АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
ордена Трудового Красного Знамени
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Год основания издания – 1947

Том 83

МОСКВА "НАУКА"

1991

УДК 523

Известия Крымской астрофизической обсерватории. Т. 83. — М.: Наука, 1991. — 280 с. — ISBN 5-02-000206-2.

В 83-м томе "Известий Крымской астрофизической обсерватории" публикуются 29 оригинальных статей, содержащих результаты изучения электрических токов и структур магнитных полей активных областей на Солнце; результаты по измерению солнечной иррадиации, полученные с приборов на борту советской межпланетной станции "Фобос-2"; результаты дифференциальных измерений яркости Солнца. Рассматриваются результаты спектроскопических и фотометрических исследований звезд и галактик. Описывается методика и результаты наблюдений галактик на космической станции "Астрон". Публикуются результаты исследований методики наблюдений на многоканальном гамма-телескопе, расчеты новых оптических систем.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

The 83 volume of the "Izvestia Krymskoy Astrofizicheskoy Observatorii" presents the 29 original articles, containings the results of investigations electric currents and magnetic field's structures of active regions; the results of investigations of Sun's irradiance, obtained from the Soviet mission "Phobos-2", the results of different measurements of Sun's brightness. The results of spectrophotometrical researches of stars and galaxies are considered. The method and results of galaxy's observations on the space station "Astron" are described. The results of methodic's investigations on manycanal gamma-telescope, comutations of new optic systems are given.

The collection of papers is intend for specialists in astronomy and astrophysics.

Редакционная коллегия:

член-корреспондент АН СССР *Н.В. Стешенко* (председатель),
канд. физ.-мат.наук *И.С. Саванов* (ответственный секретарь),
доктор физ.-мат. наук *А.В. Брунс*, доктор физ.-мат. наук *Р.Е. Гершберг*,
доктор физ.-мат. наук *С.И. Гопасюк*, канд.физ.-мат. наук *Д.Н. Рачковский*

Рецензенты

кандидат физ.-мат. наук *Н.С. Черных*,
доктор физ.-мат. наук *Л.С. Любимов*

И $\frac{1605040000-316}{042(02)-91}$ Без объявл.

© Издательство "Наука", 1991

ISBN 5-02-000206-2

УДК 523.98

МАГНИТНЫЕ ПЕТЛИ С ТОКОМ В ОКРЕСТНОСТИ H_α-ВСПЫШЕК

В.И. Абраменко, С.И. Гопасюк, М.Б. Огирь

Использованы наблюдения полного вектора магнитного поля, вычисленные по ним вертикальные токи и H_α-фильмы двух активных областей (АО). По этим данным изучалась связь вспышечных и флоккульных узлов с H_α-волокнами, электрическими токами и магнитными полями. Установлено, что узлы вспышек связаны между собой или с узлом флоккула магнитными петлями, по которым текут токи. Самые короткие петли соединяют наиболее яркие вспышечные узлы. Более короткие петли в большей степени заполнены током. Места, где сходятся магнитные петли с током (как с близких, так и с весьма удаленных участков АО) характеризуются наибольшей вспышечной активностью. Сделано заключение, что источником энергии вспышки является общий энергетический запас АО. Предложена динамическая модель вспышки, основанная на перераспределении токов в системе поднимающихся петель и концентрации тока в петле с минимальной скоростью подъема.

MAGNETIC LOOPS WITH THE CURRENT IN THE VICINITY OF H_α-FLARES, *by V.I. Abramenko, S.I. Gopasyuk and M.B. Ogir'* The observations of the total vector of the magnetic field and computed by them vertical currents as well as H_α-films of two active regions (AR) were used in this article. According to these data the flare and flocculus knots' relations with the H_α-fibrils, electric currents and magnetic fields has been investigated. It has been stated, that the knots of flares are either interconnected with each other, or with the flocculus knot by the magnetic loops bearing the currents. The shortest loops connect the brightest knots. The shorter the loop the more fully it is filled with the current. The place of convergence of magnetic loops with current (as from close so from rather remote distances in the AR) are characterized by the most powerful flare activity. It has been concluded, that the source of flare energy is the total energy store of the AR. Here a dynamical model of a flare is suggested, based on current re-distribution in the system of ascending loops and a concentration of current in a loop with the minimum ascent velocity.

1. Введение

Многочисленные наблюдения и, в первую очередь [1], показали, что источником энергии вспышек является магнитное поле. Вспышки возникают в местах больших градиентов магнитного поля [1] и сильных электрических токов [2, 3]. Кроме того, вспышке предшествует появление нового магнитного потока в окрестности той части активной области (АО), где она происходит [4, 5]. В таких местах наблюдается вращение плазмы [6, 7]. Возможны две разновидности вспышек [8]. Одна связана с изменениями поля при вращении плазмы и магнитных трубок. Она ближе к точке зрения, развиваемой Альвеном и Карлквистом [9]. Вторая разновидность больше соответствует представлениям о токовых слоях [10].

В [11, 12] было установлено влияние направления электрического тока на H_α-эмиссию, а именно: преимущественное расположение узлов вспышек в местах с током, направленным вверх; они, как правило, ярче и продолжительнее, чем узлы в местах с током, направленным вниз. Число вспышек в АО связано и с изменением глобального электрического тока АО [12]. Последние результаты подчеркивают важную роль электрических токов в процессах образования вспышки.

Первоначальный источник вспышечной энергии, согласно наблюдениям [10, 13], находится вблизи вершин магнитных петель. Плотность электрического тока в магнитных петлях убывает с высотой быстрее, чем магнитный поток, вычисленный в потенциальном приближении, и более высокие петли становятся ближе к потенциальным [14]. Это соответствует результатам [15, 16] о совпадении морфологии корональных структур, наблюдаемых в мягком рентгене, с магнитными полями, вычисленными в потенциальном приближении.

Из широкого набора явлений, сопровождающих вспышку, трудно выделить главные. Здесь мы продолжаем начатое в [8, 12, 14, 17, 18] изучение связи между H_α-вспышками, электрическими токами, магнитным полем и петельными структурами с целью поиска важнейших процессов, ответственных за появление вспышки.

2. Данные и результаты наблюдений

В нашем распоряжении были наблюдения полного вектора магнитного поля и H_α-фильмы двух АО: 8—14.06.1969 г. и 21—26.10.1968 г. Описание наблюдений магнитных полей, их обработки и самих АО приведены в [19—21], а H_α-фильмов — в [12, 17]. Данные о составляющих вектора магнитного поля **H** были исправлены за эффект проекции.

По наблюдениям поперечного поля были вычислены электрические токи. Методика вычисления изложена в [22]. Наряду, с этим мы построили карты отношений вертикальной составляющей поля H_z к поперечной $H_\perp$. Они представляют изменение угла γ наклона поля **H** относительно нормали к поверхности Солнца. Пример таких карт приведен на рис. 1.

Рассмотрение карт отношений $H_z/H_\perp$ по всем дням наблюдений обеих АО показало, что ядра основных и большинства мелких пятен лежат в зонах с $\gamma < 45°$, т.е. в местах с полем, близким к вертикальному. Некоторые мелкие пятна ($d < 5''$) оказались в областях с $\gamma > 45°$, вероятно, это результат недостаточного разрешения магнитограмм (3",5×6",7). Бóльшая часть полутени крупных и ряда мелких пятен приходятся на зоны с $\gamma > 45°$, т.е. в места преимущественно наклонных полей. Полученная здесь картина распределения поля в тени и полутени пятен в целом согласуется с [23].

На все карты углов наклона поля были нанесены положения узлов вспышек и флоккулов. Исследовались все кадры, которые по времени ближе всего соответствовали записи поля, и брались те события, которые находились в пределах магнитограммы. Всего было рассмотрено 166 вспышечных узлов и 727 узлов флоккулов с яркостью 1,3—1,8 (по отношению к невозмущенной хромосфере). Мы провели анализ их расположения относительно угла наклона поля. При этом все наблюдавшиеся в обеих АО события были разделены по яркости на 4 класса. К 1-му классу мы отнесли самые яркие вспышки (балла *Sb*), ко 2-му — менее яркие (балла *Sn*), к 3-му — самые слабые (балл *Sf*) и, наконец, к 4-му — флоккулы. Число событий в каждом классе было принято за 100%, и на рис. 2 приведена доля тех событий, которые оказались в местах преимущественно наклонного поля ($\gamma > 45°$). Рис. 2. показывает, что наиболее яркие события (балл *Sb*) чаще всего (примерно в 75% случаев) приходятся на области, где преобладает горизонтальное поле. С уменьшением яркости доля событий в местах преимущественно наклонного поля убывает и для флоккулов она составляет примерно 36%. Это означает, что флоккулы чаще всего располагаются в областях более вертикального поля. Последнее находится в согласии с [24].

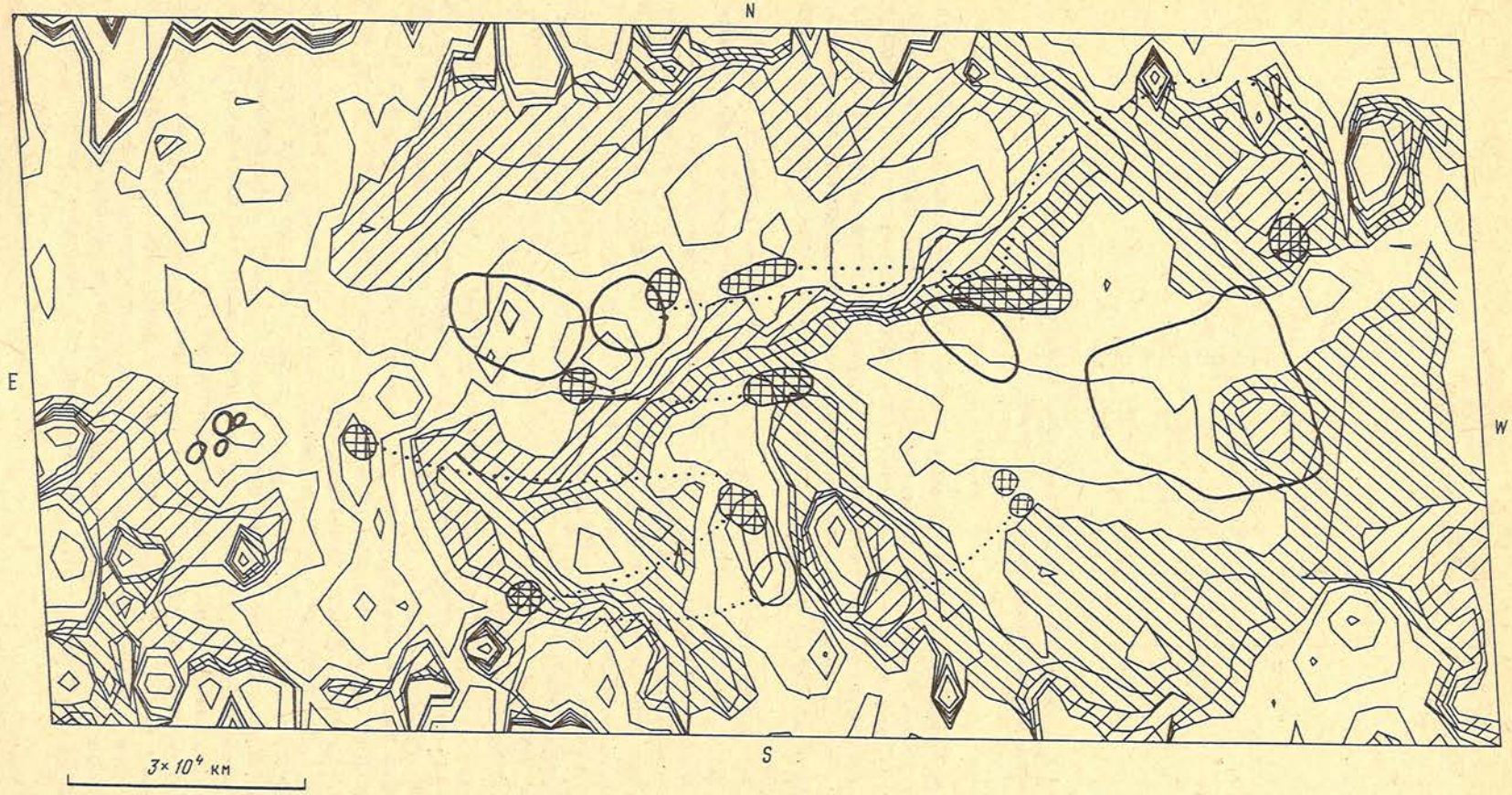


Рис. 1. Карта отношений $H_z/H_\perp$ вертикальной составляющей поля H_z к поперечной $H_\perp$ в активной области 11.06.1969 г.

Изолинии проведены через 0; ± 0,5; ± 1; ± 2; ± 5; ± 10. Области с $|H_z/H_\perp| \leqslant 1$ заштрихованы: правый наклон — области S-полярности, левый — N-полярности. Узлы вспышек заштрихованы двойной прямой штриховкой. Флоккульные узлы выделены тонкой линией. Волокна показаны пунктиром; тени пятен — сплошной жирной линией

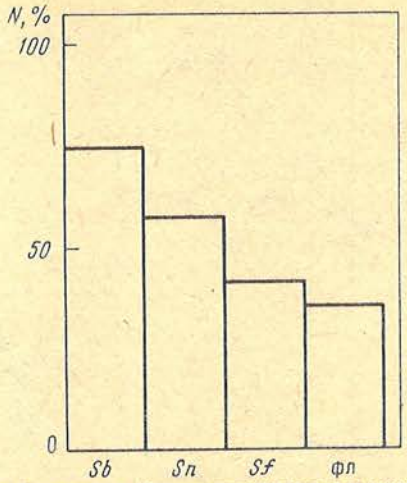


Рис. 2. Доля вспышек и флоккульных узлов в местах преимущественно наклонного поля: $\gamma \geqslant 45°$ ($|H_z/H_\perp| \leqslant 1$)

Угол наклона отражает структуру магнитного поля АО. Если отвлечься от деталей, то в общем более вертикальное поле при других равных условиях (длины петли, напряженности) соответствует более высоким петлям и наоборот (связь петельных структур с магнитным полем изучалась нами ранее [18]). Поэтому, если между вспышечными узлами существует связь посредством магнитных петель, то результат рис. 2 показывает, что более яркие узлы соединены более низкими петлями.

Чтобы убедиться в наличии петельной связи между узлами вспышек, нами был проведен анализ H_α-фильмов обеих АО. Среди вспышечных узлов, появлявшихся практически одновременно, мы искали возможные связи между ними посредством волокна, причем учитывались и такие связи, когда на другом конце волокна располагался не вспышечный, а флоккульный узел. По картам вертикального магнитного поля мы определяли знак поля в местах расположения узлов вспышек и ядер флоккулов, связанных с узлом вспышки посредством волокна. По картам вертикального электрического тока устанавливался знак тока в этих местах. Оказалось, что знаки поля и тока в местах положения узлов, соединенных волокнами, как правило, противоположны. В тех немногих случаях, когда по H_α-фильмам нельзя было обнаружить волокна из-за близости узлов друг к другу, но они располагались в местах противоположного поля и противоположного тока, мы тоже полагали наличие между ними реальной связи посредством магнитной петли. С учетом этих случаев волоконные связи наблюдались нами у 65% вспышечных узлов. В 35% узлов вспышек не удалось надежно установить связи посредством волокна из-за низкого качества изображений.

Тот факт, что узлы вспышек, соединенные волокном друг с другом или с флоккулом, находятся в магнитных полях разного знака, говорит об их связи посредством магнитных петель. А выявленная у них тенденция располагаться в местах с противоположным знаком тока является веским доводом в пользу того, что по этим магнитным трубкам течет электрический ток.

Как правило, место вспышечного узла соединяется с разными участками АО, расположенными в областях противоположного знака поля, петлями разной длины. При этом выявилось, что самые яркие узлы соединяются самыми короткими петлями (порядка размера узла вспышки). Согласно [18], вблизи нулевой линии магнитного поля наиболее короткие петли являются и наиболее низкими. Высота

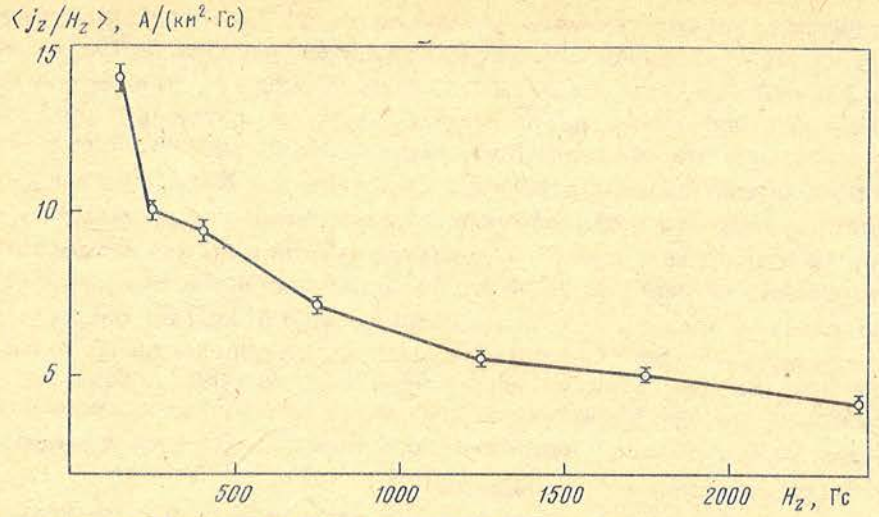


Рис. 3. Изменение средней по обеим АО плотности вертикального тока, отнесенной к единичной напряженности вертикальной составляющей поля $\langle j_z/H_z \rangle$ в зависимости от вертикальной составляющей поля H_z. Вертикальными отрезками показано среднеквадратичное отклонение

их равна примерно 2—4 тыс. км. Заметим, что высоты магнитных петель связывающих узлы вспышек, могут достигать десятков тысяч километров [18]. На основании проведенного анализа можно заключить, что наиболее яркие вспышечные узлы соединяются самыми короткими и самыми низкими петлями. В случае самых длинных петель (порядка размера АО) на другом их конце узел вспышки или флоккул, как правило, отсутствует.

Весь наш наблюдательный материал показал, что самыми долгоживущими и наиболее вспышечно продуктивными являются те участки АО, куда из разных мест ее, как с близких, так и с весьма удаленных (порядка размеров АО), сходятся магнитные петли, заполненные током. Такие устойчивые очаги, как правило, занимают сравнительно большую площадь, охватывая области с сильными токами встречных направлений. Следовательно, в местах устойчивых очагов сходятся магнитные петли, в каждой из которых ток может иметь свое направление.

Итак, мы установили, что по магнитным петлям, связывающим узлы вспышек, вероятно, текут электрические токи. На уровне фотосферы токи квазистационарны и замкнуты [25].

Далее мы поставили целью выяснить, в какой мере магнитные трубки заполнены током. Непосредственно по картам поля и тока видно, что там, где продольное поле сильное (в пятнах и их окрестности), плотность электрических токов довольно велика и при наблюдениях с нашим разрешением может достигать $5 \cdot 10^4$ А/км². Вдали от пятен, в местах слабых магнитных полей, плотность тока существенно ниже. Правда, бывают и отклонения, особенно в окрестности нулевой линии, где продольные поля могут быть слабыми, а электрические токи — довольно сильными. Поэтому, чтобы иметь характеристику плотности тока, которая не зависела бы от величины напряженности магнитного поля, мы ввели для каждой точки фотосферы АО величину j_z/H_z. Она определяет плотность вертикального тока, отнесенную к единице напряженности вертикального поля, и характеризует в какой-то мере заполненность магнитных петель током. Эта величина была вычислена для обеих АО по каждой записи поля (всего было 17 записей). Поскольку точность определения поперечной составляющей поля, по которой вычисляется вертикальная составляющая тока, равна примерно 50 Гс, то

рассматривалась только та часть АО, где $H_\perp \geqslant 50$ Гс. По напряженности вертикального поля активная область была разделена на 8 зон: 0—100; 100—200; 200—300; 300—500; 500—1000; 1000—1500; 1500—2000; > 2000 Гс. Для каждой зоны, кроме первой, для токов, направленных вверх, и отдельно для токов, направленных вниз, по областям поля каждой полярности были вычислены средние по площади значения отношений $\langle j_z/H_z \rangle$. Данные были представлены в зависимости от напряженности вертикального магнитного поля. Оказалось, что для обеих АО средние величины $\langle j_z/H_z \rangle$ внутри каждой зоны для каждого знака поля и тока имеют близкие значения. Это позволило нам вычислить средний ход $\langle j_z/H_z \rangle$ по обеим АО независимо от направления тока и поля. Результаты вычислений представлены на рис. 3. Каждая точка на кривой определена по большому числу данных. На рис. 3 виден регулярный ход, который показывает, что удельная плотность тока убывает с ростом напряженности вертикального поля примерно от 14 А/(км^2·Гс) при напряженности поля 100—200 Гс и примерно до 4 А/(км^2·Гс) при напряженности больше 2000 Гс.

Если на уровне фотосферы ток течет вдоль магнитных трубок, то заполненность током выше у тех петель, у которых меньше напряженность вертикального поля. А это, скорее всего, те петли, которые в основаниях имеют большой наклон ($\gamma \geqslant 45°$). С учетом предыдущих результатов такие петли, вероятно, являются и более короткими.

3. Динамическая модель вспышки

На основании наших и более ранних исследований можно выделить следующие наиболее характерные явления, которые связаны с появлением вспышки.

1. Узлы вспышек приходятся на места исключительно сильных электрических токов [2, 3].

2. Вспышке предшествует выход нового магнитного потока в окрестности ее появления [4, 5].

3. Узлы вспышек связаны между собой магнитными петлями, по которым текут электрические токи, причем к каждому узлу сходится, как правило, несколько петель. Самые яркие узлы вспышек соединяются наиболее низкими и короткими петлями. Самая короткая петля характеризуется большей заполненностью током.

4. Места, куда сходятся токовые петли из разных участков АО (как из близких, так и весьма удаленных), являются наиболее вспышечно активными.

5. Вспышка является результатом процессов, происходящих не в отдельной петле, а в активной области в целом:

а) каждый узел вспышки связан системой петель с разными местами АО;

б) вспышечная активность тем выше, чем больше величина глобального электрического тока [12].

Таким образом, источником энергии вспышек является общий энергетический запас АО.

При рассмотрении моделей вспышек обычно считалось, что длина токовых магнитных петель, с которыми вспышки связаны, остается постоянной. Если и учитывалось изменение длины петель, то не принималось во внимание изменение токов в них. Геометрия петель рассматривалась только с точки зрения создания условий, необходимых для пересоединения магнитного поля. Но такой подход к объяснению механизма вспышки не объясняет всего разнообразия явлений, сопровождающих ее. К тому же весь процесс изменения электрических токов и магнитного поля в хромосфере и короне связывался с перемещением магнитных структур на уровне фотосферы в горизонтальной плоскости.

То обстоятельство, что вспышке предшествует выход нового магнитного потока, и полученные здесь нами результаты говорят о том, что вспышка сопровождается изменением длины петель практически во всей АО или, по крайней мере, в значительной части ее.

Рассмотрим следующую модель. До тех пор, пока магнитная петля остается неизменной, индуктивность электрического контура постоянна и она не влияет на циркулирующий в нем постоянный ток. Предположим, что одна часть магнитной петли возвышается над фотосферой, а основания ее находятся в более глубоких слоях. Мы принимаем, что в этих слоях находится источник сторонней электродвижущей силы токовой петли (ЭДС). Наблюдения показали, что электрические токи в солнечной атмосфере сбалансированы и в то же время меняются довольно быстро [22, 25, 26]. Эти два обстоятельства дали возможность сделать заключение в [25, 26], что токи в фотосфере и хромосфере квазистационарны. Уравнение, которое описывает токовый контур со сторонней ЭДС U, током I, индуктивностью L и активным сопротивлением R имеет вид [27]

$$U = IR + \frac{d}{dt}(LI). \tag{1}$$

В случае (который мы и допускаем) постоянной и однородной величины магнитной проницаемости μ токового контура и окружающей плазмы коэффициент индуктивности L определяется геометрической конфигурацией контура. Мы также предполагаем, что величина сторонней ЭДС U остается постоянной даже в случае движения токовых структур (петель). Естественно считать, что при изменении длины токовой петли, т.е. индуктивности L, пропорционально L меняется активное сопротивление петли R ($R = (R_0/L_0)\,L$). Тогда решение уравнения (1) имеет вид

$$IL = U\,(L_0/R_0) - (U\,(L_0/R_0) - I_0L_0)\,e^{-(R_0/L_0)\,t}, \tag{2}$$

L_0, R_0 и I_0 соответствуют значениям параметров петли в начальном ее состоянии, т.е. до момента начала движения контура.

При характерных временах, когда индуктивное сопротивление L/t значительно больше омического сопротивления R токовой петли, или $L/t \gg R$ и $R/L \ll 1/t$ (на Солнце это выполняется), согласно (2) ток в контуре меняется в соответствии с

$$I = I_0\,L_0/L\,. \tag{3}$$

На основании выражения (3) мы видим, что в случае, когда магнитная петля поднимается и увеличивается ее длина, а, следовательно, и индуктивность, ток в магнитной петле убывает пропорционально индуктивности L, или длине петли (индуктивность меняется пропорционально длине контура). В этом мы находим подтверждение установленного нами ранее факта, что в магнитных петлях ток убывает с высотой быстрее, чем магнитный поток, и структура их магнитного поля становится ближе к потенциальной [14]. С этих позиций также находит объяснение ранее полученный результат [22], что равенство электрических токов, протекающих в АО вверх и вниз, не зависит от разбаланса магнитных потоков (даже когда последний достигает 30%). Действительно, разбаланс магнитных потоков связан с уходом части магнитного поля в соседнюю невозмущенную атмосферу или другую АО. Уход потока связан с большими петлями, а в них, как мы видим на основании выражения (3), ток очень мал, и они являются практически потенциальными.

Теперь предположим, что мы имеем два токовых контура (две петли с током), которые параллельно подсоединены к общей ЭДС. Если одна из петель подни-

мается, т.е. увеличивается ее индуктивность и сопротивление, а вторая остается неподвижной, то будет происходить перераспределение тока между петлями: ток уменьшается в поднимающейся петле (см. выражение (3)) и за счет этого увеличивается в неподвижной петле обратно пропорционально индуктивному сопротивлению контуров. В случае, когда индуктивное сопротивление поднимающейся петли становится очень большим, что практическим весь ее ток перейдет в неподвижную, если ее сопротивление довольно мало (см. ниже) Условия для "перекачки" тока из одной петли в другую создаются в фотосфере и, возможно, ниже, где $\omega_e\tau_e$ невелико ($\omega_e\tau_e$ определяет число радиан, которое проходит электрон при своем движении по спирали за время свободного пробега). На уровне фотосферы, где оптическая толща равна 1, $\omega_e\tau_e \sim 5$ при напряженности поля $H = 1000$ Гс. Следовательно, в фотосфере и, возможно, в более глубоких слоях магнитное поле слабо влияет на величину и направление тока вдоль электрического поля. В хромосфере и более высоких слоях, где плотность среды достаточно низка, а напряженность поля в АО сравнительно высока, проводимость вдоль магнитного поля будет преобладающей из-за того, что $\omega_e\tau_e \gg 1$ (при условии, что составляющая электрического поля вдоль магнитного поля примерно равна составляющей поперек магнитного поля ($E_{\parallel} \sim E_{\perp}$).

Теперь рассмотрим случай n магнитных петель с током. Ради простоты считаем, что в начальный момент времени все петли имеют одинаковые характеристики — I_0, L_0, R_0. Это ограничение не скажется на результатах рассмотрения. Предположим, что в некоторый момент начинает подниматься $(n-1)$ петля с постоянной скоростью и в то же время одна петля остается неподвижной. Ток, который течет в поднимающейся петле, определяется выражением (3). Часть тока, способная перейти из i-ой петли в неподвижную, будет

$$\Delta I_i = I_0\,(1 - L_0/L),$$

а при $(n-1)$ поднимающейся петле

$$\Delta I = (n-1)\,I_0\,(1 - L_0/L).$$

В идеальном случае быстрого подъема петель, когда $L_0/L \ll 1$ и весь ток способен перетечь из движущейся петли в неподвижную, общий ток в неподвижной петле составит

$$I_н = I_0 + \Delta I = nI_0\,. \tag{4}$$

Мы видим, что при параллельном подсоединении токовых магнитных петель к общей ЭДС в идеальном случае весь ток поднимающихся петель концентрируется в неподвижной петле. Он равен сумме токов всех петель рассматриваемой системы. Этот процесс перераспределения токов остается в силе и для петель, поднимающихся с разными скоростями. В результате плотность тока в неподвижной петле увеличивается. Когда она достигнет определенной величины, а именно такой, когда токовая скорость электронов сравнивается с тепловой, образуется двойной слой [28]. Образование его с наибольшей вероятностью происходит в области минимальной плотности, т.е. в вершине петли. Двойной слой оказывается неустойчивым, вследствие чего происходит разрыв электрической цепи, что приводит к взрыву слоя [28]. Характер взрыва определяется в основном индуктивностью L и сопротивлением R цепи. Процесс взрыва продолжается до тех пор, пока энергия тока, запасенная в виде магнитной энергии, не будет израсходована. Энергия, выделенная в двойном слое, равна

$$W = {}^1/_2\,L_0 I^2. \tag{5}$$

Эта энергия расходуется в основном на ускорение частиц (ионов и электронов) [28]. По мере взаимодействия заряженных частиц с нижележащим веществом энергия их расходуется на нагрев плазмы и ее излучение.

Подставляя выражение (4) в (5), мы находим, что в идеальном случае энергия, выделенная при взрыве двойного слоя в неподвижной петле, равна

$$W = 1/2\, n^2 L_0 I_0^2. \qquad (6)$$

Это выражение показывает, что энергия, выделенная при взрыве, прямо пропорциональна квадрату числа участвующих в процессе петель. Итак, при взрыве двойного слоя в неподвижной или медленно поднимающейся петле энергия выделяется тем больше, чем многочисленней система одновременно поднимающихся петель. Запас токовой энергии расходуется тем быстрее, чем короче петля (меньше индуктивность), в которой образуется двойной слой.

В реальной картине, вероятно, не может быть полного перетекания тока из движущихся петель в неподвижную. Однако можно утверждать, что предложенный нами механизм концентрации тока в петле с минимальной скоростью подъема может стать весьма эффективным при подъеме системы петель на Солнце. Это один из возможных механизмов, который объясняет участие практически всей АО в появлении вспышки. Возможны также механизмы, основанные на существовании токовых слоев, с которыми связано пересоединение силовых линий [10]. На эту возможность указывают и наши исследования [8].

Приносим благодарность Н.И. Шевякиной за помощь в оформлении рисунков.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Северный А.Б.* // Изв. Крымской астрофиз. обс. 1958. Т. 20. С. 22—51.
2. *Moreton G.E., Severny A.B.* // Solar Phys. 1968. Vol. 3, N 2. P. 282–297.
3. *Зверева А.М., Северный А.Б.* // Изв. Крымской астрофиз. обс. 1970. Т. 41—42. С. 97—157.
4. *Огирь М.Б., Шапошников Е.Ф.* // Там же. 1965. Т. 34. С. 272—277.
5. *Canfield R.C., Priest E.R., Rust M.D.* // Flare Related Magnetic Field Dynamics, ed. Y. Nakagawa and D.M. Rust (Boulder, Colorado: NCAR). 1974.
6. *Martres M.J., Soru-Escout I., Rayrole J.* // Solar magnetic fields. Dordrecht: Reidel, 1971. P. 435.
7. *Гопасюк С.И., Лазарева Л.Ф.* // Кинематика и физика небесных тел. 1988. Т. 4. № 1. С. 92—96.
8. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Изв. Крымской астрофиз. обс. 1990. Т. 81. С. 3—7.
9. *Alfven H., Carlqvist P.* // Solar Phys. 1967. Vol. 1, N 1. P. 220–228.
10. *Сомов Б.В.* // Итоги науки и техники: ВИНИТИ. Астрон. 1987. Т. 34.С. 78—135.
11. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Солнечные данные. 1987. № 6. С. 73—79.
12. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Изв. Крымской астрофиз. обс. 1988. Т. 78. С. 151—170.
13. *De Jager C.* // Solar Phys. 1979. Vol. 64, N 1. P. 135–141.
14. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Изв. Крымской астрофиз. обс. 1988. Т. 80. С. 97—105.
15. *Krieger A.S., Chase R.C., Gerassimenko M.* et al. // Solar Gamma-X-, and EUV Radiat. Dordrecht-Boston, 1975, P. 103.
16. *Poletto G., Vaiana G.S., Zombeck M.V.* et al. // Solar Phys. 1975. Vol. 44, N 1. P. 83–99.
17. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Изв. Крымской астрофиз. обс. 1988. Т. 79. С. 23—34.
18. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б.* // Там же. Т. 82. С. 108—115.
19. *Калман Б.* // Солнечные данные. 1978. № 12. С. 69—76.
20. *Калман Б.* // Изв. Крымской астрофиз. обс. 1977. Т. 57. С. 122—132.
21. *Калман Б.* // Там же. 1979. Т. 60. С. 114—127.
22. *Абраменко В.И., Гопасюк С.И.* // Там же. 1987. Т. 76. С. 147—168.
23. *Степенов В.Е., Гопасюк С.И.* // Там же. 1962. Т. 28. С. 194—223.
24. *Zirin H.* // Solar Phys. 1972. Vol. 22, N 1. P. 34–48.
25. *Северный А.Б.* // Изв. Крымской астрофиз. обс. 1965. Т. 33. С. 34—79.
26. *Котов В.А.* // Там же. 1970. Т. 41—42. С. 67—88.
27. *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. М.: ГИТТЛ. 1956. 620 с.
28. *Альвен Х.* Космическая плазма. М.: Мир, 1983. 213 с.

УДК 527.75/98

О НАКЛОННЫХ ШТРИХАХ В СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ H_α В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА ДИСКЕ СОЛНЦА

Л.Г. Карташова

Измерялись лучевые скорости и градиенты лучевых скоростей в 270 наклонных к направлению дисперсии штрихах и некоторых других спектральных деталях в линии H_α в активных областях на диске Солнца. Определялось положение каждой детали относительно тонкой структуры хромосферы и фотосферы.

Показано, что в подавляющем числе случаев, наклонные штрихи образуются вследствие дифференциальных движений вещества в различных точках тонкоструктурных элементов хромосферы типа петель или систем петель и наблюдаются преимущественно вблизи концов этих образований. Большую роль в образовании наклонных штрихов играют встречные движения вещества в соседних элементах тонкой структуры хромосферы. Большинство наклонных штрихов наблюдается во вспышечно активных областях, что объясняется ростом лучевых скоростей и градиентов скоростей в деталях тонкой структуры в связи со вспышками.

ON THE INCLINED FEATURES IN THE H_α SPECTRAL LINE IN THE ACTIVE REGIONS ON THE SOLAR DISK, *by L.G. Kartashova.* The radial velocities and their gradients were measured in 270 inclined and some other spectral features in H_α line in the active regions on the solar disk. The location of each feature has been determined with respect to the fine structure of chromosphere.

It is shown, that inclined spectral features have been mainly formed due to a differential matter motion in different sites of loops or a loop systems. The investigated features are mainly observed on the footpoints of loops. An important role in the formations of the inclined features is being played by the opposing matter motions in the adjacent fine structure elements of chromospnere. Most of inclined features are observed in the flare active regions, that can be possibly explained by the increase of velocities and their gradients caused by the flare activity.

Введение

Одной из проблем солнечной активности является изучение структуры магнитных трубок в активной области, понимания всего многообразия процессов в них происходящих. В этом плане большое значение имеет всестороннее исследование движений в петельных образованиях хромосферных волокон и протуберанцев, в арочных волокнах развивающихся активных областей и волоконцах.

Особое место занимают исследования по выявлению спиральной структуры, а также вращения вокруг своей оси солнечных магнитных образований. Одним из свидетельств существования этих явлений в атмосфере Солнца считается присутствие в солнечных спектральных линиях характерных деталей, имеющих вид штрихов, расположенных под углом к направлению дисперсии. Спектральные образования данного типа принято называть наклонными штрихами [1—4]. Примеры наклонного штриха в линии H_α показан на рис. 1, *а*.

Однако наклонные штрихи в спектральной линии могут образоваться и по причине дифференциальных движений вещества в атмосфере Солнца. По мнению ряда авторов именно дифференциальные движения являются основной причиной образования наклонных спектральных штрихов [5—9]. Здесь также приводятся аргументы в пользу такой точки зрения. При этом выявляются наиболее характерные места образования спектральных наклонных штрихов в линии H_α относительно структуры хромосферы активной области. Анализируется характер лучевых скоростей и градиентов скоростей в этих и некоторых других спектральных деталях (рис. 1).

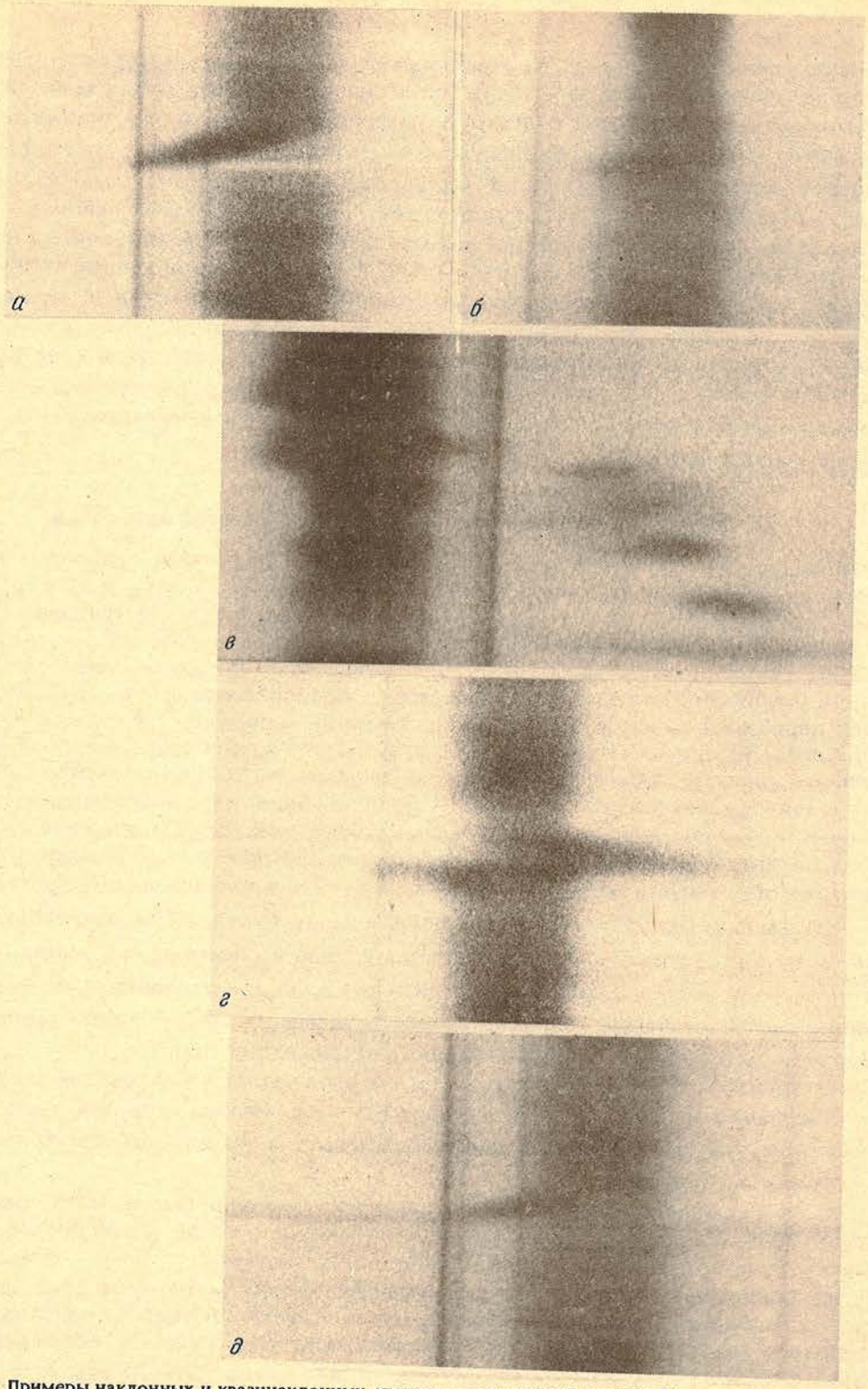


Рис. 1. Примеры наклонных и квазинаклонных спектральных деталей в линии H_α.

а — наклонный спектральный штрих (НШ); *б* — ромбовидный спектральный штрих (РШ); *в* — наклонная система штрихов (НСШ); *г* — пара штрихов (ПШ); *д* — РШ, соединяющийся одним концом с мелкой порой

1. Наблюдения

Наблюдения проводились на коронографе КГ-2 Крымской астрофизической обсерватории. Диаметр изображения Солнца на щели спектрографа равен 180 мм. Спектрограммы снимались в области H_α при дисперсии 1,73 мм/Å и ширине входной щели спектрографа 0,8". На спектрограммах в линии H_α разрешаются детали с поперечным размером не менее 1,5". Одновременно со спектром снималось изображение Солнца на щели спектрографа через H_α-фильтр при помощи кинокамеры. Угловое разрешение на фильтрограммах 1—2". Спектрограммы снимались в районе 6 активных областей в августе 1983 г. В дни наблюдений данные активные области располагались на угловом расстоянии не более, чем 40—50° от центрального меридиана. Около половины спектрограмм было получено в области больших и сложных групп пятен во время вспышек балла Sn и 1*n*. В остальные дни наблюдались очень простые группы пятен, где вспышки практически не происходили. Угол φ между осью волокон, волоконец и щелью спектрографа составлял обычно 50—90°.

2. Отбор наблюдательного материала. Методика обработки

На полученных спектрограммах наблюдалось большое число различных наклонных штрихов. Прежде чем описывать данные спектральные детали, уместно напомнить при каких обстоятельствах они могут появиться в спектре Солнца.

Детально этот вопрос обсуждался в [4]. Здесь же рассмотрим некоторые простейшие ситуации в хромосфере Солнца, вследствие которых в спектральной линии может образоваться наклонный штрих. Предположим, что щель спектрографа пересекает на изображении Солнца какое-либо образование цилиндрической формы, например волоконце, которое вращается вокруг своей оси, приблизительно перпендикулярной к лучу зрения. Тогда соответствующий данному волоконцу спектральный штрих, например в линии H_α, будет наклонен к направлению дисперсии (см. рис. 2, *а*, а также [4]). Будем называть такие образования наклонными штрихами (НШ). На рис. 2, *а* слева — пересечение щелью спектрографа изображения образования цилиндрической формы; S — ширина щели спектрографа, φ — угол между щелью и осью данного образования. Стрелкой указано направление вращения. Справа — соответствующая деталь в спектральной линии; α — угол наклона детали к направлению дисперсии; $\Delta\lambda_{вр}$ — отклонение от центра линии, соответствующее величине скорости вращения; $\Delta\lambda_{нш}$ — протяженность детали по дисперсии; $y_{нш}$ — протяженность детали вдоль щели.

Исходя из рис. 2, *а*, нетрудно показать, что угол наклона спектрального штриха к направлению дисперсии (α) зависит как от величины скорости вращения волоконца, так и от ширины щели спектрографа S и угла между щелью и осью изображения волоконца φ.

Однако наклонная спектральная деталь, несколько отличная от НШ по форме, может присутствовать на спектрограмме волоконца и тогда, когда оно не вращается. На рис. 2, *б* слева — изображение петли, вид сверху: $ABCD$ — участок петли попадающей в щель спектрографа; штрихпунктиром проведена линия нулевых лучевых скоростей в вершине петли. Стрелками указано направление движения вещества. Справа — соответствующий спектральный ромбовидный штрих (РШ), $A'B'C'D'$; $y_{РШ}$ — протяженность детали вдоль щели. Из рис. 2, *б* следует, что при пересечении щелью спектрографа участка изображения петли, по которой движется поток вещества, в соответствующем месте спектральной линии

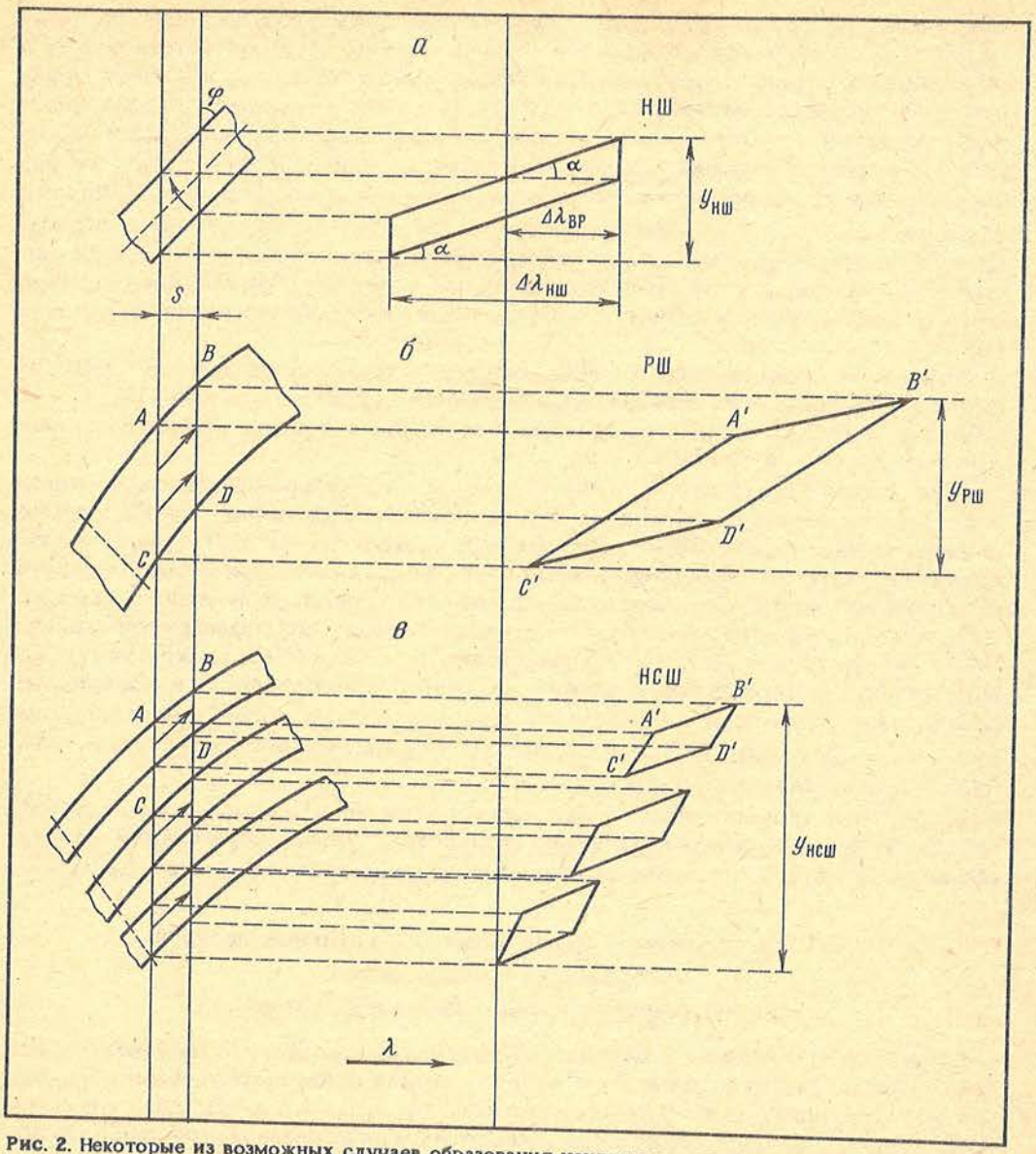


Рис. 2. Некоторые из возможных случаев образования наклонных и квазинаклонных спектральных деталей

а — образование наклонного штриха (НШ) при вращении цилиндрического тела; *б* — образование ромбовидного штриха (РШ) при движении вещества по петле; *в* — образование квазинаклонной детали типа наклонной системы штрихов (НСШ). Стрелкой внизу рисунка показано направление роста длины волны λ

должна появиться наклонная спектральная деталь ромбовидной формы (ромбовидный штрих — РШ).

В случае, показанном на рис. 2, *в*, в щель попадает участок системы трех петель. На рис. 2, *в* слева — пересечение щелью спектрографа системы трех петель; стрелки и штрих-пунктир обозначают то же, что и на рис. 2, *б*. Справа — соответственно три ромбовидных штриха, составляющие наклонную к направлению дисперсии систему (НСШ); $y_{НСШ}$ — протяженность детали вдоль щели. Если в

каждой из этих петель происходят такие же движения, что и в отдельной петле на рис. 2, *б*, то в спектральной линии должно образоваться соответственно три ромбовидных штриха. В совокупности эти три РШ составляют наклонную к направлению дисперсии систему штрихов (НСШ) или иначе — квазинаклонную спектральную деталь. При относительно малых поперечных размерах петель и недостаточно высоком угловом разрешении телескопа или вследствие плохого качества изображений ромбовидная форма штрихов в НСШ может замыться. По этим же причинам штрихи, составляющие НСШ, могут слиться между собой, образуя единую более крупномасштабную спектральную деталь типа РШ. Если НСШ состоит лишь из пары штрихов (ПШ), сдвинутых в разные стороны симметрично относительно середины линии, то в этом случае может образоваться деталь типа НШ.

В активных областях часто наблюдаются спектральные детали типа НШ, РШ, НСШ и ПШ. Примеры этих спектральных образований показаны на рис. 1, *а—д*.

В результате тщательного просмотра всех имеющихся спектрограмм было найдено 145 НШ, 125 РШ, 57 НСШ и 65 ПШ.

Если предположить, что НШ и РШ есть результат дифференциальных движений вещества в различных точках хромосферы Солнца, изображения которых перекрываются щелью спектрографа, как это имеет место в случае НСШ, то можно ожидать следующую закономерность. Чем больше средняя лучевая скорость данной спектральной детали, тем выше в ней должен быть градиент лучевых скоростей. Интересно также проверить, будут ли удовлетворять предполагаемой зависимости детали типа НСШ. С этой целью для каждого НШ и РШ, а также для каждой НСШ и ПШ были определены значения средней лучевой скорости и поперечный размер или величина протяженности детали вдоль щели спектрографа (y, см. рис. 2, *а—в*). Были определены значения градиентов лучевой скорости для НСШ, ПШ и РШ и значения угла α для НШ.

Кроме того, определялось точное местоположение каждой из исследуемых спектральных деталей относительно тонкоструктурных образований хромосферы на H_α-фильтрограммах, полученных одновременно со спектрограммами.

3. Расположение исследуемых спектральных деталей относительно образований тонкой структуры хромосферы и фотосферы

Подробный анализ всего имеющегося материала показал, что наиболее четкие наклонные и квазинаклонные спектральные детали наблюдаются обычно на концах волокон, лежащих в области скопления пор и мелких пятен, где структура магнитных полей наиболее неустойчива. В этих местах развиваются наиболее яркие узлы вспышечной эмиссии.

На рис. 3 показано местоположение всех наклонных (НШ, РШ) и обычных, ненаклонных спектральных штрихов, различаемых на спектрограммах одного из волокон, при эпизодических наблюдениях этого волокна в течение, примерно, трех часов. Видно, что при всех изменениях волокна наклонные спектральные детали наблюдались вблизи концов волокна или его отдельных звеньев. Ненаклонные же штрихи соответствуют приблизительно центральным участкам этих образований. Нередко на спектрограммах, снятых последовательно во времени и приблизительно в одном и том же месте (с точностью до 2—3") на конце волокна, наблюдались поочередно то наклонные, то квазинаклонные спектральные детали.

Далее было замечено, что четкие НШ, РШ, НСШ и ПШ появляются также и в области волоконец, причем чаще вблизи концов этих образований.

