумматор $\Sigma 1$ (блок настройки) и тахогенератор $ТГ1$ (датчик скорости исполнительной оси). Привод реализован по схеме управления положением, так как в качестве главной обратной связи берется сигнал $ЦД$. Сигнал обратной связи по току якоря $ИД1$ с параллельным корректирующим контуром $K1$ применяется для стабилизации следящего привода.

Привод наведения реализован по схеме регулирования скорости, в нем в качестве сигнала главной обратной связи служит сигнал тахогенератора $ТГ2$. Кроме блока включения $B2$, прибора $ПЗС$, $ТГ2$, в привод наведения входят: блок контроля скорости $БКС$, блок ограничения ускорений $БОУ$, сумматор $\Sigma 2$ (блок настройки), электронный усилитель $У2$, электромашинный усилитель $ЭМУ2$ и исполнительный двигатель постоянного тока с независимым возбуждением $ИД2$ (типа ДПМ-41, $n = 1060$ об/мин, $P = 20$ кВт). Сигнал обратной связи по току якоря $ИД2$ с параллельным корректирующим контуром $K2$ используется для стабилизации привода наведения.

Рассмотрим работу двухдвигательной системы. Если рассогласование между программным значением угла $A1$ ($h1$), задаваемым ЭВМ, и положением антенны $A2$ ($h2$) превышает $1,4^\circ$, то на $ПЗС$ и один из входов элемента $ИЛИ$ поступает команда, определяющая направление движения в сторону уменьшения рассогласования. При включении кнопки СЛЕЖЕНИЕ на вход элемента $И2$ поступают две команды (СЛЕЖЕНИЕ и команда с выхода элемента $ИЛИ$). Следовательно, с выхода элемента $И2$ независимо от наличия команды с блока $БКС$ поступит команда на блок включения привода наведения $B2$. Привод слежения при этом не может быть включен, так как на выходе элемента $НЕ$ команда будет отсутствовать. Следовательно, привод слежения будет заторможен, а наведения — расторможен.

При подаче команды СЛЕЖЕНИЕ на выходе $ПЗС$ формируется скачкообразный сигнал, амплитуда которого соответствует максимальной рабочей скорости привода наведения, равной $1^\circ/\text{с}$. Если такой сигнал подать (или снять) на вход $\Sigma 2$, то в процессе разгона (торможения) антенна будет двигаться с недопустимыми для механизмов телескопа ускорениями. Поэтому в цепь управляющего сигнала привода наведения введен $БОУ$, сигнал на выходе которого при любом изменении сигнала на входе всегда меняется плавно со скоростью, не вызывающей недопустимых ускорений в механизмах телескопа.

Отрабатывая плавно меняющийся сигнал на выходе $БОУ$, привод наведения разгоняется, что приводит к уменьшению рассогласования. При значительном рассогласовании разгон привода заканчивается при достижении скорости, равной $1^\circ/\text{с}$, после чего отработка рассогласования происходит с постоянной скоростью.

Когда рассогласование становится меньше $1,4^\circ$, команда на согласование снимается на выходе ЭВМ. Это приводит к снятию сигнала на выходе $ПЗС$, а сигнал на выходе $БОУ$ начинает плавно уменьшаться. Привод наведения остается при этом включенным до тех пор, пока скорость $ИД2$ не снизится до 50 об/мин, после чего снимается команда на выходе $БКС$ и, следовательно, на выходах элементов $ИЛИ$ и $И2$ и произойдет выключение и затормаживание привода наведения. Тем самым заканчивается грубое наведение. Если при отработке начального рассогласования привод наведения не успевает разогнаться до скорости 100 об/мин, то отключение привода наведения происходит сразу после снятия команды согласования, т. е. без задержки.

Следует отметить, что при отключении со скорости 100 об/мин и менее недопустимых ускорений в механизмах телескопа не возникает.

Задержка отключения привода наведения определяется работой блока *БКС*, который представляет собой усилитель с релейной характеристикой. На его вход поступает сигнал с датчика скорости *ТГ2*. Команда с его выхода на элемент *ИЛИ* поступает при разгоне *ИД2* в том случае, когда скорость *ИД2* превысит 100 об/мин; при торможении команда снимается при скорости, меньшей 50 об/мин.

При снятии команды с выхода элемента *ИЛИ* кроме отключения *В2* появляется команда на выходе элементов *НЕ* и *И1*, что приводит к включению блока *В1* и растормаживанию привода слежения. Привод слежения начинает обрабатывать рассогласование ΔA (Δh), поступающее из ЭВМ, осуществляя тем самым точное наведение антенны.

После окончания переходного процесса, вызванного обработкой рассогласования, начинается процесс слежения, при котором привод управляется сигналом, пропорциональным разности заданной *A1* ($\dot{h}1$) и фактической *A2* ($\dot{h}2$) скоростей, максимальное значение которых не превышает $150''/с$. При таком управлении происходит накопление угловой ошибки. Когда эта ошибка превысит величину дискретности по уровню (по углу) в цепи сигнала ΔA (Δh), при очередной смене информации на привод слежения поступит сигнал ΔA (Δh), обработка которого корректирует положение антенны.

Если начальное рассогласование не превышает $1,4^\circ$, то команда на выходе элемента *ИЛИ* не вырабатывается, привод наведения не включается и при подаче команды *СЛЕЖЕНИЕ* сразу начинает работать привод слежения, выполняющий точное наведение и слежение.

Если в процессе слежения из ЭВМ поступает программа работы по другому объекту и при этом возникает рассогласование, превышающее $1,4^\circ$, то цикл работы системы автоматически повторяется: по командам из ЭВМ и *БЛ* отключается привод слежения; включается привод наведения, осуществляющий грубое наведение; с необходимой задержкой он отключается, включается привод слежения и т. д. Переключения приводов происходят без потери времени, что позволяет повысить эффективность работы телескопа.

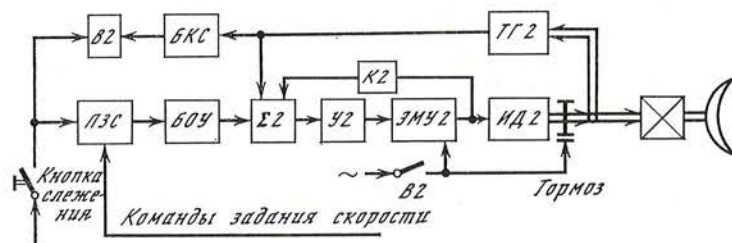


Рис. 2. Блок-схема привода быстрого движения в полуавтоматическом режиме

В полуавтоматических режимах каждый из приводов быстрого и медленного движения управляется оператором автономно с помощью схемы регулирования скорости. Контроль положения антенны оператор осуществляет по шкалам аналоговой индикации на ЦПУ, СУ и ПВН или по цифровым индикаторным линейкам на ЦПУ. Полуавтоматическое управление с ЦПУ и СУ ведется с помощью фиксированных скоростей, равных 1 и $0,2^\circ/с$ для быстрого движения и 150 и $30''/с$ — для медленного. При работе с ПВН возможно визуальное сопровождение объекта оператором путем задания скорости в диапазонах от 0,015 до $1,5^\circ/с$ и от 1 до $150''/с$.

Блок-схема привода быстрого движения в полуавтоматическом режиме при работе с ЦПУ и СУ представлена на рис. 2. Состав блоков быстрого движения в этом режиме совпадает с составом, описанным для ре-

жима автоматического грубого наведения. Отличие только в том, что команды на блок включения *В2* и *ПЭС* выдаются оператором.

Привод медленного движения в полуавтоматическом режиме работает по схеме, аналогичной приводу быстрого движения. В нем только отсутствуют *БОУ* и *БКС*, так как по энергетическим возможностям привод медленного движения не может развить в механизмах телескопа недопустимых ускорений и, следовательно, при его работе ограничивать ускорения антенны не требуется.

Кроме автоматического двухдвигательного и полуавтоматических режимов, в модернизированной системе предусмотрен комбинированный режим, в котором *БЛ* не используется и автоматического переключения приводов не предусматривается. В этом режиме команды согласования, вырабатываемые ЭВМ, индицируются на табло ЦПУ и СУ, и по этой индикации оператор задает направление движения приводом быстрого движения, работающим по схеме, приведенной на рис. 2, а также определяет время отключения этих приводов и включения приводов медленного движения. При этом также работает схема задержки, не позволяющая отключать привод быстрого движения до тех пор, пока скорость *ИД2* не снизится до 50 об/мин. Тем самым исключается появление недопустимых ускорений в комбинированном режиме. После отключения быстрого движения оператор включает привод медленного движения, который в этом случае работает в автоматическом режиме как привод слежения в соответствии со схемой на рис. 1.

При выходе антенны из зоны рабочих углов (при срабатывании конечных выключателей привода быстрого движения) плавное, с допустимым ускорением, изменение скорости привода быстрого движения обеспечивается как в процессе торможения, так и при задании скорости противоположного знака, чем исключается возможность появления недопустимых ускорений.

В близзенитной зоне при $h > 85^\circ$ необходимая скорость слежения по азимуту превышает 150"/с, что может привести к потере управления. Для предотвращения этого в системе предусмотрен автоматический переход от режима слежения к полуавтоматическому режиму. В этом случае на табло СУ и ЦПУ включается соответствующий транспарант для предупреждения оператора.

Модернизированная система управления РТ-22 КАО в 1984 г. введена в эксплуатацию. После автоматизированного учета систематических ошибок наведения система обеспечивает установку радиотелескопа на объект со среднеквадратичной ошибкой около 10" [4].

Ноябрь 1986 г.

Л и т е р а т у р а

1. Иванов В. Н., Моисеев И. Г., Монин Ю. Г. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1967. Т. 38. С. 141—148.
2. Бродовский В. Н., Введенский В. А., Воронин Н. Н. и др. Авт. свид. № 174689. 1964.
3. Введенский В. А., Погребной Б. М., Семенов Ю. Н. Авт. свид. № 124488. 1986.
4. Нестеров Н. С. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 73. С. 189—197.

СТРУКТУРА ДИФРАКЦИОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ В НЕКОТОРЫХ ТИПАХ ЗВЕЗДНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

Н. А. Димов, В. М. Ковтуненко, А. В. Легкодым,
Г. М. Попов, А. Л. Родин, Н. В. Стешенко

Рассмотрены звездные интерферометры (телескопы) с различной формой входного зрачка: 1) зрачок в форме прямоугольной щели, с размером 10×10 м и 10×1 м, 2) зрачок в виде четырех квадратных отверстий 1×1 м, распределенных в пределах прямоугольной полосы 10×1 м (рассмотрены четыре варианта размещения квадратов), 3) двумерный зрачок в виде креста, образованного из прямоугольных щелей 10×1 м; рассмотрен крест из сплошных щелей и два варианта прерывистого.

Для каждого случая на ЭВМ с помощью специальной программы вычислено распределение освещенности в изображении звезды в плоскости Гаусса в безабберационном телескопе. Произведена экспериментальная проверка, в основном подтверждающая теоретические результаты.