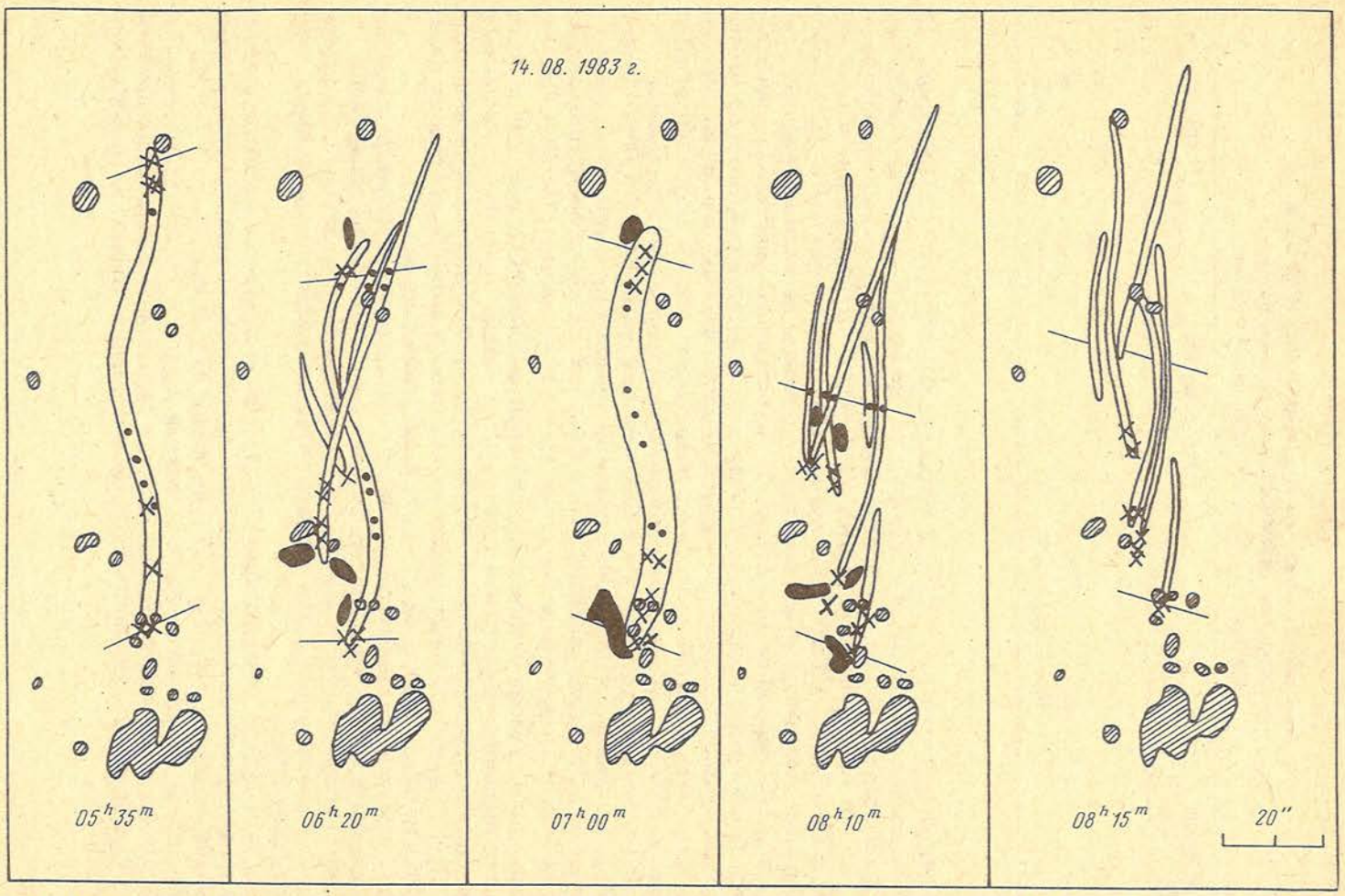


Рис. 3. Расположение всех наклонных и ненаклонных спектральных деталей, различаемых на спектрограммах волокна, на протяжении трех часов наблюдений

Пятна и поры заштрихованы. Волокна и его отдельные звенья обведены сплошной линией. Зачерчены участки наиболее яркой вспышечной эмиссии. Отрезками прямых показано положение щели спектрографа. Крестами показано положение НШ и РШ, а точками — положение ненаклонных штрихов

Таблица 1

Соотношение чисел (в процентах) НШ, РШ, НСШ и ПШ, приходящихся на хромосферные волокна, волоконца и их концы, а также на хромосферные узелки

Тип спектральной детали	Волокна	Волоконца	Хромосферные узелки	Концы волокон	Концы волоконец
НШ	31	64	5	89	76
РШ	49	46	5	81	72
НСШ	63	37	—	71	86
ПШ	42	54	4	82	68

В результате изучения по H_α-фильтрограммам структуры хромосферы на участке каждой из исследуемых спектральных деталей, были сделаны следующие выводы относительно мест образования наклонных и квазинаклонных спектральных деталей. Подавляющее большинство НШ, РШ, НСШ и ПШ приходятся на участки волокон и волоконец (здесь и далее см. табл. 1). Небольшая часть исследуемых спектральных образований соответствует узелковым деталям на границах усиленной хромосферной сетки в относительно спокойных участках активных областей. Подавляющее большинство из общего числа деталей каждого типа, наблюдавшихся в районе волокон, приходится на концы волокон (или отдельных петельных звеньев волокон). Аналогично большинство НШ, РШ, НСШ и ПШ, обнаруженных в районе волоконец, расположены вблизи концов этих образований.

Следует отметить тот факт, что в большинстве случаев НСШ, РШ, ПШ и НШ приходятся на участки нескольких элементов тонкой структуры хромосферы, а именно: двух или более волоконец, хромосферных узелков, а также тонковолокнистых элементов волокон и выбросов. Кроме этого, около 30% НШ и РШ сливаются одним из своих концов с мелкой порой (см., например, рис. 1, *д*). В таких случаях причиной образования спектральной детали является, по-видимому, движение вещества либо по петле, основание которой соединяется с порой, либо по системе слившихся между собой тонких петель, крайняя из которых пересекается щелью спектрографа в точке ее соединения с порой.

Итак, в результате определения точного положения каждой спектральной детали относительно тонкой структуры хромосферы и фотосферы обнаружено:

1) как наклонные, так и квазинаклонные спектральные детали приходятся обычно на участки нескольких тонкоструктурных элементов хромосферы, в основном типа петель;

2) и те и другие спектральные образования наблюдаются преимущественно вблизи оснований петель или систем петель, т.е. в тех местах, где можно ожидать наибольшие значения лучевых скоростей и их градиентов.

Результаты измерений лучевых скоростей в данных спектральных деталях, приведенные ниже, подтверждают вывод об образовании НШ и РШ по причине дифференциальных движений вещества в соседних точках на поверхности Солнца.

4. Лучевые скорости и градиенты лучевых скоростей в наклонных и квазинаклонных спектральных деталях

Измерения доплеровских сдвигов исследуемых спектральных деталей были сделаны на координатно-измерительном приборе МИР-12. Лучевая скорость каждой детали определялась относительно центра линии H_α в соседних участках наименее возмущенной хромосферы. Среднеквадратическая ошибка измерений равна примерно 0,05—1,0 км/с и составляет обычно 1—5% от величины скорости.

Значения лучевой скорости деталей типа НШ ($V_{НШ}$) или РШ ($V_{РШ}$) определялись по положению центра данного образования. В случае НСШ (ПШ) сначала измерялись лучевые скорости каждого из двух крайних штрихов системы, а затем вычислялась их разность $\Delta V_{НСШ}$ ($\Delta V_{ПШ}$) и средняя лучевая скорость всей детали — $V_{НСШ}$ ($V_{ПШ}$). Значения лучевых скоростей для различных деталей типа НСШ, РШ и НШ колеблются в пределах ± 150 км/с, а для ПШ в пределах ± 40 км/с. Преобладает смещение спектральных деталей в красную сторону от центра линии.

Далее измерялись поперечные размеры исследуемых спектральных деталей $y_{НШ}$, $y_{РШ}$, $y_{НСШ}$, $y_{ПШ}$ (см. рис. 2 *а—в*). Точность определения этих параметров того же порядка в процентном отношении, что и для величины лучевой скорости.

Для каждой спектральной детали типа НСШ, ПШ и РШ был определен градиент лучевых скоростей согласно следующим выражениям:

$$\mathrm{grad}\, V_{РШ} = \Delta V_{РШ} / y_{РШ}\,;\ \mathrm{grad}\, V_{НСШ} = \Delta V_{НСШ} / y_{НСШ}\,;$$
$$\mathrm{grad}\, V_{ПШ} = \mathrm{D}V_{ПШ} / y_{ПШ}\,.$$

Распределения градиентов скорости для РШ, НСШ и ПШ приведены на рис. 4. Данные распределения весьма похожи между собой, что возможно указывает на единую природу движений в НСШ, ПШ и РШ. Полученные значения градиентов лучевой скорости близки по величине к результатам аналогичных измерений, приведенных в [7].

Для НШ градиент лучевой скорости можно оценить по величине угла α. Так, согласно рис. 2, *а* правомерно записать следующее приблизительное соотношение: $\mathrm{tg}\,\alpha \sim y_{НШ} / \Delta V_{НШ}$ или $\mathrm{grad}\, V_{НШ} \sim \mathrm{ctg}\,\alpha$. Измерения углов проводились при диаметре изображения Солнца 4 м. Точность измерений составляет ± 0°, 2.

В соответствии с задачей, сформулированной выше в п. 2, значения градиента скорости были сопоставлены со средней лучевой скоростью для каждого типа спектральных деталей. Для НСШ, РШ и ПШ не было получено четкой зависимости между этими параметрами. Однако наблюдается заметный ход разностей лучевых скоростей $|\Delta V_{РШ}|$ и $|\Delta V_{НСШ}|$ от средних скоростей $|V_{РШ}|$ и $|V_{НСШ}|$ соответственно (см. рис. 5, *а*). Для ПШ зависимости практически нет и в этом случае (см. рис. 5, *б*). Согласно рис. 5, *а* величины $|\Delta V_{РШ}|$ и $|\Delta V_{НСШ}|$ возрастают с $|V_{РШ}|$ и $|V_{НСШ}|$. Этот результат, по-видимому, означает, что разброс лучевых скоростей в исследуемых НСШ и РШ растет с возрастанием средней скорости и не зависит (или слабо зависит) от поперечных размеров деталей. Далее из рис. 5 *а*, *б* видно, что области точек для РШ и НСШ полностью перекрываются между собой и частично перекрываются с областью точек для ПШ. На основании этого вероятно можно сделать вывод о том, что исследуемые РШ и НСШ (и ПШ) образовались в линии H_α вследствие дифференциальных движений вещества в соседних тонкоструктурных элементах хромосферы.

На рис. 6 приведена зависимость ctd α от $|V_{НШ}|$. Можно выделить две группы точек. Первая группа точек, которая соответствует лучевым скоростям пример-

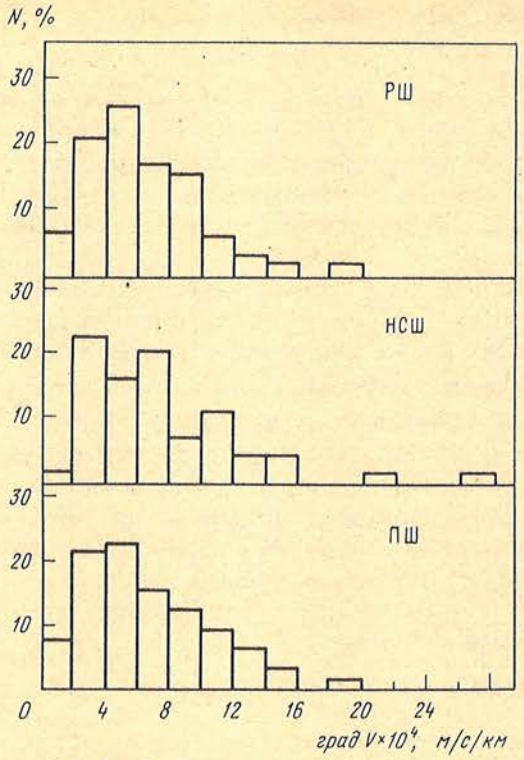
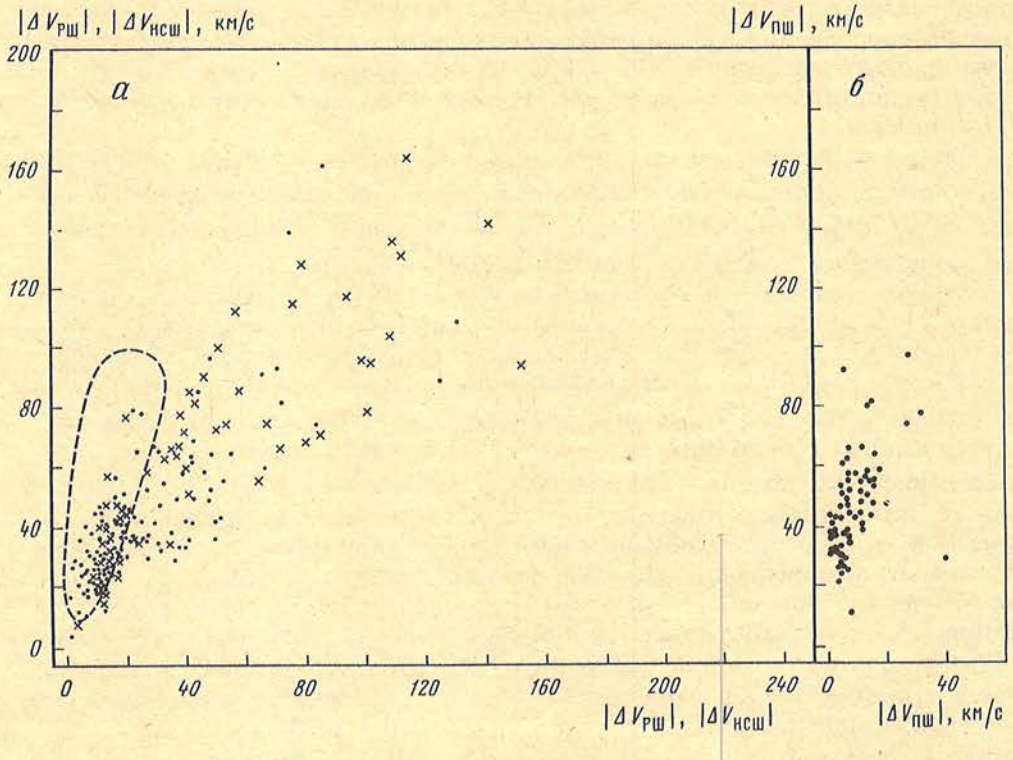


Рис. 4. Распределение градиентов лучевых скоростей для РШ, НСШ и ПШ

Рис. 5. Зависимость $|\Delta V_{РШ}|$; $|\Delta V_{НСШ}|$ от $|V_{РШ}|$; $|V_{НСШ}|$ соответственно (а) и зависимость $|\Delta V_{ПШ}|$ от $|V_{ПШ}|$ (б)

а — точки соответствуют РШ, крестики — НСШ. Штриховой линией обведена область, соответствующая зависимости $|\Delta V_{ПШ}|$ от $|V_{ПШ}|$ на рис. 5, б



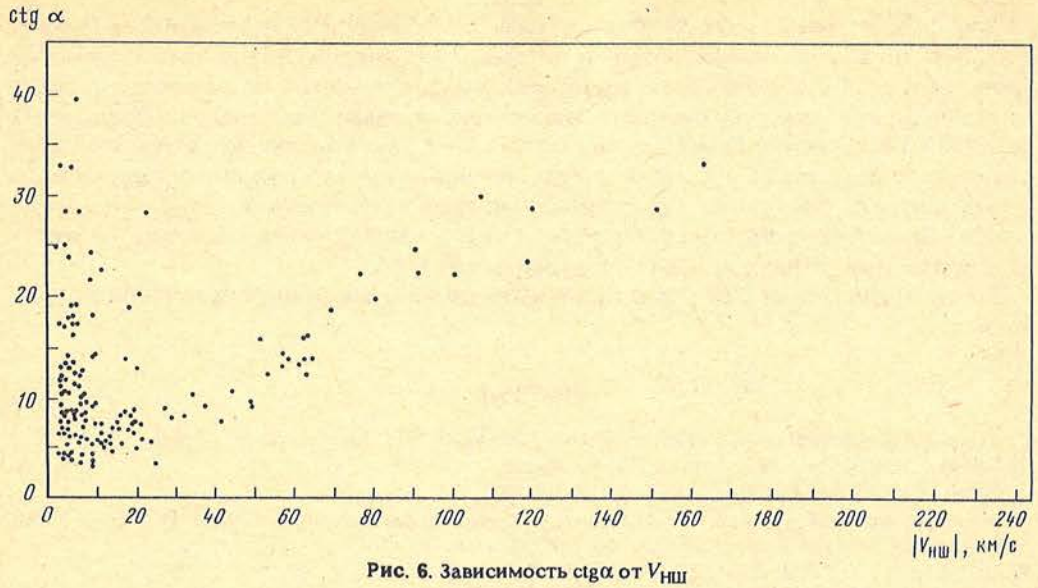


Рис. 6. Зависимость ctgα от $V_{НШ}$

но от 20 до 240 км/с, образует довольно четкую, почти линейную зависимость. Вторая группа, соответствующая скоростям от 0 до 20 км/с, занимает на этом графике примерно такое же относительное положение, что и область точек для ПШ на рис. 5 *а, б*. Можно вероятно полагать, что НШ, соответствующие первой группе точек, образовались вследствие дифференциальных движений подобно НСШ и РШ. НШ, относящиеся ко второй группе точек, возможно являются образованиями, идентичными ПШ. Среди них могут быть также и те НШ, которые соответствуют вращающимся образованиям хромосферы. Следует отметить, что разброс в области второй группы точек может быть также результатом неточностей измерений углов α при небольших доплеровских сдвигах НШ. Оказалось, что НШ из этой группы приходятся в основном на участки пар волоконец и систем хромосферных узелков. Исключение составляют лишь 10 НШ, соответствующие отдельным волоконцам. Если предположить, что данные волоконца вращаются вокруг своей оси, то скорость их вращения должна составлять по самым грубым оценкам 20—25 км/с.

Далее следует отметить, что 65% наклонных и квазинаклонных спектральных деталей наблюдалось во вспышечно активные дни. Известно, что в связи со вспышками скорости в активной области возрастают, например [10, 11]. В том случае, если за образование НСШ, РШ, ПШ и НШ ответственны дифференциальные движения, то с ростом лучевых скоростей и соответственно градиентов лучевых скоростей, можно ожидать и увеличение числа данных спектральных деталей. В этой связи были определены средние для всех исследуемых спектральных деталей значения лучевой скорости $|\overline{V}|$, а также средние значения разности ско-

Таблица 2

$\overline{\lvert V \rvert}$ км/с		$\overline{\lvert \Delta V \rvert}$ км/с	$\overline{\text{grad}\, V}$ (м/с)/км	$\overline{\lvert V \rvert}$ км/с		$\overline{\lvert \Delta V \rvert}$ км/с	$\overline{\text{grad}\, V}$ (м/с)/км
Вспышечно активные области	39 ± 2	64 ± 4	11 ± 1	Остальные активные области	13 ± 1	37 ± 3	6,0 ± 0,7

ростей $\overline{|\Delta V|}$ и градиентов скоростей $\overline{\text{grad } V}$ для НСШ, РШ и ПШ вместе взятых, отдельно по вспышечно активным и остальным областям. Результаты подсчетов приведены в табл. 2. Согласно этим подсчетам средние значения лучевой скорости и градиента лучевой скорости наклонных и квазинаклонных спектральных деталей во вспышечно активных областях в 2—3 раза больше, чем в тех активных областях, где вспышки не наблюдались. На основании полученных результатов можно сделать вывод, что с ростом вспышечной активности (в возрастанием лучевых скоростей) должно увеличиваться число наблюдаемых в активной области наклонных и квазинаклонных спектральных деталей.

Автор признателен П.П. Добронравину за ценные замечания при чтении рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Öhman Y.* Mass motions in Solar Flares and Related Phenomena. 1968. Nobel Symp. N 9. P. 245.
2. *Öhman Y.* // Solar Phys. 1972. Vol. 23. N 1. P. 134–142.
3. *Beckers J.M.* // Solar Phys. 1968. Vol. 3. N 3. P. 396–434.
4. *Rompolt B.* Rotational motions in fine solar structures. Contr. from the Wroclaw Astr. Obser. 1975. N 18. P. 140.
5. *Северный А.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1957. Т. 17. С. 129—161.
6. *Alissandrakis C.I.* // Solar Phys. 1973. Vol. 32. N 2. P. 345–363.
7. *Haugen E.* // Solar Phys. 1967. Vol. 2. N 2. P. 226–231.
8. *Pasachoff J.M.* et al. // Solar Phys. 1968. Vol. 5. N 2. P. 131–159..
9. *Engvold O., Rustad B.M.* // Solar Phys. 1974. Vol. 35. N 2. P. 409–419.
10. *Гопасюк С.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1964. Т. 32. С. 14—26.
11. *Гопасюк С.И., Огирь М.Б., Цап Т.Т* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1963. Т. 30. С. 148—161.

УДК 523.9—1/8

ГЕЛИОСЕЙСМОЛОГИЧЕСКИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ НА МЕЖПЛАНЕТНОЙ СТАНЦИИ "ФОБОС": ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

К. Фрелих[1], Р.М. Боннэ[2], А.В. Брунс, Ж.К. Вьяль[3], Ж.П. Делабудиньер[3], В. Доминго[2], З. Коллат[4], В.А. Котов, Д.Н. Рачковский, Ч. Уэрли[1], Т. Тутэн[3], С.М. Шумко

Излагаются предварительные результаты, полученные с прибором ИФИР по измерению солнечной иррадации на борту советской межпланетной станции "Фобос—2" (запущенной к Марсу 12 июля 1988 г.). Основной частью прибора является трехканальный фотометр, регистрирующий солнечное излучение на длинах волн 335,500 и 865 нм с относительной точностью ~ 10^{-6}. В течение полета станции к Марсу с прибором сделаны практически непрерывные измерения слабых вариаций солнечной иррадации на протяжении полугода. Сигналы оказались искаженными из-за неточности слежения станции за Солнцем, но эти ошибки в значительной мере поддаются коррекции.

Данные отчетливо показывают 5-минутные осцилляции с относительными амплитудами ~ 10^{-5} и дискретной структурой пиков в спектре мощности. Последний имеет гораздо более высокое

[1] Физико-метеорологическая обсерватория (Давос, Швейцария)

[2] Европейское космическое агенство (Франция, Нидерланды)

[3] Лаборатория физики звезд и планет (Франция)

[4] Центральный исследовательский институт физики (Венгрия)

отношение сигнал/шум по сравнению с измерениями, сделанными ранее с прибором ACRIM на спутнике SMM. Это связано с тем, что данные ИФИРа почти непрерывные и имеют более низкий уровень инструментальных помех, а также лучшую скважность.

Данные красного канала (он показал наименьшую деградацию чувствительности со временем) обнаруживают значительные временные изменения амплитуд дискретных пиков в области периодов ≈ 5 мин; в то же время, их частоты весьма стабильны во времени. Сделана попытка обнаружить 160-минутный период; настоящий анализ, однако, дал пока только верхний предел ~ $2 \cdot 10^{-5}$ для его амплитуды.

THE HELIOSEOSMOLOGY EXPERIMENT ON THE PLANETARY MISSION "PHOBOS" PRELIMINARY RESULTS, by *C. Frohlich, R.M. Bonnet, A.V. Bruns, J.C. Vial, J.P. Delaboudiniere, V. Domingo, Z. Kollath, V.A. Kotov, D.N Rachkovsky, Ch. Wehrli, T Toutain and S. Shumko.* We describe preliminary results obtained from the IPHIR (Interplanetary helioseismology by irradiance measurements), a solar irradiance experiment on board the Soviet planetary mission PHOBOS-2 (launched to Mars on July 12th, 1988). The principal part of the instrument is a three–channel photometer which measures solar spectral irradiance at 335, 500 and 865 nm with relative precision ~10^{-6}. Over the flight of the spacecraft (S/C) to Mars the instrument gathered valuable data on tiny variations of solar irradiance for a half-a-year interval, with the data recovery of about 100% coverage. The signal was disturbed by the pointing error of S/C, but these distortions can be corrected, in the main part, by special reduction procedure.

The data clearly show the presence of 5-minute oscillations with relative amplitudes ~ 10^{-5} and with well defined pattern of discrete peaks in the power spectrum. The latter demonstrates significant improvement of the present measurements as compared with the earlier ACRIM–measurements made on the SMM satellite. This is due to the fact that IPHIR data are almost continuous and have lower instrumental and sampling noise.

The data of red channel (it showed the lowest degradation of sensitivity with time) reveal remarkable temporal changes of amplitudes of discrete peaks within 5-minute range of periods, but, simultaneously, with excellent stability of frequencies. An attempt is made also to find the 160-minute period; the present analysis, however, placed only an upper limit, of about $2 \cdot 10^{-5}$, on its amplitude.

Введение

Около 15 лет назад в физике Солнце возникло новое направление — *гелиосейсмология*: изучение внутреннего строения Солнца по спектру мощности глобальных осцилляций. Появились новые возможности для уточнения структуры звезды от наружных слоев вплоть до энерговыделяющего ядра.

По наблюдениям лучевой скорости фотосферы у Солнца обнаружены осцилляции с различными периодами — от 5 до 160 мин и более, имеющие различную физическую природу (акустические, с периодами преимущественно около 5 мин, и гравитационные, так называемые g-моды, с периодами несколько десятков и сотен минут). Акустические осцилляции сосредоточены в основном в пределах конвективной зоны и почти не проникают к центру; g-моды, наоборот, имеют максимальную амплитуду преимущественно в глубине.

В 1985 г. была сформулирована идея постановки гелиосейсмологического эксперимента на советской межпланетной станции "Фобос" (запуск станции к Фобосу, спутнику Марса, был осуществлен в 1988 г.). Подлетная фаза, продолжающаяся около полугода, представляет уникальную возможность получить ряд длительных, непрерывных наблюдений Солнца. Ввиду некоторых технических трудностей, встречающихся при измерении колебаний лучевой скорости Солнца по эффекту Доплера (в частности, из-за изменения относительной скорости между Солнцем и станцией), предпочтение было отдано измерениям солнечной иррадиации, причем с применением трехканального солнечного фотометра (СФ), который был ранее разработан в Давосской обсерватории для других исследований.

Данный эксперимент, называемый ИФИР (аббревиатура английских слов, означающих "Межпланетная гелиосейсмология по измерениям иррадиации"), осуществлен на широкой международной основе с участием следующих организаций: Физико-метеорологическая обсерватория (Давос, Швейцария), Лаборатория физики звезд и планет (Веррьер, Франция), Европейское космическое агенство (Франция, Нидерланды), Крымская астрофизическая обсерватория (Крым, СССР) и Центральный исследовательский институт физики (Будапешт, Венгрия).

Главные задачи эксперимента: а) высокоточные непрерывные измерения относительных флуктуаций солнечной иррадиации в трех спектральных диапазонах, б) получение спектров мощности акустических осцилляций Солнца низкой степени l для частот $\nu = 2 \div 8$ мГц, в) детектирование и последующее отождествление гравитационных g-мод в области частот 10—500 мкГц (если эти моды существуют и обнаружимы). Эксперимент, по идее, должен дать более точные и более надежные данные о собственных глобальных осцилляциях Солнца, чем это было достигнуто при первых внеатмосферных болометрических измерениях, осуществленных при помощи известного прибора ACRIM на борту спутника SMM [1, 2].

1. Инструмент

Составные части прибора ИФИР: источник питания, интерфейсный блок стыковки с бортовой аппаратурой, микропроцессор, аналого-цифровой преобразователь и два фотодетектора: а) трехканальный солнечный фотометр (СФ) и б) двухосный датчик положения светового луча от Солнца (ДП). Суммарный вес прибора около 7,2 кг, включая корпус и соединительный кабель; потребляемая мощность — около 5,5 Вт.

В интервале времени, когда происходит интегрирование сигналов или проводятся контрольные измерения, на Земле или во время начального этапа полета входная апертура закрывается крышкой, защищающей оптические поверхности от контаминации. Во время полета она закрывает входное отверстие через каждые 27 ч на 40 с для контроля работы СФ и ДП.

СФ регистрирует световой поток в трех спектральных окнах: 335,500 и 865 (± 2,5) нм, определяемых пропусканием трех интерференционных фильтров (ИФ). В качестве детекторов применяются кремниевые фотодиоды. Фотодетекторы находятся внутри общего термостатируемого корпуса, температура которого управляется по теле-команде и устанавливается на 1—5 К выше температуры окружения. Поле зрения определяется двумя апертурами, расстояние между которыми 10,4 см: первая имеет диаметр 0,9 см и вторая, определяемая самим фотодиодом, — 0,2 см (рис. 1). Перед диодом помещается специальное зеркало, защищающее его от перегрева; для исключения влияния рассеянного света в каждом из трех фотодетекторов установлены бленды и стальные трубки длиной 10 см.

Для измерения фототока используется усилитель, имеющий низкий уровень шумов и малый темновой ток: общий шум системы "детектор—усилитель" $<10^{-6}$ (в относительных единицах) при времени интегрирования порядка 10 с. Три аналоговых сигнала, от трех СФ, измеряются одновременно с помощью системы сбора информации прибора ИФИР. Для проверки электрической цепи к току фотодиодов добавляется дополнительный, заранее определенный, ток.

Точность слежения всей станции "Фобос" за Солнцем около ± 1°, поэтому потребовалась внутренняя система (ДП), определяющая угол между

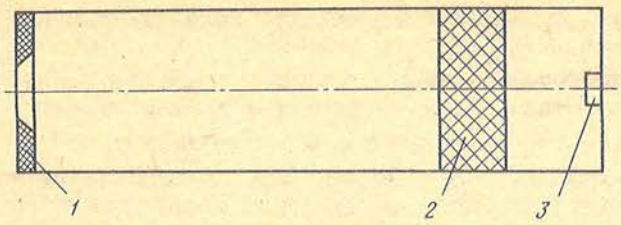


Рис. 7. Схема устройства одного из каналов фотометра
1 — входная апертура, *2* — интерференционный фильтр, *3* — фотодиод

направлением на Солнце и оптической осью ИФИРа. С этой целью вдоль обеих взаимноперпендикулярных осей ДП расположены две ПЗС-линейки, снабженные двумя щелями, ориентированными ортогонально данным ПЗС-линейкам и проектирующими на них дифракционные изображения Солнца. Каждая линейка имеет 1728 элементов с расстоянием между соседними элементами 10 мкм, что позволяет достичь углового разрешения около 1 угл. с. Аналоговый сигнал линеек поступает на цифровой коррелятор, затем на смеситель-анализатор. Коррелятор определяет центр "тяжести" изображения в диапазоне ±128 (ячеек) с точностью до 0,26 угл. с (применяется линейная интерполяция между сигналами соседних ячеек). Положение Солнца по осям X, Y определяется каждые 8,22 с, причем в течение 1-й секунды координаты вычисляются 5 раз, и полученные значения суммируются. В течение остальных 7 с вся система ДП приводится в нулевое состояние.

Для аналого-цифровой трансформации применены 4 преобразователя "напряжение—частота" (V—ν); три из них — для каналов СФ и один — для вспомогательных сигналов. При этом, исходя из задач эксперимента и технических ограничений, временной интервал между последовательными отсчетами был выбран равным 8,22 с (64 мс этого интервала необходимы для электрической калибровки).

Все четыре преобразователя помещены в одном корпусе с СФ. Система сбора информации, в которую входят: интерфейсный блок, микропроцессор, кварцевый генератор (генерирующий собственное "время" ИФИРа), вычислительный модуль, вместе с блоком питания помещены внутри другого корпуса. Четыре счетчика вычислительного модуля используются для работы преобразователей V—ν, два счетчика — для X- и Y- каналов ДП.

Данные измерений, интегрируемые за каждые 8,22 с, составляют около 180 бит (т.е. ≈ 22 бит/с) информации. Возможности бортовой аппаратуры для ИФИРа, однако, ограничивают объем информации до ≈1 бит/с или, грубо, ≈ 10^5 бит/сут. Поэтому данные группируются в блоки по 960 бит, причем таких блоков 4 типа: научные данные (НД), вспомогательная информация (ВИ), блока контроля (БК) и блок проверки ЭВМ. Это позволяет производить "сжатие" данных, причем: (1) увеличивается эффективное время интегрирования до 41 с (пять раз по 8,22 с); (2) за это время происходит запись первого из 24 сигналов СФ в блок НД с разрешением 20 бит, а запись остальных 23 сигналов осуществляется в виде отклонения от первого сигнала — с разрешением 10 бит; полное время накопления информации в блоке НД около 990 с; (3) в блок НД передается среднее значение, стандартное отклонение, а также величина дрейфа (за время записи в НД) X- и Y-сигналов ДП; (4) в блок ВИ записываются средние значения и стандартные отклонения 16 вспомогательных параметров за время записи 12 блоков НД (данные блока ВИ передаются в бортовую ЭВМ через каждые 3 ч 20 мин);

(5) в блоке ВИ записываются данные калибровки, а в каждом блоке НД—средние значения разностей соответствующих сигналов.

Заполнение блока контроля завершается через каждые 26 ч 20 мин; кроме побочной информации, он содержит также данные о проверке работы СФ и ДП с закрытой входной апертурой, а также информацию о нелинейности V—ν-преобразователей. За сутки в блоках НД, ВИ и БК записывается информация объемом около 92000 бит. Более подробное описание прибора и процедуры сбора информации см. в [3].

2. Реализация эксперимента

Два идентичных прибора ИФИР, модели 2 и 3, были помещены на обеих межпланетных станциях, Фобос-1 и Фобос-2, запуски которых были осуществлены 7 и 12.7 1988 г. Однако после потери связи со станцией Фобос -1 в начале сентября 1988 г. вся дальнейшая работа по нашей программе проводилась с ИФИРом на станции Фобос-2. Прибор был включен 14 июля, но 3-осная стабилизация станции была осуществлена лишь 21 июля. В результате с прибором ИФИР-3 получена практически непрерывная запись малоамплитудных флуктуаций солнечной иррадиации в течение почти полугода — от 21. 7. 1988 г. до февраля 1989 г., когда ИФИР-3 был выключен для выполнения главной программы (Марс—Фобос) полета.

Данные измерений ИФИРа во время подлетной фазы передавались регулярно в ИКИ АН СССР (Москва) и Национальный Центр Космических Исследований ("КНЕС", Тулуза, Франция).

В начале полета станции Фобос-1 возникли некоторые нарушения в работе прибора ИФИР-2, причиной которых, по-видимому, был тепловой перегрев станции (температура достигла 50°С). Вскоре эта проблема была успешно решена подачей на прибор команды выключение/включение. В работе ИФИР-3 температурный перегрев отсутствовал и прибор не давал сбоев.

Работа трех каналов ИФИР-3 оказалась весьма различной. Синий канал показал заметную деградацию с временным $1/e$-фактором около 30 сут. Для зеленого и красного каналов деградация на порядок меньше: $1/e$-факторы равны ≈ 300 и 600 сут соответственно. Поскольку нас интересуют относительные вариации на шкалах времени до нескольких суток, это постепенное падение чувствительности (возникшее, по-видимому, из-за контаминации поверхностей и медленной деградации ИФ) не очень существенно для результатов обработки, по крайней мере до тех пор, пока чувствительность канала превышает допустимый нижний предел. (Последнее замечание, однако, касается только синего канала.)

Гораздо более важная проблема связана с точностью слежения за Солнцем. Лабораторные испытания показали, что чувствительность СФ уменьшается с увеличением угла наклона светового пучка, как это и должно следовать из эффекта проекции. В действительности это уменьшение было несколько более значительным, чем по закону косинуса, что объясняется зависимостью пропускания ИФ от угла падения света. Реальные данные, однако, показали наличие всплесков с амплитудой до ≈ 0,3%, которые более или менее хорошо коррелированы с углом наклона светового пучка, регистрировавшимся ДП (см. ниже). Всплески не вполне регулярны во времени и имеют характерные "периоды" между 40 и 80 мин.

Лабораторные испытания, проведенные с наземной тестовой моделью, ИФИР-1, показали, что за ложные помехи из-за изменения угла наклона ответственным является рассеянный свет внутри прибора, возникающих при отражении света от

полупрозрачного зеркала, установленного перед фотодиодом, а также из-за сложных световых рефлексов от бленд фотометра.

От ложных помех, обусловленных изменением угла наклона и рассеянным светом, можно в значительной мере избавиться путем введения корректирующих коэффициентов, рассчитываемых на основе информации о положении Солнца в поле зрения прибора.

3. Предварительный анализ данных

Ниже излагаются результаты обработки данных красного канала, подвергнутого в наименьшей степени влиянию деградации.

Даже без специальной коррекции за указанные выше погрешности, связанные с изменением положения Солнца в поле зрения прибора, спектр мощности (СМ), построенный, скажем, по измерениям двухнедельной длительности, отчетливо показывает 5-минутные осцилляции с хорошо разрешенным набором дискретных пиков. Первые разультаты такой обработки для красного канала представлены в [3]. Интересно, что отношение сигнал/шум такого спектра R ~ 10 : 1 гораздо выше, чем отношение R для СМ, построенного по данным измерений прибора ACRIM за 270 сут (R ~ 3 :1 при обычном методе обработки и ~ 7 : 1 при более сложной, рафинированной обработке) [2]. Это связано, во-первых, с тем, что конструкция и работа прибора ACRIM, в отличие от ИФИРа, вообще не предназначались для специальных исследований по гелиосейсмологии; во-вторых, временной ряд данных ACRIM имеет множество (до ≈ 30 ÷ 35%) пробелов, связанных с вращением спутника SMM вокруг Земли.

Ниже приводятся результаты нового, по сравнению с [3], анализа данных ИФИРа, основанные на фильтрации помех.

В общем случае можно принять, что выходной сигнал детектора

$I(t) = k(X, Y)\, I_{\odot}(t)$,

где $I_{\odot}(t)$ — интенсивность солнечной иррадиации в данном спектральном диапазоне, $k(X, Y)$ — коэффициет чувствительности прибора, определяемый положением Солнца в поле зрения детектора.

Как было указано в п. 1, 23 измерения (из серии 24 измерений) в блоке передавались в виде разности между текущим и первым измерениями, на что отводилось 10 бит. Следовательно, максимальное значение приращения не должно было превышать 512 единиц. На практике, однако, из-за ложной модуляции приращения сигнала иногда превышали указанную величину в несколько раз. В итоге на протяжении одного кадра мог многократно протекать следующий процесс: рост сигнала в пределах 10 бит, переполнение счетчика и затем дальнейший рост отсчета, который передавался опять в пределах 10 бит. Эту неоднозначность необходимо было отличить от обычных локальных максимумов различной амплитуды (рис. 2).

Для расшифровки измерений была создана программа восстановления данных, с помощью которой удалось восстановить (состыковать) практически все блоки данных красного канала (около 99,5% блоков).

Влияние координатного фактора $k(X, Y)$ на построение СМ в низкочастотной области удалось снизить путем создания модели функциональной зависимости $k_0(X, Y)$, аппроксимирующей реальный фактор $k(X, Y)$. Для этого поле зрения прибора разбивалось на квадраты, и в зависимости от показаний датчика ориентации все измерения анализируемого временного ряда распределялись по соответствующим квадратам. В пределах квадрата достаточно малого размера

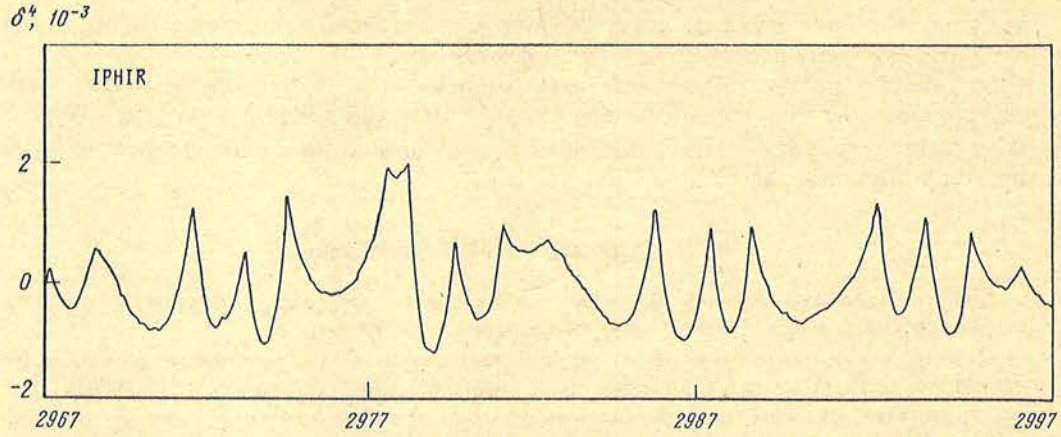


Рис. 2. Восстановленные по относительным разностям данные красного канала за 8-часовой временной интервал

По вертикальной оси — отклонения δ от среднего значения (в относительных единицах), по горизонтальной — номер блока (то же на рис. 5).

полагалось $k(X, Y) = \text{const}$. Для квадрата, имеющего координаты центра a, b, среднее значение сигнала

$$I_{a,b} = k_0(a, b)\, I_0,$$

где I_0 — среднее по времени значение иррадиации на данном расстоянии от Солнца.

Поскольку нас интересуют относительные изменения иррадиации, то с точностью до постоянного множителя, они определяются матрицей значений $k_0(a, b) = I_{a,b}/I_0$.

Координатный фактор возможно представить в виде поверхности (сплайна), которая находится методом наименьших квадратов по дискретным значениям $k_0(a, b)$. Найденный сплайн позволил вычислить коэффициенты чувствительности $k_1(X, Y)$ для любых значений X, Y поля зрения детектора и, таким образом, произвести соответствующее исправление сигналов иррадиации. Стандартное отклонение временного ряда в результате преобразований уменьшилось до 5 раз в области периодов $P \leq 10$ ч.

4. Поиск 160-минутного периода

На рис. 3 приведен СМ, вычисленный с помощью прямого Фурье-преобразования для 32-суточного корректированного ряда (красный канал, шаг по частоте 0,13 мкГц). В спектре имеется небольшой пик на частоте $\nu = 104{,}28$ мкГц. Соответствующий период 159,8 ± 0,2 мин в пределах ошибки совпадает с периодом $P_0 = 160{,}01$ мин, известным как период глобальных пульсаций Солнца [4]. Относительная амплитуда пика отвечает гармонической амплитуде $A_h \approx 2 \cdot 10^{-5}$, что во много раз превосходит среднее значение амплитуды $A_h \approx 4 \cdot 10^{-6}$, установленное, по порядку величины, на основе 12-летнего ряда дифференциальных наземных измерений яркости Солнца в Крыму [5]. (Напомним, что болометрические измерения ACRIM на спутнике SMM установили следующий верхний предел вариаций солнечной иррадиации с периодом 160 мин: $A_h < 5 \cdot 10^{-6}$ [1].)

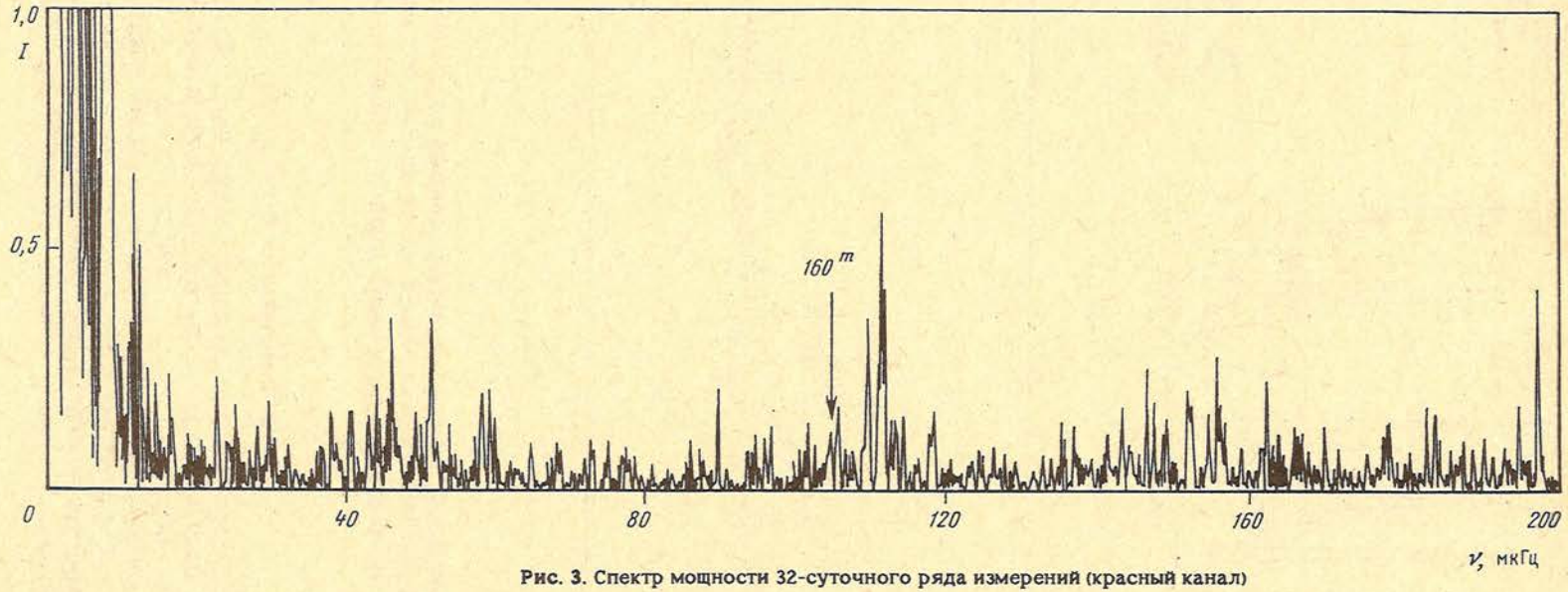


Рис. 3. Спектр мощности 32-суточного ряда измерений (красный канал)

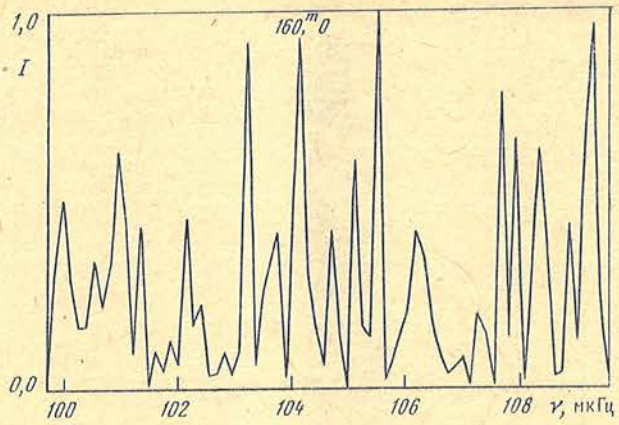
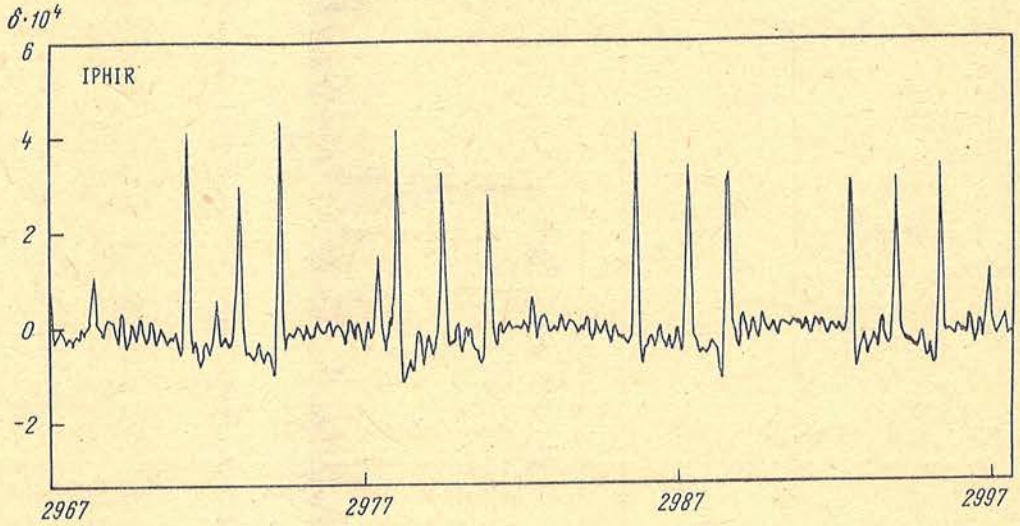


Рис. 4. Фрагмент спектра мощности 3-месячного ряда данных красного нала

Рис. 5. Обработанные методом скользящего среднего измерения красного канала, показанные на рис. 2.



На рис. 4 показан фрагмент СМ, построенного по данным красного канала, полученным за три месяца (ряд некорректированный, без учета коэффициентов $k(X, Y)$). Один из пиков соответствует периоду 159,98 ± 0,06 мин, амплитуда $\sim 2 \cdot 10^{-5}$.

5. 5-минутные осцилляции

Обработка "сшитого" массива для построения СМ в области высоких частот производилась с помощью скользящего среднего по 9 точкам. Рис. 5 показывает результат такой обработки данных длительностью 8 ч (временной ряд до обработки приведен на рис. 2); здесь уже ясно выдны 5-минутные осцилляции. Однако вклад в СМ ложных всплесков настолько велик, что он полностью маскирует дискретные пики реальных осцилляций.

Влияние ложных пиков (рис. 5) устранялось путем ограничения

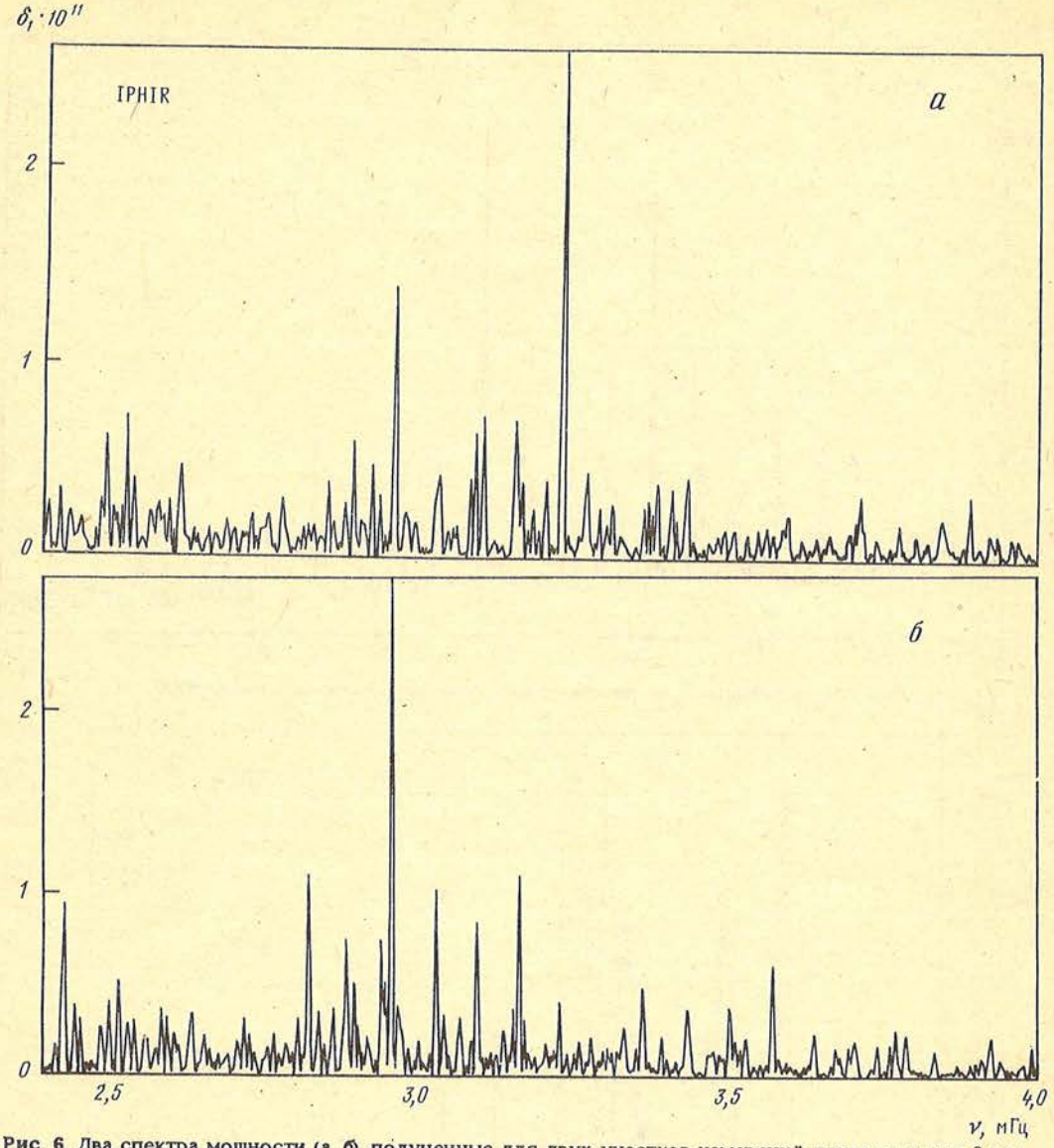


Рис. 6. Два спектра мощности (*а*, *б*), полученные для двух участков измерений длительностью 2 сут каждый ($\delta_1 \equiv A^2_h$)

относительных флуктуаций по амплитуде: для анализа оставлялись только те данные, относительные амплитуды которых не превышали 0,05 от дисперсии первоначального ряда. Предполагалось, что сигналы, превосходящие указанный уровень, имеют в основном инструментальное происхождение. В результате из анализа было заключено около 13% точек.

Появление пропусков во временной последовательности может приводить к расщеплению пиков в СМ. Влияние пропусков анализировалось путем замены реальных данных синусоидой. Оказалось, что в СМ такого модельного ряда не происходит расщепление пика из-за описанной выше процедуры "очищения" данных и сопутствующего появления пропусков.

Рис. 6 показывает СМ, вычисленные с помощью Фурье-преобразования для

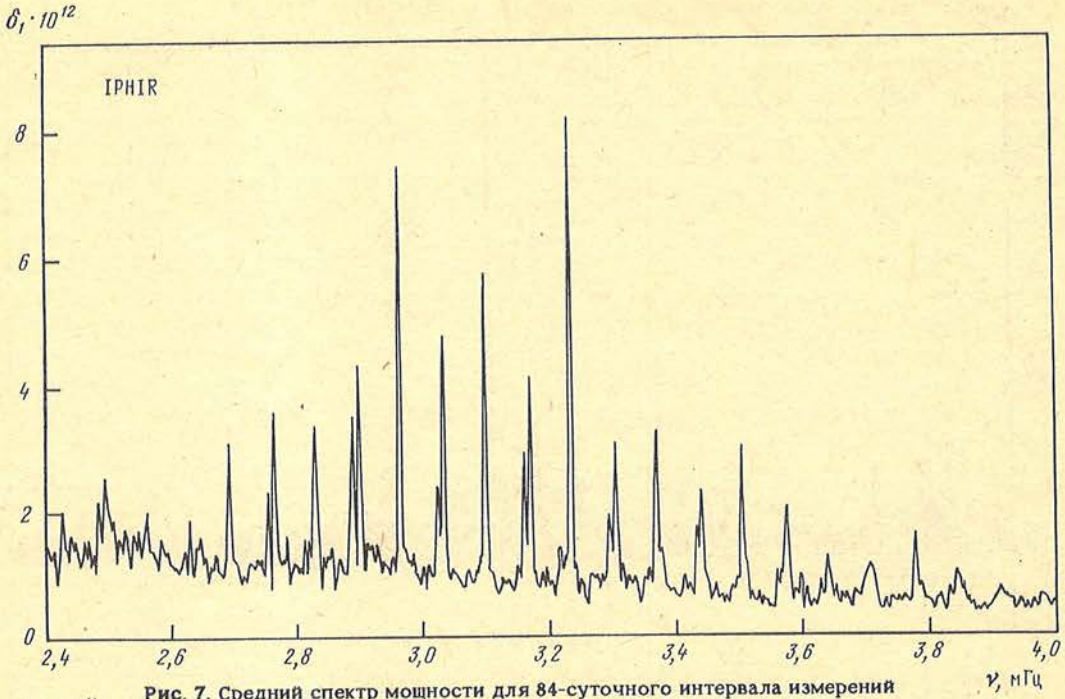


Рис. 7. Средний спектр мощности для 84-суточного интервала измерений

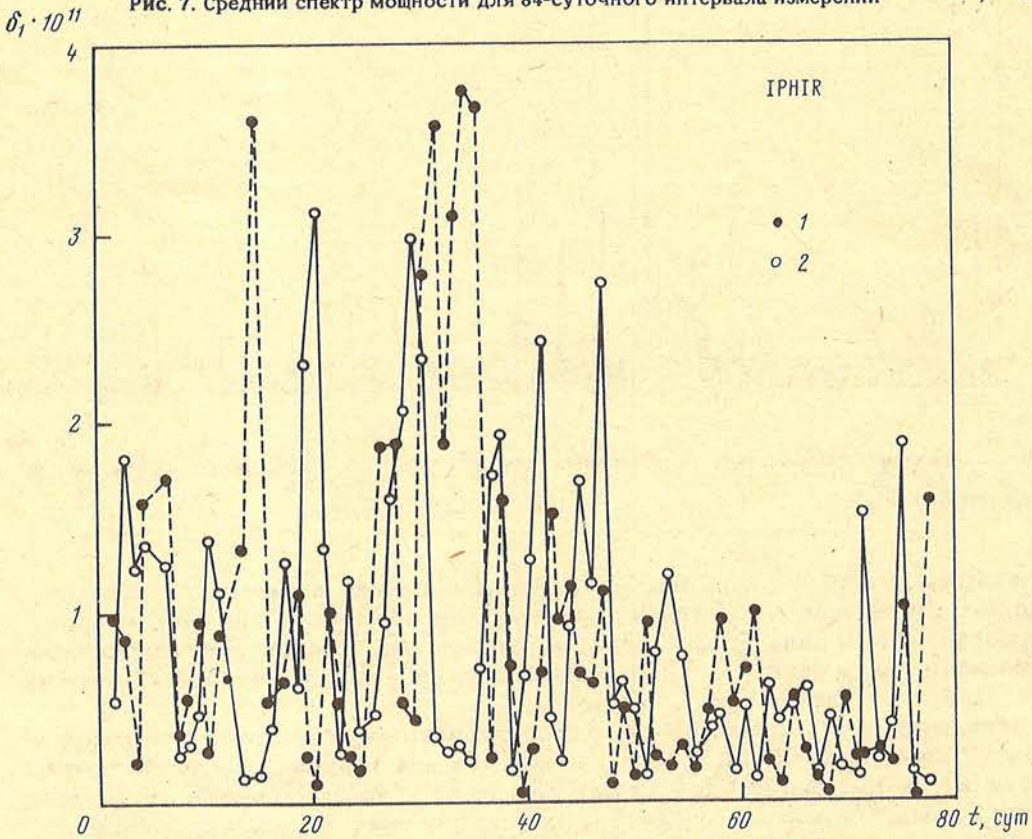


Рис. 8. Изменение со временем мощности двух дискретных частот: 2,96 (*1*) и 3,23 (*2*) мГц

По горизонтали — среднее время анализовавшихся данных (в сутках). Спектры мощности получены для односуточных интервалов времени

двух соседних интервалов данных, каждый из которых имел длительность 2 сут. По оси ординат нанесены квадраты гармонических амплитуд (A_h^2) в относительных единицах.

На рис. 7 представлен суммарный СМ за 84-суточный интервал измерений в красном канале. Спектр получен суммированием квадратов A_h^2, предварительно вычисленных для 42 отдельных участков данных. Высокое качество записи, полученное прибором, позволило сократить время наблюдения, за которое произведено построение отдельного СМ до одного дня. Такое высокое временное разрешение внесло весьма существенное изменение в представление как о частотном составе отдельного спектра, так и о характере его временного изменения. В отдельные дни из всего комплекса частот 5-минутных колебаний в СМ присутствует колебание только одной частоты. Причем, если средняя мощность для центральных пиков 84- суточном СМ (рис. 7) составляет ~ $7 \cdot 10^{-12}$, то для однодневного спектра мощность одиночной линии превосходит $2{,}5 \cdot 10^{-11}$ (см. рис. 6). Приведенный на рис. 8 ход со временем величины A_h^2 для двух пиков, соответствующих частотам 2,96 и 3,23 мГц, позволяет сделать важный вывод о кратковременном — одно-двухсуточном характере возбуждения частот. Обращает на себя также своеобразная "альтернативность" возбуждения этих колебаний. При этом сами частоты колебаний удивительно стабильны. Более детально СМ и возбуждение частот акустических (5-минутных) мод солнечных осцилляций будут рассмотрены в дальнейшем.

Успешное осуществление эксперимента ИФИР было бы невозможным без постоянной помощи со стороны научных и технических групп многих институтов, в частности, руководимых Б. Куграндом (Лаборатория физики звезд и планет) и Х. Ротом (Давосская обсерватория), которым мы выражаем глубокую признательность. Мы благодарны также Швейцарскому Национальному Фонду, Национальному Центру Космических Исследований ("КНЕС", Франция), Европейскому Космическому Агенству и ИКИ АН СССР за большую помощь, оказанную нам в ходе выполнения программы ИФИР.

ЛИТЕРАТУРА

1.. *Woodard M., Hudson H.* // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 67—73.

2.. *Woodard M.* / Short-period oscillations in the total solar irradiance. Ph.D. Dissertation. Univ. of California. San Diego, 1985. P. 1—186.

3. *Frohlich C., Bonnet R.M., Bruns A.V.* et al. // Seismology of the Sun and Sun-like stars. Proc. Symp. ESA SP—286. Noordwijk. 1988. P. 359—362.

4. *Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т.* // Изв. Крым. астофиз. обс. 1988. Т. 79. С. 3—11.

5. *Котов В.А., Дидковский Л.В., Ханейчук В.И.* // Наст. сб. С. 00.

УДК 520.34;523.9 – 17-8

ПЕРИОД 160 МИНУТ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ ЯРКОСТИ СОЛНЦА (1976–1987)

В.А. Котов, Л.В. Дидковский, В.И. Ханейчук

Дифференциальные (центр—край) измерения яркости Солнца выполнены в Крымской астрофизической обсерватории с применением нескольких различных инструментов: солнечного магнитографа, устройства для измерения инфракрасной яркости и фотодиодных матриц. Анализ всех измерений (487 сут. наблюдений, в сумме 2661 ч), выполненных в 1976—1987 гг. в различных спектральных диапазонах (от 0,51 до 1,65 мкм) показал наличие статистически значимой периодичности 160,010 (±2) мин (с уровнем достоверности 2σ–4σ в зависимости от метода статистической обработки данных).

Значение периода совпадает с периодом 160,009 (±2) мин, найденным ранее по доплеровским измерениям.

Средняя относительная амплитуда вариаций солнечного излучения с периодом 160,01 мин, в пересчете на весь диск, составляет $\sim 4\cdot 10^{-6}$ и не противоречит верхнему пределу $\sim 5\cdot 10^{-6}$, установленному болометрическими измерениями прибора ACRIM (спутник SMM). Важно отметить также, что для периода 160,01 мин остутствует существенный фазовый сдвиг между средними кривыми скорости и яркости. Средний момент максимальной яркости близок к среднему моменту минимального радиуса Солнца.

Дефференциальные измерения яркости, следовательно, подтверждают реальность и солнечное происхождение периода 160,010 мин, известного как период глобальной пульсации Солнца.

PERIOD OF 160 MINUTES IN THE DIFFERENTIAL MEASUREMENTS OF SOLAR BRIGHTNESS (1976—1987) ,*by V.A. Kotov., L.V. Didkovsky and V.I. Hanechyk.* The differential (center-to-limb) measurements of the Sun's brightness were performed in the Crimean Astrophysical Observatory using several various instruments: solar magnetograph, near-infrared brightness monitor and photodiode arrays. Full analysis of these measurements (487 days of observations, 2661 hours in total) made from 1976 through 1987 in different spectral passbands (from 0.51 to 1.65 mkm) showed the presence of statistically significant periodicity 160,010 (±2) min (with the level of confidence from 2σ to 4σ, subject to method of the statistical treatment of data). This value is in excellent agreement with the period 160,009 (±2) min found much earlier in the Doppler shift measurements.

The mean relative amplitude of total irradiance variations at this 160,01-min period, as inferred from the data, is about $\sim 4\cdot 10^{-6}$ and, therefore, does not contradict to the upper limit of $\sim 5\cdot 10^{-6}$ set by the ACRIM—SMM bolometric measuremets. It is important to note also that there is no essential phase shift between velocity and brightness average 160,01-min curves. The average moment of maximum brightness is found to be close to the average moment of minimum solar radius.

The differential brightness observations, hence, lend support to the reality and solar origin of the period 160,010 min known as a period of global pulsation of the Sun.

Введение

Длиннопериодные — с периодами 1—3 ч — колебания Солнца могут дать ценную информацию о его глубоких недрах. Известные колебания с периодом 160^m были обнаружены в измерениях лучевой скорости фотосферы тремя независимыми группами авторов [1—3]. Предполагается, что 160^m-колебание является одной из мод собственных глобальных колебаний Солнца [4,5] и обладает большой добротностью. Долговременная, в течение многих лет, стабильность начальной фазы периода $P_0 = 160^m,0101$ (7) [5] (число в скобках — стандартная ошибка последних значимых цифр) является одним из основных свидетельств в пользу солнечного происхождения периодического эффекта. Однако механизм возбуждения и физическая природа осцилляций Солнца с этим периодом остаются дискуссионными [6].

Малая поверхностная амплитуда глобальных колебаний Солнца и необходимость долговременных наблюдений являются, по-видимому, основными причинами отсутствия до сих пор точной идентификации g-мод, несмотря на

неоднократные теоретические и эмпирические попытки такой идентификации, в частности, периода $160^m,01$ [4—8]. Появились публикации о возможном расщеплении колебания P_0 на несколько компонент, а также о нарушении стабильности наблюдаемой фазы, или даже о скачкообразном изменении фазы 160^m-периода [9—11]. Наблюдаемое в отдельные годы ухудшение фазовой стабильности и сильные вариации амплитуды авторы [11] связывают с изменением внутреннего строения Солнца в ходе его 22-летнего цикла магнитной активности. Сделан также вывод о несинусоидальной форме P_0-колебания, наблюдаемого по лучевой скорости фотосферы. Еще раньше в [4,12] отмечалось, что в наблюдениях дифференциальной скорости и яркости наблюдаются сезонные изменения амплитуды и фазы колебаний с периодом P_0.

Большой интерес представляют дифференциальные (центр—край) измерения яркости фотосферы Солнца, выполненные в КАО (частично совместно с Парижским Институтом Астрофизики) в течение 1976—1987 гг. Эти данные позволяют независимо от измерений лучевой скорости [1—4] определить значение периода P_0. Хилл и др. [13], обнаружившие период 160^m в измерениях солнечного диаметра, вообще полагают, что осцилляции не только сопровождаются возмущениями температуры, но что последние даже определяют в основном 160-минутный периодический сигнал при измерениях скорости.

Кроме того, представляется возможным оценить среднюю за несколько лет амплитуду 160^m-вариаций солнечной иррадиации, а также определить сдвиг фазы между колебаниями доплеровской скорости и яркости фотосферы. Последнее важно как для проблемы отождествления 160^m-колебания с той или иной модой собственных колебаний Солнца, так и для выяснения механизма возбуждения.

1. Данные наблюдений

Материал получен в 1976—1987 гг. на Башенном солнечном телескопе (БСТ) КАО с применением нескольких различных инструментов, регистрировавших временные флуктуации яркости фотосферы дифференциально, т.е. по эффекту "центр—край". Все измерения яркости на БСТ сделаны одновременно с независимыми измерениями лучевой скорости [4]; общими являлись только два плоских целостатных зеркала и система гидирования.

Предполагается, что глобальные осцилляции Солнца, в частности, 160-минутная пульсация, сопровождаются ощутимыми вариациями функции потемнения солнечного диска к краю. К опубликованным [4, 12, 14—16] данным добавлены новые массивы 1985—1987 гг., полученные с фотодиодными матрицами, а также два массива 1978 и 1979 гг., полученные с помощью инфракрасной установки [16] и ранее не анализировавшиеся.

Рассматриваемый временной ряд дифференциальных измерений яркости представляет собой средние за 5-минутные интервалы времени разности "измерения минус параболический дневной тренд" и охватывает 487 сут. наблюдений, в сумме около 2661 ч. Ниже дается краткая характеристика отдельных массивов согласно табл. 1.

1. Измерения 1976 и 1979 (часть 2) гг. выполнены с помощью магнитографа для континуума в узких спектральных окнах: $\lambda 5126,75$ и $\lambda 5252,55$ ($\pm$ 0,03) Å соответственно (см. [4]).

2. Измерения 1977 и 1978 (часть 2) гг. выполнены с ИК-установкой с применением профилированной щели, вдоль которой сканировался диск Солнца.

В этой установке был применен специальный электромеханический линейный модулятор, осуществлявший сканирование диска Солнца с частотой 20 Гц.

Таблица 1

Сводка данных наблюдений

№ п/п	Год (массив)	λ, мкм	Интервал наблюдений	Число		
				суток	5^m-точек	часов
1	1976	0,51	11.5—29.6	14	773	65
2	1977	1,65	11.8—6.11	32	1818	152
3	1978—1	"	12.1—25.5	17	717	60
4	1978—2	"	21.7—21.10	35	2379	198
5	1979—1	"	30.3—8.8	55	3919	327
6	1979—2	0,52	27.5—23.7	36	2917	243
7	1981	1,65	19.6—19.8	14	1020	85
8	1982	"	1.9—29.11	53	2907	242
9	1983—1	0,82	5.8—30.9	24	1750	146
10	1983—2	"	3.10—18.12	23	1195	100
11	1984—1	"	30.7—31.8	16	855	71
12	1984—2	"	2.9—10.10	23	1577	131
13	1985	0,98	28.6—11.11	41	2403	200
14	1986—1	0,82	4.4—31.5	23	1600	133
15	1986—2	"	1.6—26.7	37	2856	238
16	1986—3	0,73	18.8—28.8	7	522	44
17	1986—4	0,82	2.8—29.11	14	1040	87
18	1987	0,82	16.6—31.7	23	1677	140
В сумме, 1976—1987 гг.		—	11.5.1976— 31.7.1987 г.	487	31925	2661

Детектировалась амплитуда переменного на удвоенной частоте 40 Гц сигнала, пропорционального разности яркостей "центр—край", которая калибровалась в единицах яркости центра диска. Профилированная щель установки обеспечивала уменьшение среднего за день сигнала, а также существенно изменяла эффективный вклад различных участов диска Солнца в измеряемый дифференциальный сигнал (подробнее см. [15—16]).

3. Массивы 1978 (часть 1), 1979 (часть 1), 1981 и 1982 гг. получены также с помощью ИК-установки, но без профилированной щели на входе сканирующего фотометра.

4. Наблюдения 1983, 1984, 1986 (части 1, 2, 4) и 1987 гг. выполнены с фотодиодной матрицей МФ-6, имевшей 256 (= 16×16) ячеек [12, 17]. На матрице строилось дифракционное изображение Солнца от входной щели камеры-обскуры; диаметр изображения $D_\odot = 5{,}9$ мм, эффективное пространственное разрешение 0,18 $D_\odot$, длина волны 0,82 ± 0,13 мкм. Измерялся дифференциальный сигнал яркости между центральной зоной диска и четырьмя краевыми участками, находившимися на расстоянии $\approx 0{,}64R_\odot$ от центра диска ($R_\odot$ — радиус Солнца или его изображения).

5. Наблюдения 1985 и 1986 (часть 3) гг. выполнены с другой фотодиодной матрицей, МФ-14, с числом ячеек 1024 (= 32 × 32). На этой матрице с помощью линзы строилось изображение Солнца диаметром 8,5 мм; эффективное разрешение $\approx 0{,}025D_\odot$, длина волны 0,98 ± 0,13 мкм в 1985 г., 0,73 ± 0,10 мкм в 1986 г. (подробнее о наблюдениях с матрицей см. в [18, 19]). Измерения 1985 г., с матрицей МФ-14 выполнены так же, как с матрицей МФ-6: регистрировалась яркость центральной зоны по отношению к средней яркости четырех краевых зон. В 1986

г. с применением ЭВМ СМ-4 вычислялись средняя яркость центральной зоны видимого диска Солнца радиусом $0{,}2R_\odot$ и средняя яркость кольцевой зоны диска, ограниченной радиусом (на матрице МФ-14) 0,55 $R_\odot$ и $0{,}75R_\odot$; затем вычислялся, как обычно, дифференциальный сигнал яркости для этих двух зон.

Анализ материала затруднен вследствие того, что наблюдения за 12 лет сделаны на четырех разных инструментах (или даже на шести, если учесть модификации устройств и методы обработки данных), причем в разных спектральных диапазонах. Однако обилие данных и применение достаточно корректного метода обработки позволяет более или менее уверенно судить о присутствии периодичности $160^m{,}010$.

2. Свертка данных с периодами 160,000 и 160,010 мин

На основе анализа измерений за отдельные годы в [4, 12, 14—16, 19] показано, что во флуктуациях дифференциальной яркости имеется периодичность 160^m. Наблюдаемая амплитуда гармонической 160^m-волны, однако, сильно варьирует от массива к массиву, что связано, по-видимому, с несколькими причинами: 1) зависимость эффекта от длины волны λ и спектральной полосы наблюдений; 2) различие и неточность калибровочных коэффициентов, принимаемых для разных инструментов; 3) влияние помех, обусловленных земной атмосферой, инструментом и др., 4) реальные вариации амплитуды 160^m-осцилляций Солнца.

Для каждого из 18 массивов (см. табл. 1) были построены средние кривые изменения яркости[1] с периодом $160^m{,}000$ и по 16 средним значениям яркости таких кривых (построенных по 16 фазовым интервалам) методом наименьших квадратов вычислялись гармонические амплитуды A_h (в единицах средней яркости центра диска Солнца) и время максимума синусоидальной кривой φ, отсчитываемое от момента UT $00^h\,00^m$. Результаты приведены в табл. 2, где также указаны: Δ — среднеквадратичные значения массивов, $2A/\sigma_0$ — статистический критерий значимости 160^m-волны (A — пиковая амплитуда, σ_0 — стандартная ошибка значений яркости средней кривой).

Массивы 5 и 12 (эпохи 1979, 42 и 1984, 72 гг.) не дали сколько-нибудь значимой периодичности 160^m, поэтому эти два массива из дальнейшего анализа (фаз) были исключены (действительно, для массива 5 критерий $2A/\sigma_0$ минимальный (< 2), а для массива 12 гармоническая амплитуда очень низка: $A_h = (0{,}04 \pm 0{,}07) \cdot 10^{-4}$, и фаза определяется с очень большой ошибкой).

Измерения с магнитографом дали значения Δ и A_h, почти на порядок превосходящие Δ, A_h для измерений с ИК-установкой и матрицей МФ — 6. Это можно объяснить: 1) различием спектральных диапазонов, 2) различной геометрией зон на диске Солнца, для которых определяются дифференциальные сигналы яркости; 3) неточностями калибровочных множителей.

Интересно, например, отметить, что амплитуды A_h максимальны для массивов 1,6 и 16, полученных в случаях, когда яркость измерялась для обширных центральных круговых зон относительно внешних кольцевых зон диска. Это может быть вызвано концентрацией 160^m-эффекта, наблюдаемого в яркости, к центру диска Солнца, что отмечалось в [19].

Доплеровские измерения [4] показывают, что средние моменты максимальной лучевой скорости ("расширения") фотосферы при осцилляциях с периодом $P_0 =$

---

[1] Слово "дифференциальный" для краткости всюду будем опускать, если не оговорено специально.

Таблица 2

Результаты анализа с периодом $160^m,000$

i (номер массива)	t_i (средняя эпоха, г.)	Δ, 10^{-4}	$2A/\sigma_0$	A_h, 10^{-4}	φ_i (UT)	Δt_i, мин
1	1976,43	42,7	3,1	6,8 ± 2,9	$00^h19^m \pm 11^m$	+15
2	1977,73	0,91	6,7	0,27 ± 0,05	00 36 ± 5	−11
3	1978,22	1,81	2,8	0,10 ± 0,11	01 30 ± 30	+27
4	1978,68	0,56	4,1	0,11 ± 0,02	00 27 ± 4	−51
5	1979,42	0,63	1,5	0,14 ± 0,10	02 27 ± 18	—
6	1979,46	54,4	3,7	6,5 ± 2,0	01 07 ± 8	−37
7	1981,55	1,0	4,1	0,27 ± 0,03	00 34 ± 3	+20
8	1982,79	1,3	6,9	0,29 ± 0,06	00 59 ± 5	+4
9	1983,67	2,6	4,4	0,51 ± 0,07	00 49 ± 4	−35
10	1983,86	2,3	6,7	0,92 ± 0,10	00 49 ± 3	−41
11	1984,62	1,8	3,1	0,40 ± 0,08	00 06 ± 5	+50
12	1984,72	1,5	2,3	0,04 ± 0,07	—	—
13	1985,68	7,3	4,0	0,43 ± 0,30	00 09 ± 18	+18
14	1986,34	2,7	4,3	0,55 ± 0,09	02 31 ± 4	−22
15	1986,49	2,7	3,9	0,28 ± 0,06	01 07 ± 6	+49
16	1986,64	5,0	5,7	2,28 ± 0,38	02 11 ± 5	−52
17	1986,65	2,2	2,1	0,21 ± 0,07	02 23 ± 9	−40
18	1987,53	1,9	2,9	0,20 ± 0,07	01 41 ± 9	+49

$= 160^m,0101$ подчиняются, в среднем, следующей закономерности, фиксирующей постоянство начальной фазы пульсации:

$$t_n = t_0 + nP_0, \qquad (1)$$

где t_0 — начальный момент, соответствующий эпохе $01^h\,23^m(\pm 15^m)$, 1.1 1974 г. (всюду UT), $n = 0, 1, 2, \ldots$ — номер цикла. Наблюдаемые моменты максимальной скорости определяются по гармоническим кривым, вычисленным для каждого массива скорости (или яркости) с периодом $160^m,0000$, а закономерность (1) получена на основе анализа соответствующей фазовой диаграммы (см. ниже) измерений скорости [4].

Следует ли временной ход моментов максимальной яркости φ_i (см. табл. 2) закономерности (1)? И если да, то с каким, средним за 12 лет, сдвигом по фазе относительно фаз максимальной скорости, и с какой статистической значимостью? При этом предполагаем, что все возможные сдвиги по фазе $|\Delta t_i| \leqslant 80^m$.

Для ответа вычислим разности $\Delta t_i = \varphi_i - \psi_i$, где ψ_i — моменты скорости, рассчитанные с помощью (1) и определенные, как и моменты φ_i относительно момента UT 00^h00^m средней эпохи данного i-го массива яркости; $i = 1, 2, \ldots 18$, кроме $i = 5$ и 12. Все моменты времени φ_i, ψ_i, по определению, находятся в диапазоне $0—160^m$ с началом UT 00^h00^m.

Далее полагаем:

$$\Delta t_i = \begin{cases} \Delta t_i' - 160^m, \text{если } \Delta t_i' > 80^m; \\ \Delta t_i', \text{ если } |\Delta t_i'| \leqslant 80^m; \\ \Delta t_i' + 160^m, \text{если } \Delta t_i' < -80^m. \end{cases}$$

Окончательно полученные разности моментов Δt_i приведены в последнем столбце табл. 2.

Среднее значение $\overline{\Delta t} = \Sigma\Delta t_i /16 = -4^m(\pm 9^m)$. Фаза максимума яркости, таким образом, в пределах ошибки совпадает с фазой максимальной скорости. Для уровня статистической значимости концентрации Δt_i около моментов t_n, воспользовавшись методом [6], получаем $\approx 2\sigma$ (достоверность $\mathscr{P} \approx 0{,}95$). Таким образом, с уровнем значимости $\approx 2\sigma$ в вариациях яркости присутствует период P_0.

Теперь интересно получить среднюю за 12 лет кривую изменения яркости с периодом P_0, определить среднюю амплитуду и фазу кривой. При этом необходимо учитывать отличие P_0 от 1/9 сут.

Построение общей за 12 лет кривой изменения яркости с периодом P_0 затруднено из-за сильного, примерно на порядок, различия средних амплитуд A_h по наблюдениям, выполненным в разные сезоны и с применением различной аппаратуры. Чтобы учесть различия амплитуд и различия статистических значимостей разных массивов, все 18 кривых (параметры A_h и φ_i этих кривых приведены в табл. 2) нормировались путем деления кривых (т.е. средних значений яркости в 16 фазовых интервалах) на соответствующие среднеквадратичные ошибки кривых σ_0. Затем 18 нормированных кривых (с включением массивов 5 и 12) были свернуты в одну общую кривую с периодом $160^m{,}0101$, показанную на рис. 1*а*. (Калибровка значений дифференциальной яркости ΔI (в единицах яркости центра диска) этой кривой получена на основе амплитуд A_h для интервала 1983—1987 гг., т.е. по измерениям с фотодиодными матрицами). При свертке с периодом P_0 учитывалось, что средние кривые (их параметры приведены в табл. 2) получены не с периодом P_0, а с периодом, точно равным 1/9 сут: каждая последующая кривая сдвигалась по фазе относительно предыдущей кривой на величину $\Delta\varphi_{i+1} = 33{,}2\ (t_{i+1} - t_i)$ (мин), где t_i, t_{i+1} — средние эпохи (в годах) массивов согласно второму столбцу табл. 2. Множитель 33,2 (мин/год) учитывает отличие $P_0 = 160^m{,}0101$ от 1/9 сут.

На рис. 1*а* видим синусоидальную кривую с высоким уровнем значимости: $2A/\sigma_0 \approx 4{,}6$; $A_h = (1{,}7 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-5}$. Достоверность периода P_0 составляет примерно $3{,}2\sigma$ ($\approx \sqrt{2}\,A/\sigma_0$); по критерию χ^2 значимость достигает 4σ).

Мы провели независимую оценку значимости по критерию Аббе [20], который учитывает гладкость фазовой кривой. К сожалению, этот критерий мало описан в астрономической литературе, поэтому остановимся на нем подробнее. Пусть y_k ($k = 1, 2, \ldots n$) — ординаты точек фазовой кривой, соответствующие упорядоченным значениям временнóй координаты x_k: $x_{k-1} < x_k < x_{k+1}$, а $\bar{y} = \left(\sum_{k=1}^{n} y_k\right)\Big/n$ — среднее значение ординат. Будем считать, что y_k — независимые случайные величины. Вычислим параметр

$$q = \frac{\sum_{k=1}^{n-1}\left(y_{k+1} - y_k\right)^2}{2\sum_{k=1}^{n}\left(y_k - \bar{y}\right)^2}, \qquad (2)$$

характеризующий гладкость кривой. Для чисто случайных величин $q \approx 1$; если фазовая кривая достаточно гладкая, $q < 1$. Для заданного уровня вероятности p

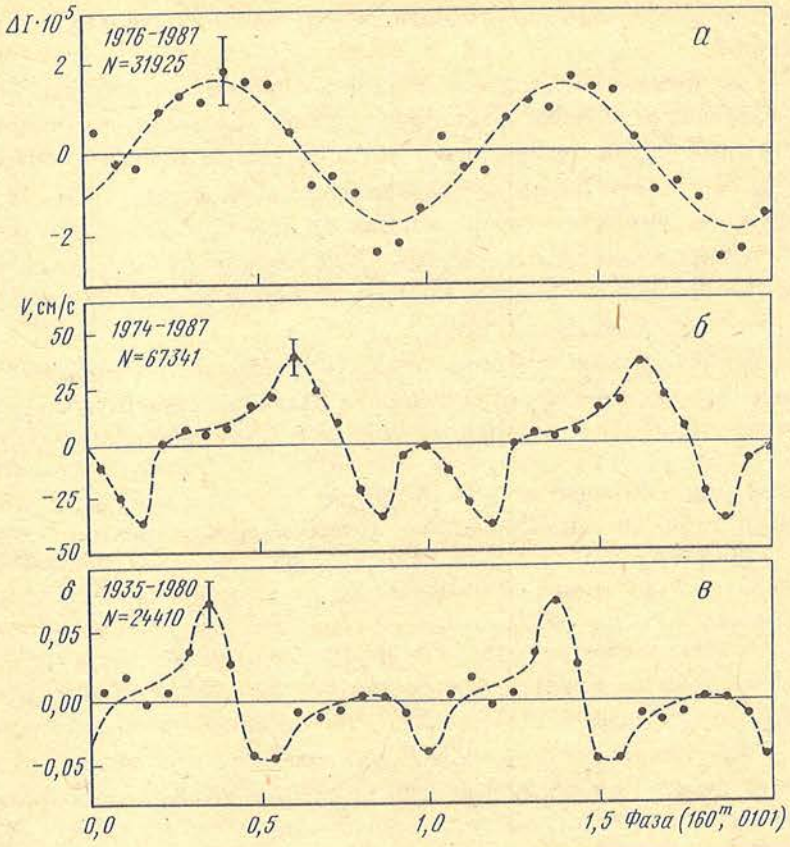


Рис. 1. Средние кривые колебаний с периодом $160^m,0101$ дифференциальной яркости (*а*); дифференциальной лучевой скорости (*б*); и частоты хромосферных вспышек на Солнце (*в*)

Пунктирные кривые вычислены МНК (*а*;, синусоида) или проведены "от руки" (*б*, *в*). Черточками обозначены типичные ошибки ($\pm\sigma$); δ — относительные вариации числа вспышек в каждом фазовом интервале. Точки — средние значения в каждом 10-минутном (*а*, *б*) или 20-минутном (*в*) интервале фазы

и количества точек n в [20] определен уровень $q_{кр}$ такой, что при $q < q_{кр}$ кривая с вероятностью p не является случайной. Там же приводится формула оценки достоверности кривой (она дает хорошую оценку при $n \gtrsim 60$):

$$D = \left[(n+1/2)(1-q)^2 \Big/ \left[1 - {}^1/_2 (1-q)^2\right]\right]^{1/2}, \qquad (3)$$

где D — достоверность, выраженная в единицах σ нормального распределения случайной величины.

В нашем случае количество точек кривой $n = 16$, величина $q = 0{,}1624$. По табл. 4.9 в [20] легко определить, что вероятности случайного распределения 0,001 соответствует $q_{кр} = 0{,}3413$, т.е. значимость нашей кривой явно превышает уровень 3σ. Воспользовавшись приближенной формулой (3), определяем достоверность: $D = 4{,}2\sigma$. Это значит, что вероятность того, что данная кривая является чисто случайным распределением величин y_k, равна $p \approx 1{,}3 \cdot 10^{-5}$.

На рис. 1,*б* приведена средняя кривая скорости фотосферы по наблюдениям в КАО 1974—1987 гг. [11] для того же периода P_0; нулевая фаза всюду соответствует

моменту 00^h00^m, 1.1. 1974 г. Сопоставляя две кривые друг с другом, находим, что момент максимальной яркости, $01^h01^m \pm 4^m$ (для эпохи 1.1 1974 г.) опережает момент максимальной скорости, $01^h28^m \pm 6^m$ (моменты определены для синусоид, вычисленных МНК), на величину $\tau_0 = 27^m \pm 7^m$.

На рис. 1,*в* приведена средняя кривая модуляции числа вспышек балла $B \geqslant 1$ согласно мировым данным за 1935—1980 гг. [11, 21]. Средний момент максимума частоты вспышек (определенный по несинусоидальной кривой), $00^h58^m(\pm 10^m)$, в пределах ошибки совпадает с фазой максимума яркости Солнца.

3. Фазовая диаграмма

Теперь важно установить, значимо ли отличается период, определяемый только по измерениям яркости, от 1/9 суток, и насколько точно этот период совпадает с периодом P_0, известным из независимых измерений скорости и наблюдений вспышек на Солнце [21]. Для этого применим метод построения диаграммы "О—С" [11], пользуясь тем обстоятельством, что период P_0 близок к суточной гармонике. Но такому анализу целесообразно предпослать некоторые замечания о дифференциальных измерениях.

Амплитуда 160^m-вариаций оптического излучения Солнца очень мала, $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ [12, 15], поэтому в измерения заметные помехи вносит земная атмосфера, а также рассеянный свет в телескопе и регистрирующей установке. Помехи вызывают систематические тренды сигнала яркости. И поскольку период близок к 1/9 сут, даже после фильтрации трендов параболами остаточные помехи могут привести к появлению ложной периодичности $\approx 160^m{,}000$. Последняя присутствует и в измерениях скорости, но в силу преимуществ дифференциального метода и благодаря накоплению большого числа наблюдений амплитуда этой ложной периодичности в измерениях скорости значительно подавлена по сравнению с реальными колебаниями, см. [4]. Измерения скорости по существу дважды дифференциальные: регистрируется доплеровский сдвиг спектральной линии по методу "Солнце относительно Солнца", и, кроме того, сами измерения скорости по сути *дифференциальные* измерения. В результате фотоумножители магнитографа (гелиосейсмографа) обеспечивают реальную точность регистрации относительных флуктуаций яркости в спектре $\sim 10^{-4}$, что соответствует доплеровскому сдвигу ~ 1 м/с (всюду время интегрирования сигнала $\approx 5^m$). Относительные флуктуации прозрачности атмосферы даже при хорошем небе $\sim 10^{-2}$, поэтому дифференциальный метод измерения яркости обеспечивает реальную точность $\sim 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-4}$ (т.е. в 5—10 раз хуже, чем в измерениях скорости). Это примерно на порядок больше, чем вариации дифференциального сигнала яркости $\sim 5 \cdot 10^{-5}$, см. табл. 2.

Отсюда следует, что в измерениях яркости может присутствовать достаточно сильно выраженная периодичность 1/9 сут ($160^m{,}000$). При наземных наблюдениях последняя, по-видимому, может даже превосходить по амплитуде искомую периодичность $P_0 = 160^m{,}010$.

Рассмотрим фазовую диаграмму (рис. 2), где на плоскости" φ (UT) — год" приведены 16 моментов согласно табл. 2 (за исключением малозначимых данных массивов 5 и 12; вертикальной черточкой указана типичная ошибка ($\pm\sigma$) в определении моментов максимальной яркости, которая принята несколько большей, чем формальные ошибки моментов, приведенные в табл. 2; то же на рис. 3). Дальше всю плоскость рис. 2 заполняем семейством прямых $y(t) = at + b$, где y —

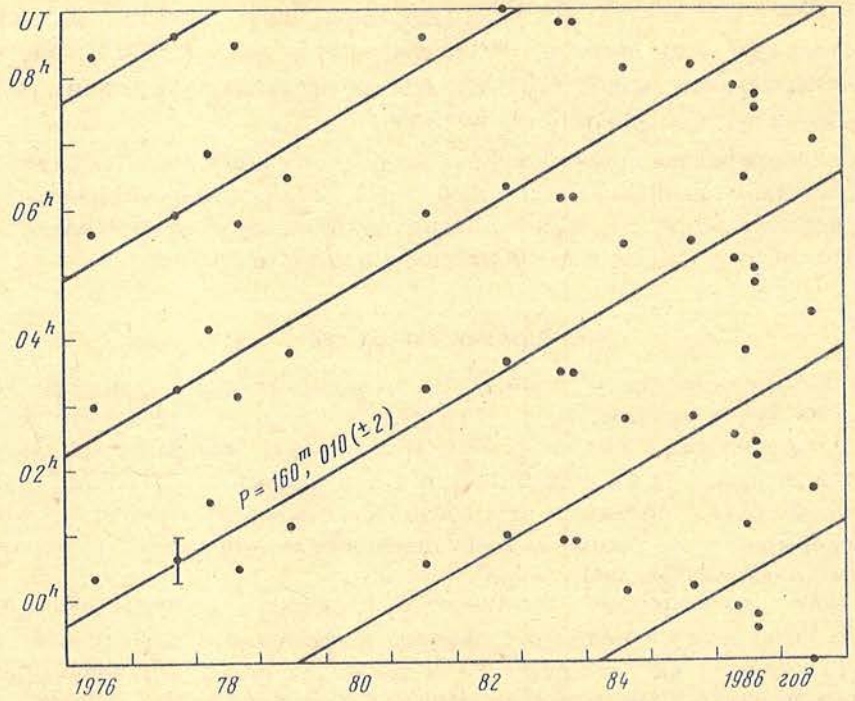


Рис. 2. Фазовая диаграмма для периода $160^m,000$, построенная по измерениям яркости 1976—1987 гг.

Точки по вертикали повторяются с периодом, точно равным 1/9 сут ($160^m,000$), угол наклона прямых линейной регрессии, проведенных через точки МНК, соответствует периоду $160^m,010$ (± 2). Вертикальной черточкой обозначена типичная ошибка (± σ, то же на рис. 3)

ордината (время UT в минутах), t — эпоха в годах ($t = 0$ для эпохи 1974,00 г.), a и b — свободные параметры, меняющиеся в пределах: $0 \leq b < 160^m$; $-132 \leq a \leq 132$ (мин/год); это соответствует области анализируемых периодов от $159^m,960$ до $160^m,040$. Затем, применяя МНК [6] и варьируя коэффициенты a, b, находим все наиболее значимые прямые $y(t)$, аппроксимирующие ход со временем t моментов максимальной яркости. Как показали вычисления, уровня значимости 2σ достигают только 5 прямых, параметры которых приведены в табл. 3 (период P определяется величиной наклона a). Наиболее значимый, как и ожидалось,

Таблица 3

Прямые линейной регрессии

a, мин/год	b, мин	Значимость	P*, мин	a, мин/год	b, мин	Значимость	P*, мин
−124,4	151,1	2,1σ	159,962	−6,0	78,2	2,7σ	159,998
−33,6	65,0	2,4σ	159,990	+34,2	70,7	2,0σ	160,010
−20,4	65,0	2,5σ	159,994				

* Стандартная ошибка периодов $\pm 0^m,002$.

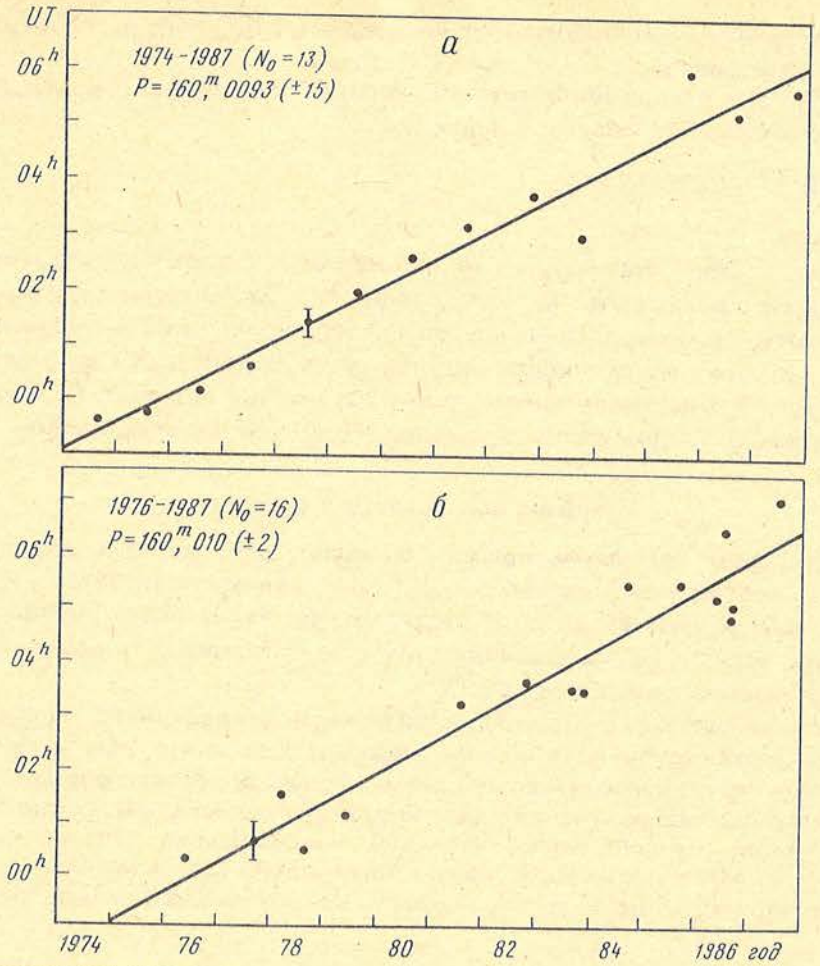


Рис.3. Фазовые диаграммы, построенные по измерениям (*а*) скорости и яркости (*б*)

Наклонные прямые отвечают периодам $160^m,0093$ (± 15) (*а*; число точек $N_0 = 13$) и $160^m,010$ (± 2) (*б*; $N_0 = 16$)

период практически совпадает с девятой суточной гармоникой: $159^m,998$ (±2). На уровне значимости 2σ присутствует и интересующий нас период $160^m,010$ (±2), совпадающий с P_0; это — единственный период с положительным наклоном a (для уровня значимости $\geqslant 2\sigma$ и области анализируемых периодов).

Интересно отметить, что наиболее сильные отклонения моментов φ_i от прямой линейной регрессии, отвечающей периоду $\approx 160^m,010$ на рис. 2, произошли после 1982 г. То же самое отмечено и в измерениях скорости, см. [11]. Это говорит о возможной общей причине — изменения динамо-механизма и процессов энерговыделения в недрах Солнца, связанные, в свою очередь, 11(22)-летним циклом активности

На рис. 3 приведены фазовые диаграммы периода $160^m,01$ для скорости [11] и яркости. Наклоны прямых линейной регрессии отвечают периодам $160^m,0093$ (±15) и $160^m,010$ (±2) с уровнями достоверности $3{,}5\sigma$ и $2{,}0\sigma$ соответственно. Средние моменты максимумов для эпохи 1.1 1974 г. (UT $00^h\ 00^m$) и периода 160^m, 0101

таковы: скорость — UT $01^h23^m(\pm 15^m)$, яркость — UT 01^h19^m (±19), т.е. они в пределах ошибок совпадают.

Отметим интересное обстоятельство: один из годичных сателлитов периода $P_1 = 159^m,962$ (табл. 3) совпадает с периодом P_0:

$$\left(P_1^{-1} - \Pi^{-1}\right)^{-1} \approx 160^m,011(\pm 2), \tag{4}$$

где П = 1 год.

Некоторые авторы указывают на то, что период P_0 близок к 1/9 сут и поэтому якобы вопрос о реальности 160^m -осцилляций Солнца является открытым из-за влияния потенциальных источников ложной периодичности. Мы видим (см. табл. 3 и рис. 1,2), что периодичность, кратная суткам ($\approx 160^m,000$), действительно присутствует в измерениях яркости, как естественный артефакт. Но с уровнем значимости $\approx 2\sigma \div 4\sigma$ присутствует и период $160^m,010$, не кратный суткам.

4. Анализ фаз яркости и скорости

Средняя фаза максимума яркости, согласно двум методам определения (пп. 2 и 3), соответствует моменту $01^h10^m \pm 14^m$ (для эпохи 1.1 1974 г.) и, таким образом, она опережает среднюю фазу максимума скорости ("расширения") фотосферы, $01^h26^m \pm 12^m$, на величину $\tau = 16^m$; однако последняя незначительно превышает ошибку, составляющую $\pm 13^m$.

Релаксационное время излучения солнечной атмосферы на длинах волн 0,7—1,7 мкм порядка минуты, поэтому можно полагать, что 160^m — колебания *дифференциальной* яркости и колебания *интегрального* (от всего диска Солнца) оптического потока излучения происходят практически синхронно. Можно сделать вывод, следовательно, что фаза максимальной лучевой скорости (движение к наблюдателю) запаздывает по отношению к фазе максимума потока излучения примерно на 16 мин (с ошибкой, однако, около ± 13 мин; см. также рис. 1.).

5. Об амплитуде периодического эффекта

По наиболее уверенным и многочисленным измерениям с фотодиодными матрицами и инфракрасной установкой средняя дифференциальная амплитуда изменения яркости в спектральном диапазоне 0,7—1,7 мкм составляет $A_h \approx (4{,}4 \pm 1{,}3)\cdot 10^{-5}$ в относительных единицах, см. табл. 2. В пересчете на весь диск Солнца [12] для амплитуды относительных вариаций солнечной иррадиации получаем по порядку величины $A_h \sim 4\cdot 10^{-6}$, что соответствует вариациям эффективной температуры Солнца примерно на ± 0,01 K. Дифференциальные, "центр-край", вариации температуры фотосферы на порядок больше, около ± 0,1 K (по порядку величины).

Важно подчеркнуть, что наша оценка амплитуды не противоречит верхнему пределу для измерений солнечной иррадиации с тем же периодом, $\sim 5\cdot 10^{-6}$, установленному болометрическими измерениями на спутнике SMM [22].

Представляет интерес выяснить, насколько существенны вариации яркости фотосферы для измерений дифференциальной скорости методом [1, 4]. Для сигнала регистрируемой скорости имеем выражение [4]:

$$V = k\frac{\beta}{(2+\beta)^2}\Delta V_0, \tag{5}$$

где k — калибровочная постоянная, ΔV_0 — истинная разность средних лучевых скоростей между центральной и краевой зонами диска Солнца, $\beta = \alpha I_c/I_L$. Здесь $\alpha = 0{,}355$ — коэффициент, учитывающий поглощение света в поляризационной оптике телескопа, I_c и I_L — средние интенсивности света от центральной и краевой зон диска до прохождения света через оптику. Расчетное отношение $I_c/I_L = 1{,}047$ для $\lambda = 0{,}51$ мкм. При флуктуациях I_c/I_L с относительной амплитудой $< 4\cdot10^{-4}$ (см. выше) флуктуации сигнала скорости

$$\delta V \approx k\Delta V_0 \frac{2-\beta}{(2+\beta)^3}\delta\beta, \qquad (6)$$

где $\delta\beta \sim 10^{-4}$. Измеряемый сигнал скорости V имеет систематический сдвиг, составляющий в разные дни 10—100 м/с и возникающий по разным причинам, в основном инструментального характера. На основе (5), (6) получаем, что флуктуации наблюдаемой дифференциальной скорости, вызванные флуктуациями яркости Солнца, не превосходят $\sim 2\cdot10^{-2}$ м/с. (Здесь мы не рассматриваем вариации, обусловленные возможными изменениями контура спектральной линии, которые, в свою очередь, связаны с возмущениями температуры, см. [13].) Это намного меньше наблюдаемой средней амплитуды $\approx 0{,}3$ м/с колебаний Солнца с периодом $160^m{,}010$. Можно утверждать, что измеряемая дифференциальная скорость практически не искажается вариациями яркости фотосферы с периодом 160^m.

6. Вариации радиуса и светимости Солнца

В первых публикациях о колебаниях Солнца с периодом 160^m сообщалось, что радиус Солнца изменяется на 5—10 км. Средняя форма кривой за первые 6 лет наблюдений была очень близка к синусоиде [4]. Среднегодичная амплитуда эффекта, однако, за 10 лет уменьшилась в 3—4 раза; кроме того, средняя кривая скорости, полученная по данным всего 14-летнего ряда измерений, стала заметно отличаться от синусоиды, что, естественно, должно влиять на оценки изменений радиуса Солнца. Эти оценки сильно зависят также от того, к какой g-моде собственных колебаний Солнца мы относим колебание P_0.