THE STRUCTURE OF DIFFRACTIONAL IMAGE IN SOME TYPES OF STELLAR INTERFEROMETERS, by N. A. Dimov, V. M. Kovtunenکو, A. V. Legkodym, G. M. Popov, A. L. Rodin, N. V. Steshenko.—Stellar interferometers (telescopes) with different design of entrance pupil are considered: 1) a pupil in a form of rectangular slit with dimension 10×10 m and 10×1 m, 2) a pupil in a form of four square entrance slits with dimension 1×1 m distributed within a rectangular range 10×1 (four possibilities of square locations are considered), and 3) two-dimensional pupil in a form of a cross, formed by rectangular slits 10×1 m; continuous-slit cross and two types of breaking-slit crosses are presented.

The light distribution in the star image in the Gauss plane for the aberration free telescope has been calculated with special program on computer compiled for each case mentioned above. The experimental computations coincide with the theoretical data for the most part.]

Простейший интерферометр Майкельсона [1], состоящий из двух плоских зеркал с переменным расстоянием между ними и телескопа, объединяющего световые пучки от этих элементов, позволил впервые прямым методом измерить диаметры наиболее ярких звезд. Хорошо известен французский интерферометр [2, 3], построенный на основе двух телескопов диаметром 25 см, раздвигаемых на расстояние до 35 м. В этом интерферометре сложение двух изображений производится на специальном столе, расположенном между телескопами. Точными подвижками стола уравнивается длина пути световых пучков от обоих телескопов.

Интерферометрические наблюдения были проведены также на телескопе МЭТ (США), подробное описание которого содержится в [4]. Сложение изображений производилось с помощью когерентного сумматора, интерференционные полосы наблюдались на каждом телевизионном кадре (1/30 с) при качестве изображения $\sim 1''$ [5].

Наблюдения на описанных интерферометрах могут служить обоснованием возможности создания на поверхности Земли разреженных систем апертурного синтеза для видимой области спектра с эквивалентным диаметром не менее 35 м.

Промежуточным вариантом телескопа при переходе от сплошных круглых апертур к частично заполненным является полосковый телескоп [6]. Полосковый телескоп повышает разрешение высоких пространственных частот, но все же не является оптимальным в условиях искажений волнового фронта от наблюдаемого астрономического объекта, вызванных атмосферой Земли.

Восстановление высококачественного изображения в условиях боль-

ших aberrаций будет облегчено, если использовать безызбыточную в пространстве частот апертуру. Безызбыточная оптическая система апертурного синтеза может быть осуществлена как в одномерной конфигурации, так и в виде, позволяющем получить двухмерное изображение [7].

1. Многоэлементный линейный интерферометр

Если зрачок образует сплошную прямоугольную полосу (полосковый телескоп), то распределение освещенности I в плоскости Гаусса (изображении звезды) в монохроматическом свете согласно [8] выражается формулой

$$I = (\sin kpa/kpa)^2 (\sin kqb/kqb)^2 I_0, \quad (1)$$

где k — волновое число; $2a$, $2b$ — соответственно длина и ширина прямоугольного зрачка, p и q — декартовы координаты в плоскости Гаусса; I_0 — освещенность в центре поля. Точное выражение (1) удобно использовать для проверки точности вычислений освещенности по специальной программе для ЭВМ, вычисляющей функцию рассеяния точки (ФРТ) при произвольной форме выходного зрачка и волновых aberrациях не свыше 2λ . Такая программа была составлена Г. М. Поповым [9] сначала для кольцевого зрачка, а затем обобщена на случай произвольной формы зрачка. Для контроля точности работы программы было вычислено $I(p)$ для квадратного зрачка на ЭВМ и по формуле (1). Результаты изображены на рис. 1. На рис. 1 изображена кривая $I(p)$, вычисленная по (1); кружками показаны точки, вычисленные на ЭВМ на программе ФРТ. Очевидно, что программа дает практически точные значения освещенности. Из (1) следует, что масштаб интерференционной картины обратно пропорционален ширине (длине) зрачка. Очевидно, наилучшие результаты должен давать зрачок прямоугольной формы.

На рис. 2, а, б изображено распределение освещенности для квадратного зрачка со стороной 10 м; все вычисления здесь и далее проводились для $\lambda = 6328 \text{ \AA}$. На рис. 2, а даны изофоты, которые вычислены следующим образом: максимальное значение освещенности (в центре поля) было разделено на 30 равноотстоящих уровней, для которых и были вычерчены на ЭВМ изофоты; чтобы не загромождать рисунок, на нем

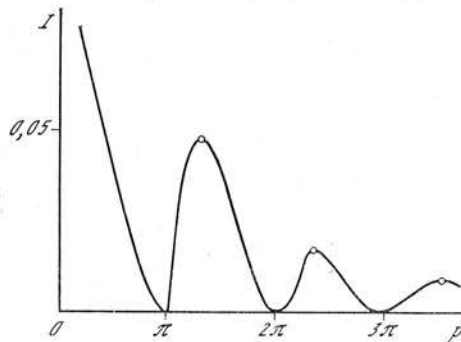


Рис. 1

изображено только несколько первых изофот, начиная с минимальной освещенности. Слева вверху (черный прямоугольник) изображен входной зрачок. Рис. 2, б дает более полное представление о распределении освещенности на квадратной площадке $0,262'' \times 0,262''$ в центре поля в виде 115 кривых $I(p)$, каждая из которых изображает освещенность в одном из 115 равноотстоящих сечений поля зрения. Каждая последующая кривая на рис. 2, б смещена по вертикали, чтобы избежать наложения. Нижеследующие рисунки выполнены аналогично; масштаб одинаков. Для зрачка, имеющего вид сплошной прямоугольной полосы длиной $2a = 10$ м и шириной $2b = 1$ м, соответствующие распределения освещенности даны на рис. 3. Очевидно, что центральный максимум (изображение звезды) на рис. 3, а имеет эллиптические очертания (отношение осей эллипса 1 : 10), а разрешающая сила в направлении, перпендикулярном к длине прямоугольника, снизилась в 10 раз, т. е. в соответствии с (1). Исследование показало, что аналогичным свойством давать эллиптические центральные максимумы обладают и другие зрачки, имеющие прямоугольную форму, причем отношение осей эллипса приближенно равно отношению сторон прямоугольника, т. е. $2b/2a$. Заметим, что разрешающая сила в направлении большой стороны (ее длина $2a$) прямоугольника совпадает

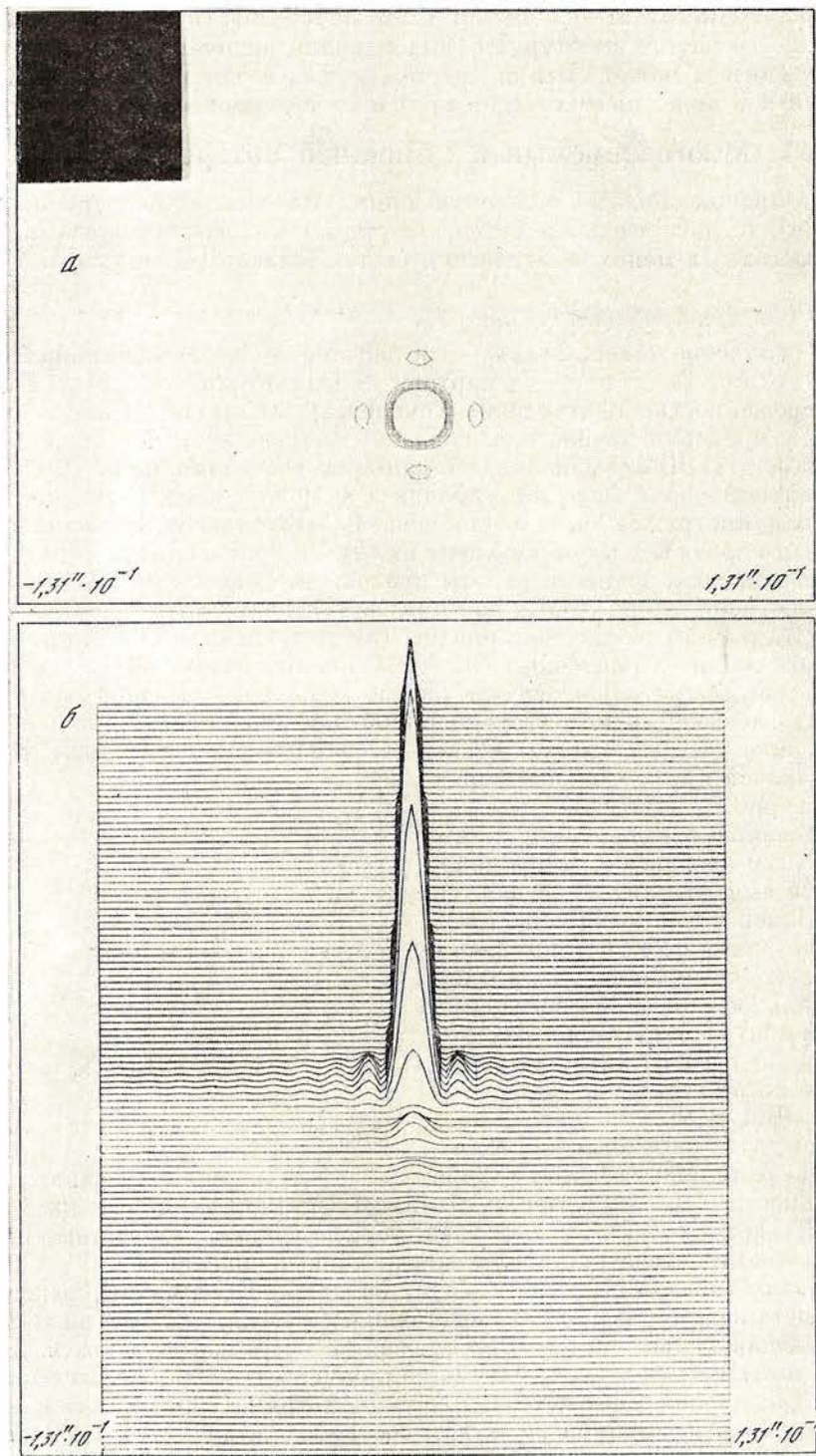


Рис. 2

с соответствующими значениями для квадратного зеркала со стороной $2a$. Разрешающая сила в направлении малой стороны прямоугольника ухудшается пропорционально отношению b/a , а предельная разрешаемая частота уменьшается в этой же пропорции.

Частным случаем линейного интерферометра является безызбыточный интерферометр из четырех зеркал [10, с. 169].