Для оценки средней амплитуды колебаний радиуса Солнца $R_\odot$ и получения примерной средней кривой изменения радиуса ΔR с периодом P_0 мы проинтегрировали (путем соответствующего суммирования значений скорости, определенных для каждого фазового интервала) кривую скорости, приведенную на рис. 1, *б*. Предполагалось, что мы имеем дело только с радиальными движениями поверхности, а именно: с радиальной пульсацией, степень $l = 0$. (Заметим, что согласно теоретическим представлениям [23] для $l = 0$ фундаментальная мода f и гравитационные g-моды отсутствуют. Поэтому наши оценки ΔR носят весьма приблизительный характер. Тем не менее подчеркнем, что до сих пор отсутствует надежное отождествление 160^m-колебания с той или иной нормальной модой собственных колебаний Солнца; вообще истинная природа и механизм возбуждения 160^m-колебания неизвестны.)

Результат расчетов колебаний радиуса ΔR показан на рис. 4, где видим почти синусоидальную кривую, имеющую гармоническую амплитуду $A_h = 1{,}00 \pm 0{,}08$ км; отношение $(\Delta R/R_\odot)_{max} \approx A_h/R_\odot \approx 1{,}4\cdot10^{-6}$. Момент максимума соответствует UT

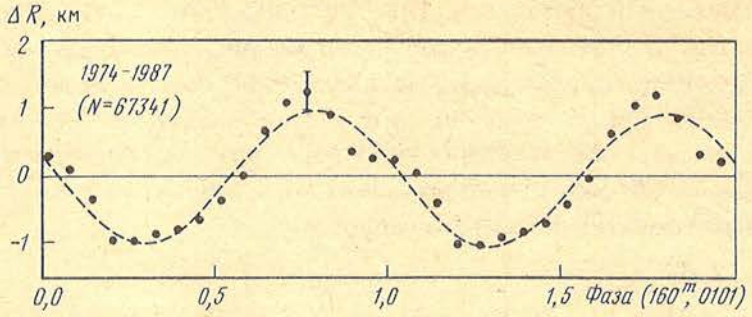


Рис. 4. Средняя кривая колебаний радиуса Солнца с периодом 160^m, 0101 по данным измерений скорости за 1974—1987 гг.; $N = 67341$. Принято $l = 0$; синусоида через точки проведена МНК

$02^h08^m \pm 3^m$. Сопоставляя рис. 4 с кривой яркости (см. рис. 1*а*) делаем заключение, что Солнце имеет наибольшую светимость в момент, близкий к моменту минимального радиуса (эти моменты, определенные по синусоидальным кривым, суть: $01^h01^m \pm 4^m$ и $00^h48^m \pm 3^m$ соответственно). Средний момент максимальной скорости "расширения" Солнца, UT $01^h26^m \pm 12^m$ (эпоха 1.1 1974 г.) близок к среднему за 12 лет моменту максимальной яркости; аналогичная ситуация имеет место, как известно, для большинства переменных звезд-цефеид. Фазовое запаздывание максимума яркости (светимости) Солнца по отношению к минимуму радиуса составляет $13^m \pm 4^m$ ($\approx 0{,}08$ периода), что также близко к тому, что наблюдается у большинства цефеид (0,1 — 0,2 периода).

Детальные теоретические расчеты для амплитуд глобальных осцилляций яркости Солнца ΔI, скорости и радиуса выполнены недавно [24] для g-мод собственных колебаний низкой степени, $l = 1, 2 \ldots 7$, и при наблюдениях всего диска Солнца. Показано, что при энергии моды $E \sim 2 \cdot 10^{37}$ эрг относительная амплитуда колебаний потока излучения составляет $\sim 10^{-5}$, скорости — около 0,5 — 1,0 м/с (частоты мод $\approx 40 \div 130$ мкГц). Эти теоретические оценки находятся в удовлетворительном согласии с наблюдаемыми величинами.

Влияние неадиабатических отклонений зависит от соотношения между периодом колебания P и двумя характеристическими временными шкалами [24, 25]

$$\tau_1 = 4\pi r^2 \rho c_P T H_P / L_\odot, \tag{7}$$

$$\tau_2 = c_P / \left(4ackT^3\right), \tag{8}$$

где r — расстояние от центра Солнца, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, ρ — плотность вещества, T — температура, k — коэффициент непрозрачности среды, $ac/4$ — постоянная Стефана-Больцмана, H_p — шкала высот и $L_\odot$ — светимость Солнца. τ_1 характеризует обмен энергией между излучением и осцилляциями, τ_2 — релаксационное время излучения (оно близко к нулю для оптически толстой атмосферы). Неадиабатические эффекты становятся существенными, когда $P > \tau_1$; для частот 20—100 мкГц это имеет место в слоях, расположенных под конвективной зоной. Смещения $|\delta r / R_\odot|$ почти такие же, как в адиабатическом приближении.

Наиболее важно отметить, что вблизи поверхности звезды для неадиа-

батической модели смещения $\delta r/R_\odot$ и вариации потока ΔI осциллируют практически в противофазе, причем в фотосфере для низких мод (при расчетах в [24] принято $l=1$) $\Delta I \sim 3\delta r/R_\odot$; при $\delta r \sim 1$ км на поверхности вариация $\Delta I \sim 4\cdot 10^{-6}$, что совпадает с измеряемой нами амлитудой A_h 160^m-колебаний потока излучения (п.5).

Наблюдаемые колебания ΔI в фотосфере находятся почти в противофазе с вариациями радиуса, что говорит о сильной неадиабатичности 160^m-осцилляций (при адиабатических колебаниях вариации ΔI и $\sigma r/R_\odot$ синхронны [24]).

Поскольку отношение $\Delta I/(\delta r/R_\odot)$ и сдвиг фаз не зависит от механизма возбуждения g-мод, то полученные здесь значения этих параметров могут дать важную новую информацию как о внешних слоях Солнца, так и о его внутреннем строении, и возможно, об истинной природе 160^m-осцилляций.

7. О возможном влиянии вспышек

Период $160^m,01$ найден в частоте возникновения хромосферных вспышек [21], поэтому резонно спросить, не может ли периодичность, обнаруженная в вариациях яркости, быть обусловленной вспышками?

Учитывая распределение числа вспышек по баллам [26], для среднестатистической вспышки, согласно [27], получаем энергию излучения в видимом диапазоне спектра $E \leqslant 1{,}4\cdot 10^{30}$ эрг. Далее делаем следующие оценки: а) площадь центральной зоны солнечного диска при наблюдениях с фотодиодными матрицами: $S \approx 0{,}1\ R_\odot^2$; б) средняя относительная амплитуда 160-минутной модуляции вспышек $A_h \approx 0{,}03$ [21]; в) продолжительность средней вспышки [27] $\tau_b \approx 1{,}5$—10^3 с; г) общее число вспышек балла $B \geqslant 1$, зарегистрированных в 1976—1980 гг. согласно каталогу [26], около 1800; если допустить, что до 50% событий было пропущено в мировом каталоге вспышек из-за условий наблюдений, то истинное число событий $N_b < 3600$. Тогда получаем, что в среднем одно событие приходится на интервал времени $\Delta t \approx 640^m$; отсюда имеем: $k = \Delta t / P_0 > 4$.

Наконец, для верхнего предела относительной амплитуды периодического эффекта (при измерениях яркости) от вспышек получаем по порядку величины

$$\delta I < 4\pi R^2 E A_h / (S \tau_b\, k\, L_\odot \sim 2{,}3\cdot 10^{-7}. \qquad (9)$$

Это примерно на два порядка меньше, чем средняя наблюдаемая амплитуда 160^m-флуктуаций дифференциальной яркости $A_h \approx 4{,}4\cdot 10^{-5}$. (В действительности влияние вспышек еще меньше из-за того, что измерения яркости дифференциальные: "центр—край".)

8. Заключение

Дифференциальный метод измерений временных флуктуаций яркости Солнца, несмотря на значительные атмосферные помехи, позволяет более или менее уверенно регистрировать периодические колебания яркости фотосферы с относительной амплитудой $\sim 3\cdot 10^{-5}$. Наблюдения, выполненные в КАО[2] в течение 1976—1987 гг., в сумме около 2660 час, дают основание утверждать, что известные 160^m-пульсации Солнца сопровождаются практически синхронными (с

---

[2] Часть данных получена совместно с С. Кучми (Институт астрофизики, Париж).

Таблица 4

Значения периода P_0

Тип наблюдений	Интервал наблюдений	Период, мин	Момент UT	Значимость
Колебания скорости	1974—1987 гг.	160,0093(±15)	$01^h23^m \pm 12^m$	5,6σ
Вариации яркости	1976—1987 гг.	160,010(±2)	$01^h10^m \pm 14^m$	≈ 3σ
Вспышки балла $B \geqslant 1$	1935—1980 гг.	160,0101(±1)	$00^h58^m \pm 10^m$	4,3σ

колебаниями скорости) вариациями солнечной иррадиации. Амплитуда последних в спектральном диапазоне 0,7—1,7 мкм составляет ~ $4 \cdot 10^{-6}$.

Наиболее важно то, что период, определенный независимо по флуктуациям яркости Солнца, совпал в пределах ошибок со значением P_0, установленным ранее по измерениям скорости, причем найденный период значимо (за пределами ошибок) отличается от 1/9 сут. Период $P_9 \approx 160^m,000$ (1/9 сут) присутствует в данных наблюдений яркости, и именно он, по-видимому, обусловлен влиянием земной атмосферы, суточной регулярностью наблюдений и другими артефактами. Но его нельзя отождествлять с периодом $P_0 \approx 160^m,010$: величины двух этих периодов, P_0 и P_9, отличаются более чем на 3 стандартных отклонения. Таким образом, получено еще одно доказательство того, что а) изучаемый период не совпадает с 1/9 суток, б) период не является следствием атмосферных или других помех земного происхождения, в) периодические колебания Солнца с периодом $160^m,010$ сопровождаются слабыми вариациями солнечной иррадиации в оптической и ближней инфракрасной областях спектра.

В табл. 4 приведены все наиболее точные значения периода, определенные по независимым рядам наблюдений Солнца: доплеровские измерения скорости, измерения яркости и наблюдения моментов начал хромосферных вспышек балла $B \geqslant 1$ по данным мировой сети обсерваторий; приведены также моменты максимумов, определенные для периода $160^m,0101$ и начальной эпохи UT 00^h00^m, 1.1.1974 г. Все три значения совпадают в пределах ошибок, что доказывает солнечное происхождение периода.

Амплитуда и фаза (по отношению к фазе скорости) 160^m-осцилляций яркости представляют собой еще два параметра, которые могут быть использованы для решения проблемы 160^m-колебаний Солнца и, в частности, ответить на вопрос, можно ли их объяснить в рамках современной теории о собственных гравитационных (g–) модах осциллирующей звезды. Надо помнить, однако, что теоретические значения фазы колебаний яркости (по отношению к колебаниям скорости) для звезд до сих пор очень неуверенные: колебания лучистого потока в атмосферах звезд (например, типа δSct) могут сильно зависеть от конвективного переноса тепла.

Фаза максимальной яркости Солнца опережает фазу максимальной скорости ("расширения") примерно на 16^m, т.е. на ≈ 0,10 периода; однако этот сдвиг по фазе едва превосходит ошибку ± 13^m.

Интересно сопоставить относительные величины $\Delta R / R_\odot$ и ΔI с аналогичными величинами для таких, например, звезд, как пульсирующие звезды типа δSct. Для последних отношение $\eta = (\Delta R/R) / \Delta M_{бол} \approx 0,07 \div 0,14$ (R — радиус, $M_{бол}$ — болометрическая звездная величина звезды), тогда как для Солнца ($\Delta R/R_\odot \sim 5,4 \cdot 10^{-6}$, $\Delta M \sim 3,3 \cdot 10^{-6}$ —(изменение светового потока в звездных величинах) $\eta \approx 1,6$, т.е. на порядок больше. Что касается фазового запаздывания, то для звезд

типа δSct кривые радиальной скорости и блеска в среднем сдвинуты на ≈ 0,09 периода, что близко к нашему значению для Солнца. Примерно то же самое имеет место для цефеид, см. п.6.

Полученные значения амплитуд 160^m-колебаний и фазового сдвига накладывают определенные ограничения на тип моды нерадиальных пульсаций Солнца и требуют детального теоретического рассмотрения флуктуаций яркости (наряду с обычно рассматриваемыми флуктуациями скорости) фотосферы при таких колебаниях.

Форма средней за 12 лет кривой яркости в пределах ошибок близка к синусоидальной (рис. 1). Кривая дифференциальной скорости, однако, сильно негармоническая, что указывает на то, что P_0-колебание вряд ли является одной из нормальных g-мод собственных колебаний Солнца (согласно линейной теории нерадиальных пульсаций звезд g-моды должны описываться гармонической кривой). Если это не g-мода, то что за колебание у Солнца мы наблюдаем с периодом $160^m,01$? О возможных гипотезах см. [6,21,28].

Эксперимент по регистрации временных вариаций инфракрасной яркости Солнца со специально разработанной установкой был осуществлен в КАО совместно с Институтом астрофизики (Париж) в 1977—1982 гг. в рамках советско-французского научно-технического сотрудничества. Он был бы невозможен без энтузиазма и горячего интереса со стороны С. Кучми (Париж), которому авторы признательны за активное участие на многих этапах работы, а также полезные дискуссии. Мы благодарны Т.Т. Цапу за помощь в наблюдениях, а также Л.Ф. Бежко, А.М. Чижову за помощь в изготовлении некоторых узлов приборов, С.А. Бондаренко, Е.И. Лиморенко, Г.Я. Смирновой и Н.Г. Сунице за помощь в обработке материала и П.П. Добронравину за полезные замечания, сделанные им при чтении рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

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. 1976. Vol. 259. P.92—95.
3. *Scherrer P.H., Wilcox J.M.* // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P.37—42.
4. *Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 66. С.3—71.
5. *Kotov V.A., Severny A.B., Tsap T.T.* // Mem. Soc. Astron. Ital. 1984. Vol. 55. P.117—122.
6. *Kotov V.A.* // Solar Phys. 1985. Vol. 100. P.101—113.
7. *Delache P., Scherrer P.H.* // Nature. 1983. Vol. 306. P.651—653.
8. *Isaak G.R., van der Raay H.B., Palle P.L. et al.* // Mem. Soc. Astron. Ital. 1984. Vol. 55. P. 91—97.
9. *Henning H.M., Scherrer P.H.* // Advances in Helio- and Asteroseismology. Proc. IAU Symp. N 123. D. Reidel. Dordrecht. 1988. P.29—32.
10. *Palle P.L., Roca Cortes T.* // Ibid. P.75—78.
11. *Котов В.А., Цап Т.Т., Дидковский Л.В.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1989. Т. 82. С.138—146.
12. *Дидковский Л.В., Котов В.А.* // Там же. 1987. Т. 76. С. 119—138.
13. *Hill H.A., Tash J., Padin C.* // Astrophys. J. 1986. Vol. 304. P.560—578.
14. *Koutchmy S., Koutchmy O., Kotov V.A.* // Astron. Astrophys. 1980. Vol. 90. P.372—376.
15. *Котов В.А., Кучми С., Кононович Э.В.* и др. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 73. С.26—43.
16. *Kotov V.A., Koutchmy S., Koutchmy O.* // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P.21—35.
17. *Дидковский Л.В.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 72. С.217—225.
18. *Дидковский Л.В.* // Там же. 1988. Т. 78. С.177—181.
19. *Дидковский Л.В., Котов В.А.* // Там же. 1988. Т. 80. С.124—130.
20. *Большев Л.Н., Смирнов Н.В.* Таблицы математической статистики. М.: Наука, 1968. С. 95—96.
21. *Котов В.А., Левицкий Л.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 77. С.51—72.
22. *Woodard M., Hudson H.* // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P.67—73.
23. *Кокс Дж. П.* Теория звездных пульсаций. М.: Мир, 1983. 326 с.
24. *Berthomieu G., Provost J.* // Astron. and Astrophys. 1990. Vol. 227. P.563—576.
25. *Ando H., Osaki Y.* // Publ. Astron. Soc. Japan. 1975. Vol. 27. P.581—603.
26. *Котов В.А., Касинский В.В., Левицкий Л.С., Фомин В.П.* // Изв Крымской астрофиз. обс. 1985. Т. 73. С.43—52.
27. *Аллен К.У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. 270 с.
28. *Котов В.А., Лютый В.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 79. С.139—157.

УДК 523.9+1/8

РАЗМЕРЫ ДИСКА СОЛНЦА НА 8,2 И 13,5 ММ

И.Г. Моисеев, Н.С. Нестеров

С помощью 22-метрового радиотелескова КАО АН СССР проведены измерения диаметра Солнца в околополярных направлениях. В период наблюдений (1979—1982 гг.) не замечены изменения размеров диска, превышающие ошибки измерений. Средние значения отношений радиорадиусов к оптическому составили 1,0140 ± 0,0004 и 1,0159 ± 0,0003 на волнах 8,2 и 13,5 мм соответственно.

THE SOLAR DISK DIMENSIONS AT WAVELENGTHS 8,2 AND 13,5 MM, *by I.G. Moiseev and N.S. Nesterov*. The measurements of the solar diameter close to polar directions were made using 22 meter radio telescope of Crimean Astrophysical Observatory at 8,2 and 13,5 mm wavelengths. No variations exceeding observational errors were detected in 1979—1982. The mean ratios of radio diameters to optical that have values 1,0140 ± 0,0004 and 1,0159 ± 0,0003 at 8,2 and 13,5 mm wavelengths respectively.

Введение

Размеры диска Солнца в радиодиапазоне дают нам сведения о высоте слоев, с которых выходит радиоизлучение на различных волнах, когда луч зрения направлен по касательной к его "радиоповерхности". Эти сведения необходимы для изучения строения солнечной атмосферы (хромосферы и короны) и эволюции ее в цикле активности, а также явлений, происходящих в активных областях. Однако, как показано в недавно опубликованном обзоре [1], имеющиеся в литературе данные о размерах Солнца в миллиметровом диапазоне довольно противоречивы.

Здесь представлены результаты измерений размеров диска Солнца на волнах 8,2 и 13,5 мм. Измерения выполнены по данным наблюдений на 22-метровом радиотелескопе (РТ-22) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в 1979—1982 гг. Угловое разрешение РТ-22 составляет 1',65 и 2',65 на 8,2 и 13,5 мм соответственно. Наблюдения проводились с помощью радиометров с чувствительностью около 0,2 К без учета вклада излучения Солнца в шумовую температуру приемников.

1. Методика и результаты измерений

Измерения размеров диска Солнца производились по аналоговым записям сканов по склонению, когда диаграмма направленности РТ-22 проходила через центр диска Так как положение оси вращения Солнца отличается от этого направления не более чем на ± 25°, данные наших измерений относятся к полярным районам. Результаты обработки сканов по прямому восхождению имели большой разброс из-за искажающего влияния активных областей, поэтому они здесь не обсуждаются. В указанный период времени на РТ-22 снимались главным образом изображения Солнца, таких сканов в течение одного дня было немного.

В качестве параметров, характеризующих диаметр диска Солнца, были приняты размеры регистрограммы скана на уровне 0,5 от уровня "невозмущенного" Солнца T_a, как это показано на рисунке. Вместе с сигналом, регистрируемым от Солнца, на ленту самописца выводились временные (через 1^m) и координатные (через 5' для δ) метки.

Результаты измерений представлены в таблице. В ней для интервалов времени, указанных в первой колонке, даны последовательно: во второй колонке — число сканов; в третьей — среднее за период значение отношения D_p/D_o, где D_p и D_o — радио и оптический диаметры Солнца соответственно; в четвертой — разность радио и оптических радиусов $\Delta R = (D_p - D_o)/2$, приведенная к расстоянию до

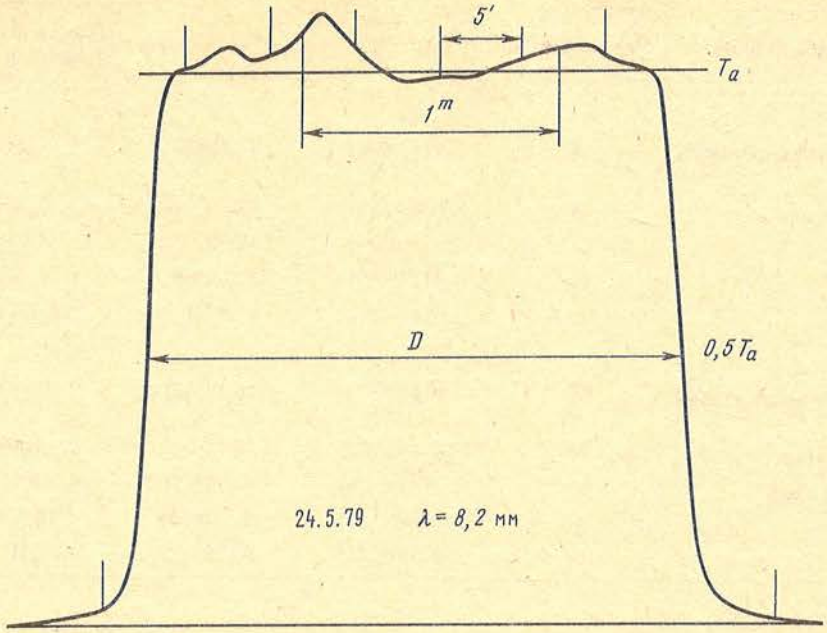


Рис. 1. Регистрограмма Солнца на волне 8,2 мм за 24 мая 1979 г.

T_a — уровень невозмущенного Солнца; 0,5 T_a — уровень измерения размеров диска D, отрезки, направленные вверх от регистограммы, — метки координат, вниз — метки времени

Солнца, равному 1 Астрономической единице (АЕ); в пятой — высота над фотосферой уровня излучения, соответствующая данным предыдущих двух колонок. В скобках после средних значений приведены из среднеквадратичные ошибки в единицах последнего знака.

Обсуждение результатов

Первый вывод, который следует из рассмотрения данных в таблице — отсутствие значимых изменений размеров Солнца на миллиметровых волнах в 1979—1982 гг. Максимальные разности по данным таблицы составляют 2",05 ± 0",8 и 1',44 ± 0",77 для диапазонов 8 и 13,5 мм соответственно.

Второе следствие — высокая точность измерений: среднеквадратичная ошибка отдельного измерения составляет в среднем 4" на обеих волнах. Приведенное здесь среднее значение размера солнечного диска на 13,5 мм совпадает с измеренным в [2] на этой же волне при помощи РТ-22 ФИАН СССР с точностью до ошибок измерений: различие составляет всего 1",1 ± 0",9. На волне 8,2 мм измеренное нами значение ΔR превышает приведенное в [2] на 2",5 ± 0",75. Это может свидетельствовать об изменениях со временем размеров диска Солнца на волне 8,2 мм, так как данные в [2] относятся к более позднему интервалу времени (1982—1984 гг.). Однако такое заключение представляется нам преждевременным вследствие различия методики измерений ΔR у нас и в [2] и, как следствие этого, разных значений систематических измерений.

Наконец, обращает на себя внимание большая высота "радиолимба" над фотосферой. Она составляет около 10^4 км, т.е. излучающий слой выходит практически в корону. Этот результат находится в противоречии с другими параметрами излучения Солнца на миллиметровых волнах. Во-первых, на волнах исследуемого диапазона отсутствует поярчание вблизи лимба [3], которое должно наблюдаться в случае выхода в корону излучающих слоев. Во-вторых,

Время наблюдений	Число сканов	D_p / D_o	$\Delta R(1AE)$ угл. сек	Высота над фотосферой, 10^3 км
		λ = 8,2 мм		
1979 г. Май, июнь, сентябрь, октябрь	68	1,01475(62)	14,18(60)	10,3(4)
1980 г. Май, июнь	28	1,01325(100)	12,74(96)	9,3(7)
1981 г. Май	7	1,01262(54)	12,13(52)	8,8(4)
1982 г. Март	29	1,01349(69)	12,97(68)	9,4(5)
Среднее	133	1,01404(39)	13,47(37)	9,77(22)
		λ = 13,5 мм		
1979 г. Май, июнь, сентябрь, октябрь	58	1,01683(65)	16,17(62)	11,7(5)
1980 г. Май, июнь	71	1,01534(47)	14,74(45)	10,7(5)
1981 г. Июнь, июль	33	1,01533(47)	14,73(45)	10,7(4)
1982 г. Март	4	1,01569(172)	15,08(162)	10,9(12)
Среднее	166	1,01587(32)	15,25(31)	11,04(22)

яркостные температуры Солнца на этих волнах ($\lesssim 10^4$K) свидетельствуют о преобладающем излучении хромосферных слоев атмосферы в диапазоне 8—13 мм, а не корональных. В третьих, модельные расчеты, проведенные в [4], показывают, что в центре диска Солнца радиоизлучение на волне около 10 мм должно иметь эффективную высоту около $3 \cdot 10^3$ км.

Изучение основных систематических ошибок измерений размеров Солнца методом сканирования [2] показывает, что учет их только усугубляет отмеченные выше противоречия. Все они ведут к уменьшению размеров диска. Например, дифференциальная рефракция излучения в атмосфере Земли, т.е. разность углов рефракции в момент наблюдений нижнего и верхнего краев Солнца; для углов места, на которых проводились наши наблюдения (> 30°), она уменьшает истинный размер диска на величину меньше 0",5. Кривизна края диска Солнца в сочетании с конечным размером диаграммы направленности антенны приводит к тому, что уровень, 0,5 T_a наблюдается в момент, когда антенна слегка сместится внутрь диска от лимба. Согласно оценке, приведенной в [2], смещения на волнах 8,2 и 13,5 мм для РТ-22 КАО АН СССР составляют около 1" и 2" соответственно. Следовательно, после учета этого фактора высота радиолимба над оптическим также увеличится по сравнению с измеренной.

Другие ошибки (вследствие неравномерности движения радиотелескопа, наличия источников вблизи лимба и других причин) оказывают меньшее влияние на результаты измерений и могут быть в ряде случаев исключены. Например, рассмотрим влияние рефракции радиоизлучения в атмосфере Солнца. Из равенства (6.27) в [5] можно получить следующее соотношение для относительного изменения видимого углового расстояния от центра Солнца до источника, находящегося на расстоянии R:

$$(r-R)/R = dR/R = n-1 = -0{,}5 f_0^2 / f^2 = -8 \cdot 10^7 N_e / f^2.$$

Здесь r — видимое, искаженное рефракцией, угловое расстояние источника, n — показатель преломления плазмы на расстоянии R, f_0 — собственная электронная частота плазмы, а f — частота, на которой проводились наблюдения. Для средней

частоты нашего диапазона $3 \cdot 10^{10}$ Гц, плотности $N_e = 4 \cdot 10^9$ см$^{-3}$, соответствующей возможным плотным образованиям на расстоянии $R = 1{,}015 R_0$, мы получаем угол рефракции 0",15. Это угол примерно в 100 раз меньше измеренных нами значений ΔR, поэтому в учете рефракции в атмосфере Солнца при измерении размеров диска Солнца на миллиметровых волнах нет необходимости.

Отмеченные выше противоречия могут быть, по-видимому, устранены, если учесть неоднородность атмосферы Солнца (хромосферы и нижней короны), как это сделано, например, в [3]. Ответственными за большую высоту радиолимба над оптическим и за отсутствие лимбового поярчания на волнах миллиметрового диапазона являются плотные и холодные элементы (спикулы) тонкой структуры атмосферы Солнца. Они экранируют горячие части короны при окололимбовом прохождении луча зрения.

Представленные здесь данные перекрывают годы максимума активности Солнца. Анализ результатов измерения размеров диска Солнца на волнах миллиметрового диапазона в другие фазы цикла активности и сопоставление их с рядами других регулярных измерений, например, на волнах сантиметрового диапазона, проводящихся в КАО [6], будут даны позднее.

Авторы благодарны Юровскому Ю.Ф. за полезные замечания, сделанные при обсуждении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Нагнибеда В.Г., Пиотрович В.В.* // Труды астрономической обсерватории, 1987. Т. 41, вып. 63. № 420. С. 5—80.
2. *Топчило Н.А.* // Там же. С. 143—155.
3. *Fürst E., Hirth W., Lantos P.* // Solar Phys. 1979. Vol. 63. N 2. P. 257—270.
4. *Урпо С., Моисеев И.Г., Хильдебрандт Й., Крюгер А.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1989. Т. 80. С. 142—145.
5. *Железняков В.В.* Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977. 432 с.
6. *Бачурин А.Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1988. Т. 79. С. 46—49.

УДК 523.98

О ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЫ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО МИКРОВОЛНОВОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

А.Д. Гранат, А.В. Степанов, Л.И. Цветков

На примере двух событий, 2 и 12 ноября 1988 г., проиллюстрированы диагностические возможности нового четырехволнового (1,95; 2,25; 2,8 и 3,5 см) поляриметра РТ-22 КАО. По характеристикам колебательной структуры всплеска 2.11.89 оценивается плотность (~ $7 \cdot 10^{-11}$ см$^{-3}$), температура (~$3 \cdot 10^7$К) эруптивной вспышечной плазмы и среднее магнитное поле вспышечной петли (~400 Гс). Последовательность всплесков 12.11.88 может быть вызвана колебаниями протуберанца, что дает возможность найти температуру активной области (~$2{,}4 \cdot 10^6$К).

ON THE DIAGNOSTICS OF SOLAR FLARE PLASMA USING MICROWARE EMISSION, *by A.D. Granat, A.V. Stepanov, L.I. Tsvetkov.* The diagnostic abilities of new four—wavelenght)1,95; 2,25; 2,8 and 3,5 cm) polarimetre of 22-m radio telescope of the Crimean Astrophysical Observatory is illustrated by two events, 2 and 12 November 1988, Using characteristics of oscillation structure on November 2, 1988 burst one gets the plasma density (~ $7 \cdot 10^{-11}$ cm^{-3}) and temperature (~$3 \cdot 10^7$K) of eruptive flare plasma well as mean magnetic field through the flare loop (~ 400 Gs). The sequence of bursts on November 12, 1988 can be obriven by prominence oscillations that allows the estimation of the temperature of the active region (~ $2{,}4 \cdot 10^6$K).

Введение

Энерговыделение солнечной вспышки сопровождается микроволновым излучением, содержащим важную информацию о параметрах вспышечной плазмы и происходящих при этом процессах. Особый интерес представляют временные, спектральные и поляризационые характеристики микроволнового излучения, которые наряду с данными об оптическом, рентгеновском и гамма-излучении позволяют проводить диагностику параметров вспышки, совершенствовать диагностические модели, что в конечном итоге способствует пониманию механизма энерговыделения.

Основой радиоастрономических диагностических комплексов являются многочастотные поляриметры с достаточно высокими чувствительностью и временным разрешением. В 1988 г. в лаборатории радиоастрономии КАО создан четырехволновый (1,95; 2,25; 2,8 и 3,5 см) поляриметр РТ-22 с минимальной постоянной интегрирования на выходе ~ 0,1 с, точностью измерений потока микроволнового излучения ~ 10^{-2} с.е.п.[1] и с динамическим диапазоном по каналам I и V (I и V — параметры Стокса) около 30 дб. Детальное описание поляриметра приведено в [1].

В октябре—ноябре 1988 г. на поляриметре было зарегистрировано несколько десятков всплесков, причем некоторые из них имели тонкую временную структуру и особенности в поляризации. На примере событий 2 и 12 ноября 1988 г. мы проиллюстрируем диагностические возможности нового восьмиканального поляриметра РТ-22 КАО.

1. Событие 2 ноября 1988 г.

На рис. 1, *а—г* представлен всплеск 2.11.88, 0956 *UT* на волнах 3,5; 2,8; 2,25 и 1,95 см в интенсивности $(R + L)$ и поляризованной по кругу составляющей $(R - L)$. Группа пятен, из которой исходил всплеск, имела координаты *E* 16—20, *S* 24—28. Излучение характеризуется небольшой интенсивностью, <30 с.е.п., и состоит из пяти элементарных вспышечных всплесков. Первый из них, длительностью ~ 20с, имеет наибольшую амплитуду и характеризуется показателем спектра $\alpha \sim 2{,}2$. После паузы длительностью ~ 20 с следуют четыре всплеска, образующие колебательную структуру с периодом $T_k \sim 15$ с. В ходе всплеска происходило изменение степени поляризации, различное на разных длинах волн. Характеристики колебательной структуры всплеска приведены в таблице.

Небольшая интенсивность события и относительно простой вид всплеска позволяют предполагать, что за всплеск ответственно излучение из одиночной вспышечной петли (магнитной арки) с характерной длиной ~ 10^9 см и поперечным размером ~ 10^8 см, с которой в настоящее время связывают энерговыделение вспышки [2]. Мы считаем, что первый вспышечный всплеск отражает начало энерговыделения во вспышечной петле. Колебательный профиль обусловлен альфвеновскими осцилляциями вспышечной петли, возникающими при заполнении ее нагретой плазмой хромосферы. Эта модель предложена в [3] для объяснения колебательной структуры жесткого рентгеновского излучения вспышек. Согласно [3], возбуждение колебаний с периодом

$$T_k \sim L/v_A, \qquad (1)$$

---

[1] 1 с.е.п. (солнечная единица потока) = 10^4Ян

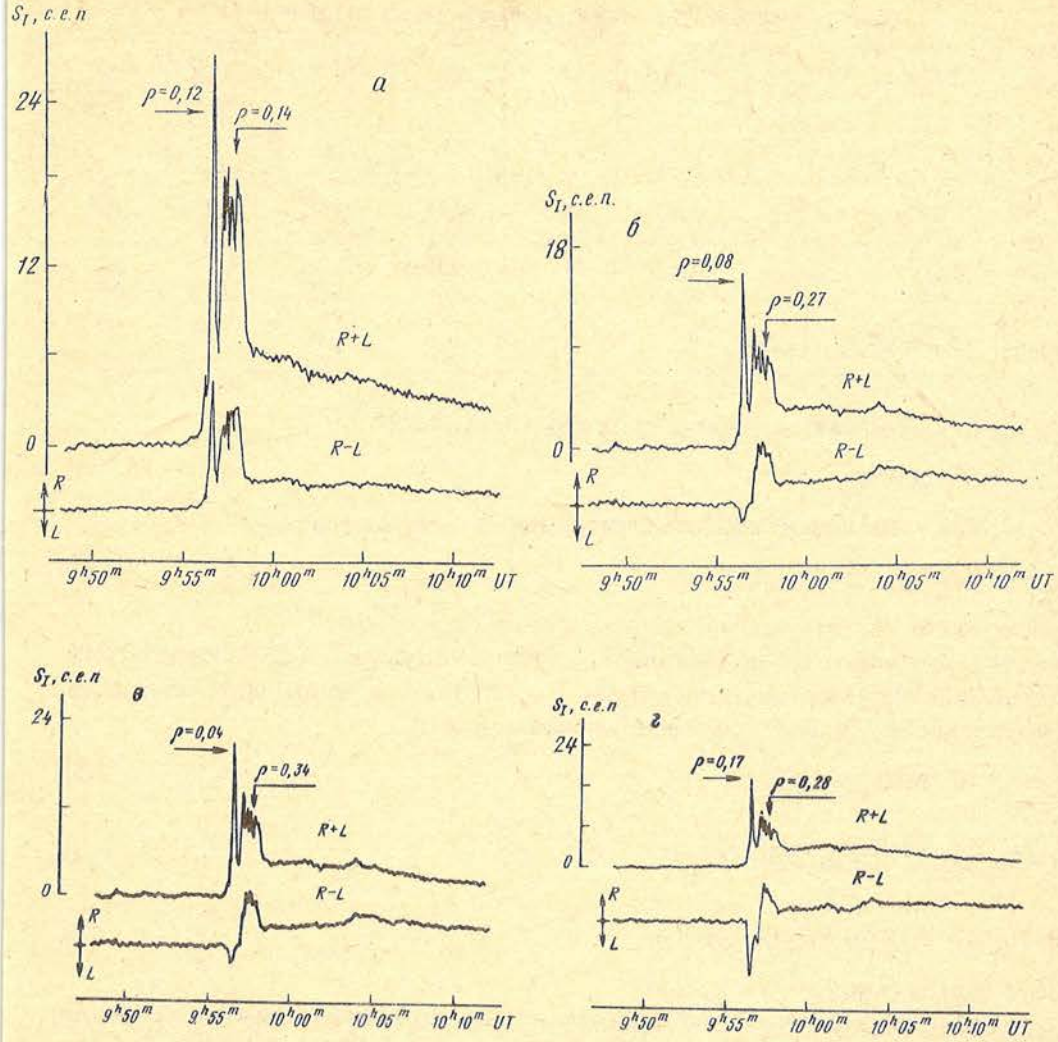


Рис. 1. Всплекс 2.11.88 0956 UT на разных длинах волн
а — 3,5 см, *б* — 2,8 см, *в* — 2,25 см, *г* — 1,95 см

где L — длина петли, v_A — скорость Альфвена, происходит при испарении вещества хромосферы, обусловленном вторжением мощных потоков энергичных частиц. При движении вверх плотной горячей эруптивной плазмы появляется центробежная сила, вытягивающая из-за вмороженности плазмы силовые линии магнитного поля и возбуждающая альфвеновские колебания петли. Относительная амплитуда колебаний магнитного поля определяется величиной газокинетического давления эруптивной плазмы с плотностью n и температурой T: $\Delta B/B \sim 4\pi nT/B^2$ [3].

Глубина модуляции некогерентного микроволнового излучения слабо зависит от механизма излучения и также определяется этой величиной:

$$\Delta F/F \sim 4\pi nT/B^2. \qquad (2)$$

Основную роль в добротности альфвеновских осцилляций петли для "теплой"

Характеристики колебательной структуры всплеска 2.11.88 0956 *UT*

λ, см	*f*, ГГц	Степень поляризации ρ	$\rho = 2fB/f$	*F*, с.е.п.	$\Delta F/F$	$T_я$, К	$\tau \approx T_я/T$ (*)	τ_{ff} (**)
3,5	8,57	0,14	0,26	18	0,28	$6\cdot10^7$	1,8	1,8
2,8	10,71	0,27	0,21	17	0,31	$4\cdot10^7$	1,5	1,1
2,25	13,33	0,34	0,16	10	0,33	10^7	0,3	0,7
1,95	15,38	0,28	0,14	8	0,37	$5\cdot10^6$	0,2	0,5

(*) для $S_{17} \sim 3$, (**) для $L_и \sim 2\cdot10^8$ см

($\nu_{te} > \nu_A$) плазмы играет затухание из-за столкновений [3]

$$Q \sim (2\pi/T_k \nu_{ei}(M/m), \tag{3}$$

где $\nu_{te} = \sqrt{T/m}$ — тепловая скорость электронов, M — масса ионов,

$$\nu_{ei} = (5{,}5n/T^{3/2})\ln(10^4 T^{2/3}/n^{1/3})c^{-1}, \tag{4}$$

— эффективная частота соударений электронов и ионов [4].

Из соотношений (1)—(4) по периоду T_k, глубине модуляции $\Delta F/F$ и добротности Q пульсаций оценивается температура T и плотность n эруптивной плазмы, а также среднее магнитное поле B вспышечной петли [3]:

$$T \sim 1{,}2\cdot10^{-8}(L^2/T_k^2)(\Delta F/F)\text{K}, \tag{5}$$

$$n \sim 2{,}2\cdot10^{-10}(L^3/QT_k^4)(\Delta F/F)^{3/2}\text{см}^{-3}, \tag{6}$$

$$B \sim 6{,}7\cdot10^{-17}(L^{5/2}/Q^{1/2}T_k^3)(\Delta F/F)^{3/4}\text{Гс}, \tag{7}$$

Здесь L дается в см, T_k — в секундах.

С помощью формул (5)—(7) найдем параметры эруптивной плазмы для события 2.11.88. Из таблицы 1 следует, что среднее значение[2] $\Delta F/F \sim 0{,}3$. Беря $Q \sim 4$ и полагая $L \sim 10^9$ см (типичная длина вспышечной петли), получаем

$$n \sim 2{,}2\cdot10^{11}\ \text{см}^{-3},\ T \sim 7{,}6\cdot10^7\ \text{K},\ B \sim 13{,}4\cdot10^2\ \text{Гс}. \tag{8}$$

Плазма в петле, следовательно, более горячая и плотная, чем плазма невозмущенной короны вне петли ($n \sim 10^9$ см$^{-3}$, $T \sim 10^6$ К), что согласуется с данными де Ягера [2]. Соответствующие параметрам [8] плазменная частота электронов, гирочастота, тепловые скорости электронов и ионов, альфвеновская скорость равны:

$$f_p = \sqrt{e^2 n/\pi m} \sim 4\ \text{ГГц},\ f_B = eB/(2\pi mc) \sim 1{,}1\ \text{ГГц},\ \nu_{te} \sim 1{,}6\cdot10^9\ \text{см/с}, \tag{9}$$

$$\nu_{ti} = \sqrt{T/M} \sim 3{,}6\cdot10^7\ \text{см/с},\ \nu_A = B/\sqrt{4\pi nM} \sim 7\cdot10^7\ \text{см/с}.$$

---

[2] Глубина модуляции колебательной структуры в рентгеновском диапазоне 26—50 кэВ такого же порядка величины.

Видно, что условие $v_{Te} > v_A$, используемое при определении Q, выполняется.

Оценим теперь яркостную температуру микроволнового излучения с колебательной структурой с помощью выражения [4]

$$T_я = 1{,}43 \cdot 10^9 F_{с.е.п.}/f^2_{ГГц} S_{17}, \qquad (10)$$

где $S_{17} = S/10^{17}$, S — площадь источника в см^2. В таблице приведены значения яркостной температуры для четырех длин волн в предположении, что $S_{17} \sim 5$. Здесь же приведены оптические толщины процесса излучения вспышечной петли. Этот результат с учетом параметров (9) позволяет сделать заключение о механизме радиоизлучения эруптивной плазмы. Большая величина отношения $f_P/f_B \sim 7$ делает маловероятным магнитотормозной механизм излучения, поскольку он требует высоких значений гармоник гирочастоты ($s \geqslant 10$), мощность излучения на которых чрезвычайно мала. Гиросинхротронное излучение энергичных электронов будет характеризоваться максимумом на частотах $f \gtrsim 80 f_B \sim 32$ ГГц и сильной депрессией излучения на более низких частотах [5]. Наиболее вероятным механизмом микроволнового излучения эруптивной плазмы во всплеске 2.11.88 является, по-нашему мнению, тормозной механизм. Оптическую толщину фри—фри излучения оценим из соотношения [4]

$$\tau_{ff} \simeq (f^2_P/f^2)(\nu_{ei} L_и / c\sqrt{1 - f^2_P/f^2}), \qquad (11)$$

где $L_и$ — размер источника по лучу зрения, c — скорость света. Полагая $L_и \sim 2 \cdot 10^8$ см и беря значения n и T из (8), находим величины $\tau_{ff} \sim 0{,}5 \div 1{,}8$ (см. табл. 1), которые по порядку величины совпадают со значениями, полученными из яркостной температуры излучения. Спектр тормозного излучения неоднородного по плотности источника имеет максимум вблизи $f = f_P \sim 7$ГГц и может быть достаточно крутым, $\alpha \sim 2{,}0$ [6].

Максимальная степень поляризации тормозного излучения (преобладание необыкновенной волны) для квазипродольного распространения, которое при $f_P/f_B \sim 10$ выполняется в широком диапазоне углов распространения волн [4],

$$\rho \simeq 2 f_B/f \lesssim 0{,}1, \qquad (12)$$

где положено $B \sim 4 \cdot 10^2$ Гс. Значение (12) на частотах > 10 ГГц по сравнению с наблюдаемыми (см. таблицу 1) может быть объяснено тем, что мы вероятнее всего наблюдали излучение из оснований петли, где магнитное поле в несколько раз больше среднего ($4 \cdot 10^2$ Гс), полученного из соотношения (7).

Поскольку диаграмма направленности РТ-22 в диапазоне поляриметра (~ 5') существенно больше углового размера вспышечной петли (~ 15"), то падение степени правой (R) круговой поляризации (см. рис. 1, *в*, *г*) можно связать с уменьшением разницы между потоками излучения от источников, расположенных в разных основаниях магнитной арки. Не исключено также, что изменения в поляризации обусловлены локализацией источника в короне вблизи уровня $f^2_P/f^2 = 1 - f_B/f$, ниже которого выходит только обыкновенная волна.

Сценарий события 2.11.88 (см. рис. 1) можно представить следующим образом. Первоначальное энерговыделение вспышки происходит в верхней части вспышечной петли. Оно сопровождается нагревом плазмы, ускорением частиц и соответствует первому элементарному вспышечному всплеску. Механизм радиоизлучения такого всплеска может быть нетепловым, в частности плазменным

когерентным [7] с частотой излучения $f \sim 2f_P$ и степенью поляризации $\rho \sim 1{,}7 f_B/f_P$, меньшей, чем у колебательной структуры. Быстрые ($v \sim c/3$) частицы достигают оснований арки за время $\sim L/v \sim 0{,}1$ с и нагревают плазму хромосферы. Время движения нагретой плазмы до вершины петли соответствует паузе между первым всплеском и колебательной структурой $\Delta t \sim L/v_{ti} \sim 25$ с, что не противоречит наблюдениям. Колебания начинаются с момента заполнения петли эруптивной плазмой с плотностью $n \sim 7{,}2 \cdot 10^{11}$ см$^{-3}$ и температурой $T \sim 3{,}6 \cdot 10^7$ К вследствие вытягивания петли вверх под действием центробежной силы. Микроволновое излучение эруптивной плазмы — тепловое тормозное.

2. Событие 12 ноября 1988 г.

На рис. 2, *а*, *б* представлены фрагменты события 12.11.88 на волнах 3,5 и 2,8 см. Наибольшие изменения интенсивности и поляризации наблюдались на волне 1,95 см. На рис. 2 видны пять всплесков с постепенно увеличивающейся амплитудой и с уменьшающимся временным интервалом между всплесками. Средняя величина интервала $T_п \sim 4$ мин. В одном из всплесков зарегистрирована смена знака поляризации (рис. 2, *б*), которую можно объяснить по схеме, предложенной ранее для события 2.11.88. Временную структуру события 12.11.88 можно связать с колебаниями протуберанца, расположенного над компактной магнитной аркой. Колебания возникают из-за желобковой неустойчивости. Колеблющийся протуберанец может быть триггером солнечной вспышки [8]. В [9] показано, что колебания протуберанца сопровождаются его нагревом вследствие сжатия нижележащих магнитных полей и увеличения диссипации токов. С увеличением температуры период колебаний протуберанца уменьшается [9]:

$$T_п \simeq (2\pi/3^{1/4})(g_\odot/l + 2\kappa T/MlR)^{-1/2}. \qquad (13)$$

Здесь $g_\odot$ — ускорение силы тяжести на Солнце, к — постоянная Больцмана, l — длина прогиба силовых линий магнитного поля, поддерживающего протуберанец, R — радиус кривизны силовых линий, по порядку величины равный толщине протуберанца. Второе слагаемое в (13) выражает действие на частицы центробежной силы и силы, связанной с неоднородностью магнитного поля, и при $R \sim 2 \cdot 10^8$ см больше первого, если $T > 3 \cdot 10^4$ К. Подставляя в (13) $T_п \sim 4$ мин и характерные значения $l \sim 5 \cdot 10^9$ см и $R \sim 2 \cdot 10^8$ см, находим $T \sim 2{,}4 \cdot 10^6$ К. Эта величина примерно на порядок меньше температуры активной области, необходимой для развития крупной вспышки [10]. Поэтому последовательность всплесков в событии 12.11.88 не привела к вспышке.

Заключение

Уже первые наблюдения на четырехволновом поляриметре РТ-22 КАО дали интересные результаты. В событии 2.11.88 по характеристикам радиоизлучения удалось определить плотность, температуру эруптивной плазмы, среднее магнитное поле вспышечной петли и отождествить механизм радиоизлучения. Анализ этого события показал, кроме того, плодотворность модели [3] элементарных вспышечных всплесков с колебательным профилем, основанной на осцилляциях одиночной вспышечной петли. Напомним, что обычно элементарные вспышечные всплески связывают с последовательной реализацией процесса энерговыделения в различных вспышечных петлях. По характеристикам события 12.11.88 на основе модели [9] колеблющегося протуберанца определена

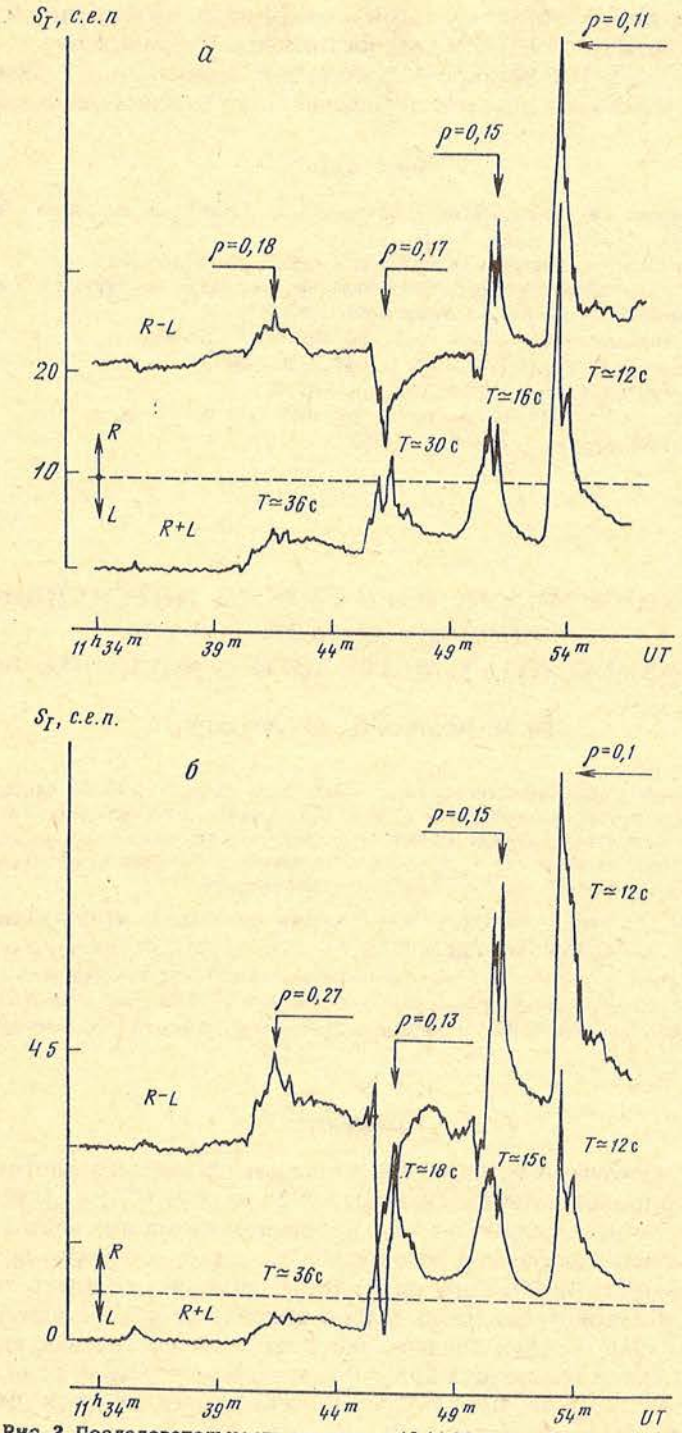


Рис. 2. Последовательность всплесков 12.11.88 на разных длинах волн
а — 3,5 см, б — 2,8 см.

температура активной области. Новый поляриметр несомненно существенно увеличивает возможности РТ-22 в диагностике солнечной плазмы.