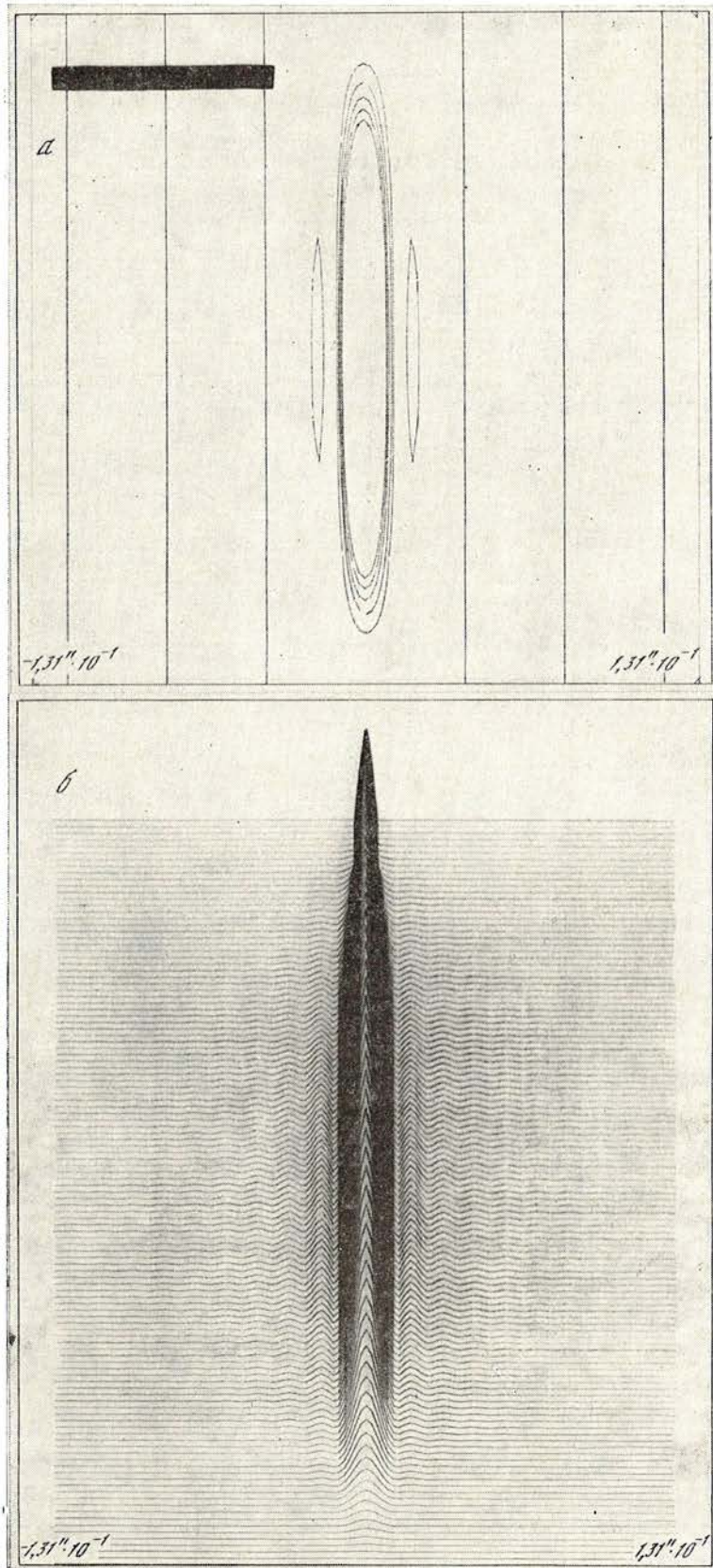


Рис. 3

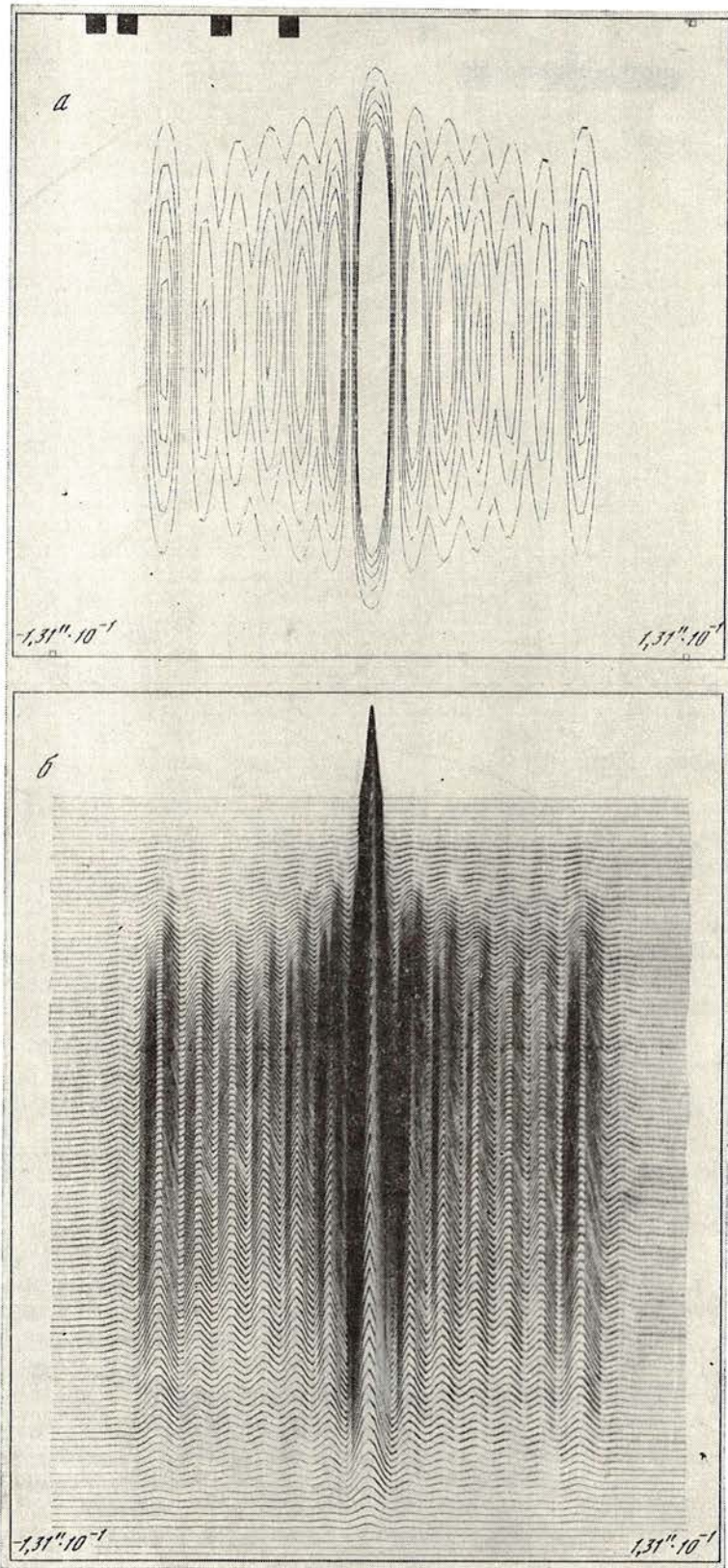


Рис. 4

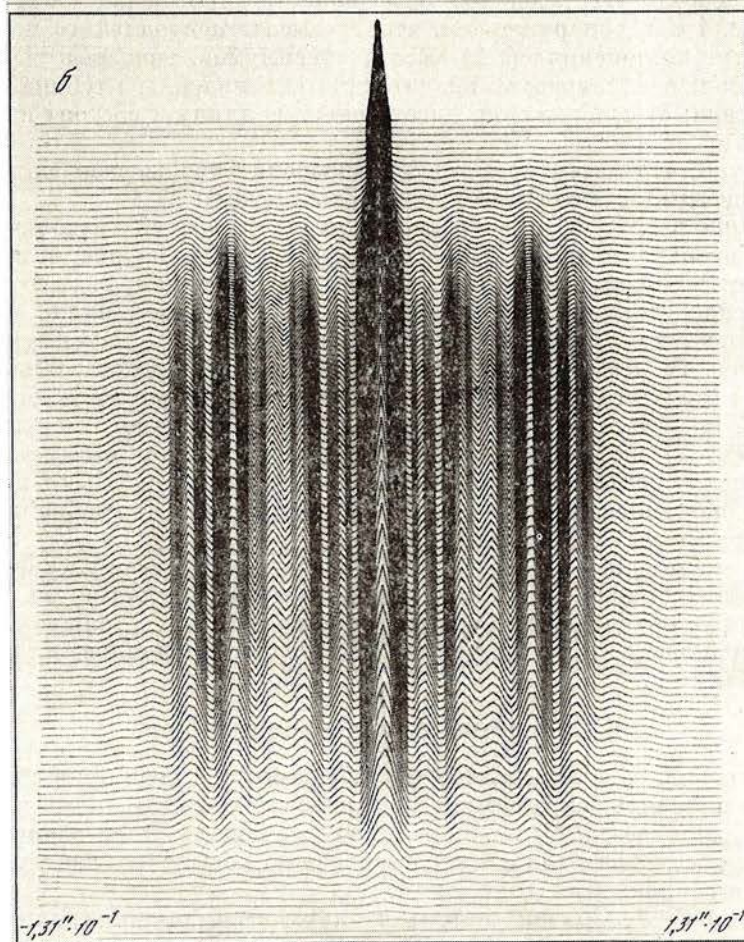
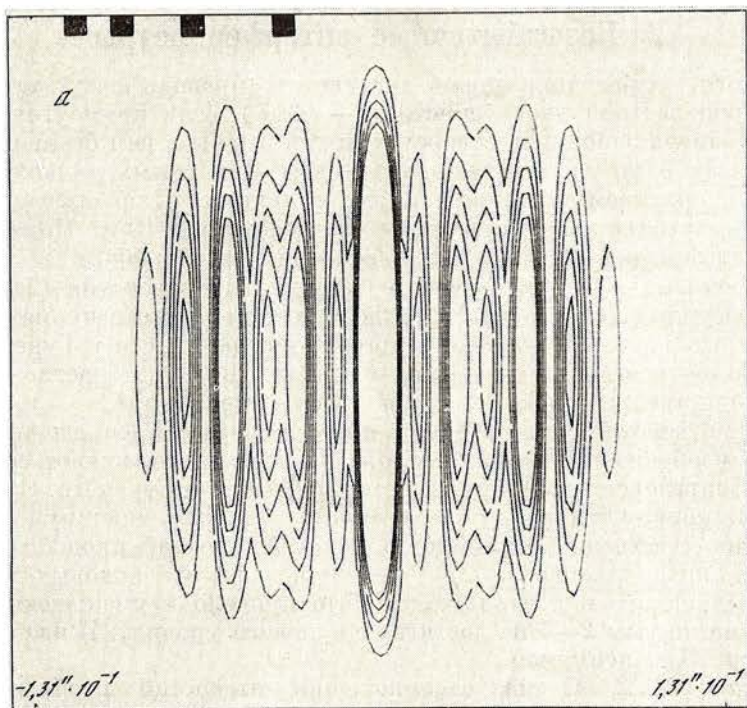


Рис. 5

2. Безызбыточные интерферометры

Высокого разрешения можно достигнуть (правда, ценой ухудшения частотно-контрастной характеристики — ЧКХ), если прямоугольник заданного размера заполнить отверстиями так, чтобы в нем были представлены хотя бы один раз все возможные базы — от самых малых до самых больших, допускаемых длиной прямоугольника. Для определенности длину прямоугольника по-прежнему примем равной 10 м. Подобные системы были описаны в [10] и [11]; рассмотрим их подробнее.

Вариант № 1. Он имеет четыре квадратных отверстия ($2a = 2b = 1$ м), расположенные в ряд и разделенные неравными промежутками. Этот вариант является аналогом интерферометра Трауба и Гурского [10, с. 169], но отличается от него формой зеркал. Первое отверстие отделено от второго промежутком 0,5 м, затем следуют промежутки 3,5 и 2 м. Расположение отверстий дано на рис. 4, а слева вверху. Распределение освещенности изображено на рис. 4, а, б. Оно весьма напоминает соответствующее распределение для интерферометра Трауба и Гурского. Сравнивая рис. 4 с 3, обнаруживаем, что: 1) высота боковых максимумов увеличилась, что, естественно, объясняется меньшей полезной площадью безызбыточного интерферометра, 2) увеличилась высота боковых максимумов (по отношению к центральному), что привело к уменьшению контраста, 3) минимумы 2—5 не достигают нулевого уровня, 4) изображение состоит из 13 максимумов.

Вариант № 2. Схема расположения отверстий изображена на рис. 5, а вверху; распределение освещенности дано на рис. 5, а, б. Сравнивая рис. 4 с 5, обнаруживаем, что: 1) высота центрального максимума практически не изменилась; 2) высота максимумов, непосредственно примыкающих к центральному, значительно снизилась, а глубина минимумов возросла; 3) изображение имеет меньшую длину и состоит из 11 максимумов.

Очевидно, что интерферометр № 2 позволит лучше разрешать тесные двойные звезды, а также высокие частоты, нежели № 1.

Вариант № 3. Схема расположения отверстий изображена на рис. 6, а вверху; распределение освещенности дано на рис. 6, а, б. Очевидно, что: 1) высота центрального максимума прежняя; 2) высота максимумов, непосредственно прилегающих к центральному, ниже, нежели в № 1, и выше, чем в № 2; 3) изображение состоит из 13 максимумов.

Вариант № 4. Схема расположения отверстий представлена на рис. 7, а вверху; распределение освещенности — на рис. 7, а, б. Сравнивая рис. 7 с 4—6, заключаем, что: 1) высота центрального максимума не изменилась; 2) высота максимумов, непосредственно примыкающих к центральному, резко снизилась, составляет всего около 2% от центрального, это наименьшая величина из рассмотренных; 3) изображение по-прежнему состоит из 13 максимумов.

Ясно, что этот интерферометр следует предпочесть всем рассмотренным системам (в том числе сплошному прямоугольному зеркалу) при разрешении точечных объектов, таких, как двойные звезды, состоящие из яркой центральной звезды и слабого спутника; трещин и «каналов» на планетах и т. п. объектов.

3. Двумерные интерферометры

Если соединить два линейных интерферометра в виде буквы L, X или Y, можно получить более резкий и симметричный центральный максимум в изображении звезды. Этот прием давно уже используется радиоастрономами. Мы рассмотрим только крестообразную конфигурацию с углом 90° между направляющими (рис. 8, а).

Вариант № 1. Зрачок состоит из двух взаимно перпендикулярных прямоугольников размером 1×10 м (рис. 8, а). Распределение освещенности изображено на рис. 8, а и б. Очевидно, что распределение имеет крестообразную форму, причем центральный максимум имеет пирамидаль-

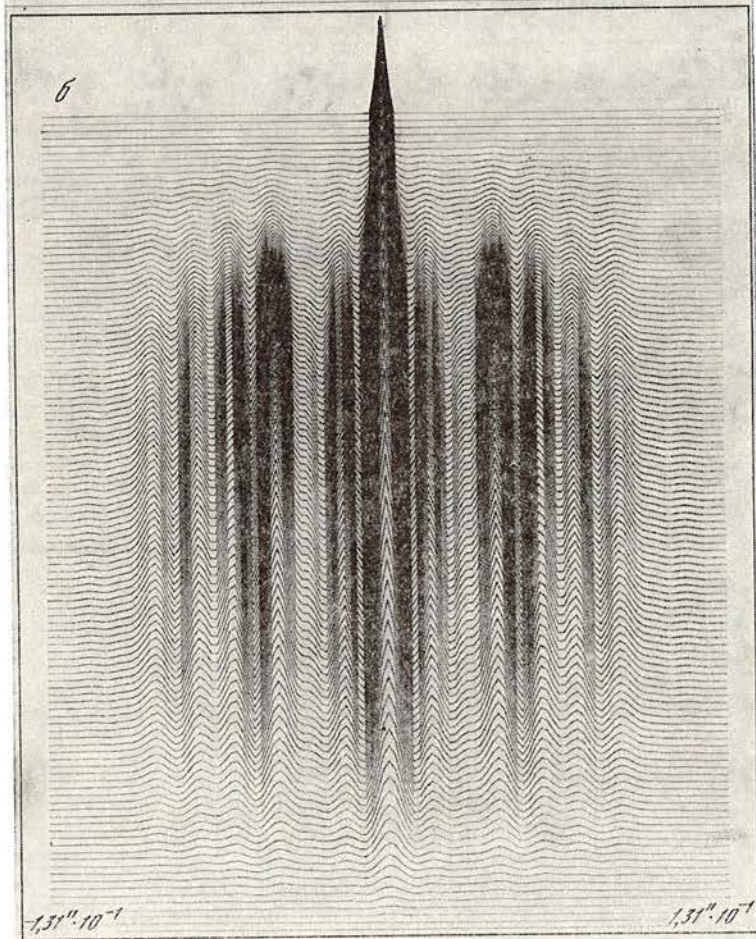
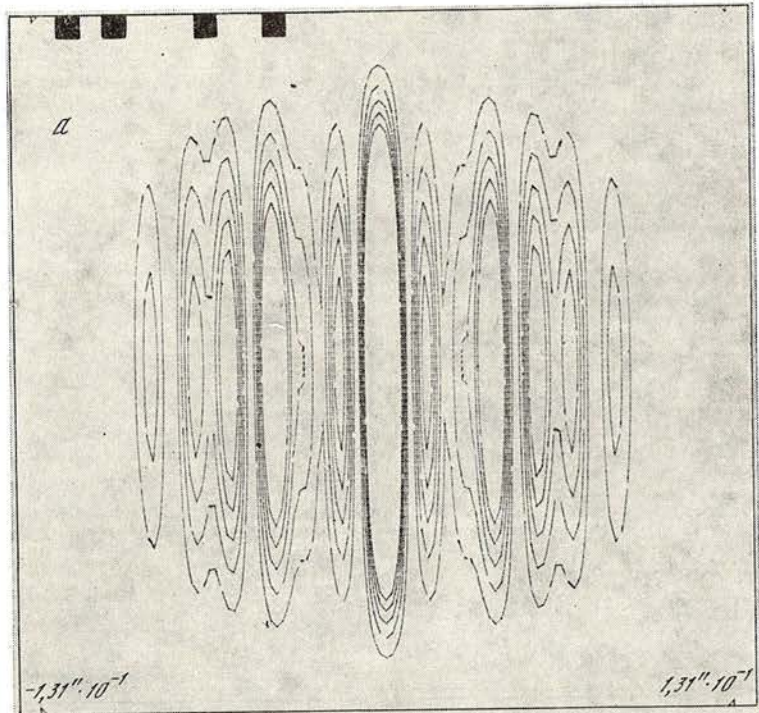


Рис. 6

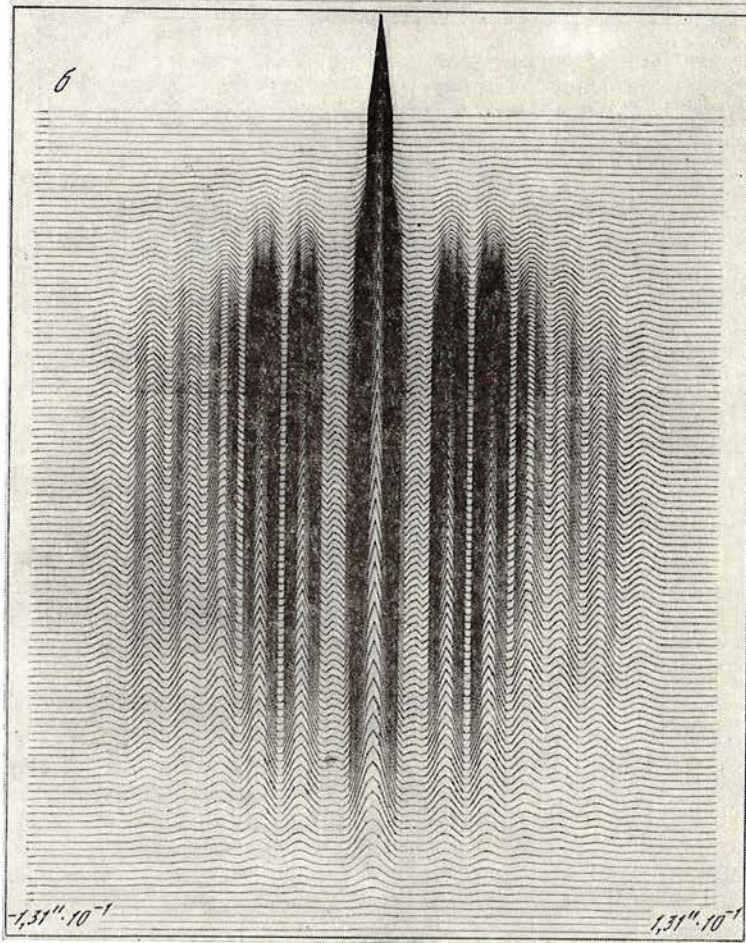
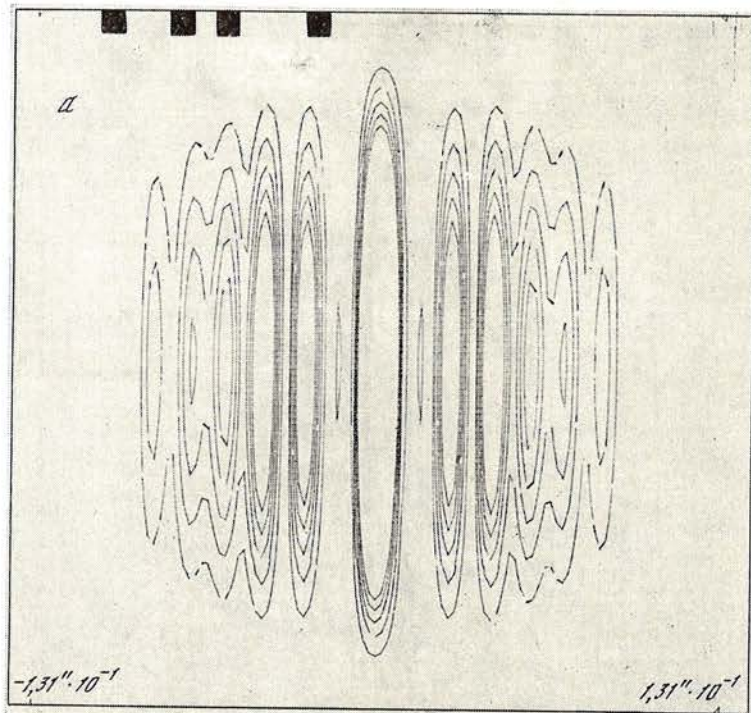