Авторы благодарят Н.С. Нестерова за полезные замечания, Б.Р. Денниса (НАСА) и В.И. Макарова (ГАО) за данные рентгеновских и оптических наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Цветков Л.И., Миронов М.А., Поздняков М.М., Бачурин А.Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1990. Т. 82.
2. *de Jager C.* // Solar Phys. 1979. Vol. 64. P. 135—141.
3. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* // Письма в Астрон. журн. 1989. Т. 15. С. 154—160.
4. *Железняков В.В.* // Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977. 432 с.
5. *Зайцев В.В., Шушунов В.В.* // Письма в Астрон. журн. 1989. Т. 15.
6. *Железняков В.В., Тихомиров Ю.В.* // Solar Phys. 1982. Vol. 82. P. 121—135.
7. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* // Solar Phys. 1983. Vol. 88. P. 297—313.
8. *Пустильник Л.А.* // Астрон. журн. 1973. Т. 50. С. 1211—1219.
9. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* // Письма в Астрон. журн. 1988. Т. 14. С. 456—460.
10. *Зайцев В.В., Аурасс Х., Крюгер А.* // Solar Phys. 1989.

УДК 523.98

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ ВАРИАЦИЯМИ ИНТЕНСИВНОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ШУМОВЫХ БУРЬ НА ДВУХ ЧАСТОТАХ МЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

Ю.Ф. Юровский, О. Альварес

Показано, что флуктуации интенсивности шумовых бурь на двух близких частотах метрового диапазона волн были некоррелированными 07.07.88 г. при слабой всплесковой активности группы пятен и частично коррелированными 29.06.88 г. перед мощным всплеском радиоизлучения на сантиметровых волнах. На этом основании предполагается, что коэффициент корреляции может служить индексом, характеризующим состояние активной области.

CORRELATION OF THE INTENSITY VARIATIONS OF SOLAR NOISE STORMS AT TWO FREQUENCES OF A METER WAVELENGTH, *by Yu.F. Yurovsky, O. Alvares.* It is shown, that the fluctuations of noise storm intensities at two adgacent frequencies of a meter wavelenght were not correlating on 07.07.88 at weak burst activity of spot group and partially correlated on 29.06.88 before a powerful radio burst at the cm—wavelength. Thus, it is suggested, that the correlation coefficient might be an index, characterising the status of the active region.

Введение

Солнечными шумовыми бурями (ШБ) называют повышения плотности потока, охватывающие широкий диапазон частот от 50 до 400 МГц и длящиеся от нескольких часов до нескольких суток, с наложенными на них многочисленными узкополосными всплесками длительностью от долей секунды до нескольких секунд [1]. В соответствии с этим определением можно ожидать, что за время порядка часов и суток будет наблюдаться высокая степень корреляции между изменениями потока на двух близких частотах, а на интервалах времени в несколько секунд вариации потока будут некоррелированными, если частоты отличаются друг от друга на 30—40 МГц (т.е. на величину, превосходящую полосу частот, занимаемую всплесками I типа).

Целью работы является выяснение вопроса о том, наблюдается ли вообще какая-либо корреляция между флуктуациями интенсивности ШБ на двух близких частотах и если она есть, то зависит ли ее величина от состояния активной области.

1. Аппаратура и данные наблюдений

Наблюдения проводились на Гаванской радиоастрономической станции (ГРС) АН Кубы, оснащенной двухканальным радиотелескопом, работающим на частотах 235 и 280 МГц [2]. Полоса пропускания каждого канала радиометра составляла 8 МГц, минимальная постоянная времени выходной цепи — 0,25 с. Регистрация сигналов производилась в цифровом виде с помощью электронно-вычислительного комплекса Искра-1256. Уровень собственных шумов аппаратуры при наблюдениях Солнца не превышал ± 1 бита младшего разряда 9-разрядного аналого-цифрового преобразователя (± 0,5% F_{max}). Максимальная частота считывания показаний каждого канала составляла 5 Гц. Данные наблюдений накапливались в памяти электронно-вычислительного комплекса, затем для дальнейшей обработки выводились на магнитную ленту.

2. Методика обработки данных наблюдений

Функция взаимной корреляции $R_{12}(\tau)$ двух случайных величин $X_1(t)$ и $X_2(t)$, заданных дискретным рядом из N значений, описывается выражением [3]:

$$R_{12}(\tau) = \frac{\sum_{t=1}^{N-\tau}\left[X_1(t)-\overline{X}_1\right]\cdot\left[X_2(t\pm\tau)-\overline{X}_2\right]}{\left\{\sum_{t=1}^{N-\tau}\left[X_1(t)-\overline{X}_1\right]^2\cdot\sum_{t=1}^{N-\tau}\left[X_2(t)-\overline{X}_2\right]^2\right\}^{1/2}},$$

где $\overline{X}_1$, $\overline{X}_2$ — средние значения $X_1(t)$, $X_2(t)$ в интервале $1 < t < (N-\tau)$; τ — взаимный сдвиг случайных величин по переменной t.

Вычисление $R_{12}(\tau)$ по конечному ряду из N значений первоначальной функции времени накладывает определенные условия на способ задания исходных данных. В связи с этим минимально необходимая длина реализации исходного процесса l(с) оценивалась нами с помощью выражения [4]:

$$l \geqslant (1/2 + 200/P^2 + n/3)T_{max},$$

где P — требуемая стабильность результатов при расчете по различным реализациям, выраженная в дб (нами была принята стабильность, равная 90%=2 дб, это соответствовало 10% разбросу значений коэффициента корреляции, вычисленному по различным реализациям одного и того же случайного стационарного процесса); n — число реализаций, используемых при вычислениях одного (среднего) коэффициента корреляции. Мы принимали $n = 1$; T_{max} — максимальная длительность флуктуаций в секундах, которые предполагалось изучать по данной реализации процесса. Под отдельной флуктуацией мы подразумевали любой максимум, лежащий между двумя минимумами. Интервал времени между минимумами принимался за длительность флуктуации.

Число отсчетов N, из которых должна состоять реализация длиной l (с), определялось с помощью соотношения [4]:

$$N \geqslant (3/2 + 600/P^2 + n)(T_{max} - T_{min})/T_{min},$$

где T_{min} — минимальная длительность флуктуаций, которые подлежали изучению по данной реализации исходного процесса.

Приведенные выше условия имеют достаточно ясный физический смысл: если за время жизни флуктуации T_{min} производится меньше трех отсчетов уровня сигнала, то информация о таких событиях теряется. Кроме того, изучаемый про-

цесс нужно регистрировать достаточно долго, чтобы флуктуации длительностью T_{max} были представлены с определенной степенью вероятности в статистическом многообразии. Характеристики флуктуаций большей длительности на данной реализации будут статистически недостоверны, поэтому такие флуктуации должны быть исключены из рассмотрения. Для этой цели мы пользовались цифровой фильтрацией исходного массива данных. Из первоначальных данных вычиталось скользящее среднее с интервалом усреднения, равным T_{max}. Для упрощения вычислений форма окна скользящего среднего принималась прямоугольной. В результате постоянная составляющая исходного сигнала устранялась полностью, а флуктуации длительностью $T_ф > T_{max}$ существенно ослаблялись.

3. Результаты обработки наблюдений

Предварительный анализ записей показал, что величина коэффициента взаимной корреляции весьма существенно отличается как при наблюдениях различных центров активности, так и в течение развития одного и того же источника ШБ.

Рассмотрим результаты исследования ШБ, зарегистрированной 07.07.88 г. На рис. 1 показаны участки записи ШБ продолжительностью 20 мин на частотах 280 МГц (рис. 1, *а*) и 235 МГц (рис. 1, *б*), полученные на графопостроителе ЭВК из цифрового массива данных. Для изучения короткоживущей компоненты весь интервал был разбит на 6 фрагментов (№1—№6) продолжительностью 200 с каждый. Затем из первоначальной записи было вычтено скользящее среднее длительностью 1 с. В результате массив данных оказался "обнуленным" (была вычтена постоянная составляющая) и в нем были сильно ослаблены флуктуации продолжительностью более 1 с. Подготовленный таким образом массив данных содержал в основном лишь короткоживущие всплески продолжительностью от 0,5 с (частота Найквиста в данном случае была равна 2 Гц) до 1 с. Вычисленные по каждому из 6 фрагментов функции взаимной корреляции показаны на рис. 2, *а* в виде наложенных друг на друга кривых. Характер полученного графика позволяет сделать следующие заключения:

1. Короткоживущие всплески ШБ 07.07.88 г. на частотах 280 и 235 МГц на исследованном интервале времени были взаимно независимы (некоррелированы).

2. Среднее значение величины функции корреляции не зависит от временного сдвига записей в любую сторону.

3. Величина флуктуаций функции корреляции лежит в пределах 10%, заданных нами при выборе параметров массива данных (п. 2).

На рис. 2, *б* показана функция взаимной корреляции всего 20-минутного участка записи ШБ 07.07.88 г. При этом из первоначального массива данных были исключены путем сглаживания простым средним флуктуации продолжительностью менее 1 с и ослаблены вычитанием скользящего среднего флуктуации длительностью более 10 с. Характер кривой на рис. 2, *б* свидетельствует, что функция корреляции не имеет выраженного максимума, превышающего ожидаемые пределы (10%) статистических функций, т.е. события ШБ 07.07.88 г. в диапазоне длительностей 1—10 с на частотах 280 и 235 МГц были не коррелированными. Не выявил коррелированных событий и анализ более продолжительных участков записи. Таким образом, флуктуации интенсивности на двух частотах во время ШБ 07.07.88 г. оказались некоррелированными во всем исследованном диапазоне длительностей от 0,5 с до 10 мин.

О корреляции более продолжительных флуктуаций по нашим регистрациям ШБ, ограниченным временем видимости Солнца из одного наземного пункта на широте Гаваны, можно судить лишь с большой степенью неопределенности.

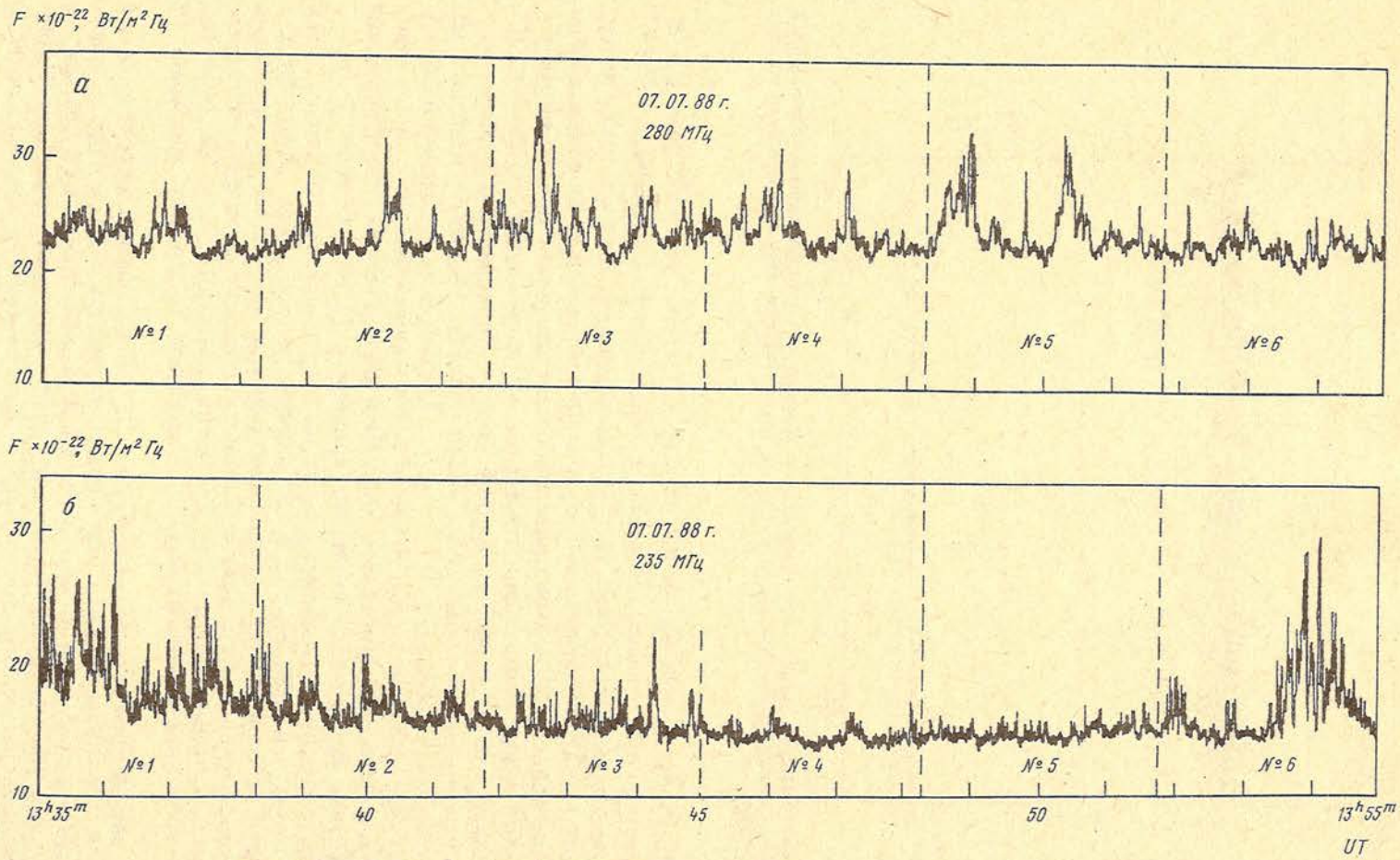


Рис. 1. Пример записи шумовой бури на двух частотах 07.07.88 г. при слабой всплесковой активности связанной группы пятен на сантиметровых волнах

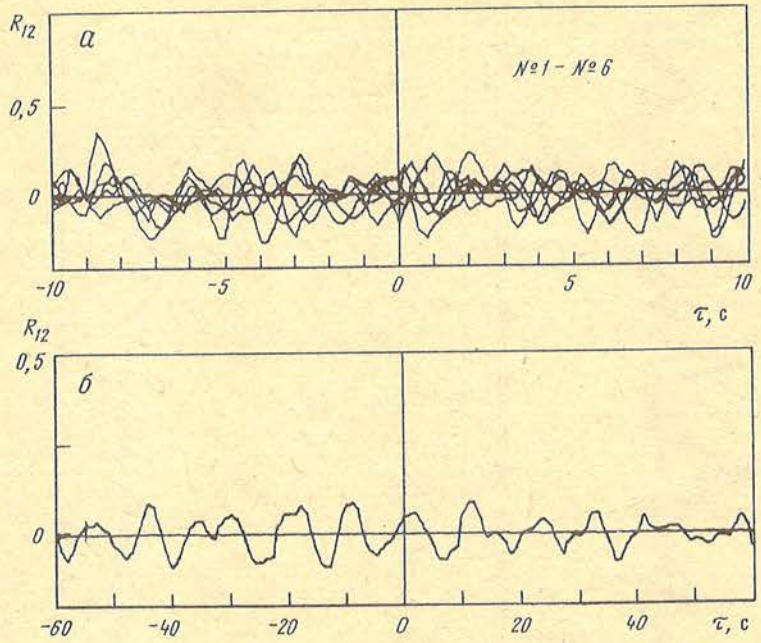


Рис. 2. Наложенные друг на друга функции взаимной корреляции шести фрагментов шумовой бури 07.07.88 г. (*а*) и функция взаимной корреляции 20-минутных участков записи шумой бури на двух частотах 07.07.88 г. (*б*)

Например, на фрагменте записи ШБ 07.07.88 г. 15^h10^m—16^h00^m *UT* (рис. 3, *а*, *б*) заметно синхронное уменьшение потока на обеих частотах в интервале 15^h10^m—15^h35^m и некоторое последующее увеличение среднего значения потока в интервале 15^h50^m—16^h00^m *UT*. Коэффициент корреляции (значение $R_{12}(0)$) обсуждаемых записей составляет 0,37. Но в соответствии с соотношениями, приведенными в п. 2, вероятный разброс вычисленных значений в данном случае составляет $\pm 0{,}4$. Это означает, что на соседнем участке записи величина коэффициента корреляции может оказаться совершенно иной в пределах $\pm 0{,}4$ от неизвестного нам среднего значения. Таким образом у нас нет достаточных оснований полагать, что флуктуации длительностью 30 мин и более коррелированы на протяжении всего времени существования рассматриваемой ШБ. Мы можем лишь утверждать, что в течение конкретного интервала времени с 15^h10^m до 15^h35^m *UT* происходило синхронное изменение потока на обеих частотах. Однако с точки зрения статистики стационарного случайного процесса это может быть и результатом случайного совпадения флуктуаций по времени. Большая степень определенности может быть получена лишь на основе более продолжительных наблюдений, которыми мы пока не располагаем. Поэтому ниже мы не будем рассматривать корреляцию флуктуаций, длительность которых превышает 10 мин.

Далее рассмотрим результаты изучения ШБ, наблюдавшейся 29.06.88 г. Общий вид записи этой ШБ на двух частотах показан на рис. 4, *а*, *б*. Как и в предыдущем случае интервал наблюдений длительностью 20 мин был разбит на 6 фрагментов и для каждого фрагмента была вычислена функция взаимной корреляции. На рис. 5, *а* приведены результаты вычислений в виде наложения кривых, соответствующих каждому фрагменту. В отличие от рассмотренной выше ШБ в данном случае имеется максимум корреляции при $\tau = 0$. Особенно отчетливо максимум

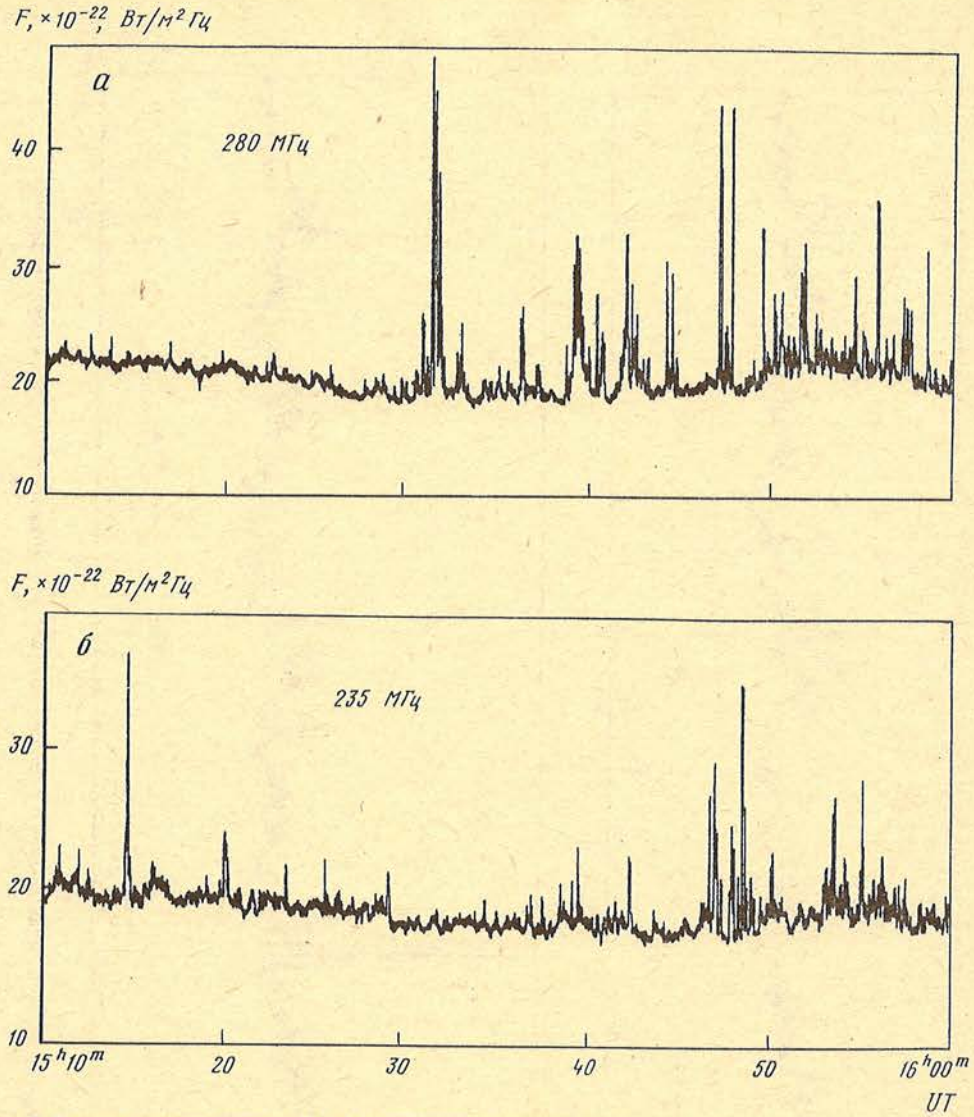


Рис. 3. Участок записи бури 07.07.88 г. с медленными синхронными вариациями плотности потока на двух частотах

выявляется при обработке всего 20-минутного участка записи (рис. 5, *б*). Заметного сдвига максимума вдоль оси τ мы не обнаружили, хотя разрешающая способность по времени как исходных данных, так и методики обработки составляла 0,2 с. Наличие дрейфующих всплесков Ш типа привело бы к смещению максимума вдоль оси τ на величину порядка 1 с. Отсутствие такого сдвига свидетельствует о том, что на обсуждаемом участке записи были зарегистрированы в основном события I типа.

Флуктуации интенсивности продолжительностью до 10 мин в интервале 15^h15^m—18^h50^m *UT* во время ШБ 29.06.88 г. также оказались коррелированными. Коэффициент корреляции находился в пределах 0,45 ± 0,1, т.е. существенно превышал ожидаемые статистические флуктуации. Для сравнения заметим, что величина коэффициента корреляции событий соответствующей длительности во время ШБ 07.07.88 г. не выходила за пределы статистических флуктуаций и составляла 0,06 ± 0,1.

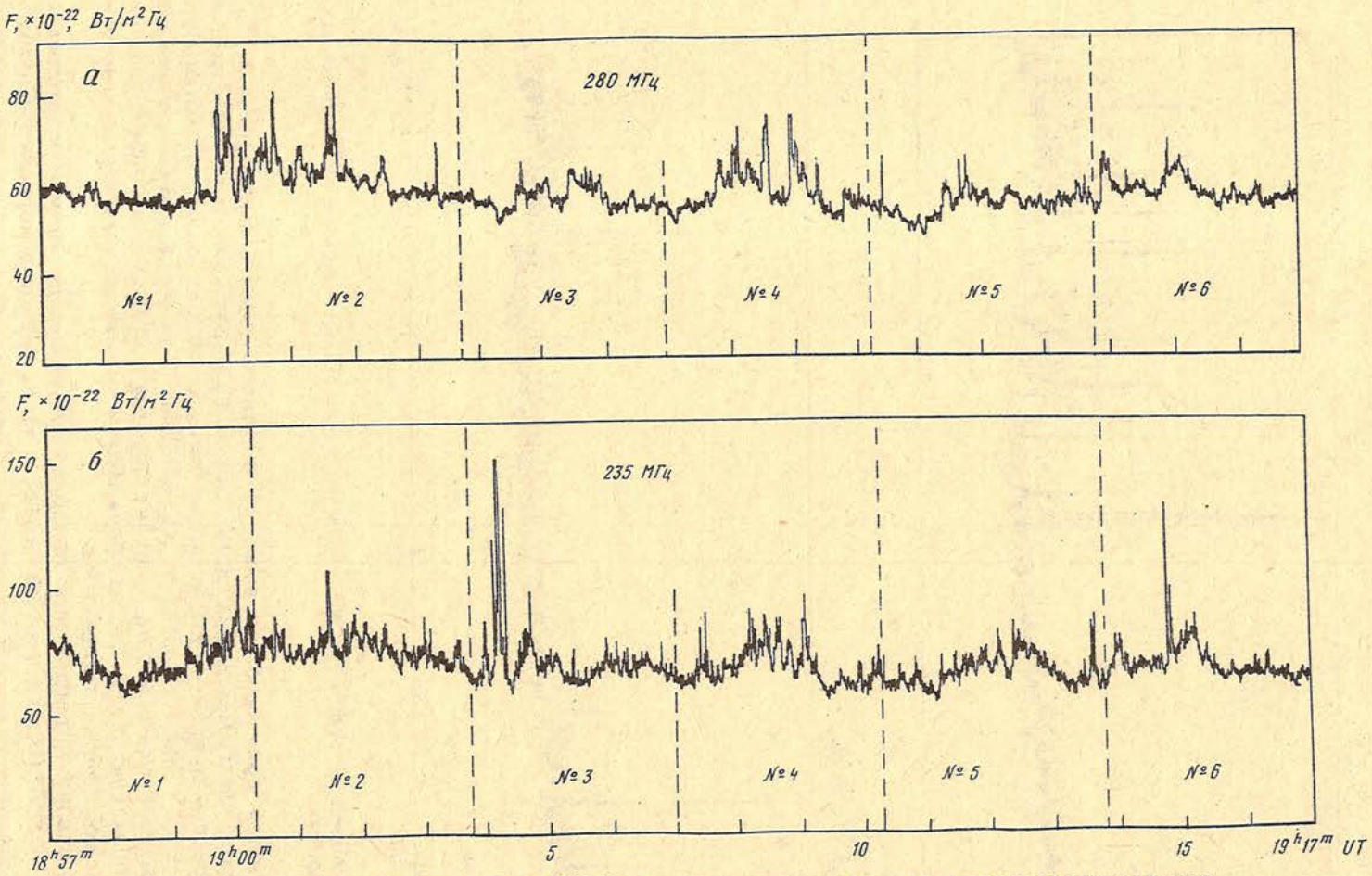


Рис. 4. Участок записи шумовой бури на двух частотах 29.06.88 г. перед возникновением мощного всплеска на сантиметровых волнах.

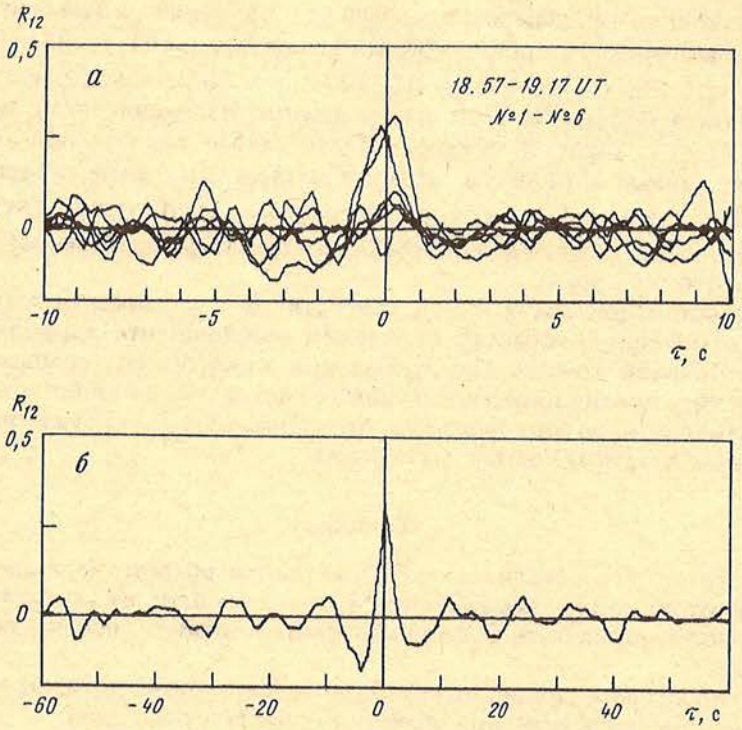


Рис. 5. Наложенные друг на друга функции взаимной корреляции шести фрагментов шумовой бури 29.06.88 г. (а) и функция взаимной корреляции 20-минутных участков записи шумовой бури на двух частотах 29.06.88 г. (б)

4. Обсуждение результатов

Приведенные выше примеры свидетельствуют, что во время ШБ флуктуации интенсивности на двух близких частотах метрового диапазона волн могут быть либо независимыми, либо частично коррелированными. Если принять в качестве рабочей гипотезу [5] образования всплесковой компоненты ШБ за счет рассеяния радиоволн на неоднородностях короны, то отсутствие корреляции можно рассматривать как следствие стабильности уровня излучения первичных источников ШБ и как следствие независимости случайной рефракции на двух частотах из-за различия коэффициентов преломления. Наличие корреляции будет указывать при таком подходе на синхронные вариации интенсивности первичных источников ШБ на обеих частотах, т.е. на изменение физических условий в области генерации ШБ.

Рассмотрим детальнее характеристики наблюдавшихся центров активности. По данным патрульных наблюдений Солнца ГРС на волнах 2,2, 3,2 и 4 см в течение периода времени с 21.06.88 г. по 09.07. 88 г. наблюдалось прохождение по диску Солнца мощного источника S-компоненты. Максимум излучения этого источника наблюдался 01.07.88 г. Согласно оптическим наблюдениям, проводимым в Институте Геофизики и Астрономии АН Кубы, в это время центральный меридиан пересекала развитая группа пятен площадью 2968 миллионных долей полусферы. Мы склонны связывать наблюдавшуюся нами ШБ с этой группой пятен. На диске Солнца были и другие группы пятен, но они имели меньшую площадь и над ними располагались более слабые источники S-компоненты. Если наше предположение верно, то 07.07.88 г. и 29.06.88 г. мы наблюдали одну и ту же активную область на различных стадиях ее развития.

Выбор материала для обработки за 29.06.88 г. объясняется тем, что в этот день в 20^h15^m *UT* был зарегистрирован мощный всплеск радиоизлучения с потоком в максимуме 3510 SFU на волне 4 см (17500%$F_\odot$, где $F_\odot$ — поток радиоизлучения невозмущенного Солнца на этой длине волны). Излучение этой же активной области 07.07.88 г. характеризовалось более слабой всплесковой активностью. Зарегистрированный 07.07.88 г. в 14^h30^m *UT* всплеск имел интенсивность всего 20 SFU (10% $F_\odot$). Таким образом, коррелированные флуктуации интенсивности наблюдались перед мощным всплеском. В период низкой всплесковой активности корреляция отсутствовала.

Мы не располагаем достаточной статистикой для обобщения этих результатов, но отмеченный характер поведения коэффициента корреляции может служить отправной точкой для проведения дальнейших исследований. Если увеличение корреляции перед всплеском окажется общим свойством различных центров активности, то этот параметр, по-видимому, можно будет использовать для уточнения прогноза солнечных вспышек.

Выводы

1. В зависимости от стадии развития активной области вариации величины плотности потока солнечных шумовых бурь на двух близких частотах метрового диапазона волн могут быть либо некоррелированными, либо частично коррелированными.

2. Коэффициент корреляции может служить дополнительным индексом, характеризующим состояние активной области в отсутствие вспышки.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Железняков В.В.* Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964. С. 113.
2. *Sierra P., Alvarez O., Yurovski Yu., Pozdniakov M.* Resumenes IV Jornada Cientifica IGA. 1984. P. 35—36.
3. *Дженкинс Г., Ваттс Д.* Спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1971. С. 97.
4. *Blackman R.B., Tukey J.W.* The Measurement of Power Spectra from Point of View of Communications Eng. Dover, New York, 1958.
5. *Юровский Ю.Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 78. С. 121—132.

УДК 524.33

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЭПСИЛОН ВОЗНИЧЕГО В ПЕРИОД ЗАТМЕНИЯ 1982–1984 гг. В ДИАПАЗОНЕ 2400–8015 Å

Н.И. Бондарь, А.А. Боярчук, В.И. Бурнашев, Р.Е. Гершберг, А.В. Теребиж, Н.И. Шаховская

Приводятся результаты, спектрофотометрических наблюдений системы ε Aur, выполненных на наземных телескопах Крымской астрофизической обсерватории и на Астрофизической станции "Астрон" во время затмения 1982—1984 гг. Обнаружен рост в сторону коротких длин волн амплитуды малых непериодических поярчаний системы, которые наблюдаются как во время затмения, так и в соседние с ним годы. Анализ полученных данных позволяет заключить, что такие поярчания обусловлены физической активностью главного компонента системы, а не изменениями условий видимости звезды, как это имеет место во время затмений. Количественные оценки показывают, что во время одного из непродолжительных поярчаний температура звезды возросла на 500 K, ее радиус уменьшился на 5%, а скорость понижения уровня фотосферы составляла несколько километров в

секунду. Глубины затмения 1982—1984 годов оказались практически одинаковы в видимой и ближней инфракрасной областях спектра.

SPECTROPHOTOMETRICAL OBSERVATIONS OF EPSILON AURIGAE DURING THE 1982—1984 ECLIPSE WITHIN THE RANGE 2400—8015 Å, *by N.I. Bondar', A.A. Boyarchuk, V.I. Burnashev, R.E. Gershberg, A.V. Terebizh and N.I. Shakhovskaya.* During the 1982—1984 eclipse the spectrophotometry of ε Aur has been carried out using the ground-based telescopes of the Crimean Astrophysical Observatory and the space station Astron. It has been found that amplitudes of irregular brightenings occurring during the eclipse and the adjacent years increase in the shortward wavelengths. The analysis of the obtained data permits a conclusion that the brightenings are caused by intrinsic activity of the primary component of the system but not by the variations of visibility conditions of the star as during the eclipses. Quantitative estimates show that during one of such short-lived brightenings the stellar temperature increased by 500 K, stellar radius decreased by 5% and the photospheric level moved downward with the velocity of several km/s. The 1982—84 eclipse depths are practically the same for visual and near infrared spectral regions.

1. Введение

Эпсилон Возничего — самая яркая среди затменных переменных звезд — многие десятилетия оставалась весьма загадочным объектом. С начала XIX в. каждые 27 лет в этой системе наблюдаются затмения с ослаблениями блеска примерно на $\Delta m = 0^m,7 \div 0^m,8$, причем продолжительность затмения составляет около 1/14 орбитального периода; столь длительное периодическое ослабление блеска может быть обусловлено лишь весьма протяженным затмевающим телом, но никаких следов вторичного компонента в спектре ε Aur обнаружить не удавалось [1, 2]. Эта ситуация породила ряд весьма экзотических гипотез о вторичном компоненте системы, от полупрозрачной холодной звезды до черной дыры. Загадка ε Aur была решена в последнее время в результате наблюдений системы в широком диапазоне длин волн и благодаря общему прогрессу в представлениях об околозвездной среде в двойных системах: затмевающим телом в системе ε Aur оказался мощный пылевой диск [2]. Вопрос о природе вторичного компонента системы остается, однако, открытым, поскольку диск сам по себе не может объяснить наблюдаемое орбитальное движение видимого компонента. Далее, наряду с построением модели диска, выяснением его состава и динамических свойств, важная задача исследования ε Aur — это изучение природы непериодических колебаний блеска и лучевой скорости видимого компонента системы ε Aur, колебаний, которые заметно искажают здесь обычный для затменных систем вид плавных кривых блеска и лучевой скорости.

В течение последнего затмения ε Aur в 1982—1984 гг. на многих обсерваториях мира были проведены различные наблюдения этой системы, предварительные результаты таких исследований обсуждались на международном совещании в Тусоне (США) в январе 1985 г. [2, 3]. Общее представление о блеске и показателях цвета ε Aur во время этого затмения дает рис. 1: представленные на нем результаты UBV фотометрии заимствованы из статьи Шмидтке [3, с. 67], который сделал сводку наблюдений многих исследователей.

В настоящей статье приводятся результаты наблюдений, выполненных нами в этот же период на телескопах Крымской астрофизической обсерватории и на Астрофизической станции "Астрон".

2. Наблюдения

Наземные спектрофотометрические наблюдения ε Aur проводились нами на 3 телескопах с различной регистрирующей аппаратурой.

В течение 16 ночей с февраля 1982 г. по ноябрь 1986 г. спектр ε Aur сканировался с разрешением 30 Å в диапазоне от 3200 до 7725 Å с помощью спектрофотометра СФ-68, установленного на 20 см телескопе АЗТ-7. Применялась методика абсолютной спектрофотометрии Никонова [4]. Спектрофотометри-

Таблица 1

$-\lg E$(эрг/см^2 · с · см)

λ, Å	1982 г.					1983 г.		
	23.02	13.09	23.10	25.11	21.12	2.02	11.04	28.08
	J.D. — 2440000+							
	5024	5226	5266	5299	5325	5368	5436	5575
1	2	3	4	5	6	7	8	9
3200	2,33	2,43	2,57	2,64	2,67	2,55	2,54	2,54
3225	2,30	2,48	2,53	2,64	2,61	2,60	2,66	2,64
3250	2,29	2,46	2,49	2,70	2,66	2,51	2,52	2,59
3275	2,25	2,42	2,45	2,68	2,60	2,48	2,57	2,48
3300	2,24	2,39	2,44	2,55	2,63	2,56	2,46	2,47
3325	2,25	2,35	2,43	2,56	2,61	2,56	2,45	2,52
3350	2,26	2,39	2,46	2,52	2,57	2,56	2,47	2,56
3375	2,25	2,39	2,39	2,50	2,54	2,46	2,45	2,54
3400	2,21	2,33	2,37	2,50	2,49	2,45	2,41	2,51
3425	2,17	2,31	2,37	2,47	2,47	2,51	2,42	2,44
3450	2,18	2,30	2,35	2,46	2,48	2,44	2,46	2,49
3475	2,17	2,34	2,37	2,43	2,55	2,51	2,45	2,53
3500	2,17	2,31	2,36	2,45	2,47	2,50	2,40	2,49
3525	2,10	2,26	2,29	2,39	2,41	2,36	2,41	2,47
3550	2,11	2,27	2,32	2,32	2,43	2,43	2,39	2,41
3575	2,12	2,28	2,32	2,46	2,45	2,43	2,41	2,45
3600	2,10	2,24	2,33	2,40	2,42	2,42	2,43	2,43
3625	2,08	2,24	2,28	2,41	2,42	2,39	2,41	2,42
3650	2,04	2,19	2,24	2,36	2,33	2,28	2,33	2,36
3675	1,91	2,06	2,12	2,24	2,22	2,20	2,15	2,25
3700	1,78	1,95	1,99	2,10	2,12	2,09	2,06	2,15
3725	1,77	1,92	1,96	2,10	2,10	2,09	2,05	2,04
3750	1,77	1,93	1,97	2,09	2,10	2,04	2,04	2,03
3775	1,72	1,83	1,86	1,99	1,98	1,97	1,93	1,97
3800	1,64	1,79	1,83	1,94	1,94	1,97	1,90	1,91
3825	1,70	1,84	1,89	2,01	2,00	1,96	1,96	1,96
3850	1,64	1,78	1,80	1,95	1,92	1,89	1,88	1,91
3875	1,63	1,78	1,81	1,92	1,93	1,93	1,86	1,90
3900	1,64	1,79	1,81	1,94	1,93	1,94	1,89	1,93
3925	1,68	1,84	1,84	2,02	1,97	1,95	1,90	1,96
3950	1,65	1,77	1,80	1,94	1,94	1,93	1,86	1,90
3975	1,65	1,78	1,81	1,94	1,91	1,90	1,88	1,93
4000	1,58	1,71	1,75	1,86	1,86	1,86	1,83	1,85
4025	1,58	1,72	1,75	1,87	1,88	1,86	1,83	1,86
4050	1,58	1,73	1,76	1,86	1,88	1,86	1,82	1,86
4075	1,59	1,73	1,76	1,86	1,87	1,87	1,83	1,86
4100	1,60	1,74	1,79	1,87	1,90	1,87	1,84	1,87
4125	1,58	1,73	1,76	1,88	1,87	1,86	1,82	1,85
4150	1,59	1,72	1,77	1,86	1,88	1,89	1,82	1,84
4175	1,62	1,77	1,80	1,90	1,90	1,89	1,85	1,88
4200	1,60	1,73	1,77	1,87	1,88	1,88	1,83	1,85
4225	1,61	1,74	1,78	1,89	1,91	1,89	1,85	1,87
4250	1,61	1,74	1,80	1,91	1,89	1,89	1,85	1,87
4275	1,61	1,75	1,79	1,88	1,91	1,92	1,87	1,88
4300	1,65	1,80	1,84	1,95	1,95	1,95	1,90	1,93
4325	1,65	1,78	1,82	1,94	1,95	1,93	1,90	1,92
4350	1,63	1,77	1,81	1,92	1,90	1,90	1,87	1,90

Таблица 1 (продолжение)

$-\lg E$(эрг/см^2 · с · см)

1983 г.					1984 г.		1986 г.
10.09	6.10	7.11	26.11	5.12	25.02	6.04	26.11
J.D. — 2440000+							
5588	5618	5646	5665	5674	5756	5797	6746
10	11	12	13	14	15	16	17
2,68	2,68	2,74	2,69	2,70	2,41	2,32	2,19
2,62	2,70	2,92	2,69	2,72	2,68	2,39	2,23
2,64	2,66	2,82	2,68	2,69	2,61	2,47	2,25
2,54	2,62	2,69	2,70	2,69	2,62	2,47	2,21
2,57	2,57	2,58	2,58	2,65	2,61	2,35	2,17
2,63	2,66	2,73	2,66	2,63	2,58	2,36	2,18
2,58	2,66	2,62	2,62	2,59	2,59	2,45	2,17
2,59	2,62	2,64	2,59	2,60	2,57	2,40	2,17
2,51	2,54	2,58	2,56	2,48	2,60	2,22	2,10
2,49	2,54	2,53	2,51	2,54	2,53	2,35	2,10
2,51	2,53	2,58	2,57	2,62	2,54	2,30	2,11
2,58	2,57	2,60	2,61	2,52	2,49	2,28	2,14
2,52	2,51	2,52	2,55	2,58	2,45	2,29	2,13
2,46	2,45	2,49	2,49	2,44	2,45	2,28	2,07
2,45	2,43	2,47	2,45	2,46	2,41	2,22	2,08
2,52	2,46	2,56	2,55	2,53	2,36	2,21	2,09
2,47	2,48	2,47	2,50	2,48	2,45	2,26	2,06
2,42	2,45	2,48	2,45	2,52	2,38	2,19	2,08
2,43	2,40	2,43	2,45	2,41	2,33	2,18	2,03
2,35	2,29	2,35	2,31	2,33	2,25	2,08	1,94
2,21	2,15	2,17	2,19	2,17	2,10	1,96	1,80
2,08	2,08	2,07	2,10	2,09	2,04	1,85	1,73
2,10	2,07	2,12	2,10	2,13	2,08	1,86	1,74
2,03	2,00	2,00	2,02	2,00	2,01	1,79	1,68
1,95	1,95	1,95	1,95	1,94	1,94	1,70	1,61
2,00	1,98	2,03	1,97	2,00	1,95	1,75	1,66
1,95	1,96	1,95	1,98	1,98	1,98	1,76	1,62
1,94	1,93	1,95	1,93	1,94	1,90	1,71	1,59
1,98	1,96	1,96	1,97	1,98	1,96	1,74	1,62
1,99	2,00	1,98	1,97	2,01	2,00	1,77	1,63
1,96	1,95	1,95	1,97	2,00	1,98	1,75	1,60
1,99	1,98	1,98	1,98	1,98	1,95	1,78	1,62
1,89	1,88	1,91	1,89	1,90	1,86	1,66	1,55
1,89	1,90	1,92	1,89	1,90	1,87	1,68	1,57
1,89	1,87	1,91	1,88	1,90	1,86	1,67	1,56
1,89	1,88	1,90	1,88	1,89	1,86	1,67	1,56
1,91	1,90	1,92	1,90	1,92	1,86	1,68	1,58
1,91	1,89	1,91	1,89	1,90	1,84	1,66	1,56
1,88	1,87	1,90	1,87	1,88	1,84	1,65	1,55
1,91	1,91	1,94	1,91	1,93	1,87	1,70	1,59
1,90	1,88	1,91	1,89	1,91	1,86	1,68	1,56
1,91	1,90	1,93	1,90	1,92	1,87	1,68	1,56
1,91	1,91	1,93	1,90	1,92	1,86	1,68	1,57
1,92	1,90	1,94	1,90	1,92	1,88	1,69	1,58
1,96	1,97	2,01	1,97	1,98	1,92	1,74	1,62
1,95	1,95	1,99	1,94	1,96	1,92	1,74	1,61
1,94	1,95	1,97	1,95	1,94	1,92	1,73	1,60

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
4375	1,61	1,75	1,79	1,89	1,90	1,91	1,86	1,88
4400	1,64	1,78	1,82	1,92	1,92	1,92	1,88	1,93
4425	1,63	1,76	1,79	1,90	1,90	1,89	1,86	1,89
4450	1,61	1,74	1,79	1,88	1,89	1,89	1,86	1,88
4475	1,62	1,75	1,79	1,89	1,89	1,89	1,86	1,87
4500	1,61	1,75	1,78	1,89	1,89	1,90	1,85	1,88
4525	1,62	1,75	1,80	1,89	1,90	1,90	1,88	1,89
4550	1,62	1,78	1,82	1,92	1,92	1,91	1,89	1,90
4575	1,61	1,77	1,81	1,90	1,90	1,89	1,87	1,91
4600	1,59	1,72	1,77	1,86	1,87	1,88	1,85	1,86
4625	1,60	1,73	1,78	1,89	1,88	1,88	1,85	1,86
4650	1,60	1,73	1,77	1,86	1,87	1,88	1,84	1,85
4675	1,58	1,72	1,76	1,86	1,87	1,87	1,84	1,84
4700	1,58	1,72	1,76	1,86	1,87	1,87	1,83	1,85
4725	1,59	1,71	1,77	1,87	1,86	1,87	1,84	1,86
4750	1,59	1,72	1,77	1,87	1,88	1,88	1,84	1,86
4775	1,59	1,73	1,77	1,86	1,88	1,88	1,84	1,86
4800	1,60	1,74	1,79	1,88	1,88	1,88	1,84	1,88
4825	1,60	1,75	1,78	1,89	1,89	1,91	1,86	1,87
4850	1,65	1,80	1,83	1,93	1,93	1,94	1,91	1,94
4875	1,63	1,78	1,81	1,91	1,91	1,90	1,89	1,93
4900	1,61	1,75	1,80	1,87	1,90	1,90	1,87	1,89
4925	1,62	1,75	1,78	1,90	1,89	1,88	1,86	1,90
4950	1,60	1,74	1,78	1,86	1,87	1,88	1,84	1,89
4975	1,60	1,74	1,78	1,87	1,88	1,89	1,85	1,87
5000	1,62	1,76	1,80	1,89	1,90	1,91	1,87	1,89
5025	1,62	1,77	1,80	1,91	1,89	1,89	1,87	1,92
5050	1,61	1,75	1,79	1,86	1,88	1,89	1,86	1,88
5075	1,61	1,75	1,78	1,87	1,90	1,90	1,86	1,88
5100	1,61	1,75	1,79	1,86	1,90	1,90	1,86	1,88
5125	1,62	1,75	1,79	1,88	1,90	1,90	1,86	1,88
5150	1,63	1,76	1,80	1,89	1,92	1,91	1,88	1,89
5175	1,64	1,78	1,83	1,91	1,93	1,93	1,90	1,92
5200	1,63	1,77	1,81	1,90	1,91	1,91	1,89	1,90
5225	1,63	1,76	1,81	1,90	1,91	1,90	1,88	1,90
5250	1,64	1,77	1,81	1,89	1,91	1,92	1,88	1,91
5275	1,65	1,77	1,81	1,92	1,91	1,91	1,89	1,92
5300	1,63	1,77	1,81	1,90	1,90	1,91	1,90	1,90
5325	1,64	1,77	1,82	1,89	1,91	1,91	1,89	1,91
5350	1,62	1,76	1,80	1,88	1,90	1,90	1,88	1,89
5375	1,63	1,76	1,80	1,90	1,88	1,91	1,88	1,89
5400	1,63	1,77	1,80	1,90	1,90	1,91	1,88	1,90
5425	1,63	1,77	1,81	1,90	1,92	1,91	1,88	1,90
5450	1,62	1,76	1,79	1,88	1,91	1,90	1,88	1,89
5475	1,62	1,75	1,81	1,90	1,90	1,91	1,87	1,90
5500	1,63	1,77	1,80	1,90	1,90	1,91	1,88	1,91
5525	1,64	1,77	1,81	1,91	1,91	1,92	1,87	1,92
5550	1,63	1,76	1,80	1,90	1,91	1,91	1,87	1,90
5575	1,63	1,77	1,80	1,90	1,91	1,90	1,86	1,90
5600	1,63	1,76	1,80	1,89	1,91	1,90	1,87	1,89
5625	1,63	1,77	1,80	1,88	1,91	1,91	1,87	1,89
5650	1,64	1,78	1,82	1,91	1,91	1,91	1,88	1,91
5675	1,64	1,78	1,82	1,90	1,91	1,92	1,89	1,90
5700	1,64	1,77	1,81	1,90	1,92	1,92	1,89	1,91

Таблица 1 (продолжение)

10	11	12	13	14	15	16	17
1,92	1,91	1,93	1,91	1,92	1,86	1,70	1,58
1,95	1,96	1,98	1,96	1,95	1,91	1,73	1,61
1,93	1,91	1,95	1,93	1,93	1,89	1,72	1,58
1,90	1,91	1,94	1,91	1,92	1,87	1,69	1,58
1,90	1,90	1,94	1,91	1,93	1,87	1,69	1,58
1,92	1,91	1,95	1,91	1,91	1,87	1,70	1,59
1,93	1,92	1,95	1,92	1,93	1,89	1,71	1,60
1,93	1,94	1,97	1,92	1,96	1,90	1,72	1,61
1,94	1,93	1,96	1,92	1,94	1,89	1,72	1,60
1,90	1,89	1,91	1,89	1,90	1,86	1,69	1,58
1,90	1,89	1,91	1,88	1,90	1,85	1,68	1,58
1,89	1,88	1,90	1,87	1,89	1,83	1,67	1,57
1,89	1,88	1,90	1,87	1,90	1,84	1,67	1,57
1,88	1,87	1,89	1,86	1,88	1,84	1,66	1,56
1,88	1,88	1,89	1,87	1,89	1,83	1,66	1,58
1,89	1,88	1,90	1,87	1,89	1,82	1,66	1,57
1,90	1,89	1,91	1,88	1,90	1,84	1,68	1,58
1,90	1,89	1,90	1,89	1,91	1,83	1,67	1,58
1,91	1,90	1,92	1,89	1,91	1,85	1,68	1,59
1,96	1,95	1,98	1,93	1,97	1,88	1,71	1,62
1,97	1,95	1,97	1,94	1,95	1,90	1,72	1,62
1,93	1,91	1,94	1,91	1,92	1,85	1,69	1,60
1,93	1,92	1,95	1,92	1,93	1,87	1,71	1,59
1,92	1,90	1,92	1,90	1,90	1,85	1,69	1,58
1,91	1,90	1,93	1,89	1,90	1,85	1,69	1,58
1,91	1,92	1,94	1,91	1,92	1,86	1,69	1,59
1,93	1,92	1,95	1,92	1,94	1,87	1,71	1,60
1,90	1,91	1,93	1,90	1,92	1,85	1,70	1,59
1,91	1,90	1,93	1,89	1,90	1,86	1,69	1,59
1,91	1,90	1,93	1,89	1,90	1,84	1,68	1,60
1,91	1,90	1,93	1,90	1,91	1,86	1,69	1,60
1,92	1,91	1,95	1,91	1,91	1,87	1,70	1,61
1,95	1,95	1,97	1,94	1,95	1,89	1,72	1,63
1,94	1,93	1,94	1,92	1,94	1,88	1,71	1,62
1,93	1,92	1,95	1,93	1,93	1,88	1,71	1,62
1,93	1,92	1,93	1,91	1,92	1,87	1,70	1,62
1,95	1,93	1,94	1,94	1,94	1,88	1,72	1,63
1,92	1,92	1,92	1,91	1,93	1,87	1,69	1,62
1,93	1,93	1,94	1,93	1,92	1,88	1,71	1,62
1,92	1,92	1,92	1,91	1,91	1,86	1,70	1,61
1,92	1,91	1,92	1,91	1,92	1,86	1,70	1,61
1,92	1,91	1,92	1,90	1,91	1,87	1,70	1,61
1,93	1,92	1,92	1,91	1,92	1,87	1,72	1,62
1,93	1,91	1,93	1,90	1,91	1,86	1,69	1,61
1,93	1,91	1,92	1,90	1,92	1,86	1,69	1,61
1,92	1,91	1,92	1,91	1,92	1,86	1,70	1,61
1,93	1,93	1,93	1,91	1,92	1,86	1,70	1,62
1,91	1,91	1,93	1,90	1,92	1,86	1,69	1,61
1,92	1,90	1,93	1,90	1,91	1,85	1,69	1,61
1,93	1,90	1,92	1,90	1,91	1,88	1,70	1,62
1,92	1,92	1,92	1,90	1,91	1,85	1,71	1,62
1,92	1,92	1,93	1,91	1,93	1,86	1,71	1,63
1,93	1,92	1,93	1,91	1,92	1,86	1,71	1,63