Рис. 7

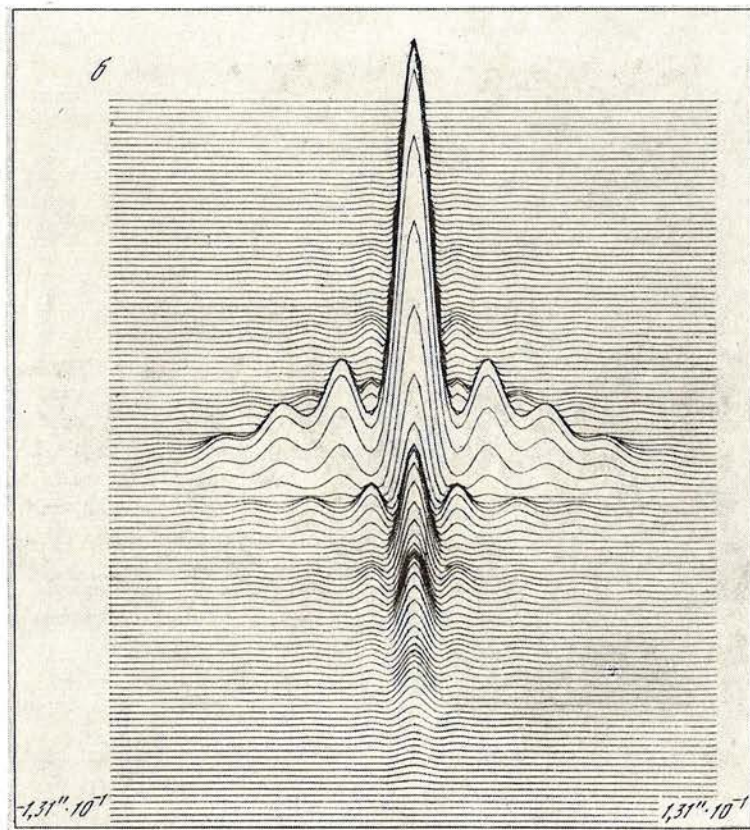
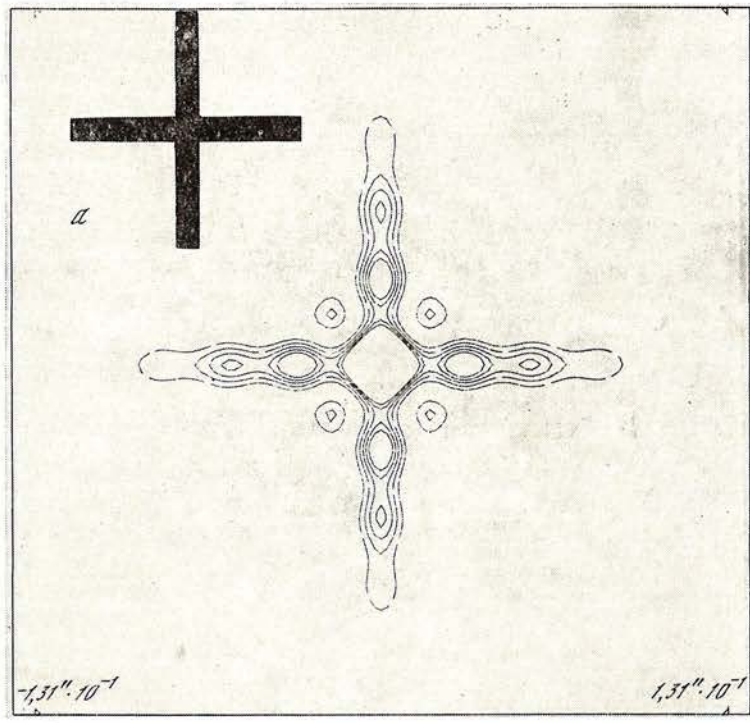


Рис. 8

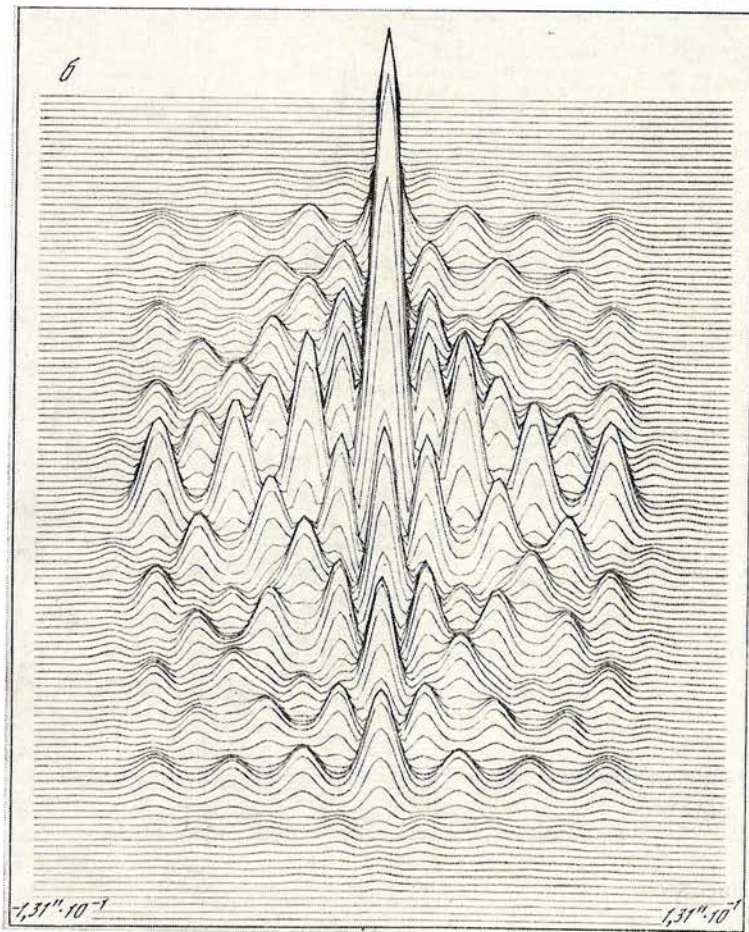
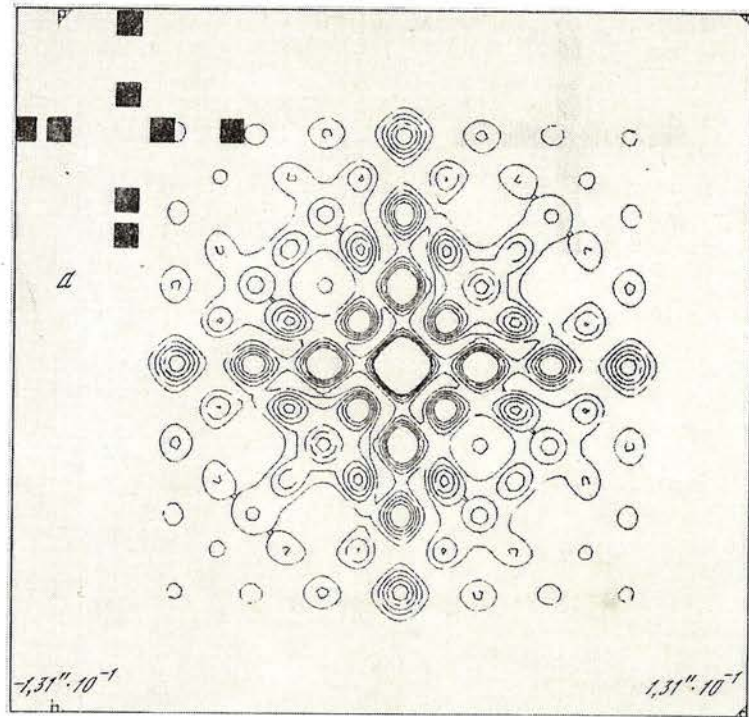


Рис. 9

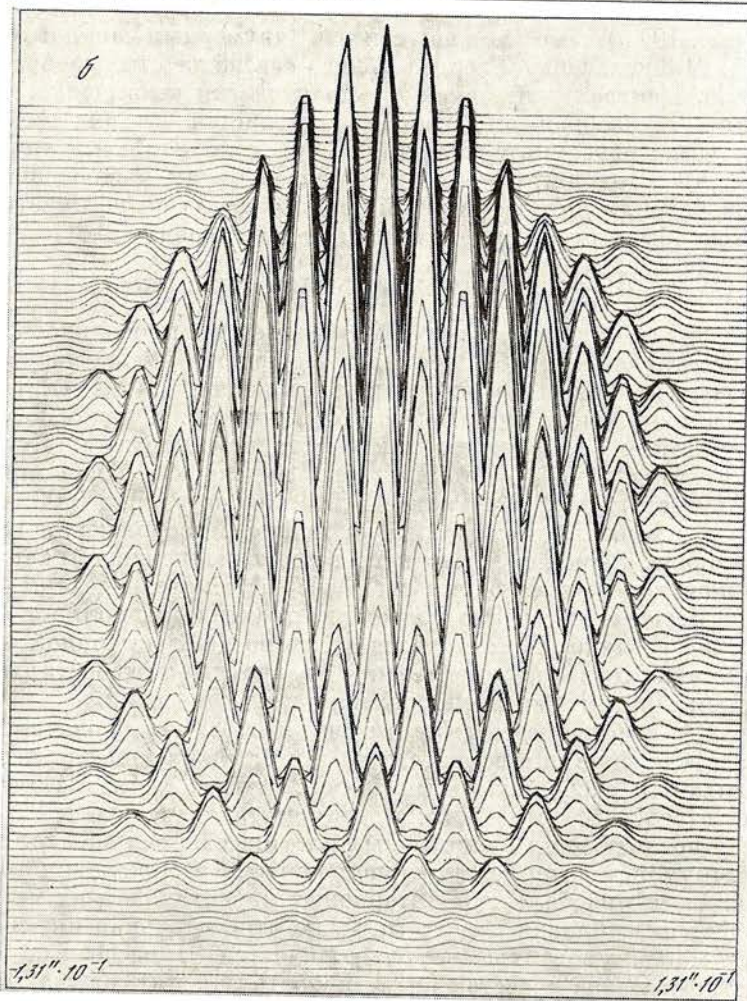
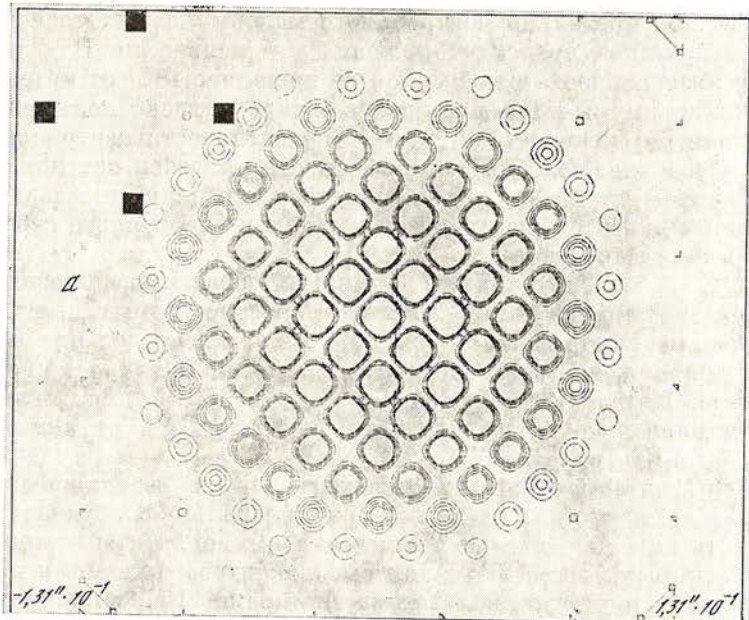


Рис. 10

ную форму. За пределами центрального максимума свет сосредоточен в сравнительно узких полосах убывающей интенсивности. В углах между полосами интенсивность максимумов не превышает 8% от интенсивности в центре. Максимумы в пределах полос быстро убывают по интенсивности (наибольшая интенсивность $\sim 25\%$ от интенсивности центрального максимума). Очевидно, подобный интерферометр пригоден как для наблюдений двойных звезд, так и для непосредственного получения изображений протяженных объектов (не прибегая к методам апертурного синтеза), подобно обычному телескопу.

Вариант № 2. Он состоит из двух крестообразно расположенных избыточных интерферометров (рис. 9, а), рассмотренных выше. Распределение освещенности дано на рис. 9, а и б. Распределение сохранило в первом приближении крестообразную форму, но появилось много новых максимумов. Интенсивность прежних (см. рис. 8, а, б) максимумов возросла (их наибольшая интенсивность достигает 38% от интенсивности центрального максимума).

Подобный интерферометр малоприменим для наблюдений тесных двойных звезд с компонентами разного блеска, поскольку слабую звезду трудно выделить на фоне многочисленных максимумов. Интерферометр целесообразно применять при изучении высококонтрастных объектов, таких, как пятна на Солнце, горы вблизи терминатора на Луне и планетах и т. п.

Вариант № 3. Он состоит из четырех крестообразно расположенных зеркал (рис. 10, а), его можно считать двумерным аналогом интерферометра Майкельсона. Распределение освещенности изображено на рис. 10, а, б. Центральный максимум практически не выделяется по интенсивности, а изображение звезды разделяется на ряд максимумов медленно убывающей интенсивности и расположенных в узлах сетки (рис. 10, а, б). Этот интерферометр непригоден для наблюдений протяженных объектов, а для наблюдений двойных звезд он не имеет преимуществ перед обычным интерферометром Майкельсона.

4. Экспериментальная проверка

Лабораторное моделирование интерферометров проводилось так же, как при исследовании изображения, построенного кольцевой апертурой [12]. В центре кривизны сферического зеркала ($R = -8,8$ м) установлен точечный источник монохроматического излучения, а рядом камера для фотографирования изображения дифракционной картины. Источником служила ртутная лампа, светофильтрами выделена зеленая линия $\lambda = 546$ нм с чистотой 99,1%. Размер отверстия источника 0,03 мм, что в несколько раз меньше диаметра дифракционного изображения точки для данного зеркала. Зеркало установлено в герметизированной, термостабилизированной трубе, а источник света и фотокамера отделены от этого объема оптическим окном. Это позволило практически полностью устранить влияние воздушных потоков на качество дифракционной картины. На зеркало накладывалась диафрагма с квадратными отверстиями размером 1×1 см с различным расположением этих отверстий.

На рис. 11, а, б приведены фотография изображения точечного источника и распределение интенсивности в этом изображении для интерферометра с четырьмя расположенными на расстояниях 3; 4,5 и 1,5 см между центрами отверстий, что близко соответствует варианту № 1. На рис. 11, б и последующих аналогичных рисунках по оси абсцисс даны номера максимумов в интерференционной картине изображения точки. Из рис. 11 видно, что расположение вторичных максимумов и их максимальные интенсивности близки к расчетным, но относительная интенсивность вторичных максимумов существенно отличается от расчетных величин. В частности, согласно расчетам интенсивность максимумов, находящихся на одинаковом расстоянии от центрального максимума, одинакова. В действительности, вторичные изображения, находящиеся на равных расстояниях от центрального изображения, имеют различную интенсивность,

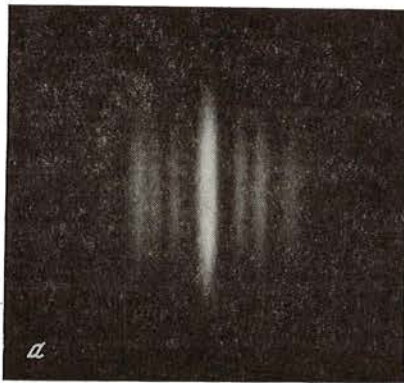


Рис. 11. Изображение точечного источника (а) и распределение интенсивности в этом изображении (б) для интерферометра с четырьмя отверстиями, расстояние между центрами которых 3; 4,5 и 1,5 см

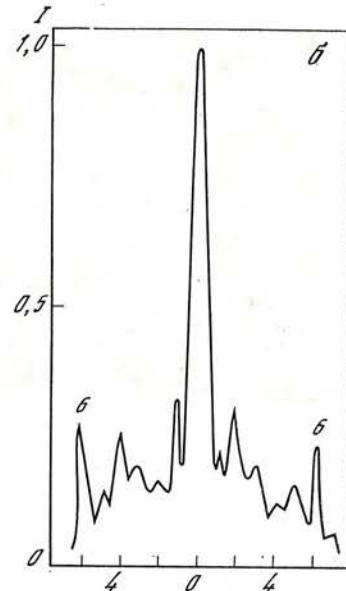
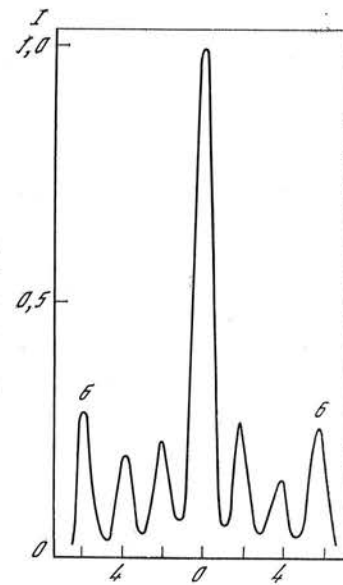


Рис. 12. Распределение интенсивности в линейном интерферометре с пятью отверстиями, расстояние между центрами которых 3; 1,5; 3 и 1,5 см



при этом если изображение слева от центра имеет большую интенсивность, то соответствующее изображение справа имеет малую интенсивность, и наоборот. Изменение взаимного положения источника и изображения — сначала они были разнесены в горизонтальной плоскости, а затем в вертикальной плоскости, — а также повторная независимая фокусировка изображения не оказали заметного влияния на относительную интенсивность вторичных максимумов. Добавление пятого отверстия, расположенного в центре между крайними отверстиями и, конечно, нарушающего условие безыбыточности апертуры, приводит к существенному подавлению нечетных вторичных максимумов, а четные максимумы становятся почти симметричными по интенсивности. Это хорошо видно на рис. 12, где приведено распределение интенсивности в изображении точки в линейном интерферометре с расстоянием между центрами отверстий 3; 1,5; 3 и 1,5 см. В этом случае использовано то же зеркало № 1, что и для снимка, приведенного на рис. 11.

Расчеты показали, что для безыбыточного линейного интерферометра наилучшим из рассмотренных является вариант № 4 (расстояние между центрами четырех отверстий в нашей модели 3, 2 и 4 см). Для этого варианта интерферометра мы сфотографировали изображение точки, накладывая последовательно одну и ту же маску с четырьмя отверстиями на три различных зеркала с одинаковым радиусом кривизны 8,8 м. Каждое из этих зеркал имеет хорошее качество на всей используемой для моделирования интерферометра площади и при открытом отверстии 10×10 см строит дифракционное изображение точки. Однако в варианте безыбыточного интерферометра распределение интенсивности вторичных макси-

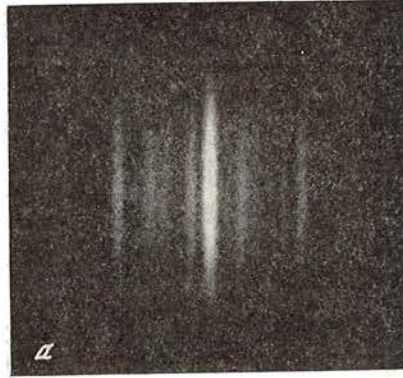
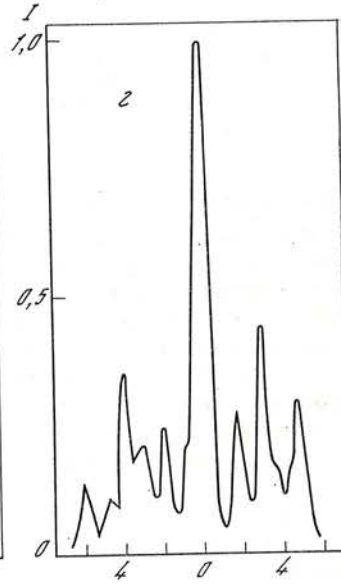
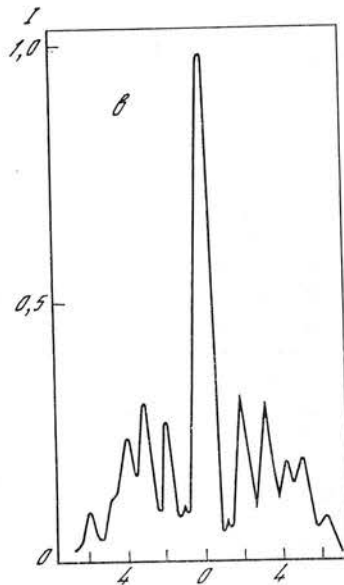
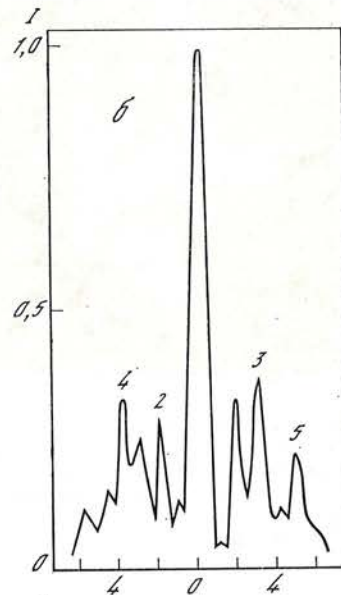


Рис. 13. Изображение точечного источника в интерферометре с четырьмя отверстиями при расстоянии между их центрами 3, 2 и 4 см (а) и распределение интенсивности в изображении точки, полученное соответственно зеркалами № 1 (б), 2 (в) и 3 (г)



мумов для использованных зеркал заметно различается. На рис. 13, а приведена фотография изображения точки в интерферометре с расположением отверстий по варианту № 4, снимок сделан с зеркалом № 1. На рис. 13, б, в, г — распределение интенсивности в изображении точки, полученное соответственно с зеркалами № 1—3. Различие в относительной интенсивности вторичных максимумов связано, вероятно, с небольшими дефектами поверхности использованных зеркал. При полностью открытом зеркале эти дефекты не показывают существенного влияния на строящееся зеркалом дифракционное изображение точечного источника, а в режиме безызбыточного интерферометра влияние их на изображение источника оказывается существенным. Эту особенность безызбыточных апертур надо принимать во внимание при создании системы фазировки отдельных элементов интерферометра.