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
5725	1,64	1,77	1,82	1,90	1,92	1,92	1,89	1,91
5750	1,64	1,78	1,81	1,91	1,92	1,93	1,89	1,92
5775	1,64	1,79	1,82	1,91	1,92	1,93	1,89	1,92
5800	1,65	1,78	1,83	1,90	1,92	1,91	1,89	1,92
5825	1,65	1,78	1,83	1,91	1,92	1,91	1,89	1,92
5850	1,65	1,78	1,83	1,91	1,92	1,93	1,89	1,93
5875	1,66	1,81	1,86	1,93	1,95	1,97	1,90	1,95
5900	1,67	1,81	1,85	1,94	1,96	1,94	1,92	1,96
5925	1,65	1,79	1,83	1,94	1,94	1,93	1,91	1,93
5950	1,66	1,79	1,85	1,93	1,94	1,94	1,91	1,93
5975	1,67	1,79	1,85	1,94	1,95	1,94	1,90	1,93
6000	1,66	1,80	1,84	1,94	1,94	1,94	1,90	1,94
6025	1,67	1,80	1,84	1,95	1,94	1,93	1,91	1,94
6050	1,67	1,81	1,82	1,93	1,95	1,95	1,92	1,94
6075	1,66	1,80	1,84	1,93	1,93	1,94	1,91	1,94
6100	1,67	1,81	1,85	1,93	1,94	1,95	1,91	1,94
6125	1,68	1,81	1,86	1,95	1,96	1,96	1,93	1,95
6150	1,70	1,82	1,87	1,97	1,97	1,96	1,95	1,96
6175	1,69	1,82	1,88	1,98	1,96	1,98	1,94	1,96
6200	1,70	1,82	1,87	1,97	1,96	1,98	1,95	1,96
6225	1,70	1,83	1,88	1,97	1,98	1,98	1,96	1,97
6250	1,70	1,83	1,89	1,96	1,99	1,98	1,97	1,96
6275	1,69	1,83	1,88	1,97	1,98	1,99	1,96	1,98
6300	1,70	1,83	1,89	1,97	1,97	1,99	1,94	1,97
6325	1,70	1,82	1,89	1,98	1,97	1,99	1,95	1,97
6350	1,70	1,84	1,90	1,98	1,99	1,99	1,96	1,97
6375	1,72	1,83	1,90	1,98	1,99	1,99	1,96	1,98
6400	1,71	1,83	1,90	1,98	1,98	1,99	1,95	1,97
6425	1,72	1,84	1,91	1,97	1,98	1,99	1,96	1,97
6450	1,73	1,85	1,92	1,98	1,98	1,99	1,97	1,99
6475	1,73	1,85	1,91	1,99	2,00	1,99	1,97	1,99
6500	1,72	1,86	1,91	1,98	2,00	2,00	1,99	1,98
6525	1,72	1,86	1,91	1,99	2,00	2,00	1,99	1,97
6550	1,73	1,86	1,93	2,00	2,01	2,01	2,01	2,05
6575	1,74	1,86	1,91	2,01	2,00	2,00	2,00	2,01
6600	1,73	1,85	1,92	2,00	2,01	1,99	1,97	1,99
6625	1,73	1,85	1,90	2,01	2,00	2,00	1,99	2,00
6650	1,73	1,86	1,91	1,99	2,00	2,01	1,99	2,01
6675	1,74	1,87	1,92	1,99	2,00	2,01	1,99	2,01
6700	1,74	1,87	1,92	2,00	2,02	2,01	1,99	2,00
6725	1,75	1,87	1,93	2,00	2,02	2,02	1,98	2,01
6750	1,74	1,88	1,92	1,99	2,02	2,02	1,99	1,99
6775	1,74	1,88	1,93	2,00	2,03	2,03	2,00	2,00
6800	1,75	1,88	1,93	2,01	2,02	2,03	2,00	2,01
6825	1,75	1,88	1,93	1,98	2,01	2,03	1,99	2,02
6850	1,76	1,88	1,93	1,99	2,03	2,03	2,00	2,03
6875	1,75	1,87	1,94	2,01	2,03	2,01	2,00	2,03
6900	1,75	1,89	1,96	2,00	2,03	2,04	2,01	2,02
6925	1,75	1,89	1,95	2,02	2,02	2,04	2,01	2,02
6950	1,76	1,88	1,97	2,01	2,03	2,02	2,01	2,03
6975	1,78	1,90	1,96	2,03	2,04	2,04	2,03	2,02
7000	1,78	1,90	1,95	2,02	2,06	2,06	2,04	2,04
7025	1,77	1,90	1,95	2,02	2,05	2,04	2,03	2,04
7050	1,77	1,89	1,95	2,03	2,04	2,04	2,02	2,03

Таблица 1 (продолжение)

10	11	12	13	14	15	16	17
1,94	1,92	1,93	1,91	1,92	1,85	1,71	1,63
1,93	1,92	1,93	1,90	1,92	1,86	1,71	1,63
1,93	1,92	1,93	1,91	1,93	1,87	1,71	1,63
1,94	1,94	1,94	1,92	1,93	1,88	1,71	1,64
1,95	1,93	1,94	1,93	1,94	1,89	1,72	1,64
1,94	1,93	1,94	1,92	1,94	1,88	1,72	1,63
1,93	1,94	1,95	1,93	1,94	1,89	1,72	1,64
1,95	1,96	1,97	1,95	1,96	1,90	1,73	1,66
2,00	1,98	2,00	1,98	1,98	1,94	1,77	1,67
1,96	1,95	1,98	1,93	1,95	1,90	1,74	1,65
1,96	1,96	1,98	1,94	1,95	1,89	1,75	1,65
1,96	1,95	1,97	1,93	1,95	1,89	1,75	1,66
1,96	1,95	1,97	1,94	1,96	1,89	1,75	1,65
1,97	1,95	1,98	1,94	1,96	1,89	1,75	1,65
1,97	1,94	1,97	1,94	1,95	1,90	1,75	1,66
1,96	1,96	1,97	1,94	1,95	1,90	1,75	1,65
1,97	1,95	1,97	1,95	1,96	1,89	1,75	1,66
1,97	1,96	1,98	1,96	1,97	1,90	1,77	1,67
1,99	1,98	1,99	1,96	1,97	1,92	1,77	1,68
1,99	1,97	1,98	1,97	1,97	1,90	1,76	1,68
2,00	1,98	2,00	1,96	1,97	1,91	1,76	1,69
2,00	1,98	2,00	1,96	1,97	1,92	1,78	1,69
2,00	1,99	2,00	1,97	1,99	1,92	1,77	1,69
2,00	1,99	2,03	1,98	1,99	1,93	1,77	1,69
2,01	1,99	2,01	1,98	1,98	1,93	1,78	1,69
1,99	1,98	2,00	1,98	1,97	1,93	1,78	1,70
2,00	2,00	2,00	1,98	1,99	1,94	1,79	1,71
2,01	1,99	2,01	1,98	2,01	1,94	1,80	1,71
2,01	1,99	2,01	1,97	1,99	1,94	1,79	1,70
2,02	2,00	2,02	1,99	1,99	1,94	1,79	1,71
2,01	2,01	2,03	1,99	2,00	1,94	1,78	1,72
2,00	2,00	2,04	2,00	2,00	1,94	1,79	1,71
2,02	2,01	2,03	1,99	1,99	1,95	1,80	1,72
2,01	1,99	2,02	1,99	1,99	1,94	1,80	1,72
2,04	2,05	2,05	2,01	2,01	1,93	1,80	1,72
2,04	2,02	2,04	2,01	2,01	1,96	1,81	1,71
2,01	2,00	2,02	1,99	2,00	1,94	1,79	1,72
2,03	2,01	2,02	2,00	2,00	1,94	1,80	1,72
2,04	2,01	2,03	1,99	2,01	1,95	1,81	1,72
2,04	2,01	2,03	1,99	2,01	1,96	1,81	1,72
2,03	2,01	2,02	2,00	2,00	1,96	1,82	1,72
2,03	2,01	2,03	2,01	2,02	1,97	1,81	1,73
2,04	2,02	2,04	2,01	2,02	1,97	1,82	1,74
2,03	2,02	2,03	2,01	2,01	1,95	1,82	1,73
2,03	2,03	2,04	2,03	2,01	1,96	1,82	1,73
2,04	2,03	2,03	2,01	2,02	1,96	1,82	1,73
2,04	2,03	2,03	2,02	2,02	1,95	1,81	1,74
2,03	2,02	2,01	2,01	2,03	1,97	1,83	1,74
2,03	2,01	2,03	2,01	1,92	1,97	1,83	1,74
2,04	2,03	2,03	2,00	2,02	1,97	1,82	1,75
2,06	2,03	2,03	2,03	2,03	1,97	1,83	1,74
2,06	2,04	2,04	2,05	2,04	1,95	1,83	1,75
2,07	2,05	2,04	2,05	2,03	1,99	1,85	1,77
2,05	2,06	2,05	2,04	2,04	1,99	1,84	1,76
2,05	2,04	2,06	2,04	2,04	1,97	1,86	1,76

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
7075	1,77	1,89	1,96	2,04	2,04	2,05	2,03	2,04
7100	1,78	1,90	1,96	2,04	2,05	2,04	2,03	2,05
7125	1,80	1,91	1,97	2,05	2,05	2,06	2,02	2,04
7150	1,79	1,90	1,96	2,05	2,04	2,05	2,00	2,04
7175	1,78	1,92	1,99	2,02	2,04	2,07	2,02	2,07
7200	1,80	1,92	1,99	2,06	2,07	2,06	2,02	2,07
7225	1,80	1,92	1,98	2,07	2,06	2,06	2,05	2,07
7250	1,80	1,93	1,98	2,06	2,06	2,08	2,06	2,07
7275	1,80	1,92	1,98	2,07	2,06	2,07	2,07	2,06
7300	1,80	1,93	1,99	2,06	2,07	2,07	2,07	2,05
7325	1,80	1,93	1,98	2,06	2,07	2,07	2,05	2,05
7350	1,82	1,93	1,99	2,06	2,07	2,08	2,05	2,05
7375	1,83	1,94	1,98	2,06	2,09	2,09	2,06	2,06
7400	1,81	1,94	1,99	2,06	2,08	2,08	2,06	2,05
7425	1,83	1,95	2,00	2,06	2,07	2,08	2,06	2,07
7450	1,83	1,94	2,02	2,05	2,08	2,09	2,06	2,08
7475	1,82	1,94	2,02	2,04	2,09	2,08	2,06	2,08
7500	1,81	1,94	2,01	2,04	2,09	2,07	2,08	2,07
7525	1,82	1,95	2,01	2,07	2,08	2,07	2,08	2,09
7550	1,82	1,94	2,01	2,09	2,10	2,09	2,08	2,08
7575	1,83	1,97	2,01	2,09	2,12	2,09	2,12	2,09
7600	1,84	1,98	2,02	2,08	2,07	2,08	2,12	2,14
7625	1,80	1,96	1,97	2,09	2,09	2,06	2,14	2,07
7650	1,83	1,96	2,04	2,11	2,11	2,06	2,15	2,10
7675	1,83	1,99	2,04	2,14	2,12	2,09	2,11	2,09
7700	1,84	1,96	2,02	2,11	2,11	2,11	2,11	2,10
7725	1,84	1,96	2,02	2,13	2,13	2,11	2,11	2,12

ческим стандартом служила Вега, распределение энергии в ее спектре взято по Харитонову [5]; вспомогательными стандартными для контроля инструментальной системы были β Tau и α Peg. Измеренные абсолютные спектральные освешенности представлены в таблице. Ошибки полученных величин lg E_λ не превосходят ±0,06 в диапазоне 3200—3400 Å и ±0,03 — в диапазоне 3400—3650 Å, ±0,02 — в диапазоне 3650—4000 Å и ±0,01 — в области бóльших длин волн.

22.12.82 (JD 2445326), через 24 дня после II контакта затмения, мы просканировали спектр ε Aur с высоким разрешением: спектрофотометр АСП-38, установленный на 125 см рефлекторе АЗТ-11, позволил провести наблюдения с выходной щелью 10 Å и с шагом сканирования 10 Å. Далее, за полгода до I контакта — 2.3.82 (JD 2445031), в минимуме блеска — 20.8.83 (JD 2445567) и через год после IV контакта — 7.3..85 (JD 2446132) спектр ε Aur сканировался в интервале 3200—7600 Å с помощью пятиканального диффракционного спектрометра [6], установленного на 70 см рефлекторе АЗТ-8; в этих наблюдениях выходная щель соответствовала 23 Å, шаг сканирования составлял 18 Å. При наблюдениях на 70 см и 125 см телескопах в качестве спектрофотометрического стандарта наблюдалась звезда 7 Cam, распределение энергии в спектре которой, опубликованное в [7], было приведено к системе Харитонов-79 [5]. Наблюдения ε Aur и 7 Cam проводились в каждую ночь с разницей воздушных масс не более 0,1, при поправке за атмосферное поглощение использовался средний для нашей обсерватории коэффициент атмосферной экстинкции по данным [8]. Распределения энергии в

Таблица 1 (окончание)

10	11	12	13	14	15	16	17
2,06	2,04	2,05	2,04	2,03	1,97	1,84	1,77
2,06	2,04	2,04	2,05	2,04	1,99	1,85	1,78
2,06	2,05	2,06	2,05	2,06	2,01	1,86	1,78
2,07	2,04	2,07	2,04	2,07	2,02	1,84	1,79
2,07	2,04	2,07	2,07	2,05	2,00	1,85	1,78
2,10	2,06	2,07	2,05	2,07	1,97	1,86	1,79
2,07	2,04	2,08	2,05	2,06	2,01	1,86	1,80
2,10	2,07	2,10	2,07	2,05	2,00	1,86	1,79
2,08	2,06	2,11	2,05	2,05	2,00	1,87	1,79
2,09	2,06	2,10	2,06	2,07	2,02	1,88	1,80
2,09	2,08	2,07	2,07	2,06	2,04	1,87	1,79
2,09	2,07	2,08	2,07	2,06	2,02	1,86	1,79
2,08	2,06	2,07	2,06	2,06	2,01	1,86	1,79
2,08	2,07	2,07	2,06	2,05	2,01	1,87	1,80
2,08	2,07	2,10	2,08	2,05	2,03	1,88	1,82
2,10	2,07	2,08	2,05	2,08	2,03	1,88	1,82
2,11	2,08	2,11	2,06	2,09	2,01	1,89	1,82
2,12	2,09	2,11	2,07	2,07	2,03	1,88	1,80
2,11	2,10	2,12	2,07	2,10	2,04	1,90	1,81
2,12	2,09	2,13	2,10	2,09	2,03	1,90	1,83
2,10	2,08	2,10	2,07	2,08	2,01	1,87	1,82
2,08	2,13	2,13	2,06	2,12	1,95	1,95	1,83
2,14	2,04	2,12	2,10	2,09	2,00	1,96	1,80
2,15	2,11	2,14	2,10	2,11	2,08	2,94	1,79
2,15	2,11	2,12	2,09	2,10	2,04	1,91	1,83
2,09	2,14	2,15	2,12	2,09	2,08	1,92	1,83
2,12	2,13	2,13	2,14	2,11	2,02	1,93	1,83

спектре ε Aur, полученные в указанные 4 ночи на рефлекторах АЗТ-11 и АЗТ-8, представлены на рис. 2; максимальные ошибки измеренных в этих наблюдениях величин $\lg E_\lambda$ составляют ±0,02 для спектральных интервалов 3200—3800 Å, 4700—5300 Å и 7000—8000 Å и ±0,01 для остальных участков спектра.

Все описанные выше спектрофотометрические наблюдения были использованы нами для вычисления звездной величины в полосе V с помощью методики [9] и кривой реакции этой фотометрической системы [10]; ошибка таких вычислений не должна превышать $\pm 0^m,03$. На рис. 1 крестиками нанесены результаты наших вычислений, за исключением одной или двух дат они действительно хорошо согласуются с прямыми фотометрическими измерениями.

Наиболее обширный временнóй ряд наблюдений ε Aur был получен нами с помощью пятиканального спектрометра на телескопе АЗТ-8 при работе в режиме с двумя фиксированными положениями каретки спектрофотометра. В течение 44 ночей измерения в таком режиме проводились в 9 полосах пропускания: 8 из них выделялись выходными щелями спектрофотометра и были центрированы на 3110, 3549, 3860, 4723, 5310, 6186, 7120 и 8015 Å, а девятой полосой служил референтный канал, где регистрировалось излучение, отраженное в нулевом порядке диффракционной решетки и прошедшее через интерференционный фильтр с $\Delta\lambda = 50$ Å на уровне половины его максимального пропускания около 5500 Å; при ширинах выходных щелей 23 Å их установка по длинам волн была не хуже 0,5 Å. Все эти спектральные полосы отмечены в верхней части рис. 2 прямо-

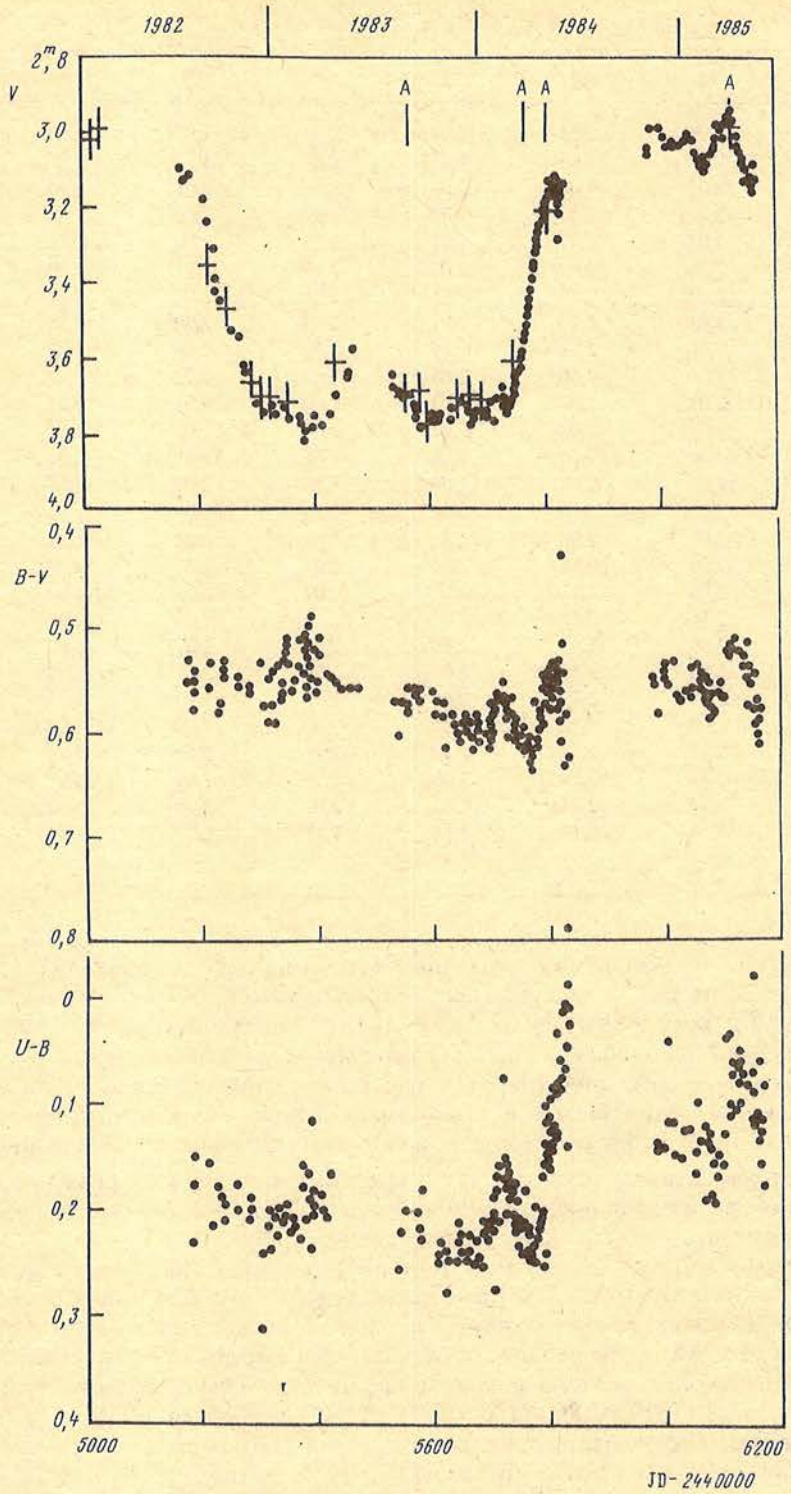


Рис. 1. Кривые блеска и показателей цветов ε Aur

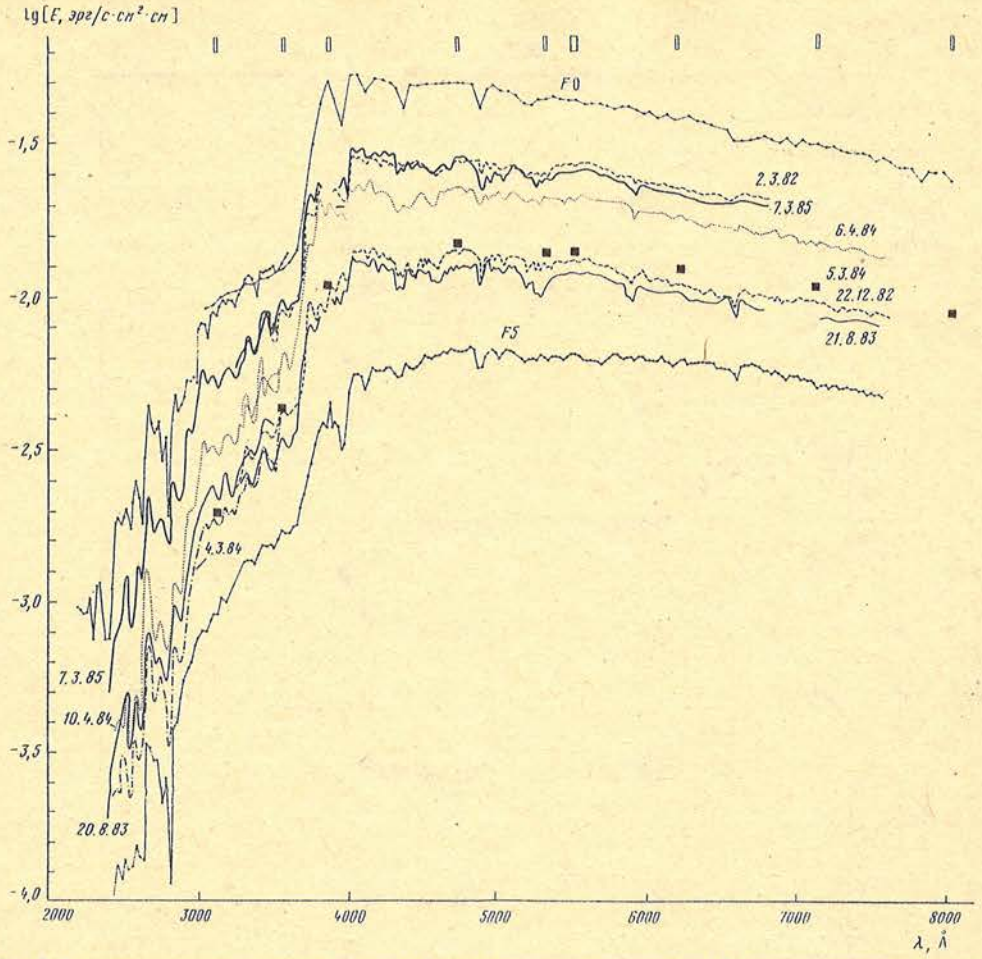


Рис. 2. Распределения энергии в спектре ε Aur и в спектрах нормальных F-сверхгигантов по результатам наземных и внеатмосферных наблюдений

угольниками. Методика калибровки наблюдений в режиме с фиксированными положениями каретки спектрометра в принципе не отличалась от методики калибровки при сканировании спектра, применялся тот же стандарт 7 Cam, величина lg E_{3110} (7 Cam) была получена экстраполяцией данных [7] на эту длину волны. Максимальные погрешности полученных величин lg E_λ (ε Aur) составляют ±0,02 в полосах λλ 3110, 3549, 7120 и 8015 Å и ±0,01 в остальных случаях.

Результаты узкополосных фотометрических наблюдений ε Aur представлены на рис. 3 темными кружками, здесь же крестиками отмечены данные наших спектрофотометрических наблюдений — интерполированные на соответствующие длины волн величины из таблицы 1; рисунок обнаруживает хорошее согласие этих независимых наблюдений. В нижней части рис. 3 отмечены моменты контактов затмения ε Aur по [3, с. 67].

Ультрафиолетовые внеатмосферные наблюдения ε Aur проведены нами с помощью астрофизической станции "Астрон" [11], которая была выведена на орбиту в марте 1983 г. Мы провели 4 сеанса таких наблюдений: в минимуме блеска системы 20.8.83, на восходящей ветви, при выходе из затмения 4.3.84. и 10.4.84 и через год после IV контакта 7.3.85; на рис. 1 эти даты отмечены буквой А. Наблю-

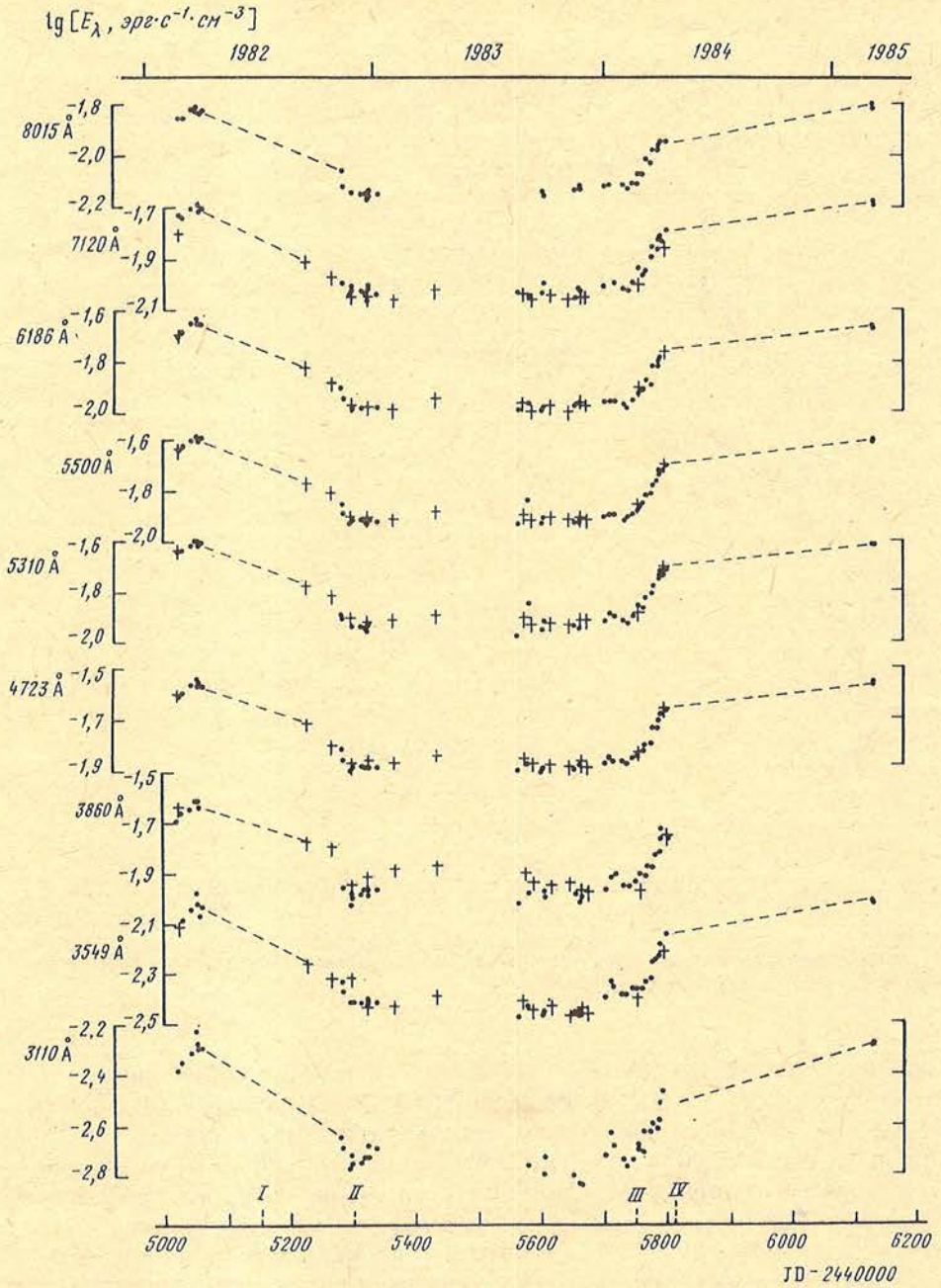


Рис. 3. Кривые блеска ε Aur в 9 узких областях спектра

дения ε Aur на "Астроне" проводились в режиме сканирования спектра с разрешением около 28 Å. Калибровка абсолютной чувствительности спектрометра "Астрона" была выполнена с помощью наблюдений звезды 139 *Tau*, распределение энергии в спектре которой было взято из данных, полученных на *IUE* [12]. Положение выходной щели определялось по телеметрии в каждый момент времени с точностью до десятых долей ангстрема при медленном сканировании спектра (20.8.83) и до нескольких ангстрем при быстром сканировании (4.3.84,

10.4.84 и 7.3.85). Вычисленные таким образом величины $\lg E_\lambda$ отягощены погрешностями не более ±0,05, но в подавляющем большинстве случаев они не превышают ±(0,01 ÷ 0,02).

Спектрометр "Астрона" позволяет исследовать излучение небесных тел от 1540 до 3500 Å. Однако при наблюдениях объектов с невысокой температурой интенсивность изотропно рассеянного на диффракционной решетке длинноволнового излучения превышает интенсивность дифрагированного коротковолнового излучения, что и ограничивает доступный для изучения диапазона длин волн; в частности, при исследовании F-звезд "Астрону" доступна лишь область спектра с $\lambda \geqslant 2400$ Å, и на рис. 2 вместе с результатами наземных наблюдений приведены данные ультрафиолетовых измерений в диапазоне от 2400 до 3500 Å. В диапазоне от 3200 до 3500 Å наземные и внеатмосферные наблюдения перекрываются. Сравнение соответствующих величин на рис. 2 показывает, что 20/21.8.83, когда наземные и внеатмосферные наблюдения были разделены лишь 11 ч, данные с "Астрона" систематически превышают данные с АЗТ-8 на $\Delta \lg E_\lambda \sim 0{,}1$. Тем не менее, имеет место неплохое согласие наземных наблюдений 6.4.84 и внеатмосферных измерений 10.4.84, а полученные 7.3.85 наземные и внеатмосферные данные прекрасно сходятся. В марте 1984 г. наземное сканирование спектра ε Aur не проводилось, но выполненные 5.3.84 на АЗТ-8 многоцветные измерения, которые представлены на рис. 2 квадратиками, хорошо согласуются с результатами внеатмосферного сканирования 4.3.84. Наконец, на рис. 3 сопоставлены внеатмосферные — буква А — и наземные измерения в области λ 3110 Å, которые тоже неплохо согласуются между собой. Возвращаясь к наблюдениям 20/21.8.83, заметим, что нам не удалось обнаружить какую-либо инструментальную причину отмеченного расхождения, но уместно напомнить, что согласно Гопкинсу [3, с. 7] при наблюдениях ε Aur 9.3.83 в области λ 3940 Å за час было обнаружено возрастание блеска на $0^m{,}1$.

Таким образом, мы получили достаточно однородный ряд наблюдений ε Aur в диапазоне длин волн от 2400 до 8000 Å.

3. Обсуждение полученных данных

Как известно, кроме периодических затмений, система ε Aur обнаруживает иррегулярные изменения блеска с амплитудами до нескольких десятых звездной величины и с характерными временами от десятка до сотни суток; такие изменения имеют место как в фазе максимального блеска системы, так и во время затмений. Очевидно, что эти сравнительно быстрые процессы и регулярные затмения обусловлены разными физическими причинами, и полученные нами данные позволяют оценить некоторые свойства каждого из этих двух типов изменений блеска системы.

3.1. Свойства иррегулярных изменений блеска малой амплитуды

На рис. 3 четко обнаруживаются два непродолжительных поярчания системы ε Aur: за 4 мес. до I контакта — JD 2445044-57 и незадолго до III контакта — JD 2445712-18. Амплитуда этих поярчаний заметно растет в сторону коротких длин волн и в области λ 3110 Å достигает $0^m{,}3$—$0^m{,}4$. Согласно рис. 1, на такое же событие пришлись и наши последние внеатмосферные и наземные многоцветные измерения в марте 1985 г. Согласно рис. 3, этому поярчанию в области λ 3110 Å предшествовало некоторое понижение блеска системы.

Плавное возрастание амплитуды таких поярчаний в сторону коротких длин волн дает основание предполагать, что эти явления обусловлены вариациями параметров фотосферы. В приближении чернотельного изучения светимость

фотосферы

$$L_\lambda \infty R^2 B_\lambda(T) \quad (1)$$

и изменения блеска звезды при вариациях радиуса и температуры ее фотосферы описываются соотношением

$$-\Delta m_\lambda = 1{,}086[2\Delta R/R + \varphi(\lambda, T)\Delta T/T], \quad (2)$$

где $\varphi(\lambda, T) = (c_2/\lambda T)[\exp(c_2/\lambda T) - 1]^{-1}\exp(c_2/\lambda T)$ и c_2 =1,44 см · град. Во время непродолжительного поярчания ε Aur в марте 1982 г. измеренные амплитуды составили от $\Delta m_{\lambda 8015} = -0^m{,}10$ до $\Delta m_{\lambda 3110} = -0^m{,}36$. Если записать соотношение (2) для всех 9 длин волн, данные о которых представлены на рис. 3, то получим избыточную систему уравнений относительно $\Delta R/R$ и $\Delta T/T$. Решение такой системы методом наименьших квадратов для $T_{\varepsilon\ Aur}$ = 7650 K [3, с. 49] таково: $\Delta R/R = -0{,}047 \pm 0{,}023$ и $\Delta T = 505 \pm 74$ K; величина среднеквадратичной невязки этого решения составляет $-0^m{,}035$, т.е. не превышает средней погрешности измерений, и это обстоятельство оправдывает применение чернотельного приближения.

Согласно сводке параметров ε Aur [3, с. 49], $R_{\varepsilon\ Aur} = 100\ R_\odot$, так что в ходе рассматриваемого поярчания радиус звезды уменьшился на $5R_\odot$. Поскольку этот подъем блеска продолжался около 10 сут., то средняя скорость уменьшения радиуса видимой поверхности звезды была близка к 4 км/с. Существуют, однако, и бо́льшие оценки $R_{\varepsilon\ Aur}$, до $250R_\odot$ [13]; в таком случае, скорость понижения фотосферы должна возрасти до 10 км/с. Поярчание ε Aur в марте 1982 г. наблюдалось также на спутнике *IUE* и спектры, описанные Ферлугой и Xak [3, с. 46], действительно, обнаруживают смещение абсорбционной линии Fe II λ 2971 Å с 12 по 26.3.82 (JD 2445041-55) в длинноволновую сторону на 10—15 км/с. Известное систематическое смещение многих абсорбционных линий в спектре ε Aur в эту сторону перед затмением заставляет с осторожностью отнестись к сопоставлению указанных величин. Следует, однако, напомнить, что непериодические изменения лучевой скорости сходной амплитуды, действительно, были обнаружены в длительных рядах измерений на самых различных фазах орбитального движения [14, 15]. Наконец, для полученных значений $\Delta R/R$ и $\Delta T/T$ соотношение (2) дает $\Delta m_{\lambda 1500} = 0^m{,}8$., тогда как прямая оценка этой величины по спектрам *IUE* составляет $0^m{,}5$.; если учесть некоторую неодновременность получения данных, использованных в этих оценках, то различие приведенных величин едва ли заметно превышает погрешности фотометрии спектров *IUE*. Таким образом, мы заключаем, что вся наблюдаемая быстрая активность ε Aur может быть обусловлена главным компонентом системы и нет необходимости привлекать дополнительный высокотемпературный источник, как это предложили Бём и др. [16].

Наши спектрофотометрические наблюдения дают независимое подтверждение модели вариаций блеска ε Aur с повышением температуры при уменьшении радиуса фотосферы. Действительно, если в (2) отношения $\Delta R/R$ и $\Delta T/T$ имеют разные знаки, то существует такая длина волны λ_0, для которой $\varphi(\lambda_0 T) = 2 \times \times |(\Delta R/R) : (\Delta T/T)|$ и $\Delta m_{\lambda_0} = 0$, а амплитуды блеска системы по разные стороны от этой критической длины волны тоже должны иметь разные знаки. В связи с таким заключением внимательно рассмотрим на рис. 2 распределения энергии в спектре ε Aur, относящиеся к 2.3.82 и 7.3.85. Оба они соответствуют фазе максимума блеска, но данные 1982 г. получены за 13 сут. до пика яркости в событии JD 2445044-57 (см. рис. 3), тогда как обсуждаемые измерения 1985 г. были проведены в самом пике яркости непродолжительного повышения блеска

системы — (см. рис. 1). Эти два распределения энергии весьма близки друг к другу, но определенно "скрещены": в области $\lambda > 5000$ Å звезда 2.3.82 была систематически ярче, чем 7.3.85, тогда как в области $\lambda < 4200$ Å ситуация противоположна. Возможно, такую же пару "пересекающихся" распределений энергии дают относящиеся к фазе минимума блеска наблюдения ε Aur 20/21.8.83 и 4/5.3.84; однако неопределенность в стыковке наземных и внеатмосферных наблюдений в августе 1983 г. делает этот случай менее надежным.

Рассмотрим, наконец, наши наблюдения с точки зрения спектральной классификации звезд. Варьируя величину избытка цвета, обусловленного межзвездным поглощением, Томпсон и др. [17] нашли, что в интервале длин волн от 5200 до 7600 Å достигается наилучшее согласие наблюдаемого распределения энергии в спектре ε Aur вне затмения со спектрофотометрическими стандартами $F2$—$F4$ при $E(B-V) = 0^m,30 \pm 0^m,03$ и эта оценка избытка цвета согласуется с наблюдаемой в спектре ε Aur интенсивностью межзвездной абсорбционной полосы λ 2175 Å [18]. Поскольку в диапазоне длин волн, доступном наземным наблюдениям, распределение энергии в спектрах A и F звезд довольно слабо зависит от конкретного спектрального класса, то для использования наших внеатмосферных наблюдений мы проделали следующую процедуру. Распределение энергии в спектре стандартного $F0$ сверхгиганта в диапазоне λλ 3000—8000 Å по [19] дополнили распределением энергии в спектре $F0$ сверхгиганта α Lep в диапазоне λλ 2400—3500 Å по [20]. Далее, распределение энергии в спектре $F5$ сверхгиганта α Per измерено в диапазоне λλ 2400—7600 Å [21, 22]. Известно также, что α Lep свободна от межзвездного поглощения — $E(B-V) = 0^m,0$ [19], а для α Per эта величина составляет $0^m,07$ [21]. Мы искусственно ввели в эти распределения межзвездное поглощение с избытками цвета соответственно $0^m,30$ и $0^m,23$ и со спектральной зависимостью этого поглощения по Ситону [23]; далее, данные [22] были приведены к разрешению 25 Å и полученные таким образом кривые нанесены на рис. 2 с некоторыми сдвигами по оси ординат. Сравнение этих кривых с распределениями энергии в спектре ε Aur показывает, что 7.3.85 — в момент максимума непродолжительного поярчания звезды — спектр ε Aur был очень близок к $F0$, тогда как 4/5. 3.84 он был близок к $F5$. Это различие спектральных классов соответствует разности температур фотосфер звезд—сверхгигантов около 600 К [24]. Заметим, что выполненные ранее спектральные классификации ε Aur вне затмения по чисто спектроскопическим критериям также приводили к диапазону оценок от самых поздних A до $F5$ [17]; поскольку эти классификации проводились без одновременных точных фотометрических измерений, то весьма вероятно, что указанный разброс полученных оценок обусловлен непериодическими поярчаниями звезды.

3.2. О степени серости вещества диска

Полную картину относительных изменений блеска ε Aur в различных областях длин волн дает рис. 4, на котором сопоставлены полученные нами величины $\lg E_{5500}$ и все другие $\lg E_\lambda$. Здесь светлые кружки соответствуют фазе максимального блеска ε Aur до затмения, треугольники с вершиной внизу — нисходящей ветви затмения, темные кружки — фазе минимума блеска, треугольники с вершиной вверху — восходящей ветви затмения и квадратики — фазе максимального блеска после затмения; крест в кружке соответствует наблюдениям 1977 г. [25], выполненным в эпоху максимального блеска ε Aur. Для каждой из зависимостей $\lg E_\lambda$ ($\lg E_{5500}$) на рис. 4 под углом 45° проведена прямая, наилучшим образом проходящая через данные измерений. Из рисунка следует, что в области длин волн $\lambda > 4700$ Å блеск ε Aur изменяется практически одинаково, как при экранировании серой материей различной оптической

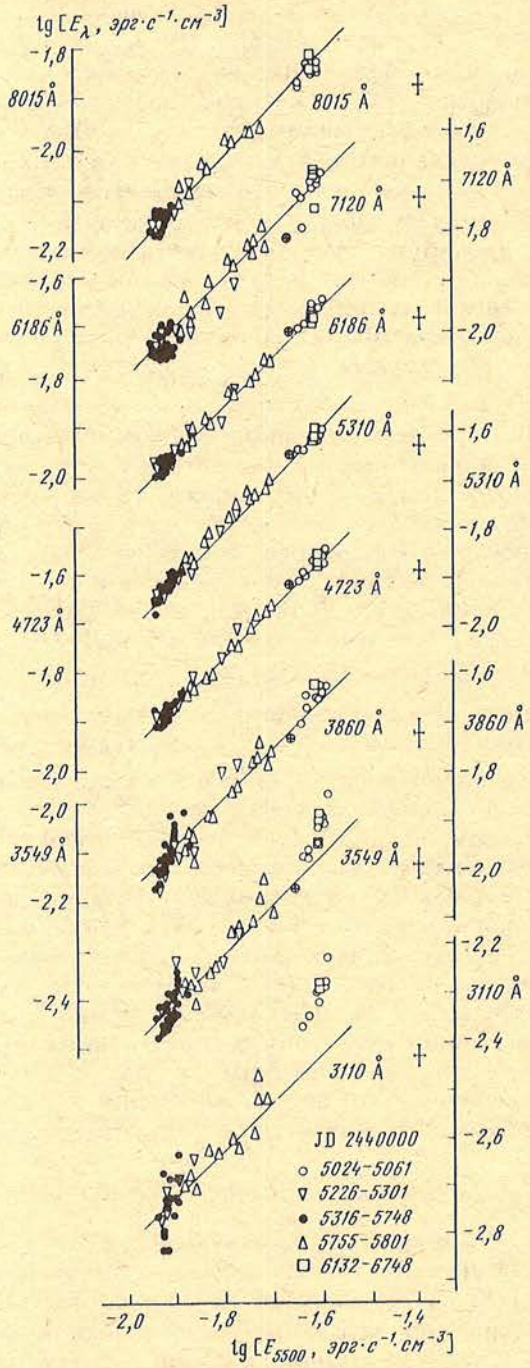


Рис. 4. Сравнение абсолютных потоков от ε Aur в разных узких областях спектра

толщины. Но в области $\lambda < 3900$ Å заметны отклонения от серого экранирования. Расположение светлых кружков и квадратиков над биссектрисами обусловлено рассмотренными выше иррегулярными поярчаниями, а значительное число темных кружков под биссектрисами может быть следствием либо того, что во время затмения мы наблюдали иррегулярные ослабления блеска системы, либо большей глубиной затмения в коротковолновой области спектра по сравнению с видимым диапазоном длин волн. Во втором случае размер пылинок, образующих затмевающий диск в системе ε Aur должен быть заметно меньше размера частиц обычной межзвездной пыли.

3.3. Околозвездная газовая компонента

Для изучения линейчатого спектра разрешение наших наблюдений мало, поэтому полученные данные, относящиеся к околозвездной газовой компоненте и линейчатому спектру фотосферы, немногочисленны.

Рис. 2 показывает, что 21.8.83 интенсивность абсорбционной линии H_α была определенно усилена; заметим, что вблизи середины минимума блеска увеличение эквивалентной ширины линии H_α в 2—3 раза отметили Томпсон и др. [17]. Далее, мы приняли, что отношение плотностей потоков E_{4025}/E_{3550} характеризует величину бальмеровского скачка в спектре звезды, и рассмотрели ход этой величины в течение затмения; однако изменения этого отношения оказались небольшими, и мы не обнаружили корреляции его величины ни с блеском звезды, ни с эквивалентной шириной линии H_α.

Наконец, на внеатмосферном скане **7.3.85**, полученном вне затмения в максимуме непродолжительного поярчания системы, заметно ослабление абсорбционной линии Mg II λ 2800 Å. По-видимому, этот эффект обусловлен второй ионизацией магния при повышении температуры фотосферы во время поярчания ε Aur и аналогичен ослаблению линий *H* и *K* кальция при переходе от *F* к *A* звездам.

4. Заключение

Анализ выполненных нами наблюдений подтверждает известный вывод о серости вещества, ответственного за периодические ослабления блеска системы, в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн, но наводит на подозрения об отклонениях от серости в области $\lambda < 4000$ Å. С другой стороны, мы приходим к выводу, что непериодические поярчания ε Aur связаны не с эффектом рассеяния слоя экранирующей материи, а с реальными повышениями температуры главного компонента системы, и различные способы количественных оценок приводят к величине нагрева в несколько сот кельвинов. Согласно фотометрическим данным, повышение температуры происходит с одновременным уменьшением размера звезды, и скорость понижения уровня фотосферы составляет несколько километров в секунду.

Повышение температуры при сжатии наблюдается у периодически пульсирующих звезд. Но у ε Aur рассматриваемые поярчания явно не периодичны. Поэтому физический смысл таких изменений фотосферы ε Aur остается неясным. Здесь уместно напомнить, что *F* сверхгигант PU Vul, образовавшийся в течение года в результате вспышки звезды низкой светимости в двойной системе, проходит именно такую стадию, когда температура его фотосферы возрастает, а радиус уменьшается, причем этот процесс не периодичен и в нем, действительно, зарегистрированы Δm_λ разного знака [26].

В ближайшие 2—3 года система ε Aur входит в фазу элонгации, когда вероятность экранирования главного компонента фрагментами пылевого диска мала, и в этот период целесообразно начать проводить систематические прямые

фотометрические наблюдения и измерения лучевой скорости для подтверждения ожидаемой корреляции блеска и движений вещества во внешних слоях F сверхгиганта этой уникальной системы.

Мы благодарны В.П. Архиповой и Н.М. Шаховскому за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Цесевич В.П.* Затменные переменные звезды / Под ред. Цесевича В.П. М.: Наука, 1971. С. 253.
2. *MacRobert A.* // Sky and telescope. 1985. Vol. 70. P. 527.
3. 1982—1984 eclipse of Epsilon Aurigae / Ed. Stencel R.E. // NASA Conference Publication. N 2384. 1985.
4. *Никонов В.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1975. Т. 54. С. 3.
5. *Харитонов А.С.* Абсолютное распределение энергии в спектрах звезд в области 3000—7600 ÅÅ. Дис. ... док. ф.-м.н.: Алма-Ата. 1980.
6. *Букач А.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1979. Т. 60. С. 197.
7. *Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н.* Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата. 1978.
8. *Бурнашев В.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1977. Т. 57. С. 57.
9. *Бурнашев В.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 76. С. 70.
10. *Страйжис В.* Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Моклас, 1977.
11. *Боярчук А.А., Гершберг Р.Е., Границкий Л.В.* и др. // Письма в Астрон. журнал, 1984. Т. 10. С. 163.
12. *Wu C.C., Ake T.B., Boggess A.* et al. // NASA IUE Newsletter. 1983. N 22. C. 78.
13. *Ferro A.A.* // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1985. Vol. 216. P. 571.
14. *Frost E.B., Struve O., Elvey C.T.* // Publ. Yerkes Obs. 1932. Vol. 7. P. 81.
15. *Wright K.O.* // Vistas in astronomy. 1970. Vol. 12. P. 147.
16. *Boehm C., Ferluga S., Hack M.* // Astron. and Astrophys. 1984. Vol. 130. P. 419.
17. *Thompson D.T., Lutz B.L., Lockwood G.W., Sowell J.R.* // Astrophys. J. 1987. Vol. 321. P. 450.
18. *Hack M., Selvelli P.L.* // Astron. and Astrophys. 1979. Vol. 75. P. 316.
19. *Страйжис В., Свидерскене З.* // Бюлл. Вильнюсской астроном. обс., 1972. № 35. С. 3.
20. *Code A.D., Meade M.R.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1979. Vol. 39. P. 195.
21. *Бурнашев В.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1980. Т. 62. С. 3.
22. *Heck A., Egret D., Jaschek M., Jaschek G.* IUE Low dispersion spectra. Reference atlas. Part I. Normal stars // ESA SP-1052. 1984.
23. *Seaton M.J.* // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1979. Vol. 187. P. 73
24. *Аллен К.У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
25. *Бурнашев В.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 66. С. 162.
26. *Белякина Т.С., Бондарь Н.И., Гершберг Р.Е.* и др. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1989. Т. 81. С. 28—111.

УДК 523.8

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕР ГИГАНТОВ КЛАССА КО ε Cyg И ε Tau. III

С.В. Бердюгина, М.Е. Боярчук, И.С. Саванов

На основании спектрограмм высокой дисперсии были изучены КО III звезды ε Cyg и ε Tau. Методом моделей атмосфер определены их параметры и химический состав. При определении параметров $T_{эф}$ и lg*g* применен ранее нами не используемый дополнительный критерий, основанный на эффекте Вилсона—Баппу. При сопоставлении химического состава атмосфер изучаемых звезд и Солнца особое внимание уделяется результату, свидетельствующему о близком к солнечному содержанию железа в атмосфере звезды ε Tau, принадлежащей скоплению Гиады.

CHEMICAL COMPOSITION OF ATMOSPHERES OF KO GIANT STARS. ε Cyg AND ε Tau. III, *by S.V. Berdyugina, M.E. Boyarchyk, I.S. Savanov.* On the basis of high dispersion spectrograms the atmospheres of KO giant stars ε Cyg and ε Tau are studied. Using the model atmospheres method the atmosphere parameters and their chemical composition were obtained. Additionally we used Wilson—Buppu effect while determining atmospheric parameters — T_{ef} and lg *g*. Special attention was paid to the results concerning the iron abundance in the atmosphere of ε Tau, belonging to the Hyades cluster.