Изображение точки, строящееся двумерным интерферометром, показано на последующих рисунках.

На рис. 14, а приведена фотография изображения точки для «креста»,

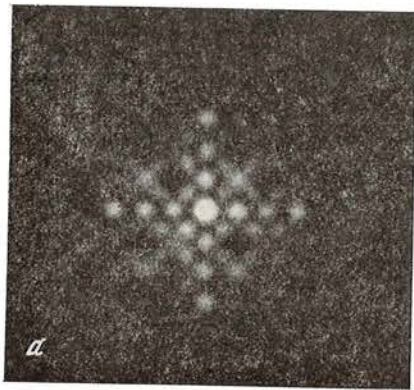


Рис. 14. Изображение точечного источника для 8-элементного двумерного интерферометра (а) и фотометрический разрез через центр этого изображения (б)

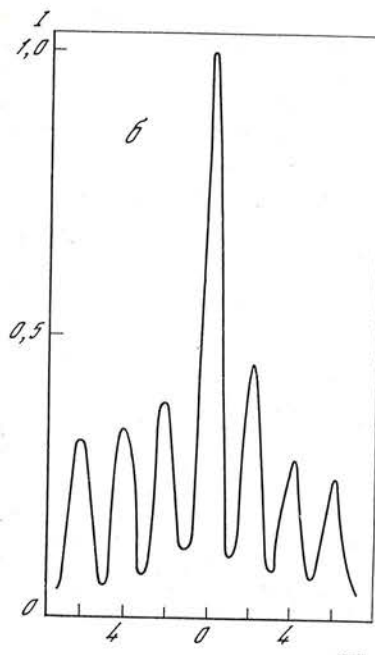


Рис. 15. Изображение точечного источника для 9-элементного интерферометра (а) и фотометрический разрез через центр этого изображения (б)

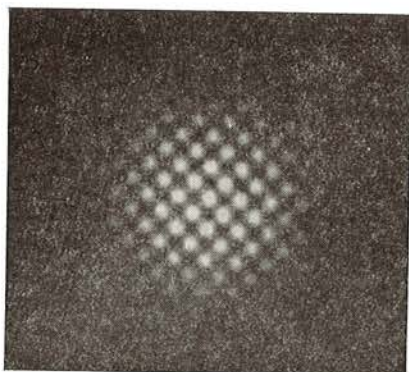
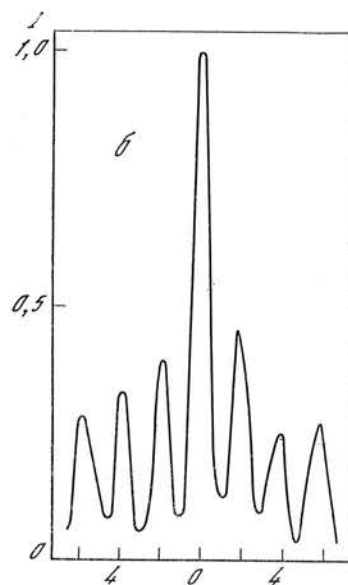
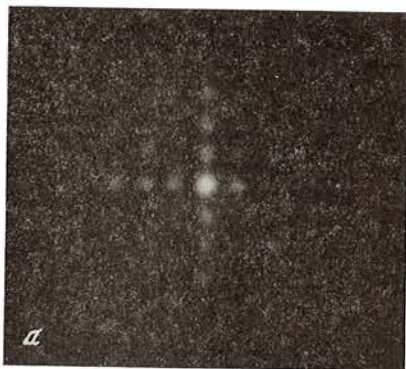


Рис. 16. Изображение точечного источника, построенное 4-элементным интерферометром — крестом

в горизонтальной и вертикальной ветвях которого расположено по четыре отверстия размером 1×1 см с расстоянием между центрами зеркал 3; 4,5; 1,5 см. На рис. 14, б—фотометрический разрез через центр изображения. На рис. 15, а, б — то же для такого же двумерного интерферометра, но с добавлением девятого отверстия, расположенного в центре «креста».

Как видим, добавление центрального отверстия мало меняет картину построенного изображения точки.

На рис. 16 приведено изображение точечного источника, построенного 4-элементным интерферометром — крестом, расстояние между отверстиями 9 см. В этом случае центральный максимум практически не выделяется по интенсивности среди соседних максимумов, что подтверждает результат, описанный в [1].

Л и т е р а т у р а

1. Майкельсон А. Исследования по оптике. М.; Л.: Гостехтеориздат, 1930. 199 с.
2. Labeurie A. // Progress in Optics / Ed. E. Wolf North-Holland Publ. 1976. Vol. 14. P. 49.
3. Оптические телескопы будущего. М.: Мир, 1981.
4. Современные телескопы. М.: Мир, 1984.
5. McCarthy D. W., Strittmatter P. A., Hege E. K., Low F. J. // Proc. Soc. Photo-Opt. Instr. Eng. (SPIE). 1982. Vol. 332. P. 57.
6. Aime C., Demareq J., Martin F., Ricort G. // Proc. SPIE. 1982. Vol. 332. P. 436.
7. Aitken G. J. M., Corteggiani J. P., Gay J. // J. Obs. Soc. Astron. 1981. Vol. 71. N 6.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
9. Попов Г. М. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 73.
10. Оптические и инфракрасные телескопы 90-х годов. М.: Мир, 1983.
11. Davis B., Hunt G., Korsch D., Nein M. // Proc. SPIE, 1983. Vol. 440.
12. Попов Г. М., Стешенко Н. В., Попова М. Б. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1986. Т. 75.

ХРОНИКА

1986 год прошел под знаком решений XXVII съезда КПСС, на выполнение которых были направлены усилия всего коллектива сотрудников обсерватории.

В соответствии с постановлением Президиума АН СССР в обсерватории проведено уточнение организационной структуры — упразднены отделы, сформированы следующие научные подразделения:

лаборатория исследований физики Солнца (зав. лабораторией академик А. Б. Северный);

лаборатория исследований физики звезд и туманностей (зав. — член-кор. АН СССР А. А. Боярчук);

лаборатория радиоастрономии (зав. — канд. физ.-мат. наук И. Г. Моисеев);

лаборатория экспериментальной астрофизики (зав. — доктор физ.-мат. наук Н. В. Стешенко);

лаборатория исследования источников высоких энергий (зав. — доктор физ.-мат. наук А. А. Степанян);

лаборатория новых методов исследования Солнца (зав. — доктор физ.-мат. наук А. В. Брунс);

лаборатория математических методов обработки наблюдений (зав. — канд. физ.-мат. наук Д. Н. Рачковский).

С 1 ноября заместителем директора по научной части назначен канд. физ.-мат. наук В. А. Котов, освобожден от этой должности доктор физ.-мат. наук Н. В. Стешенко.

Оставили работу в обсерватории научные сотрудники О. П. Голландский, А. С. Дворяшин, П. П. Добронравин, Л. С. Левицкий.

В марте в обсерватории проходила Всесоюзная конференция «Атмосферная нестабильность и адаптивный телескоп».

Всесоюзное совещание и семинар «Активное Солнце» состоялись в апреле.

В мае по инициативе Совета по подготовке астрономических кадров (СПАК) проведена 10-дневная школа молодых астрофизиков, участники которой не только слушали доклады и лекции о новейших методах и приборах для астрофизических исследований, но и участвовали в наблюдениях на больших телескопах обсерватории.

В начале октября в течение трех дней проходил советско-финский симпозиум по радиоастрономии.

Сотрудники обсерватории принимали участие в работе ряда совещаний, конференций, семинаров и других мероприятий: совещания по выполнению Советской части международной программы исследования кометы Галлея (СОПРОГ) в Киеве; совещания «Колебания и волны на Солнце», проходившего в Риге; VIII съезда ВАГО в Ленинграде; совещания рабочей группы «Звездные атмосферы» (Одесса); совещания проблемной группы «Радиация и строение солнечной атмосферы» (Львов); 5-го семинара проблемной группы «Специальные теоретические и экспериментальные исследования солнечной плазмы» (Ашхабад); семинара проблемной группы «Солнечные инструменты» (Киев); совещания проблемной группы «Спектрофотометрические и фотометрические стандарты» (Абастумани); юбилейного Пленума Астросовета в Звенигороде и других совещаний по научным и научно-организационным вопросам.

Ряд сотрудников обсерватории выезжали за границу для участия в международных совещаниях, коллоквиумах, симпозиумах, для выполнения совместных исследований, проведения наблюдений.

С августа 1985 г. по июнь 1986 г. Л. И. Цветков находился в Бразилии в составе экспедиции для наблюдений кометы Галлея.

Л. С. Любимков в январе выезжал в Чехословакию для участия в совещании рабочей группы «Звездные атмосферы» многостороннего сотрудничества по проблеме «Физика и эволюция звезд».

В течение трех месяцев (в апреле — июле) А. Г. Косовичев работал в Астрономическом Центре им. Н. Коперника Польской АН (Варшава) по теме «Осцилляции Солнца». Совместно с польскими коллегами им подготовлены и сданы в печать три статьи по теме исследования.

А. В. Брунс дважды, в марте и в сентябре, выезжал во Францию для участия в технических встречах по реализации проекта ИФИР в рамках программы «Фобос».

Н. Н. Степанян в феврале была в Чехословакии для продолжения совместной работы по исследованию солнечной активности, а в мае там же участвовала в работе XII региональной консультативной встречи по физике Солнца.

В июне А. А. Боярчук участвовал в работе коллоквиума № 93 МАС «Катаклизмические переменные звезды» (ФРГ), В. П. Гринин участвовал в работе симпозиума № 122 МАС «Околосолнечная материя» (ФРГ), Т. Т. Цап выезжал в Данию на симпозиум № 123 МАС «Солнечные и звездные осцилляции».

А. А. Боярчук и Н. С. Чуваева в конце сентября — начале октября участвовали в работе международного симпозиума по проблемам изучения Галактики, проходившего в Болгарии.

В обсерватории в этом году побывали многие зарубежные ученые с целью ознакомления с оборудованием, методами и результатами исследований, наблюдений на больших телескопах, выполнения совместных работ, стажировки.

В течение всего года продолжала стажировку З. Иванова (Болгария). Весной с недельным визитом здесь побывал А. Томов, в декабре на три года в аспирантуру прибыл Н. Томов (Болгария).

Для проведения наблюдений и выполнения совместных работ приезжали из ГДР Г. Хакке, С. Хубриг, Л. Эткен.

В течение трех месяцев с начала года продолжал стажировку в лаборатории радиоастрономии О. Альварес (Куба).

Для продолжения совместных работ и накопления материала наблюдений на различные сроки приезжали Б. Викерский, В. Дзембовский, М. Мучек (Польша), Д. Новоцки, М. Сobotка (Чехословакия).

В. Вайсс (Австрия) провел наблюдения на 2,6-м телескопе в октябре. М. Р. Санкарараман и А. Д. Селванаягам (Индия) ознакомились с оборудованием и работой лаборатории радиоастрономии.

В течение года для наблюдений на АЗТ-11 и ЗТШ на разные сроки приезжали финские астрономы Л. Валтаоя, Э. Валтаоя, Х. Виртанен, М. Корписаари, С. Линналуото, А. Силланияя, И. Туоминен, В. Хуовелин.

Ж. Маниго и Э. Фосса (Франция) обсуждали новые результаты исследований глобальных колебаний Солнца.

К. Фрелих, Д. Югенэн (Швейцария) приезжали для обсуждения хода подготовки эксперимента по проекту ИФИР.

Многие зарубежные ученые выступили с докладами и сообщениями на семинарах лабораторий; К. Фрелих на заседании Ученого совета сделал доклад «Об изменениях «солнечной постоянной»».

В этом году Г. М. Попов защитил докторскую диссертацию, И. С. Саванов — кандидатскую. Представили к защите диссертации: докторскую — И. И. Проник, кандидатскую — Ю. С. Ефимов.

Вышли из печати 74-й и 75-й тома «Известий Крымской астрофизической обсерватории». В мае сдан в печать 77-й том, в декабре — настоящий, 78-й том.

**АНДРЕЙ БОРИСОВИЧ
СЕВЕРНЫЙ**
(1913—1987)



Советская наука понесла тяжелую, невозполнимую утрату. 4 апреля 1987 г. скоропостижно скончался крупный ученый-астрофизик, директор Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, Герой Социалистического Труда, лауреат Государственных премий СССР, академик Андрей Борисович Северный.

А. Б. Северный родился 11 мая 1913 г. в городе Туле в интеллигентной семье. Отец был научным работником, впоследствии профессором психологии Московского университета, мать преподавала литературу.

В школьные годы А. Б. Северный увлекался астрономией и был активным членом коллектива наблюдателей при Московском обществе любителей астрономии. Одновременно (1928—1931) работал лаборантом гравиметрической лаборатории Московского исследовательского института нефти.

В 1931 г. поступил в Московский государственный университет, который успешно закончил в 1935 г. и был принят в аспирантуру Академии наук СССР, а затем там же прошел докторантуру. Еще в студенческие годы начал А. Б. Северный свою научную деятельность в области теоретической астрофизики, где им получены важные результаты по исследованию внутреннего строения звезд.

В годы Великой Отечественной войны 1941—1945 гг., находясь в эвакуации в Свердловске, Андрей Борисович выполнял большую, ответственную работу по организации Государственной службы времени, столь важной в те трудные военные дни.

После окончания войны встал вопрос о создании новой, современной астрофизической обсерватории, которая должна заменить разрушенную оккупантами обсерваторию в Симеизе.

Еще осенью 1944 г. в Крыму начались работы по определению места с наилучшими астроклиматическими условиями для строительства новой обсерватории. И Андрей Борисович был активным участником этих работ, проведя два сезона в экспедициях, что в то время было далеко не легким делом.

Вступив в 1946 г. в штат новой Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, он участвовал как в восстановлении обсерватории в Симеизе, так и в строительстве новой вблизи Бахчисарая, где теперь находится поселок Научный, известный многим астрономам мира. Здесь каждый камень и каждое дерево помнят Андрея Борисовича, повседневными заботами и усилиями которого Крымская обсерватория стала одной из крупнейших в мире как по оснащению большими телескопами, различными, в том числе новейшими, светоприемными устройствами, средствами вычислительной техники, так и по широте тематики исследова-

ний, охватывающей наиболее актуальные проблемы современной астрофизики.

В 1949 г. он был назначен заместителем директора, а с 1952 г. и до конца своих дней оставался бессменным директором обсерватории.

В Симеизе А. Б. Северный начал вести исследования по новой для обсерватории тематике — физике Солнца. Дальнейшее развитие эти исследования получили в новой обсерватории, где для этого была создана мощная инструментальная база. Впервые в нашей стране А. Б. Северным совместно с сотрудником Института кристаллографии А. Б. Гильваргом был изготовлен узкополосный интерференционно-поляризационный светофильтр и установлен на внеатменном коронографе. Им впервые реализованы количественные спектральные исследования солнечных вспышек и других нестационарных процессов на Солнце. Спектральные исследования нестационарных процессов были успешно дополнены кинематографическими исследованиями движений солнечной плазмы в лучах линии водорода H_{α} . В результате были зарегистрированы быстрые движения в солнечных вспышках, которые до этого считались всегда стационарными образованиями. Систематические измерения магнитных полей на Солнце позволили выявить тесную связь возникновения вспышек с характерными особенностями магнитных полей, что было положено в основу методики прогнозирования вспышек, а это имело особенно важное значение для обеспечения радиационной безопасности полетов космонавтов.

Работы А. Б. Северного по физике Солнца были высоко оценены научной общественностью и Советским правительством. В 1952 г. за спектральные исследования хромосферных вспышек он вместе с Э. Р. Мустелем был удостоен Государственной премии СССР. В 1958 г. избран членом-корреспондентом, а в 1968 г. — действительным членом (академиком) Академии наук СССР. В 1973 г. в связи с 60-летием со дня рождения и за большие заслуги в развитии науки А. Б. Северному присвоено звание Героя Социалистического Труда.

По замыслу А. Б. Северного и по проекту, разработанному при его активном участии, в Научном построен первый в нашей стране башенный солнечный телескоп, введенный в эксплуатацию в 1954 г. Реконструированный и модернизированный в 1974 г., этот телескоп стал одним из крупнейших в мире. Плоские зеркала целостата имеют диаметры 120 и 110 см, параболическое главное зеркало — 100 см. Все зеркала изготовлены из ситалла в мастерской обсерватории. В оснащение телескопа входят: двухлучевой спектрограф (дисперсия 0,1 Å/мм); двухканальный магнитограф для регистрации магнитных полей, лучевых скоростей и яркости одновременно в двух любых спектральных линиях; вакуумный спектрограф (дисперсия 0,2 Å/мм); двойной спектрогелиограф для получения изображения Солнца в двух спектральных линиях одновременно.

Тысячи часов провел Андрей Борисович в наблюдениях на этом телескопе. Одним из наиболее важных результатов, полученных с помощью этого телескопа в последнее время, является обнаружение А. Б. Северным с сотрудниками обсерватории В. А. Котовым и Т. Т. Цапом глобальных осцилляций Солнца с периодом 160 минут и амплитудой 10 км. Этот результат зарегистрирован в качестве открытия Государственным комитетом по делам изобретений и открытий.

После запуска первого советского искусственного спутника Земли обсерватория включилась в наблюдения спутников. Позднее по инициативе А. Б. Северного и при его активном участии были начаты наблюдения далеких искусственных объектов — лунных и межпланетных автоматических станций, зондов. В обсерватории была разработана методика оперативного определения небесных координат таких объектов и на основе этих работ в дальнейшем был создан целый комплекс станций для таких наблюдений.

А. Б. Северный сумел правильно оценить перспективы и возможности внеатмосферных астрофизических исследований с помощью космичес-

кой техники, и уже с начала 1960-х годов по его инициативе обсерватория активно включилась в работы по внеатмосферной астрономии. Созданные под его руководством и при его личном участии приборы успешно функционировали на первых (беспилотных) кораблях-спутниках, на нескольких ИСЗ серии «Космос», на «Луноходе-2», на «Салюте-4», на высокоапогейных спутниках «Прогноз-6, -7». С помощью этих приборов проводились фотометрические и спектральные наблюдения различных объектов и фоновых полей в ультрафиолетовой области спектра.

В марте 1983 г. на высокоапогейную орбиту (апогей 200 000 км) выведена астрофизическая станция «Астрон», на которой установлен ультрафиолетовый телескоп с диаметром главного зеркала 80 см — крупнейший в мире из выведенных до сих пор в космос. Телескоп построен в Крымской астрофизической обсерватории совместно с Бюраканской обсерваторией АН АрмССР при участии ряда промышленных предприятий. В создании спектрометра большая роль принадлежит Марсельской лаборатории космической астрономии (Франция). За четыре года с помощью «Астроны» получен большой объем уникальной информации по ультрафиолетовым спектрам звезд различных типов, галактик, квазаров, туманностей, фоновых полей Млечного Пути, нескольких комет, в том числе около 200 спектров кометы Галлея. Особо следует отметить наблюдение на «Астроне» Сверхновой, вспыхнувшей в Большом Магеллановом Облаке в конце февраля 1987 г., и получение ее ультрафиолетовых спектров.

За создание ультрафиолетового телескопа и полученные результаты исследований А. Б. Северному в составе авторского коллектива присуждена Государственная премия СССР за 1984 г.

Важная роль в организации внеатмосферных исследований принадлежала А. Б. Северному как председателю Научного совета АН СССР по проблеме «Внеатмосферная астрономия».

Научные заслуги А. Б. Северного получили широкое международное признание. Он был академиком Международной академии астронавтики и Геттингенской академии наук, членом-корреспондентом Гейдельбергской академии, членом Королевского астрономического общества (Англия), почетным доктором университетов Нью-Касла и Вроцлава, в течение шести лет был вице-президентом Международного Астрономического Союза.

Перу А. Б. Северного принадлежит более 270 опубликованных работ. В течение 35 лет он был ответственным редактором «Известий Крымской астрофизической обсерватории». Многие годы он был членом редколлегии бюллетеня «Солнечные данные», журнала «Solar Physics» и других изданий.

Большое внимание уделял А. Б. Северный подготовке научных кадров. Более 25 его учеников, как советских, так и иностранных граждан, успешно защитили кандидатские и докторские диссертации, стали известными учеными.

А. Б. Северный принимал активное участие в общественной жизни. Он неоднократно избирался членом Ялтинского горкома и Бахчисарайского райкома, Крымского обкома компартии Украины, депутатом Крымского областного Совета народных депутатов, был делегатом XXII и XXIII съездов КПСС. За большой вклад в развитие науки и подготовку научных кадров награжден многими орденами и медалями Советского Союза, а также болгарским орденом Кирилла и Мефодия I степени.

Ушел из жизни крупный ученый, выдающийся организатор науки, светлая память о котором навсегда сохранится в сердцах всех, кто его знал.

Известия
ордена Трудового Красного Знамени
Крымской астрофизической обсерватории
Том LXXVIII

Утверждено к печати
Ордена Трудового Красного Знамени
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР

Редактор *Ю. И. Ефремов*
Редактор издательства *Э. С. Павлинова*
Художественный редактор *М. Л. Храмов*
Технический редактор *Л. И. Куприянова*
Корректоры *Н. Б. Габасова, Л. А. Стойжина*

ИБ № 37185

Сдано в набор 04.11.87. Подписано к печати 10.06.88
Т-12924. Формат 70×108^{1/16}. Бумага типографская № 1
Гарнитура обыкновенная. Печать высокая
Усл. печ. л. 20,3. Усл. кр. отт. 20,48. Уч.-изд. л. 21,6. Тираж 950 экз.
Тип. зак. 1211. Цена 1 р. 60 к.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Наука»
117864, ГСП-7, Москва, В-485, Профсоюзная ул., 90
2-я типография издательства «Наука»
121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 6