За последние годы достигнут значительный прогресс в изучении спектров и атмосфер красных гигантов. При этом, как правило, основное внимание уделялось исследованию содержаний легких элементов — лития, углерода, азота и кислорода, а также определению отношения изотопов углерода $^{12}C/^{13}C$. Считается, что для красных гигантов поверхностные содержания этих элементов отражают характер эволюции изучаемых звезд с момента их ухода с главной последовательности. Для проверки предсказаний теории звездной эволюции многие исследователи опубликовали результаты массовых определений содержаний легких элементов для достаточно большой представительной выборки красных гигантов (см., напр., Коттрелл, Сниден [1]). Имеющиеся же в литературе сведения о содержаниях элементов группы железа и более тяжелых элементов (элементов *s*-процесса) остаются крайне малочисленными. К числу наиболее известных работ такого типа можно отнести исследование содержаний тяжелых элементов в атмосфере "классической" бариевой звезды HR 774 (Томкин, Лэмб [2]). Отметим, что к обоснованию *s*-процесса в звездах привело наблюдательное открытие Мерриллом в 1952 г. линий технеция в атмосферах *S* звезд. К сожалению, спектры звезд класса *S* в сильной степени искажены молекулярными полосами, что делает количественный анализ химического состава их атмосфер затруднительным. По этой причине спектральные исследования элементов *s*-процесса в атмосферах звезд гигантов поздних спектральных классов главным образом были сконцентрированы на изучении бариевых звезд. Ранее [3, 4] мы выполнили исследование атмосфер трех *KO* гигантов — β Gem, γ^1 и γ^2 Leo, в ходе которого были определены содержания 30 элементов в их атмосферах, в том числе 13 элементов тяжелее стронция.

Для настоящего исследования мы выбрали две звезды спектрального класса *KO* III — ε Cyg и ε Tau. Основные сведения об этих звездах и их наблюдениях приведены в табл. 1.

Спектрограммы звезд ε Cyg и ε Tau были получены со спектрографом куде 2,6-метрового телескопа Крымской астрофизической обсерватории в 1984—1985 гг. Отобранные нами 5 спектров охватывают спектральную область 6850—4700 Å. Фотометрирование спектрограмм было проведено на микрофотометре интенсивностей на базе микро-ЭВМ "Искра-1256", увеличение при записи составляло 100 раз. При отождествлении линий мы пользовались теми же литературными источниками, что и в [3] — таблицы Ш. Мур и "Солнечный спектр λ 2935—8770 Å". Методика отождествления и измерения спектральных линий была аналогичной той, что описана нами в [3] при анализе звезд β Gem и γ^1 Leo. Результаты усредненных по нескольким регистрограммам измерений эквивалентных ширин линий W_λ приведены в табл. 2.

Анализ химического состава атмосфер звезд ε Cyg и ε Tau основывался на моделях из сетки Белла и др. [5] (описание моделей дано Густафсоном и др. [6]), а также на дополнительных моделях, рассчитанных позднее и любезно

Таблица 1

Звезда	Номер *HD* спектр	V	V_r, км/с	$V\sin i$, км/с	Число спектрограмм 6800—5700	Число спектрограмм 6100—4700	$T_{эф}$	$\lg g$	ξ_t
εCyg	197989	$2{,}46^m$	+3	<15					
	KO III				3	2	5000	2,6	2,5
ε Tau	28305	$3{,}53^m$							
	G 9,5III		−17	<15	3	2	5000	2,6	3,0

Таблица 2

λ, Å	мульт	E_l	lggf	εCyg		εTau	
				W_λ	lgε	W_λ	lgε
1	2	3	4	5	6	7	8
Li I							
6707,90	1	0,00	+0,18	0,010	0,11	0,024	0,47
C I							
6587,75	22	8,53	−1,34	0,010	8,62	0,022	8,96
5380,24	11	7,68	−1,68	0,009	8,07	0,010	8,14
5052,15	12	7,65	−1,49	0,023	8,39	0,041	8,83
O I							
6363,88		0,00	−10,25	0,013	8,64	0,017	8,73
6300,31		0,00	−9,75	0,033	8,49	0,030	8,44
Na I							
6160,75	5	2,10	−1,27	0,112	6,28	0,155	6,65
6154,23	5	2,10	−1,57	0,090	6,27	0,133	6,76
5688,22	6	2,10	−0,42	0,157	6,11	0,210	6,59
5682,63	6	2,10	−0,67	0,159	6,39	0,202	6,67
5148,85	8	2,10	−2,06	0,043	6,03	0,084	6,71
4982,83	9	2,10	−0,95	0,114	6,21	0,145	6,40
4751,82	11	2,10	−2,11	0,041	6,07	0,071	6,60
Mg I							
6319,24	23	5,11	−2,20			0,089	7,78
5711,10	8	4,34	−1,71	0,172	7,92	0,172	7,59
5528,42	9	4,34	−0,48	0,279	7,45	0,278	7,47
4730,00	10	4,34	−2,39				7,54
4702,98	11	4,34	−0,58	0,250	7,41	0,250	7,33
Al I							
6698,67	5	3,14	−1,65			0,079	6,38
6696,03	5	3,14	−1,34	0,092	6,40	0,126	6,69
5557,10	6	3,14	−2,10	0,022	6,01	0,039	6,21
Si I							
6721,84	38	5,68	−1,01	0,070	6,63	0,094	7,68
6244,48	27	5,61	−0,72	0,070	6,92	0,093	7,18
6155,70	29	5,62	−1,79	0,022	7,06	0,025	7,13
6155,21	29	5,62	−0,30	0,105	6,95	0,132	7,26
6145,02	29	5,61	−0,84	0,052	6,67	0,081	7,16
6142,49	30	5,62	−0,99	0,043	6,54	0,068	7,07
6131,58	30	5,61	−1,16	0,043	6,68	0,074	7,33
5948,55	16	5,08	−1,23	0,081	7,00	0,144	7,77
5793,13	9	4,93	−2,05	0,052	7,05	0,086	7,69
5701,14	10	4,93	−2,05	0,054	7,29	0,059	7,26
5690,47	10	4,93	−1,87	0,064	7,30	0,088	7,55
5665,56	10	4,92	−2,04	0,065	7,45	0,093	7,76
Si II							
6371,36	2	8,12	−0,05	0,032	7,45	0,046	7,60
6347,09	2	8,12	+0,26	0,025	7,02	0,025	7,02
Ca I							
6717,69	32	2,71	−0,52	0,193	6,41	0,248	6,80
6572,80	1	0,00	−4,15	0,148	6,46	0,169	6,55
6599,65	18	2,52	−0,82	0,150	6,06	0,186	6,44

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
6493,79	18	2,52	−0,11	0,191	5,91	0,229	6,01
6471,67	18	2,52	−0,69	0,158	6,11	0,192	6,48
6449,82	19	2,52	−0,52	0,165	6,01	0,207	6,52
6439,08	18	2,52	+0,39	0,212	5,62	0,258	5,77
6169,56	20	2,52	−0,48	0,172	6,33	0,177	5,97
6169,04	20	2,52	−0,80	0,153	6,30	0,179	6,28
6166,44	20	2,52	−1,41	0,123	6,16	0,143	6,22
6162,18	3	1,90	−0,09	0,283	5,94	0,303	6,08
6161,30	20	2,52	−1,27	0,130	6,33	0,143	6,37
6122,23	3	1,89	−0,27	0,256	5,96	0,257	5,85
6102,73	3	1,88	−0,75	0,184	6,00	0,231	6,17
5857,55	47	2,93	+0,24	0,189	6,10	0,214	6,18
5590,12	21	2,52	−0,57	0,144	5,95	0,155	5,89
5588,76	21	2,52	+0,36	0,194	5,64	0,225	5,61
5581,97	21	2,52	−0,96	0,154	6,43	0,169	6,39
5512,98	48	2,93	−0,45	0,126	6,08	0,146	6,00
5260,38	22	2,52	−1,72	0,073	6,04	0,094	6,21
Sc I							
5717,30	12	1,44	−0,41	0,010	2,70	0,012	2,80
5671,83	12	1,45	+0,64	0,073	2,99	0,082	3,06
5520,50	15	1,86	+0,42	0,023	2,67	0,025	2,73
5484,62	16	1,85	+0,08	0,017	3,00	0,017	3,05
5083,71	13	1,44	+0,42	0,040	2,51	0,050	2,59
5081,55	13	1,45	+0,60	0,045	2,44	0,055	2,50
4743,81	14	1,45	+0,53	0,029	2,37	0,046	2,53
Sc II							
6604,60	19	1,36	−1,14	0,093	2,97	0,121	3,18
6320,15	28	1,50	−1,77	0,038	2,64	0,045	2,71
6300,68	28	1,51	−1,84	0,033	2,66	0,030	2,83
6245,61	28	1,51	−0,99	0,095	3,00	0,117	3,15
5684,19	29	1,51	−1,07	0,091	3,10	0,094	3,01
5667,16	29	1,50	−1,28	0,086	3,21	0,089	3,15
5657,87	29	1,51	−0,56	0,107	2,77	0,127	2,93
5552,25	25	1,45	−2,43	0,015	3,17	0,016	3,17
5526,81	31	1,77	−0,00	0,114	2,69		
5318,36	22	1,35	−2,02	0,011	2,59		
Ti I							
6743,13	48	0,90	−1,64	0,119	5,22	0,120	5,03
6599,11	49	0,90	−2,04	0,105	5,38	0,116	5,41
6556,08	102	1,46	−1,03	0,103	5,03	0,115	5,06
6554,24	102	1,44	−1,14	0,099	5,05	0,113	5,09
6336,11	103	1,44	−1,66	0,045	4,47	0,062	4,69
6312,24	104	1,46	−1,49	0,067	5,00	0,059	4,51
6303,76	104	1,44	−1,48	0,074	5,06	0,083	5,14
6258,11	104	1,44	−0,39	0,140	4,97	0,154	4,93
6123,22	69	1,07	−1,31	0,109	4,97	0,110	4,80
6091,18	238	2,27	−0,35	0,077	5,00	0,090	5,02
6085,26	69	1,05	−1,47	0,140	5,64	0,146	5,41
6064,63	69	1,05	−1,74	0,068	4,78	0,083	4,89
5978,55	154	1,87	−0,29	0,108	4,94	0,123	4,93
5965,83	154	1,88	−0,22	0,112	4,93	0,153	5,31
5953,16	154	1,89	−0,18	0,107	4,82	0,126	4,91
5937,81	72	1,07	−1,95	0,050	4,50	0,078	5,21

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
5922,11	72	1,05	−1,47	0,101	5,00	0,138	5,36
5903,32	71	1,07	−2,04	0,058	4,84	0,066	4,98
5899,30	72	1,05	−1,10	0,121	4,96	0,135	4,95
5880,31	71	1,05	−1,70	0,059	4,55	0,064	4,46
5866,45	72	1,07	−0,84	0,132	4,89	0,151	4,95
5702,66	249	2,29	−0,73	0,045	4,57	0,047	4,68
5662,16	249	2,32	−0,06	0,065	4,58	0,078	4,70
5648,50	269	2,49	−0,44	0,036	4,50	0,050	4,68
5490,16	107	1,46	−0,87	0,089	4,77	0,099	4,75
5460,50	3	0,05	−2,88	0,083	5,06	0,100	5,13
5426,26	3	0,02	−3,05	0,072	5,08	0,078	5,01
5384,64	35	0,83	−2,97	0,010	4,72	0,012	4,79
5351,07	300	2,78	+0,02	0,051	4,75	0,055	4,68
5338,33	35	0,83	−1,90	0,042	4,15	0,056	4,29
5295,78	74	1,07	−1,39	0,072	4,59	0,076	4,62
5282,40	74	1,05	−1,73	0,078	5,07	0,086	5,01
5259,97	298	2,74	−0,34	0,021	4,55	0,032	4,69
5219,70	4	0,02	−2,29	0,118	5,04	0,131	4,95
5201,09	183	2,09	−0,74	0,062	4,99	0,075	5,19
5192,97	4	0,02	−1,01	0,170	4,75	0,201	4,66
5152,19	4	0,02	−2,02	0,143	5,08	0,153	4,96
5147,48	4	0,00	−2,01	0,123	4,83	0,139	4,76
5113,45	109	1,44	−0,72	0,107	4,94	0,110	4,79
5022,87	38	0,83	−0,43	0,135	4,42	0,162	4,57
5020,03	38	0,84	−0,41	0,122	4,19	0,156	4,40
5016,16	38	0,85	−0,57	0,110	4,11	0,136	4,29
4999,51	38	0,83	−0,25	0,182	5,02	0,190	4,72
4997,10	5	0,00	−2,12	0,117	4,79	0,115	4,55
4991,07	38	0,84	−0,38	0,209	5,58	0,226	5,29
4981,74	38	0,85	−0,50	0,178	5,12	0,188	5,02
4926,15	39	0,82	−2,16	0,036	4,44	0,033	4,37
4870,13	231	2,25	+0,19	0,098	4,90	0,123	5,06
4840,87	53	0,90	−0,51	0,120	4,31		
4820,41	126	1,50	−0,37	0,115	4,81		
4759,27	233	2,25	+0,51	0,074	4,16		
Ti II							
6607,02	91	2,06	−2,90	0,029	4,54	0,057	4,98
5492,82	68	1,57	−3,19	0,030	4,59	0,040	4,58
5418,80	69	1,58	−2,20	0,089	4,75	0,116	4,94
5336,80	69	1,58	−1,75	0,130	4,94	0,143	4,82
5226,55	70	1,56	−1,24	0,164	5,04	0,182	4,92
5185,91	86	1,88	−1,56	0,090	4,44	0,141	5,00
5154,07	70	1,56	−1,92	0,116	4,85	0,157	5,18
5129,16	86	1,88	−1,51	0,123	4,98	0,150	5,08
5072,30	113	3,11	−1,23	0,112	5,81		
5005,18	71	1,57	−2,71	0,069	4,95	0,091	5,11
4911,20	114	3,11	−0,42	0,070	4,39		
4865,62	29	1,12	−2,75	0,082	4,67	0,096	4,95
4719,52	59	1,24	−3,46	0,038	4,67	0,050	4,90
VI							
6785,00	31	1,05	−1,85	0,030	3,85	0,036	3,91
6605,92	48	1,19	−1,32	0,040	3,69	0,065	4,14
6531,43	48	1,22	−0,84	0,067	4,06	0,075	4,03
6504,19	48	1,18	−1,23	0,058	4,06	0,089	4,57

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
6452,31	48	1,19	−1,21			0,055	3,81
6292,81	19	0,29	−1,47	0,112	4,22	0,139	4,41
6285,16	19	0,28	−1,51	0,096	4,00	0,108	4,01
6274,66	19	0,27	−1,67	0,097	4,19	0,108	4,19
6256,91	19	0,28	−2,01	0,064	4,19	0,073	4,07
6251,82	19	0,29	−1,34	0,122	4,25	0,136	4,25
6243,11	19	0,30	−0,98	0,157	4,50	0,173	4,45
6216,36	19	0,28	−1,29	0,142	4,55	0,160	4,449
6199,19	19	0,29	−1,28	0,127	4,26	0,131	4,11
6135,37	34	1,05	−0,75	0,091	4,10	0,102	4,13
6119,53	34	1,06	−0,32	0,105	3,94	0,121	3,98
6111,65	34	1,04	−0,71	0,092	4,08	0,106	4,13
6090,22	34	1,08	−0,06	0,124	3,95	0,138	3,92
6081,45	34	1,06	−0,58	0,102	4,10	0,118	4,18
6058,17	34	1,04	−1,37	0,031	3,60	0,044	3,75
6039,74	34	1,06	−0,65	0,082	3,88	0,103	4,06
6002,64	34	1,05	−1,58	0,023	3,70	0,035	3,88
6002,30	89	1,22	−1,77			0,015	3,95
5776,74	36	1,08	−1,54	0,014	3,71	0,036	3,88
5743,44	35	1,08	−0,97	0,069	4,20	0,073	4,04
5737,04	35	1,06	−0,74	0,072	3,88	0,088	4,01
5731,22	36	1,06	−0,73	0,073	3,89	0,102	4,16
5727,66	35	1,05	−0,85	0,076	4,04	0,080	3,98
5727,05	35	1,08	−0,01	0,146	4,37	0,145	4,06
5703,56	35	1,05	−0,21	0,134	4,28	0,138	4,11
5670,86	36	1,08	−0,42	0,100	4,04	0,111	3,99
5668,37	37	1,08	−1,02	0,041	3,52	0,049	3,56
5657,45	37	1,06	−1,02	0,045	3,56	0,052	3,57
5646,11	37	1,05	−1,19	0,020	3,34	0,045	3,68
5632,47	1	0,07	−3,22	0,031	4,32	0,020	4,26
5626,01	37	1,04	−1,25	0,043	3,70	0,038	3,66
5624,88	37	1,05	−1,07	0,068	4,29	0,049	3,59
5604,96	37	1,04	−1,29	0,035	3,68	0,040	3,73
4881,56	3	0,07	−0,66	0,204	4,90	0,225	4,61
4875,49	3	0,04	−0,81	0,119	3,63	0,136	4,64
4864,73	3	0,02	−0,96	0,117	3,67	0,116	3,48
4832,43	3	0,00	−1,50	0,103	3,98	0,103	3,81
4831,64	3	0,02	−1,38	0,102	3,88	0,125	4,03
4827,45	3	0,04	−1,48	0,117	4,26	0,149	4,49
Cr I							
5787,99	188	3,32	+0,30	0,073	4,68		
5783,93	188	3,32	+0,09	0,075	4,98	0,120	5,45
5719,82	119	3,01	−1,65	0,018	5,24	0,027	5,38
5712,78	119	3,01	−1,10	0,050	5,25	0,068	5,70
5409,79	18	1,03	−0,72	0,274	5,75	0,268	5,80
5348,32	18	1,00	−1,29	0,207	5,77	0,227	5,73
5296,69	18	0,98	−1,39	0,174	5,54	0,207	5,59
5272,01	225	3,45	−0,36	0,061	5,38	0,073	5,48
5238,96	59	2,71	−1,25	0,046	5,02	0,052	5,09
4936,33	166	3,11	−0,41	0,078	5,34	0,076	5,21
4836,86	144	3,10	−0,32	0,036	4,48		
4801,03	168	3,12	−0,23	0,076	5,15	0,094	5,27
4730,71	145	3,08	−0,31	0,074	5,18	0,092	5,28

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
4718,43	186	3,19	+0,22	0,093	5,03	0,107	5,09
4708,04	186	3,17	+0,08	0,053	4,51	0,091	5,01
Cr II							
5310,70	43	4,07	−2,17	0,030	5,46	0,045	5,65
5308,44	43	4,07	−1,74	0,049	5,37	0,060	5,51
5305,85	24	3,83	−2,04	0,042	5,19	0,062	5,58
Mn I							
6021,80	27	3,07	+0,03	0,176	5,45	0,189	5,43
6016,64	27	3,07	−0,31	0,126	5,15	0,204	5,95
6013,50	27	3,07	−0,25	0,135	5,25	0,193	5,88
5537,72	4	2,19	−2,28	0,128	6,11	0,155	6,46
5516,74	4	2,18	−1,85	0,133	5,86	0,178	6,27
5505,87	4	2,18	−2,50	0,121	6,33	0,156	6,62
5457,47	4	2,16	−2,89	0,039	3,26	0,075	6,02
5420,36	4	2,14	−1,46	0,232	6,91	0,246	6,62
5413,68	42	3,86	−0,63	0,055	5,34	0,078	5,62
5399,49	42	3,85	−0,32	0,184	5,47	0,116т	5,83
4823,52	16	3,26	+0,14	0,209	6,25	0,209	6,16
4783,42	16	2,30	+0,04	0,197	5,40	0,193	4,89
4766,43	21	2,92	+0,08	0,148	5,17	0,164	5,25
4765,86	21	2,94	−0,10	0,120	4,23	0,141	4,75
4762,38	21	2,89	+0,42	0,148	4,83	0,178	5,06
4739,11	21	2,94	−0,49	0,123	4,67	0,123	5,20
Fe I							
6810,27	1197	4,61	−1,13	0,084	7,34	0,090	7,36
6806,86	268	2,73	−2,73	0,140	7,01	0,107	6,41
6786,86	1052	4,17	−2,01	0,060	7,48	0,077	7,53
6750,16	111	2,41	−2,62	0,152	7,32	0,180	7,45
6733,15	1195	4,62	−1,56	0,073	7,68	0,083	7,65
6725,36	1052	4,09	−2,20	0,053	7,42	0,075	7,60
6710,32	34	1,48	−4,97	0,103	7,86	0,122	7,93
6705,10	1197	4,59	−1,35	0,086	7,60	0,121	7,96
6703,58	268	2,75	−3,16	0,107	7,57	0,126	7,66
6678,00	268	2,68	−1,46	0,227	7,36	0,268	7,49
6609,69	13	0,99	−2,69	0,098	4,90	0,116	7,70
6593,88	168	2,42	−2,36	0,172	7,41	0,217	7,72
6574,25	13	0,99	−5,00	0,120	7,55	0,144	7,67
6518,37	342	2,82	−2,67	0,132	7,52	0,151	7,63
6498,94	13	0,95	−4,76	0,155	7,84	0,174	7,78
6496,46	1258	4,77	−0,69	0,112	7,53	0,121	7,54
6494,99	168	2,39	−1,27	0,239	7,06	0,292	7,20
6481,88	109	2,27	−2,98	0,156	7,65	0,173	7,54
6430,86	62	2,17	−2,01	0,219	7,67	0,263	7,49
6421,36	111	2,27	−2,03	0,216	7,45	0,242	7,62
6419,96	1258	4,71	−0,36	0,122	7,34	0,159	7,60
6411,66	816	3,64	−0,81	0,171	7,25	0,219	7,54
6408,03	816	3,67	−1,16	0,147	7,26	0,186	7,50
6393,61	168	2,42	−1,77	0,213	7,44	0,250	7,36
6353,83	13	0,91	−6,08	0,029	6,82	0,041	7,06
6336,83	816	3,67	−1,00	0,169	7,41	0,188	7,53

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
6335,34	62	2,19	−2,39	0,197	7,53	0,233	7,95
6330,85	1254	4,71	−1,65	0,066	7,78	0,084	7,94
6322,69	207	2,58	−2,43	0,161	7,49	0,186	7,66
6315,82	1014	4,06	−1,68	0,111	7,76	0,106	7,50
6301,51	816	3,64	−1,00	0,176	7,50	0,194	7,62
6297,80	62	2,21	−2,74	0,161	7,54	0,191	7,41
6270,23	342	2,85	−2,67	0,123	7,47	0,143	7,55
6265,14	62	2,17	−2,55	0,177	7,35	0,222	7,68
6252,56	169	2,39	−1,69	0,229	7,34	0,256	7,49
6246,32	816	3,59	−0,98	0,177	7,48	0,205	7,64
6240,65	64	2,21	−3,34	0,130	7,51	0,148	7,54
6219,29	62	2,19	−2,43	0,183	7,48	0,212	7,39
6213,43	62	2,21	−2,68	0,169	7,64	0,197	7,44
6200,32	207	2,60	−2,44	0,141	7,35	0,182	7,72
6188,00	959	3,93	−1,71			0,121	7,57
6180,21	269	2,72	−2,77	0,149	7,93	0,149	7,61
6173,34	62	2,21	−2,88	0,154	7,47	0,171	7,50
6165,30	1018	4,12	−1,52	0,099	7,50	0,112	7,50
6096,67	959	3,97	−1,92	0,091	7,58	0,102	7,57
6093,64	1177	4,59	−1,55	0,065	7,55	0,088	7,77
6079,02	1176	4,63	−1,21	0,090	7,62	0,115	7,82
6078,50	1258	4,77	−0,74	0,135	7,99		
6065,49	207	2,60	−1,53	0,214	7,46		
6056,01	1259	4,71	−0,76	0,107	7,53		
6027,06	1018	4,06	−1,22	0,120	7,44		
6024,07	1178	4,53	−0,17	0,155	7,47	0,174	7,39
6007,96	1178	4,63	−1,05	0,089	7,48	0,114	7,73
6003,03	959	3,86	−1,31	0,134	7,56	0,163	7,78
5987,06	1260	4,77	−0,80	0,116	7,72	0,141	7,96
5983,69	1175	4,53	−0,89	0,111	7,53	0,123	7,49
5956,70	14	0,86	−4,60	0,169	7,70	0,162	7,44
5952,75	959	3,97	−1,46	0,103	7,34	0,122	7,41
5930,17	1180	4,63	−0,30	0,117	7,10	0,148	7,39
5929,70	1176	4,53	−1,37	0,077	7,49	0,093	7,56
5916,25	170	2,44	−2,99	0,120	7,34	0,138	7,43
5905,68	1181	4,63	−0,79	0,090	7,22	0,111	7,36
5862,36	1180	4,53	−0,55	0,110	7,16	0,142	7,38
5858,77	1084	4,20	−2,28	0,038	7,13	0,055	7,45
5856,08	1128	4,28	−1,58	0,067	7,31	0,093	7,51
5855,13	1179	4,59	−1,65	0,038	6,91	0,070	7,65
5853,18	35	1,48	−5,22	0,039	7,30	0,063	7,54
5827,89	552	3,27	−3,40	0,039	7,30	0,058	7,60
5809,25	982	3,87	−1,81	0,098	7,51	0,120	7,61
5793,93	1086	4,20	−1,80	0,070	7,54	0,093	7,68
5778,48	209	2,58	−3,57	0,070	7,42	0,101	7,66
5775,09	1087	4,20	−1,37	0,091	7,36	0,114	7,54
5760,35	867	3,63	−2,49	0,062	7,54	0,094	7,71
5752,04	1180	4,53	−1,22	0,094	7,62	0,105	7,61
5741,86	1086	4,24	−1,75	0,059	7,38	0,089	7,62
5731,77	1087	4,24	−1,33	0,089	7,40	0,130	7,84
5705,47	1087	4,28	−1,62	0,066	7,35	0,089	7,52
5701,55	209	2,55	−2,22	0,159	7,49	0,175	7,33
5679,03	1183	4,63	−0,97	0,091	7,42	0,110	7,58
5661,35	1108	4,27	−1,98	0,052	7,33	0,056	7,24

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
5653,87	1159	4,37	−1,68	0,059	7,47	0,083	7,64
5651,48	1161	4,45	−2,04	0,049	7,54	0,061	7,73
5641,45	1087	4,24	−1,25	0,119	7,54	0,133	7,77
5636,71	868	3,62	−2,53	0,056	7,42	0,065	7,38
5619,60	1161	4,37	−1,77	0,057	7,43	0,073	7,57
5618,65	1107	4,19	−1,41	0,081	7,22	0,097	7,33
5586,76	686	3,35	−0,31	0,203	7,13	0,258	7,27
5576,09	686	3,42	−1,01	0,147	7,03	0,187	7,31
5569,63	686	3,40	−0,67	0,187	7,24	0,219	7,32
5560,23	1164	4,42	−1,26	0,081	7,36	0,101	7,53
5546,51	1145	4,35	−1,35	0,089	7,48	0,111	7,63
5543,94	1062	4,20	−1,15	0,096	7,26	0,126	7,49
5536,60	345	2,82	−3,80	0,019	6,91	0,041	7,25
5522,46	1108	4,19	−1,64	0,073	7,37	0,095	7,55
5501,47	15	0,95	−3,02	0,263	7,61	0,252	7,37
5491,84	1031	4,17	−2,43	0,020	7,14	0,043	7,47
5441,32	1144	4,29	−1,77	0,056	7,40	0,077	7,58
5417,03	1148	4,40	−1,69	0,047	7,19	0,086	7,71
5406,77	1148	4,35	−1,76	0,072	7,63	0,076	7,61
5393,17	553	3,23	−0,90	0,198	7,50	0,225	7,64
5386,34	1064	4,14	−1,83	0,065	7,48	0,075	7,50
5379,58	928	3,68	−1,58	0,104	7,25	0,134	7,44
5365,40	786	3,56	−1,18	0,109	6,74	0,148	7,16
5364,87	1146	4,43	+0,06	0,164	7,51	0,195	7,45
5322,05	112	2,27	−3,02	0,125	7,39	0,151	7,48
5321,11	1165	4,42	−1,49	0,063	7,42	0,092	7,68
5307,36	36	1,60	−2,99	0,170	7,61	0,210	7,64
5294,55	875	3,63	−2,89	0,048	7,53	0,056	7,52
5293,97	1031	4,12	−1,91	0,074	7,56	0,092	7,73
5253,48	553	3,27	−1,72	0,124	7,22	0,148	7,34
5243,80	1089	4,24	−1,25	0,096	7,36	0,129	7,61
5242,60	843	3,62	−1,00	0,118	6,83	0,161	7,29
5225,53	1	0,11	−4,79	0,168	7,37	0,199	7,56
5223,12	880	3,62	−2,37	0,070	7,49	0,086	7,56
5217,40	553	3,20	−1,19	0,156	7,27	0,183	7,28
5198,77	66	2,22	−2,14	0,195	7,48	0,207	7,48
5074,76	1094	4,20	−0,32	0,133	7,05	0,170	7,52
4994,13	16	0,91	−3,06	0,174	6,87	0,200	6,68
4973,11	984	3,94	−1,01	0,135	7,53	0,162	7,61
4950,11	687	3,40	−1,69	0,110	7,19	0,118	7,11
4930,33	985	3,96	−1,40	0,120	7,79	0,141	7,42
4809,94	793	3,56	−2,69	0,023	6,90	0,050	7,22
4793,96	512	3,03	−3,61	0,021	7,18	0,030	7,39
4788,76	588	3,22	−1,83	0,101	6,92	0,123	7,12
Fe II							
6456,38	74	3,90	−2,21	0,076	7,01	0,108	7,65
6432,65	40	2,89	−3,68	0,066	7,20	0,094	7,85
6416,90	74	3,89	−2,86	0		0,088	7,71
6407,30	74	3,89	−3,08	0,048	7,02	0,073	7,99
6369,46	40	2,88	−4,56			0,050	7,96
6247,56	74	3,89	−2,45	0,072	7,16	0,100	7,85
6149,25	74	3,89	−2,89	0,056	7,36	0,076	7,90
6084,11	46	3,19	−4,15	0,039	7,30	0,065	8,12
5991,38	46	3,15	−3,66	0,045	6,68	0,083	7,96

02

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
5534,86	55	3,24	−2,94	0,080	7,15		
5425,27	49	3,20	−3,49	0,063	7,48	0,072	7,68
5414,09	48	3,22	−3,52	0,044	6,89	0,060	7,53
5325,56	49	3,22	−3,43	0,060	7,33	0,075	7,72
5284,09	41	2,88	−3,31	0,074	7,01	0,126	6,67
5256,89	41	2,88	−4,43	0,040	7,44		
5234,62	49	3,22	−2,41	0,115	7,19		
5197,58	49	3,22	−2,62	0,120	7,50		
5161,18	35	2,84	−4,64	0,037	7,57	0,035	7,45
5136,80	35	2,83	−4,69	0,017	7,42	0,032	7,53
5132,67	35	2,79	−4,46	0,028	7,23	0,048	7,72
4993,35	36	2,79	−4,00	0,048	7,14	0,060	7,53
Co I							
6770,97	54	1,88	−1,97	0,100	5,17	0,112	5,19
6678,85	54	1,96	−2,68	0,032	4,67	0,053	5,17
6455,00	174	3,63	−0,25	0,058	4,80	0,074	5,07
6117,00	37	1,78	−2,49	0,058	5,16	0,067	5,23
6093,15	37	1,74	−2,44	0,080	5,29	0,095	5,35
5647,24	112	2,28	−1,56	0,064	4,83	0,070	4,85
5590,74	90	2,04	−1,87	0,076	5,07	0,083	5,06
5530,78	38	1,71	−2,06	0,088	5,03	0,095	5,01
5352,05	172	3,58	+0,06	0,079	4,96	0,084	4,94
5301,04	39	1,71	−2,00	0,106	5,30	0,125	5,36
5212,70	170	3,51	−0,11	0,072	4,98	0,083	5,02
Ni I							
6767,78	57	1,83	−2,19	0,160	6,11	0,172	5,99
6643,64	43	1,68	−2,41	0,200	6,88	0,231	6,76
6598,61	249	4,23	−1,13	0,072	6,55	0,090	6,67
6532,88	64	1,93	−3,51	0,078	6,41	0,097	6,51
6327,59	44	1,68	−3,19	0,121	6,40	0,133	6,37
6223,99	228	4,10	−1,04	0,070	6,33	0,083	6,43
6204,61	226	4,09	−1,15	0,062	6,35	0,086	6,53
6177,25	58	1,83	−3,68	0,072	6,44	0,094	6,55
6176,81	228	4,09	−0,53	0,123	6,59	0,133	6,54
6175,37	217	4,09	−0,72	0,095	6,38	0,119	6,54
6130,14	248	4,26	−1,12	0,056	6,32	0,080	6,62
6128,98	42	1,68	−3,50	0,094	6,35	0,116	6,50
6111,08	230	4,09	−1,05	0,073	6,41	0,103	6,67
6108,13	45	1,68	−2,78	0,149	6,52	0,171	6,48
6086,29	249	4,26	−0,66	0,089	6,40	0,104	6,47
6007,32	42	1,68	−3,49	0,091	6,29	0,100	6,28
5996,74	249	4,23	−1,21	0,043	6,04	0,076	6,62
5841,01	44	1,68	−3,55	0,086	6,31	0,105	6,46
5805,23	234	4,17	−0,77	0,074	6,22	0,078	6,20
5760,85	231	4,10	−0,95	0,050	5,93	0,078	6,31
5748,34	45	1,68	−3,44	0,101	6,45	0,111	6,43
5682,20	232	4,10	−0,60	0,084	6,15	0,112	6,40
5643,10	259	4,16	−1,46	0,019	5,91	0,038	6,05
5641,88	234	4,10	−1,20	0,052	6,27	0,056	6,23
5637,12	218	4,09	−1,00	0,067	6,31	0,084	6,45
5625,33	221	4,09	−0,85	0,077	6,29	0,073	6,12
5593,73	206	3,90	−0,92	0,074	6,06	0,087	6,15
5589,38	205	3,90	−1,33	0,044	5,86	0,050	5,88
5578,73	47	1,68	−2,98	0,114	6,20	0,143	6,48

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8
5462,49	192	3,85	−0,99	0,075	6,12	0,090	6,23
5435,87	70	1,99	−2,58	0,090	5,84	0,135	6,34
5137,07	48	1,68	−1,44	0,163	5,87	0,193	5,62
5084,08	162	3,68	−0,14	0,109	5,65	0,129	5,75
5081,11	194	3,85	+0,08	0,098	5,41	0,153	6,15
5035,37	143	3,63	+0,12	0,089	5,02	0,146	5,57
4998,23	111	3,61	−0,88	0,077	5,84	0,103	6,08
4852,56	130	3,54	−1,27	0,103	6,54	0,068	5,87
4831,18	111	3,61	−0,56	0,095	5,78	0,108	5,84
4807,00	163	3,68	−0,70	0,066	5,59	0,093	5,86
Cu I							
5782,13	2	1,64	−1,78	0,152	4,46	0,202	4,82
5218,20	7	3,82	+0,27	0,088	3,95	0,124	4,34
Zn I							
4810,53	2	4,08	−0,17	0,066	3,31	0,097	3,95
4722,16	2	4,03	−0,39	0,083	3,98	0,096	4,12
YI							
6435,02	2	0,07	−0,82	0,026	1,66	0,030	1,73
6222,58	2	0,00	−1,70	0,012	2,23	0,013	2,28
5527,56	12	1,40	+0,40	0,014	2,01	0,008	1,90
YII							
6795,41	26	1,73	−0,90	0,013	1,27	0,034	1,67
5728,87	34	1,84	−1,04	0,011	1,90	0,024	2,05
5402,78	35	1,84	−1,41	0,039	2,59		
5320,78	20	1,08	−1,95	0,011	1,97	0,021	2,21
5289,72	20	1,03	−1,85	0,029	2,06	0,032	2,16
5119,12	20	0,99	−1,36	0,009	1,26	0,051	1,89
Zr I							
6143,18	2	0,07	−1,30	0,033	2,19	0,036	2,09
6140,46	24	0,52	−1,32	0,012	2,43	0,007	2,25
6134,57	2	0,00	−1,28	0,041	2,14	0,046	2,24
6127,48	2	0,15	−1,06	0,022	1,97	0,030	2,08
5955,35	3	0,00	−2,12	0,021	2,84	0,006	2,51
5680,90	25	0,54	−1,35	0,011	2,69	0,025	2,85
4815,04	44	0,65	−0,54	0,050	2,77	0,064	2,99
4809,47		1,58	+0,14	0,004	2,21	0,007	2,33
4772,32	43	0,62	+0,04	0,018	1,58	0,017	1,60
Zr II							
6114,80	93	1,66	−1,80	0,021	2,90	0,011	2,74
6350,36	115	1,77	−0,96	0,025	2,48	0,029	2,49
5112,27	95	1,66	−0,59	0,017	1,98	0,042	2,19
Mo I							
5689,14		1,38	−0,99	0,010	2,20	0,009	2,27
Ba I							
6110,78	7	1,19	+0,69	0,008	1,97	0,005	1,95
Ba II							
6496,91	2	0,60	−0,46	0,185	2,19	0,232	2,39
6141,73	2	0,70	−0,16	0,239	2,71	0,238	2,43
5853,69	1	0,60	−1,16	0,136	2,21	0,148	2,12
La II							
6172,73	4	0,13	−2,92	0,012	1,96	0,012	1,96

Таблица 2 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
6129,56	47	0,77	−1,97	0,025	2,01	0,025	1,98
5769,07	70	1,25	−1,20	0,019	1,71	0,038	1,99
5303,55	36	0,32	−1,92	0,027	1,61	0,037	1,74
4748,73	65	0,93	−0,97	0,016	1,32	0,021	1,44
Ce II							
6051,80		0,23	−1,43	0,011	1,51	0,016	1,68
6043,39	30	1,21	−0,22			0,024	1,71
5975,82	30	1,33	−0,50	0,013	1,91	0,013	1,93
5768,90	32	1,32	−0,49	0,013	1,94	0,023	2,13
5610,25	26	1,05	−0,69	0,022	1,97	0,020	2,01
5518,49	26	1,16	−0,70	0,014	2,05	0,024	2,27
5512,06	24	1,01	−0,05	0,032	1,38	0,058	2,00
5472,30	24	1,25	−0,45	0,019	1,96	0,013	1,93
5330,58	13	0,89	−0,51	0,012	1,57	0,021	1,88
5274,24	81	1,04	−0,06	0,027	1,50	0,041	1,74
4844,87	8	0,43	−1,00	0,060	2,51	0,017	1,81
Pr II							
5352,40		0,48	−0,63	0,012	0,69	0,011	0,69
5343,89		0,92	−0,52	0,005	0,94	0,006	0,88
5322,82	35	0,48	−0,30	0,014	0,51	0,022	0,52
5219,10	37	0,79	−0,13	0,011	0,54	0,019	0,73
Nd II							
6637,19		1.45	−0,60	0,016	1,62	0,026	1,76
5842,39	86	1,28	−0,66	0,014	1,71	0,016	1,72
5811,57	78	0,86	−1,01	0,009	1,45	0,014	1,68
5740,86	86	1,16	−0,82	0,018	1,75	0,017	1,78
5474,73	82	0,99	−1,09	0,014	1,84	0,016	1,92
5431,52	80	1,12	−0,28	0,017	1,25	0,029	1,47
5421,53	79	0,74	−0,94	0,019	1,63	0,032	1,74
5416,38	80	0,86	−0,93	0,019	1,73		
5356,93	80	1,26	−0,07	0,018	1,21	0,025	1,36
5319,81	75	0,55	−0,21	0,076	1,64	0,082	1,65
5314,55		0,99	−0,86				
5293,17	75	0,82	−0,06	0,078	1,83	0,093	1,92
5276,88	81	0,86	−0,44			0,020	1,21
5255,51	43	0,20	−0,85			0,154	2,92
5249,59	75	0,97	+0,14	0,069	1,70	0,077	1,70
5092,79	48	0,38	−0,30	0,050	1,14	0,037	0,77
5089,83	46	0,20	−0,88			0,012	0,79
4959,14	1	0,06	−0,57	0,074	1,44	0,084	1,51
4811,34	3	0,06	−0,99	0,041	1,32	0,041	1,22
Sm II							
4948,62	49	0,54	−0,28	0,025	0,45	0,029	0,57
4854,36	36	0,38	−0,74	0,028	0,98	0,024	0,98
4777,85	3	0,04	−1,30	0,023	1,00	0,015	0,94
4719,83	3	0,04	−0,68	0,026	0,42	0,040	0,54
Eu II							
6173,05	9	1,32	−0,96	0,008	1,01	0,017	1,17

предоставленных нам Густафссоном. Напомним, что эти модели рассчитаны в предположении ЛТР, плоскопараллельной геометрии и учитывают конвекцию и покровный эффект атомными и молекулярными линиями с применением OPDF — метода.

Для определения параметров моделей атмосфер мы рассмотрели следующие критерии. Прежде всего, мы провели расчеты ионизационного равновесия для таких элементов как железо, хром и скандий, считая, что системы сил осцилляторов для них достаточно достоверны. Расчеты основывались преимущественно на слабых линиях (с эквивалентными ширинами меньше 80 mÅ) для предварительного значения микротурбулентной скорости равного 2 км/с. В качестве второго независимого критерия было выбрано сопоставление наблюдаемых и теоретических профилей водородной линии H_α. Теоретические профили были рассчитаны нами по программе, описанной в [7]. Наблюдаемые профили получены при усреднении по нескольким спектрограммам коротковолнового крыла линии H_α в спектрах ε Cyg и ε Tau, на наш взгляд, менее искаженного блендированием атомными линиями. Сопоставление проводилось для трех участков профиля, отстоящих от ядра линии на $\Delta\lambda = 1{,}5$, 2,5 и 3 Å.

Указанные два критерия определяют диапазон возможных эффективных температур для исследуемых звезд с точностью порядка ±150 K. К сожалению, они практически нечувствительны к изменениям ускорения силы тяжести и не позволяют одновременно определить $T_{эф}$ и $\lg g$.

По этой причине мы попытались применить еще один дополнительный критерий, ранее нами не используемый, а именно — эквивалентные ширины W_0 эмиссионной детали линии KCaII, опубликованные Вилсоном [8, 9]. Известно, что эта величина в значительной степени зависит от светимости звезды (Вилсон, Баппу [10]). С учетом эмпирической калибровки из [11]:

$$\lg W_0 = 1{,}65 \lg T_{эф} - 0{,}22 \lg g + 0{,}10[\mathrm{Fe/H}] + C$$

с константой C = –3,73 мы смогли на диаграмме $T_{эф} \sim \lg g$ нанести геометрическое место точек, удовлетворяющих этому критерию. Штриховая кривая на рис. 1, *а* соответствует солнечному содержанию железа (т.е. [Fe/H] = 0]), а сплошная кривая — найденному нами содержанию в атмосфере звезды ε Cyg. В силу того, что содержание железа в атмосфере ε Tau (как показал дальнейший наш анализ) незначительно отличается от солнечного, данный критерий представлен на рис. 1, *б* сплошной линией.

В результате мы пришли к заключению, что для обеих исследуемых звезд наилучшим образом соответствует модель с параметрами $T_{эф} = 5000$ K, $\lg g = 2{,}6$. На основании рис. 1 можно считать, что неопределенность значения $T_{эф}$ составляет +100, –200 K, а ускорение силы тяжести определяется с точностью порядка 0,3—0,4 *dex*.

Метод определения микротурбулентности основан на анализе групп линий нейтрального железа с различными эквивалентными ширинами W_λ — от слабых до умеренно сильных ($W_\lambda \leqslant 240$ mÅ). Этот широко распространенный метод в применении к изучению атмосфер *KO* -гигантов описан нами в [3], поэтому отметим, что в результате нами были приняты значения микротурбулентности ξ_t в атмосфере ε Cyg равное 2,5 км/с, а в атмосфере ε Tau — 3 км/с. Найденные нами величины ξ_t выше, чем считается характерным для атмосфер поздних *G* — ранних *K* гигантов, а именно 1,5—2,0 км/с.

На основе моделей с указанными выше параметрами (последние три столбца табл. 1) мы определили химический состав атмосфер ε Cyg и ε Tau. Система сил осцилляторов, принятая нами, находится в согласии с опубликованной в [3]. С учетом небольших необходимых изменений и уточнений, сами значения $\lg gf$ содержатся в табл. 2. Результаты определения содержаний элементов в атмо-

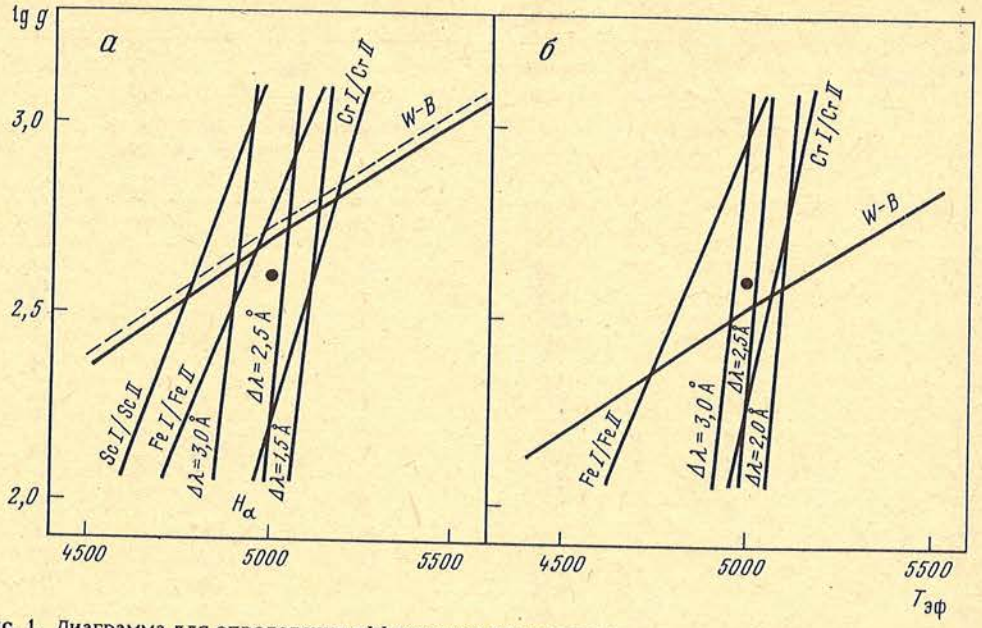


Рис. 1. Диаграмма для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести для звезд ε Cyg (а) и ε Tau (б)

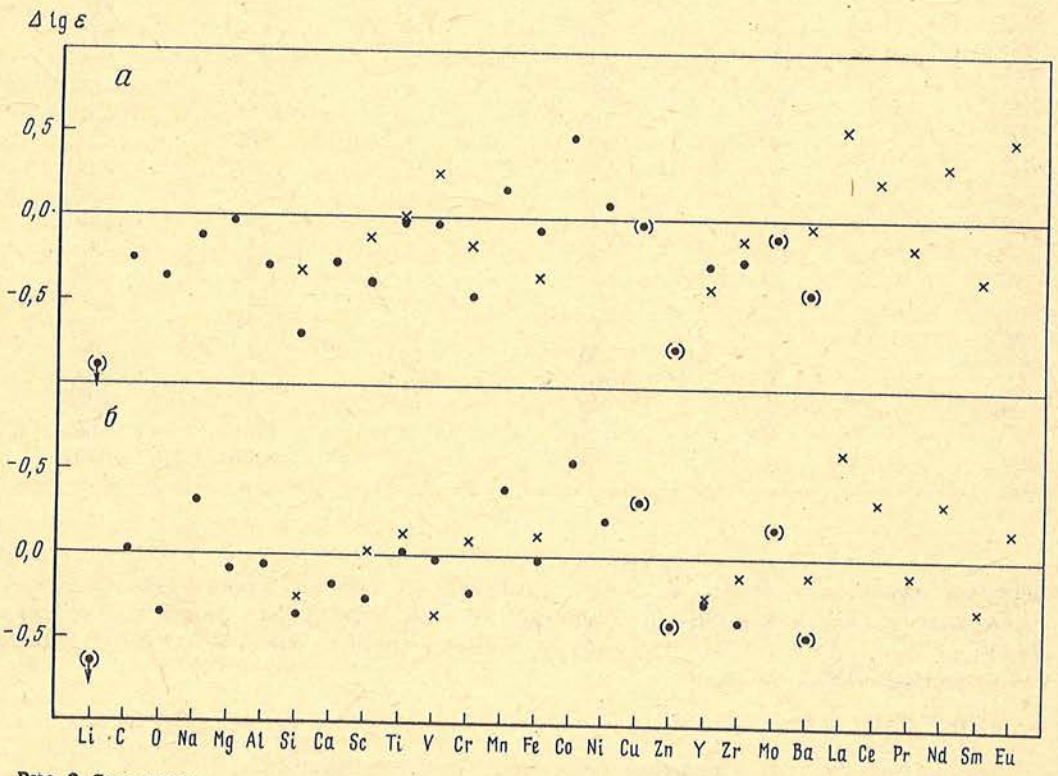


Рис. 2. Сравнение содержания элементов в атмосферах ε Cyg и Солнца, (а), ε Tau и Солнца (б)

Содержания, определяемые по линиям нейтральных элементов, представлены точками, по линиям ионов — крестиками. В скобках взяты менее уверенные результаты

Таблица 3

Элемент	εCyg		εTau		lg $\varepsilon_\odot$
	Число линий	lgε	Число линий	lgε	
1	2	3	4	5	6
Li I	1	≤ 0,11	1	≤ 0,47	1,10
C I	3	8,36	3	8,64	8,61
O I	2	8,57	1	8,59	8,92
Na I	7	6,20	7	6,63	6,32
Mg I	3	7,59	5	7,54	7,62
Al I	2	6,20	3	6,43	6,49
Si I	12	6,96	12	7,40	7,65
Si II	2	7,24	2	7,31	7,55
Ca I	20	6,09	20	6,19	6,36
Sc I	7	2,67	8	2,79	3,05
Sc II	10	2,88	9	3,02	3,00
Ti I	51	4,82	48	4,87	4,86
Ti II	13	4,82	11	4,95	4,82
V I	41	4,01	43	4,02	4,04
V II	4	4,48	4	4,56	4,21
Cr I	15	5,15	13	5,39	5,61
Cr II	3	5,34	3	5,58	5,50
Mn I	16	5,52	16	5,75	5,35
Fe I		7,48	119	7,53	7,55
Fe II	19	7,22	17	7,69	7,56
Co I	11	5,03	11	5,11	4,55
Ni I	39	6,16	40	6,30	6,08
Cu I	2	4,21	2	4,58	4,24
Zn I	2	3,65	2	4,04	4,42
Y I	3	1,97	3	1,97	2,24
Y II	6	1,84	5	1,99	2,24
Zr I	9	2,31	9	2,33	2,56
Zr II	3	2,45	3	2,47	2,56
Mo I	1	2,20	1	2,27	2,10
Ba I	1	1,97	1	1,95	2,40
Ba II	3	2,37	3	2,31	2,40
La II	6	1,68	6	1,79	1,13
Ce II	10	1,83	11	1,92	1,59
Pr II	4	0,67	4	0,70	0,83
Nd II	15	1,55	18	1,60	1,26
Sm II	4	0,71	4	0,76	1,06
Eu II	1	1,01	1	1,17	0,70

сферах изучаемых звезд, а также химический состав атмосферы Солнца, приведены в табл. 3. Как обычно, содержания элементов даны в шкале, в которой $\lg\varepsilon(H) = 12{,}0$. Рис. 2 иллюстрирует сопоставление химического состава исследуемых звезд и Солнца:

$$\Delta\lg\varepsilon = \lg\varepsilon_* - \lg\varepsilon_\odot.$$

Анализ рис. 2 позволил нам сделать следующие заключения:

1. Определенное нами содержание лития по эквивалентной ширине бленды λ 6707 Å можно рассматривать лишь как верхний предел величины lgε(Li).

Дальнейшее уточнение содержания лития будет проведено нами позднее с применением синтетических спектров.

2. По нашей оценке, содержание кислорода понижено в атмосферах исследуемых звезд; содержание углерода и алюминия в атмосфере ε Tau близко к солнечному, имеется избыток Na в атмосфере этой звезды. В то же время в атмосфере ε Cyg содержания легких элементов (вплоть до Si) несколько ниже солнечных значений.

3. Содержания некоторых элементов группы железа несколько ниже или близко к солнечным; содержание марганца и кобальта — превышают солнечные значения lgε.

4. Содержание элементов от цинка до бария понижены в атмосферах ε Cyg и ε Tau.

5. Содержания таких редкоземельных элементов, как La, Ce, Nd определяются с достаточно высокой точностью по значительному числу линий. Можно заподозрить, что в атмосферах изучаемых звезд имеется избыток La, Ce, Nd и Eu, а содержания Pr, Sm ниже солнечных.

Рассмотрим более подробно результаты определения содержания железа в атмосфере ε Tau. Как известно, эта звезда принадлежит скоплению Гиады, металличность которого играет значительную роль в определении как шкалы расстояния внутри Галактики, так и в исследовании ее химической эволюции. Согласно нашим расчетам (см. табл. 3) содержание железа в атмосфере ε Tau, определяемое по линиям нейтрального железа, равно lgε(Fe) = 7,53 (величина [Fe/H] = –0,02). Опубликованные в литературе оценки величины [Fe/H] в атмосфере ε Tau свидетельствуют о повышенном содержании железа в атмосфере на 0,15—0,16 *dex* [12, 13]. Данное расхождение представляется нам значительным, и для его объяснения могут быть выдвинуты следующие предположения. Прежде всего оно может быть вызвано неточным определением параметров атмосферы звезды. Однако найденные нами параметры не сильно отличаются от опубликованных в [13] (а именно: $T_{эф}$ = 5050 K, lg$g$ = 2,79). Обратим внимание, что и в [13] и нами применялись модели из одной и той же сетки моделей атмосфер Густафссона и др. [5]. Наши дополнительные расчеты показали, что в случае анализа линий нейтрального железа для устранения различия в 0,15 *dex* в содержаниях необходимо повысить эффективную температуру атмосферы на величины порядка 150—200 K, что приведет к завышенному значению этого параметра. Отметим, что при определении lgε(Fe) по линиям Fe*I* результат слабо зависит от неопределенностей параметра g, в то же время найденная нами величина lg$g$ достаточно хорошо согласуется с результатами других авторов (см. [13]).

В силу того, что содержание железа, определяемое по линиям иона Fe*II* (которые мало чувствительны к возможным ошибкам в $T_{эф}$) главным образом зависит от значения lg$g$, мы нашли, что при lg$g$ = 2,6, по линиям Fe*II* lgε(Fe) = 7,69, что несколько выше, но находится, в достаточно хорошем согласии с результатами по линиям Fe*I*. Однако в силу того, что нульпункт системы сил осцилляторов линий Fe*II* определен с меньшей надежностью, чем для линий Fe*I* (см. [14]), мы склонны придавать меньшую значимость результатам абсолютных определений содержаний железа по линиям Fe*II*.

Полученный нами результат о близком к солнечному содержанию железа в атмосфере ε Tau требует дальнейшего подтверждения путем исследования других *KO*-гигантов скопления (звезд γ, δ и ε^1 Tau).

Авторы благодарны Г.Н. Шараповой за помощь в обработке наблюдательного материала и в подготовке рукописи к печати.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Cottrell P.L., Sneden C.* // Astron. and Astrophys. 1986. Vol. 161. P. 314—326.
2. *Tomkin J., Lambert D.L.* // Astrophys. J. 1983. Vol. 273. P. 722—741.
3. *Боярчук М.Е., Саванов И.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 76. С. 21—36.
4. *Боярчук М.Е., Саванов И.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 78. С. 14—22.
5. *Bell R.A., Eriksson K., Gustafsson B., Nordlund A.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1976. Vol. 23. P. 37—95.
6. *Gustafsson B., Bell R.A., Eriksson K., Nordlund A.* // Astron. and Astrophys. 1975. Vol. 42. P. 407.
7. *Любимков Л.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1980. Т. 62. С. 44—53.
8. *Wilson O.C.* // Astrophys. J. 1976. Vol. 205. P. 823—840.
9. *Wilson O.C.* // Astrophys. J. 1959. Vol. 130. P. 499—506.
10. *Wilson O.C., Bappu M.K.V.* // Astrophys. J. 1957. Vol. 125. P. 661.
11. *Kjaergaard P., Gustafsson B., Walker G.A.M., Haltqvist L.* // Astron. and Astrophys. 1982. Vol. 115. P. 145—163.
12. *Gratton R.G.* // Astron. and Astrophys. 1985. Vol. 148. P. 105—114.
13. *Lambert D.L., Ries L.M.* // Astrophys. J. 1981. Vol. 248. P. 228—248.
14. *Боярчук А.А., Саванов И.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1986. Т. 74. С. 49—69.

УДК 524.3—85; 524.3—44

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕР ХОЛОДНЫХ ГИГАНТОВ НА ОСНОВЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СПЕКТРОВ. I. МОЛЕКУЛА CN

С.В. Бердюгина

Для трех гигантов спектрального класса K2 — ι Dra, κ Oph, β Oph получены спектры высокого разрешения A—X системы CN. Методом синтетического спектра по линиям полосы (2—0) определены значения изотопного отношения $^{12}C/^{13}C$, равные соответственно, 15, 10, 11. Сделан вывод, что ι Dra является гигантом с нормальным содержанием изотопа ^{13}C, а κ Oph и β Oph — гиганты с повышенным его содержанием.

INVESTIGATION OF THE COOL GIANT ATMOSPHERES BY MOLECULAR SPECTRA METHOD. THE MOLECULAE CN, *by G.V. Bergyugina*. High-resolution spectra of the CN A—X system have been obtained for the three K2 giants — ι Dra, κ Oph, β Oph. Using the (2—0) band lines the isotopic abundance ratio $^{12}C/^{13}C$ has been found for each stars by spectral synthesis techniques. They are equal 15, 10, 11, respectively. It is suggested that ι Dra is a normal ^{13}C giant, and κ Oph and β Oph are ^{13}C-rich giants.

Введение

В атмосферах холодных звезд молекулы являются важной составной частью. Применение методов молекулярной спектроскопии в изучении физики звездных атмосфер позволяет существенно увеличить число независимых определений фундаментальных параметров звезд. Высокая чувствительность некоторых молекул к температуре, светимости, химическому составу звезд позволяет использовать эти молекулы для двумерной спектральной классификации, для изучения элементного и изотопного состава (см., например, обзор [1]). Однако здесь важно отметить, что из-за того, что молекулы сами влияют на температурную структуру верхней атмосферы, недооценка этого эффекта при построении модели может привести к большим ошибкам в определении концентраций молекул в верхних слоях при анализе наблюдений. Поэтому для определения химического состава атмосфер звезд по молекулярным линиям нужно выбирать те молекулы, которые формируются достаточно глубоко в атмосфере и в узком диапазоне оптических глубин. Безусловно, это замечание справедливо в предположении, что молекулярные линии формируются процессами поглощения, а не рассеяния.

Двухатомный радикал CN в некоторой степени отвечает изложенному выше требованию — максимум его концентрации в атмосферах G и K гигантов достигается приблизительно на глубине $\tau_{ROSS.} \approx 1$, а к поверхности спадает примерно на 1—1,5 порядка. Линии этого радикала традиционно используются для определения содержания азота и изотопного отношения $^{12}C/^{13}C$ [19—21], причем последнее не зависит от возможных неопределенностей в энергии диссоциации и электронной силы осцилляторов. Однако эти неопределенности в значительной степени влияют на определения содержаний азота и углерода. Наибольшее значение для определения отношения $^{12}C/^{13}C$ имеет спектральное разрешение наблюдаемого материала, что справедливо отмечалось еще в пионерском исследовании Шайна [2].

Наблюдения

Спектры всех звезд были получены на 2,6 м телескопе Крымской астрофизической обсерватории. Приемником излучения служила CCD система Хельсинской обсерватории (Хуовелин и др., 1986 [3]) фирмы ASTROMED (Кембридж, Англия). Спектральное разрешение составляет 0,15 Å. В табл. 1 приведены характеристики полученных спектров для программных звезд.

Молекулярные данные

Отношение $^{12}C/^{13}C$ определялось по линиям полосы (2—0) электронного перехода $A^2\Pi$—$X^2\Sigma$ радикала CN. Длины волн для ^{12}CN были взяты из списка Дэвиса и Филлипса [4], для ^{13}CN — из списка Уиллера [5]. Кроме того, были рассчитаны вращательные уровни энергии для нижнего ($X^2\Sigma$, $\upsilon'' = 0$) состояния по формулам (обозначения общепринятые):

$$F''_{J-1/2}(N) = B_{\upsilon''}(N+1)N - D_{\upsilon''}[N(N+1)]^2 + H_{\upsilon''}[N(N+1)]^3 + {}^1/_2\gamma_{\upsilon''}N,$$

$$F''_{J+1/2}(N) = B_{\upsilon''}(N+1)N - D_{\upsilon''}[N(N+1)]^2 + H_{\upsilon''}[N(N+1)]^3 - {}^1/_2\gamma_{\upsilon''}(N+1).$$

Необходимые молекулярные константы были взяты из [6]. По этим же формулам были вычислены вращательные термы изотопного радикала ^{13}CN, молекулярные константы для которого были получены из констант [6] стандартными преобразованиями [7].

Силы осцилляторов для вращательных линий вычислялись согласно [8]:

$$f_{J'J''} = f_{\upsilon'\upsilon''}\left(S_{J'J''}/(2J''+1)\right)(\lambda_{\upsilon'\upsilon''}/\lambda_{J'J''}),$$

где сила осцилляторов колебательной полосы $f_{\upsilon'\upsilon''}$ для полосы (2—0) принималась равной $0{,}904 \cdot 10^{-3}$ [9], а факторы Хёнля—Лондона рассчитывались по обычным формулам для дуплетных состояний из [10].

Таблица 1

Звезда	Спектральный класс	Дата наблюдений	Время экспозиции, мин	Сигнал/шум
μ Leo	$K2$ IIIb	22.03.88	25	80
ι Dra	$K2$ III	14.03.89	35	100
κ Oph	$K2$ III	06.07.88	35	100
β Oph	$K2$ III	06.07.88	40	100

Метод

Определение отношения $^{12}C/^{13}C$ проводилось методом синтетического спектра. При этом использовались модели атмосфер Эрикссона и Густафссона [11]. Вычисление синтетического спектра проводилось по программе Любимкова SYNTHEL [12], в которую была добавлена процедура вычисления поглощения в молекулярных линиях.

Коэффициент поглощения на длине волны λ в молекулярной линии рассчитывался по формуле

$$\alpha_\lambda = \frac{\sqrt{\pi}e^2}{m_e c}\frac{\lambda_{J'J''}}{c}\frac{f_{J'J''}}{\Delta\lambda_D}H(a, u)\frac{2J''+1}{Q(T)}\exp\left[-F''_N\frac{hc}{kT}\right]N_0,$$

где N_0 — число молекул данного сорта на единицу массы. Остальные множители имеют свое обычное значение. Концентрации частиц рассчитывались по программе Ситска (ИАФА АН ЭССР) в предположении диссоциативного равновесия. Константы равновесия для молекул взяты из [13], причем некоторые значения исправлены из-за изменения потенциалов диссоциации (для CN D_0^0 принималось равным 7,66 эВ) [14]. Суммы по состояниям для атомов вычислялись согласно [15].

Постоянная затухания, входящая в параметр a функции Фойгта, в настоящих расчетах принималась как свободный параметр.

В непрерывном спектре учитывались следующие источники непрозрачности: свободно-связанные переходы на нейтральных атомах водорода, свободно-свободные и свободно-связанные переходы на отрицательных ионах водорода, свободно-связанные переходы на нейтральных атомах кремния и магния, рассеяние на свободных электронах и рэлеевское рассеяние на водородных атомах. Коэффициенты поглощения для этих агентов вычислялись так же, как и в программе SYNTHEL по алгоритмам Куруца [16]. Кроме того, было добавлено свободно-свободное поглощение ионами H_2^- [17] и рэлеевское рассеяние на молекулах H_2 [16]. Концентрации молекулы H_2 рассчитывались по программе Ситска. Однако эти два последних источника непрозрачности не дают значительного вклада в общий коэффициент поглощения для исследуемого типа звезд и играют заметную роль для более поздних спектральных классов. На рис. 1 приведены коэффициенты поглощения для указанных выше источников непрозрачности.

Анализ наблюдений

Отношение $^{12}C/^{13}C$ определялось по следующим вращательным линиям полосы (2—0) красной системы CN: ^{12}CN — $Q_1(27)$, $P_2(22)$, $R_1(36)$, $R_2(37)$, $P_{12}(16)$; ^{13}CN — $Q_2(23)$, $Q_1(21)$, $P_2(17)$

Для проверки методики и вычислительных программ мы использовали наблюдения хорошо изученной звезды μ Leo. Параметры модели атмосферы этой звезды, содержания углерода, азота, кислорода и $^{12}C/^{13}C$ были тщательно проанализированы и опубликованы Харрисом и др. [18]. Нам удалось хорошо воспроизвести наблюдаемый спектр CN в области 8000 Å с этими параметрами. На рис. 2 приведены синтетический и наблюдаемый спектры для μ Leo и показаны положения линий ^{12}CN и ^{13}CN. В длинноволновом крыле линии ^{12}CN Q_1 (27) отмечено положение слабой линии Fe*I*, не включенной в анализ. Отклонения от синтетического спектра в других деталях можно отнести за счет слабого влияния линий атмосферных водяных паров.

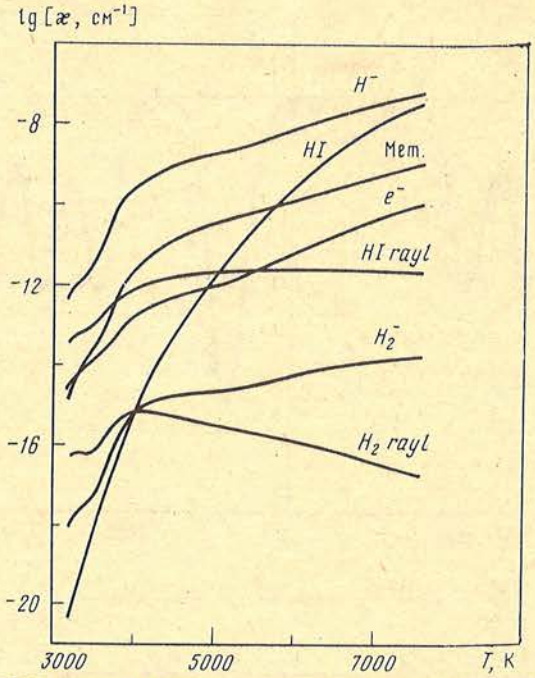


Рис. 1. Коэффициенты поглощения источников непрозрачности в непрерывном спектре на длине волны 8000 Å для модели $T_{эф}$ = 4500 K, log g = 2,25.

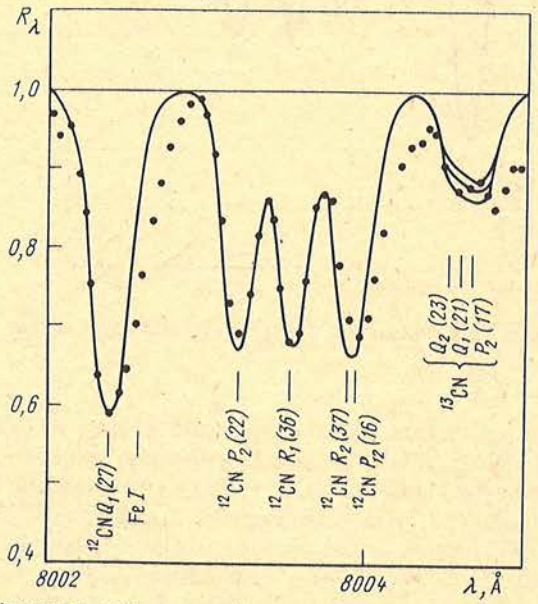


Рис. 2. Наблюдаемый (точки) и синтетический (линия) спектры для μ Leo

Показано влияние различных значений отношения $^{12}C/^{13}C$ на деталь ^{13}CN: $^{12}C/^{13}C$ = 15, 18, 20.

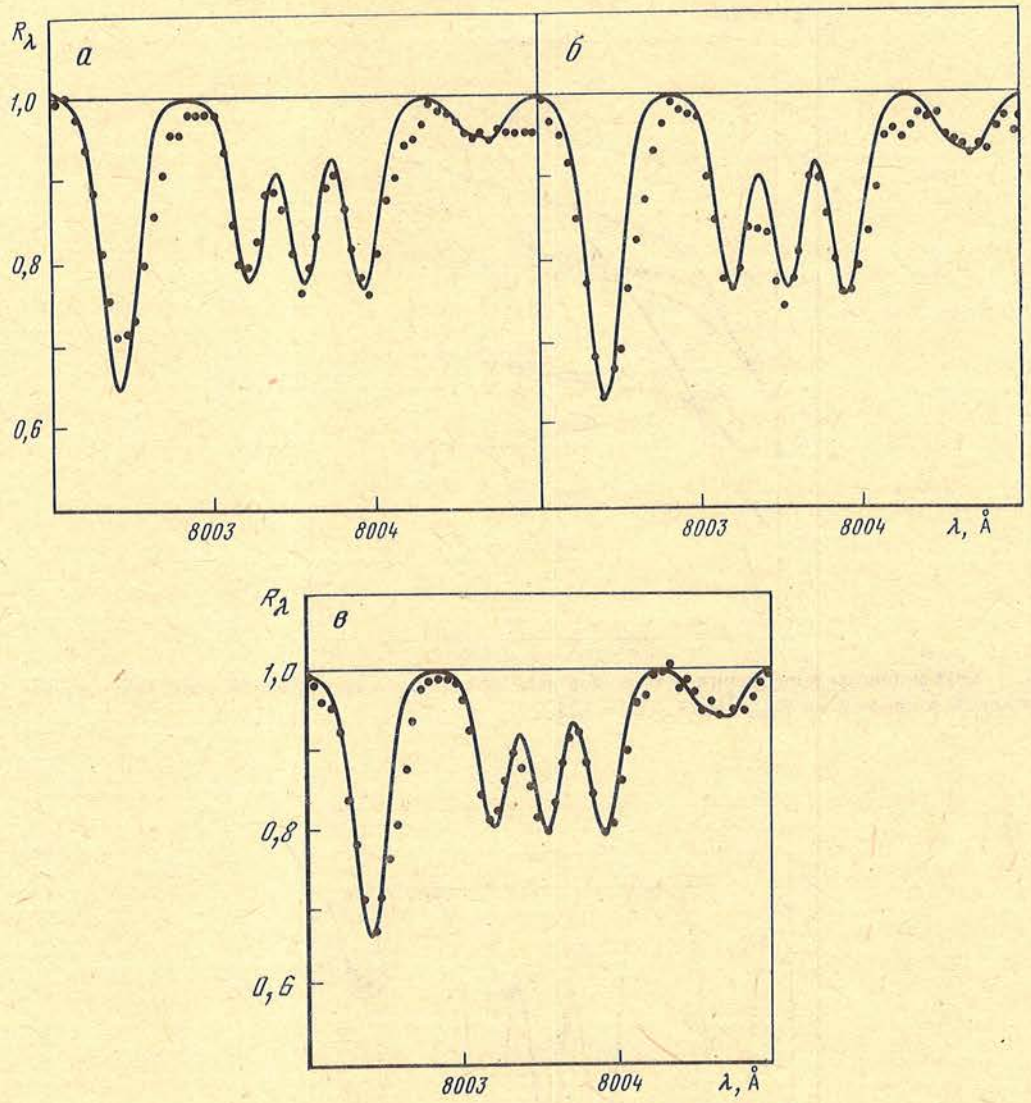


Рис. 3. То же, что и рис. 2 для ι Dra (а), β Oph(б), κ Oph(в)

Фундаментальные параметры моделей атмосфер других трех программных звезд — эффективная температура $T_{эф}$, ускорение силы тяжести g, металличность [Fe/H], скорость микротурбулентности ξ_t — были определены Кьергардом и др. [19]. Там же был проведен анализ содержаний элементов C, N и O. Типичные ошибки этих содержаний, как отмечают сами авторы, составляют 0,1—0,2 *dex* для углерода и кислорода и 0,2—0,3 *dex* для азота. Отмечается, что наиболее существенным источником погрешностей для C и O являются возможные систематические ошибки в $T_{эф}$ и g. Для содержания азота наиболее вероятны наблюдательные ошибки (спектры получены с недостаточным разрешением). Модель атмосферы с нужным значением $T_{эф}$ и g рассчитывалась путем интерполирования из стандартной сетки моделей. Для получения согласия с наблюдениями содержание азота было увеличено для всех трех звезд. Точность окончательных значений в сильной степени зависит от точности определения

Таблица 2

Звезда	$T_{эф}$	lg g	ξ_t, км/с	[Fe/H]	lg ε (элемента)				$^{12}C/^{13}C$
					C	O	N[а]	N[б]	
μ Leo	4540	2,35	1,3	+0,48	8,89	9,24	8,92	–	18^{+2}_{-3}
ι Dra	4450	2,5	1,7	+0,09	8,52	8,85	–	8,58	15^{+3}_{-2}
κ Oph	4650	2,5	1,7	–0,09	8,50	8,85	8,09	8,49	10^{+2}_{-1}
β Oph	4530	2,5	1,7	+0,18	8,71	9,09	8,26	8,60	11^{+2}_{-1}

а — содержание азота, определенное в [19].
б — содержание азота, определенное в настоящей работе.
в — для ι Dra содержание азота в [19] не было определено.

Таблица 3

Звезда	C/N	M_p/M_e	Δp	Звезда	C/N	M_p/M_e	Δp
μ Leo	1,26	0,80	1,29	κ Oph	1,38	1,11	0,85
ι Dra	1,17	0,97	1,16	β Oph	1,74	0,91	0,83

содержаний C и O и, следовательно, не может быть лучше, чем 0,1—0,2 *dex*, несмотря на более высокую внутреннюю точность расчетов. В табл. 2 приведены все исходные данные для каждой звезды и определенные нами содержания N и $^{12}C/^{13}C$. На рис. 3*а, б, в* представлены наблюдаемые и синтетические спектры. Точность определения отношения $^{12}C/^{13}C$ в меньшей степени зависит от ошибок в $T_{эф}$ и g и в содержаниях C, N и O. Поэтому ошибки, указанные в табл. 2 для $^{12}C/^{13}C$, вероятно, являются адекватными методу исследования.

Обсуждение результатов

Для анализа полученных результатов мы применили модель выноса продуктов CN-процесса из внутренних областей на поверхность, предложенную Ламбертом и Рисом [20] для объяснения существования гигантов спектральных классов G и K, обогащенных изотопом ^{13}C. Из наблюдаемых величин C/N и $^{12}C/^{13}C$ для исследуемых звезд были найдены массовые отношения M_p/M_e (M_p — масса внутренней горячей зоны, подвергшейся действию CN-цикла, M_e — масса внешней зоны с начальным содержанием C, N и O) и значения расхода протонов Δp на начальные содержания ядер C и N. Для того чтобы привести в согласие свои результаты с результатами [20], мы также, как и там, наблюдаемые значения C/N домножили на масштабный множитель 1,35. Полученные значения приведены в табл. 3. Как отмечалось в [20], низкое значение экспозиции Δp в комбинации с большим значением M_p/M_e характерно для гигантов, атмосферы которых обогащены изотопом ^{13}C. Но из приведенного там рис. 3 видно, что две группы гигантов — с нормальным и повышенным содержанием ^{13}C — в большей степени разделяются по значениям Δp, чем по значениям M_p/M_e. Для звезд, исследованных в настоящей работе, это также заметно. Из полученных результатов

видно, что ι Dra примыкает к группе гигантов с нормальным содержанием ^{13}C, а к Oph и β Oph входят в группу гигантов с повышенным содержанием ^{13}C.

Автор выражает искреннюю признательность И.С. Саванову за руководство работой и Л.С. Любимкову за предоставление вычислительных программ.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Tsuji T.* // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1987. Vol. 24. P. 89.
2. *Шайн Г.А.* // Бюлл. Абаст. обс. 1942. № 6. С. 1.
3. *Huovelin J., Poutanen M., Tuominen I.* // Helsinki Univ. of Techn., Radio Lab. Rep. 1986. Vol. S166. P. 18.
4. *Davis S.P., Phillips J.G.* // The Red System ($A^2\Pi$—$X^2\Sigma$) of the CN Molecule, University of California Press. Berkely and Los Angeles. 1963.
5. *Wyller A.A.* // Astrophys. J. 1966. Vol. 143. P. 828.
6. *Kotlar A.J., Field R.W., Stenfeld J.I.* // J. Molec. Spectrosc. 1980. Vol. 80. P. 86.
7. *Герцберг Г.* Спектры и строение двухатомных молекул. М.: Изд. иностр. лит. 1949. 403 с.
8. *Schadee A.* // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1967. Vol. 7. P. 169.
9. *Bauschlicher C.W., Langhoff S.R., Taylor P.R.* // Astrophys. J. 1988. Vol. 332. P. 531.
10. *Kovacs I.* // The Rotational Structure in the Spectra of Diatomic Molecules. Akademiai Kiado. Budapest, 1969.
11. *Bell R.A., Eriksson K., Gustafsson B., Nordlund A.* // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1976. Vol. 23. P. 37.
12. *Любимков Л.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1986. Т. 74. С. 3.
13. *Tsuji T.* // Astron. and Astrophys. 1973. Vol. 23. P. 411.
14. *Хянни Л.Ф.* // Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Тарту. 1985.
15. *Irwin A.W.* // Astrophys. J. Suppl. 1981. Vol. 45. P. 621.
16. *Kurucz R.L.* // Smiths. astrophys. obs. Spec. Rep. 1970. N 309. P. 1—293.
17. *Somerville W.B.* // Astrophys. J. 1964. Vol. 139. P. 192.
18. *Harris M.J., Lambert D.L., Smith V.V.* // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1987. Vol. 99. P. 1003.
19. *Kjærgaard P., Gustafsson B., Walker G.A.H., Hultquist L.* // Astron. and Astrophys. 1982. Vol. 115. P. 145.
20. *Lambert D.L., Ries L.M.* // Astrophys. J. 1981. Vol. 248. P. 228.

УДК 524.384–424

H_α-ФОТОМЕТРИЯ И МАГНИТНОЕ ПОЛЕ β ЛИРЫ

В.И. Бурнашев, М.Ю. Скульский

Проведен анализ результатов узкополосных фотометрических наблюдений β Лиры, выполненных в 1974—1985 гг. и редуцированных в единую систему.

Обнаружена корреляция переменности абсолютного потока в эмиссии линии H_α с изменениями эффективной напряженности магнитного поля, следовательно, магнитное поле на поверхности яркого компонента ощутимо влияет на процесс переноса вещества в тесной двойной системе β Лиры.

H_α — PHOTOMETRY AND THE MAGNETIC FIELD OF β Lyr, ***by V.I. Burnashev and M.Yu. Skulsky.*** The narrow band photometry of β Lyr carried out in 1974—1985 being reduced into a uniform system has been analyzed.

The changes of absolute flux in H_α — emission correlate with the effective magnetic field variations, therefore the magnetic field on the surface of the bright component markedly effects the process of matter transfer in the close binary system β Lyr.

Абсолютная спектрофотометрия β Лиры [1] и ее узкополосные наблюдения вблизи линии H_α [2], проведенные нами соответственно в 1974 г. и 1978—1979 гг., позволили представить непрерывный спектр излучения этой системы комби-

нацией излучения двух звезд классов B8III и A5III и рекомбинационным свечением водорода с $T_e = 20000K$, а также показали возможность квазипериодических изменений потока эмиссии в H_α с периодом около 1/7 орбитального. В связи с последним, в 1980 г. мы продолжили фотометрические наблюдения вблизи линии H_α, однако, ввиду их немногочисленности, уточнения в решение этого вопроса они не внесли. Дальнейшие фотометрические и спектрофотометрические наблюдения β Лиры проведены нами в 1984 и 1985 гг. Они связаны с обнаружением и изучением магнитного поля в атмосфере яркого компонента [3, 4], позволяющим заключить, что:

1) переменное по орбитальному циклу магнитное поле подвержено, особенно в фазе своего максимума, квазипериодическими колебаниям значительной амлитуды, также близким к 1/7 орбитального периода:

2) структура газовых потоков в тесной двойной системе β Лиры, видимо, отображает строение магнитного поля яркого компонента, теряющего вещество;

3) изменение эффективной напряженности магнитного поля с фазой орбитального периода, по-видимому, коррелирует с изменением глубины депрессии на λ 5200 и изменениями в континууме β Лиры.

По каждому из этих пунктов требовались дополнительные исследования. Поскольку наличие депрессии в континууме звезды на λ 5200 является важным аргументом в пользу существования магнитного поля, то прежде всего было проведено изучение ее переменности в зависимости от фазы. На основании абсолютных спектрофотометрических данных 1974 и 1984 гг. показано [5], что изменение эквивалентной ширины депрессии на λ 5200 в спектре β Лиры четко коррелирует с изменением магнитного поля.

Здесь по наблюдениям шести сезонов за 1974—1985 гг., мы приводим результаты изучения абсолютного потока излучения в эмиссии над непрерывным спектром в линии H_α, как некоторого параметра, характеризующего процесс потери вещества ярким компонентом в возможной связи с его магнитным полем.

Так как использованная аппаратура и методика наблюдений подробно описаны ранее [1, 2], отметим только, что регулярные узкополосные наблюдения подобного рода, проводимые нами в течение нескольких сезонов, показали необходимость дополнительных редукций, вызванных как неточной установкой решетки спектрофотометра на центр линии, так и невоспроизводимостью ширины выходной щели для разных сезонов [6]. Эти редукции, малосущественные для участков непрерывного спектра, становятся заметными при измерении потока в линии и могут быть выполнены с помощью наблюдений звезды-стандарта. В данном случае такими звездами служили α Лиры и γ Лиры.

Результаты узкополосной фотометрии β Лиры суммированы в табл. 1, где для соответствующих юлианских дат и фаз кривой блеска (согласно эфемерид [7]) в 3—5 колонках приведены значения монохроматической освещенности на границе земной атмосферы lg E(λ). При этом E(λ) выражено в эрг/с · см², отнесенных к интервалу длин 1 см. Длины волн выбранных полос: 6488, 6563 и 6637 Å, ширины полос — 27,5 Å. В 6-й и 7-й колонках приводятся измеренные значения глубин линий относительно уровня интерполированного континуума для звезд-стандартов: $\lg E_{лин}$ (6563) — $\lg E_{конт}$ (6563), в 8-й и 9-й даны разности $\Delta LgE(\lambda) = \lg E_{\alpha Lyr}(\lambda) - \lg E_{\gamma Lyr}(\lambda)$ между α Лиры и λ Лиры для участков непрерывного спектра вблизи H_α. Измеренные значения глубин линий для звезд-стандартов показали удовлетворительную сходимость для сезонов 1978—1980 гг., в то время как наблюдения 1985 г. систематически от них отклоняются. На среднюю величину этого отклонения (около 0,02) и были увеличены значения lgE (6563) для βLyr, полученные в 1985 г. В 4-й колонке табл. 1 даны эти редуцированные значения. В

Таблица 1

JD	Фаза	lg$E(\lambda)$			$\lg\frac{E(6563)}{E_{cont}}$		$\Delta\lg E(\lambda)$		$E(H_\alpha)\times$ $\times10^{-11}$
		λ6488	λ6563	λ6637	αLyr	γLyr	λ6488	λ6637	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
2443000 +									
622,477	0,029	−2,293	−1,929	−2,337	0,164	0,106	1,269	1,267	188
643,442	0,652	−1,997	−1,779	−2,025	0,164	0,121	1,261	1,273	189
668,463	0,582	−2,053	−1,857	−2,086	0,156	0,123	1,255	1,264	148
670,413	0,735	−1,966	−1,809	−2,002	0,169	0,127	1,273	1,276	142
672,428	0,890	−2,078	−1,874	−2,106	0,169	0,116	1,272	1,274	145
684,383	0,815	−1,982	−1,811	−2,026	0,155	0,125	1,271	1,262	152
693,391	0,511	−2,148	−1,899	−2,167	0,165	0,118	1,267	1,281	156
697,314	0,814	−1,989	−1,793	−2,017	—	0,127	1,290	1,276	170
702,378	0,206	−1,980	−1,802	−2,009	0,165	0,122	1,262	1,269	155
703,365	0,282	−1,982	−1,814	−2,008	0,170	0,125	1,266	1,268	143
815,210	0,929	−2,177	−1,854	−2,172	0,166	0,117	1,266	1,260	201
817,180	0,081	−2,129	−1,831	−2,118	0,163	0,120	1,261	1,274	199
821,190	0,391	−2,018	−1,800	−2,052	0,167	0,121	1,268	1,272	182
826,190	0,778	−1,949	−1,762	−1,980	0,157	0,120	1,261	1,267	177
835,165	0,472	−2,111	−1,834	−2,134	0,173	0,113	1,260	1,285	196
850,153	0,630	−1,972	−1,748	−2,000	0,167	0,124	1,269	1,272	207
852,156	0,786	−1,951	−1,741	−1,989	0,181	0,113	1,274	1,276	205
2444000+									
151,209	0,899	−2,092	−1,830	−2,119	0,170	0,116	—	—	191
152,201	0,976	−2,285	−1,920	−2,308	0,166	0,114	1,277	1,268	192
161,215	0,673	−1,964	−1,780	−1,991	0,162	0,127	1,269	1,274	167
162,189	0,747	−1,948	−1,757	−1,976	0,164	0,114	1,272	1,273	181
164,216	0,905	−2,095	−1,852	−2,125	0,176	0,127	1,280	1,281	173
168,222	0,215	−1,959	−1,790	−1,994	0,163	0,118	1,274	1,272	155
173,208	0,600	−2,023	−1,810	−2,049	0,164	0,105	1,280	1,269	135
175,261	0,759	−1,972	−1,784	−1,999	0,161	0,115	1,281	1,274	168
182,225	0,297	−2,004	−1,832	−2,033	0,156	0,115	1,279	1,275	141
186,170	0,602	−2,014	−1,797	−2,047	0,175	0,111	1,283	1,277	182
188,195	0,759	−1,956	−1,756	−1,987	0,166	0,119	1,276	1,275	188
189,194	0,836	−1,986	−1,786	−2,029	0,163	0,115	1,281	1,268	180
196,244	0,381	−2.037	−1,878	−2,077	0,152	0,114	—	—	123
387,508	0,172	−1,963	−1,785	−1,991	—	0,118	—	—	161
390,424	0,397	−2,026	−1,817	−2,055	0,171	0,119	1,279	1,283	169
410,410	0,942	−2,213	−1,897	−2,240	0,166	0,120	1,280	1,279	185
411,383	0,018	−2,261	−1,904	−2,294	0,164	0,108	1,295	1,282	198
412,388	0,095	−2,065	−1,831	−2,101	0,164	0,114	1,282	1,280	179
413,382	0,172	−1,963	−1,775	−1,996	0,170	0,123	1,284	1,288	174
414,372	0,249	−1,966	−1,775	−1,995	0,165	0,114	1,282	1,288	174
415,385	0,327	−1,995	−1,795	−2,030	0,166	0,122	1,279	1,279	153
416,363	0,403	−2,043	−1,820	−2,070	0,171	0,116	1,283	1,285	175
417,391	0,482	−2,135	−1,868	−2,160	0,170	0,120	1,281	1,277	177
418,354	0,556	−2,068	−1,827	−2,106	0,168	0,125	1,280	1,285	184
420,368	0,712	−1,954	−1,744	−1,991	0,173	0,118	1,287	1,283	203
421,368	0,789	−1,972	−1,764	−2,000	0,172	0,127	1,278	1,283	190
437,311	0,022	−2,272	−1,922	−2,303	0,160	0,112	1,280	1,284	187
507,290	0,432	−2,105	−1,856	−2,138	0,168	0,121	1,265	1,272	175
521,217	0,508	−2,142	−1,867	−2,165	0,167	0,123	1,270	1,276	180
523,255	0,666	−1,991	−1,756	−2,029	0,165	0,114	1,270	1,269	214
525,208	0,817	−1,987	−1,745	−2,014	0,163	0,111	1,276	1,273	220

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
526,215	0,895	–2,075	–1,812	–2,109	0,177	0,119	1,275	1,276	201
529,247	0,129	–2,031	–1,796	–2,066	0,157	0,115	1,265	1,265	194
530,199	0,203	–1,978	–1,772	–2,009	0,176	0,123	1,277	1,280	185
531,192	0,280	–1.986	–1.791	–2,015	0,167	0,116	1,272	1,278	170
533,194	0,434	–2,110	–1,879	–2,140	0,161	0,117	1,266	1,271	157
541,212	0,054	–2,185	–1,876	–2,211	0,172	0,111	1,278	1,274	192
2446000+									
247,429	0,963	–2,300	–1,981	–2,328	0,145	—	—	—	167
248,350	0,034	–2,294	–1,978	–2,323	0,150	—	—	—	168
255,397	0,579	–2,076	–1,883	–2,092	0,148	—	—	—	150
256,386	0,655	–2,001	–1,858	–2,033	0,147	—	—	—	135
257,379	0,732	–1,973	–1,805	–1,993	0,150	—	—	—	165
258,339	0,806	–1,967	–1,813	–1,990	0,147	—	—	—	154
261,338	0,039	–2,281	–1,954	–2,302	0,145	—	—	—	180
262,403	0,121	–2,056	–1,869	–2,088	0,149	—	—	—	156
263,333	0,192	–2,001	–1,832	–2,022	0,148	—	—	—	156
265,357	0,349	–2,011	–1,868	–2,034	0,142	—	—	—	129
268,336	0,580	–2,075	–1,875	–2,100	0,147	—	—	—	159
277,308	0,273	–1,964	–1,830	–1,983	0,147	—	—	—	134
280,319	0,506	–2,145	–1,935	–2,169	0,150	—	—	—	143
285,343	0,894	–2,041	–1,866	–2,065	0,146	—	—	—	149
292,274	0,429	–2,045	–1,867	–2,070	0,146	—	—	—	150
294,263	0,583	–2,029	–1,834	–2,055	0,144	—	—	—	175
301,259	0,124	–2,038	–1,864	–2,063	0,147	—	—	—	149
302,250	0,201	–1,984	–1,832	–2,015	0,150	—	—	—	148
305,252	0,433	–2,058	–1,877	–2,085	0,141	—	—	—	149
312,281	0,976	–2,276	–1,948	–2,294	0,148	—	—	—	182
330,291	0,369	–1,998	–1,833	–2,023	0,143	—	—	—	154
346,214	0,599	–2,017	–1,823	–2,042	0,148	—	—	—	176
347,201	0,675	–1,957	–1,772	–1,981	0,147	—	—	—	191

10-й колонке приведены также редуцированные к системе 1978—1980 гг. значения потока в линии H_α системы β Лиры в эрг/с · см², рассчитанные на ширину полосы 27,5 Å.

Абсолютная калибровка для β Лиры выполнена с помощью данных о распределении энергии в спектре α Лиры [8], представляющих собой среднее из результатов калибровок [9—11], в то время как ранее [1, 2] мы применяли калибровку [12]. Изменившаяся калибровка первичного стандарта α Лиры, бо́льший объем наблюдательного материала, а также более точный учет кривой спектральной чувствительности примененной аппаратуры, несколько изменили значения монохроматической освещенности в континууме и для γ Лиры по сравнению с определенными нами ранее [2]. Теперь они таковы: lg$E$ (6488) = –1,945 и lg E (6637) = –1,972. Принятые же значения для α Лиры: lg E (6488) = –0,671, lg E (6637) = –0,697.

Кроме узкополосной фотометрии, в 1984—1985 гг. были получены также и кривые распределения энергии в спектре β Лиры в диапазоне λλ 3200—7725 ÅÅ. В 1985 г. фотометрические и спектрофотометрические наблюдения выполнялись практически одновременно, в одни и те же ночи. Это дало возможность найти коэффициенты связи между значениями потока излучения в эмиссионной линии H_α, определенными как из узкополосных наблюдений, так и из измерений сканограмм. Спектрофотометрические значения, приведенные в систему узкопо-

Таблица 2

JD	Фаза	$E(H_\alpha), \times 10^{-11}$	JD	Фаза	$E(H_\alpha), \times 10^{-11}$
1	2	3	1	2	3
2442000+					
210,415	0,860	161	948,284	0,838	190
211,460	0,941	142	949,284	0,916	167
212,472	0,019	155	950,315	0,995	201
216,431	0,325	127	951,271	0,069	168
218,454	0,482	165	2446,000+		
226,386	0,095	142	247,419	0,962	175
235,375	0,790	176	248,336	0,033	160
344,219	0,204	154	255,384	0,578	162
367,186	0,980	185	256,373	0,654	156
368,181	0,057	177	257,367	0,731	175
371,195	0,290	150	258,325	0,805	152
2445000+			261,324	0,037	178
914,329	0,213	134	262,391	0,120	162
915,334	0,291	116	263,391	0,197	155
938,335	0,069	165	265,351	0,349	133
942,334	0,378	158	280,302	0,504	132
943,263	0,450	161	285,381	0,897	150
944,292	0,530	150	292,364	0,436	144
945,375	0,613	165	325,262	0,980	172
946,262	0,682	169	329,285	0,291	142
947,272	0,760	184	336,258	0,830	160

лосной фотометрии 1978—1980 гг., даны в третьей колонке табл. 2, которую можно считать также журналом абсолютных спектрофотометрических наблюдений β Лиры в линии H_α за 1974, 1984 и 1985 гг.

Кривые распределения энергии в спектре β Лиры в виде значений lg E(λ), выраженных в эрг/с · см², с шагом 25 Å записаны на магнитную ленту в вычислительном центре Крымской обсерватории, где готовится новая версия спектрофотометрического каталога звезд [13].

Данные табл. 1 и 2 могут служить исходным материалом для анализа. На рис. 1 показана кривая блеска в длине волны λ 6488 Å, вместе с "показателем цвета" CI = = lg E (6637) — lg E (6488), а в нижней части рисунка приведены значения E (H_α) в зависимости от фазы орбитального периода. Кривая блеска несколько ассиметрична: первый максимум немного занижен по сравнению с максимумом во второй квадратуре, в которой система, по-видимому, более горяча. Складывается впечатление, что имеется небольшое различие между наблюдениями 1984—1985 и 1978—1980 гг.

Более интересна зависимость E (H_α) от фазы орбитального периода. Оказалось, что минимальное и максимальное значение потока излучения в линии H_α сдвинуты относительно обоих максимумов и минимумов кривой блеска и соответствуют фазам экстремальных значений эффективной напряженности магнитного поля [3]. Факт этого совпадения необходимо исследовать более подробно.

В верхней части рис. 2. представлено изменение эффективной напряженности магнитного поля на поверхности яркого компонента, рассчитанной из изме-

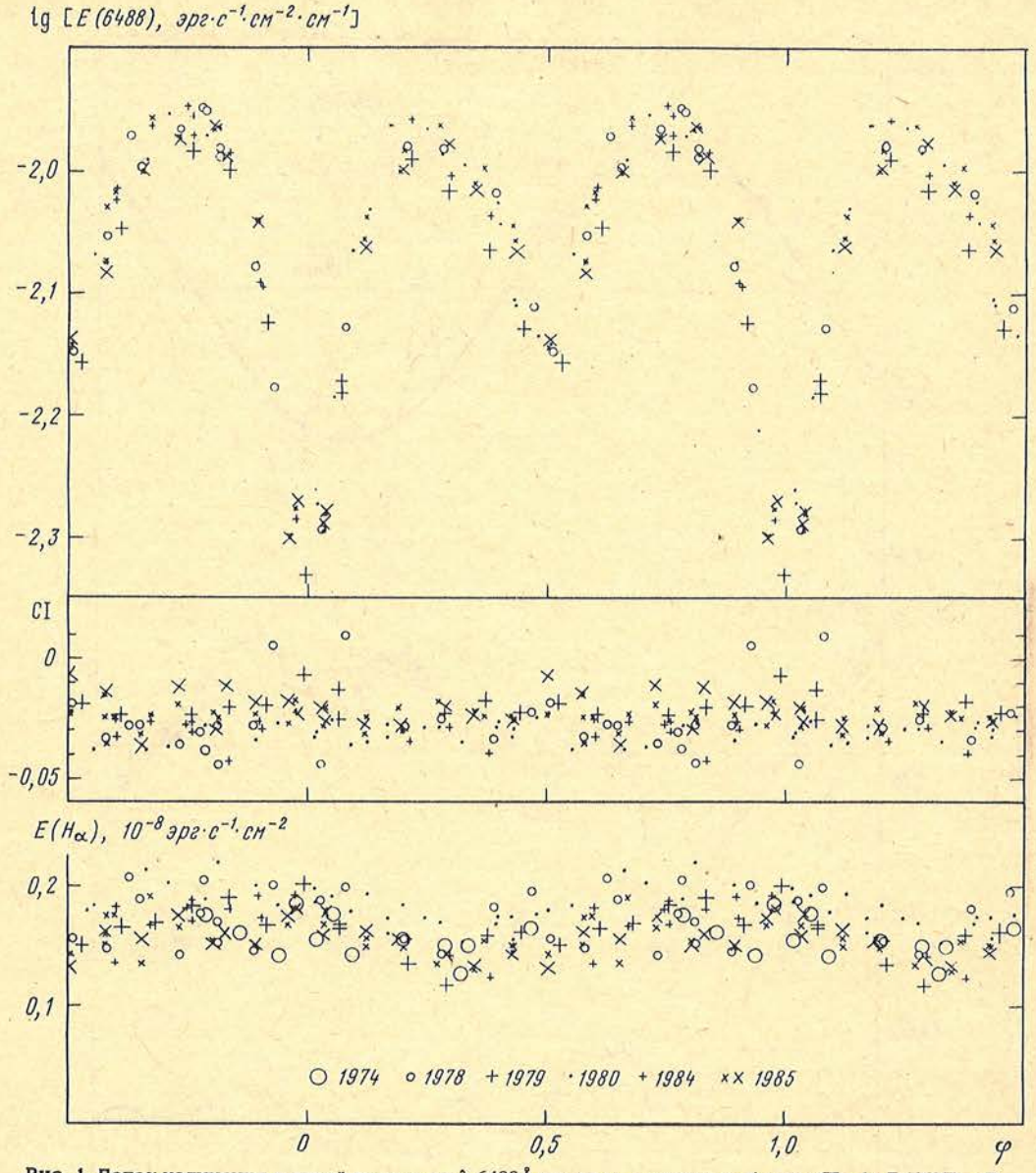


Рис. 1. Поток излучения в узкой полосе на λ 6488Å (вверху), показатель блеска CI = lg E (6637) = E (6488) (в центре) и поток излучения в эмиссионной линии Hα системы β Лиры (внизу) в зависимости от орбитальной фазы. Более крупные значки — значения, снятые со сканограмм

рений зеемановских спектрограмм, полученных на 6 м телескопе в 1980—1988 гг., т.е. более точно, чем в [3], где приведены результаты измерений по наблюдениям 1980—1984 гг. Сплошной линией дана кривая, аппроксимирующая наблюдательные данные тригонометрическими функциями (полученная в САО АН СССР по программе Лебедева В.И.). Среднее значение эффективной напряженности магнитного поля составляет $H_e = (-1198 \pm 32)$ Гс, полуамплитуда кривой — $A = (475 \pm 51)$ Гс. Вид кривой — синусоидальный, что свидетельствует о дипольном характере магнитного поля. Максимальное значение поля отрицательной полярности с достаточной степенью точности соответствует фазе 0,855 P (что

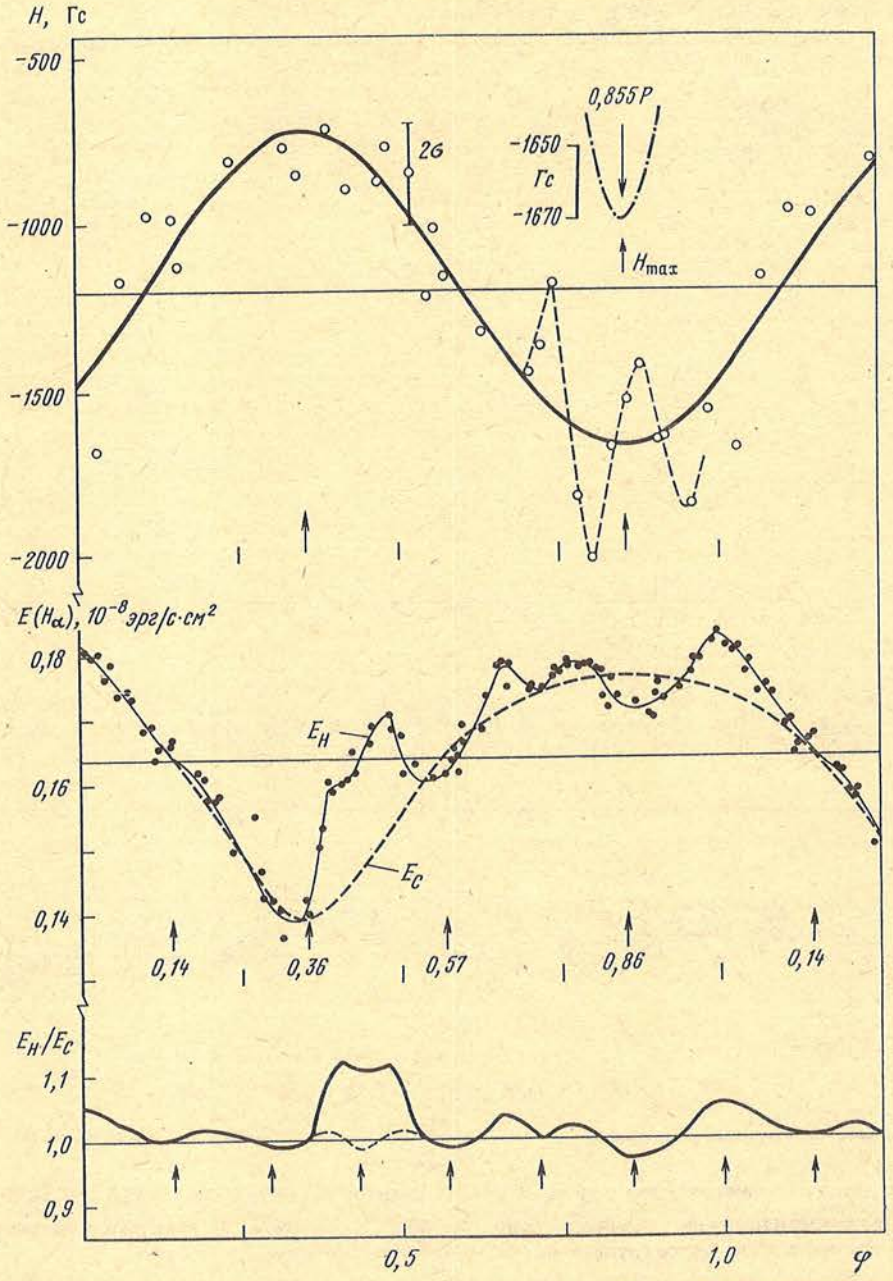


Рис. 2. Изменение эффективной напряженности магнитного поля H_e с орбитальной фазой (вверху), поток излучения в эмиссии H_α, усредненный методом скользящего среднего (точки и кривая E_H) (в центре), его сглаженная E_C-кривая и изменение с фазой отношений значений E_H/E_C (внизу)

проиллюстрировано на рис.2 вверху увеличенным фрагментом кривой), минимальное — фазе 0,355 P. Это значит, что направление проекции оси диполя магнитного поля на луч зрения (направление 0,355 $P \rightarrow$ 0,855 P) отклонено по позиционному углу от линии центров двойной системы (направление 0,5 $P \rightarrow$ $\rightarrow$ 1,0P) на 1/7 P (см. рис. 3). Отметим, что в фазах, соответствующих максимуму

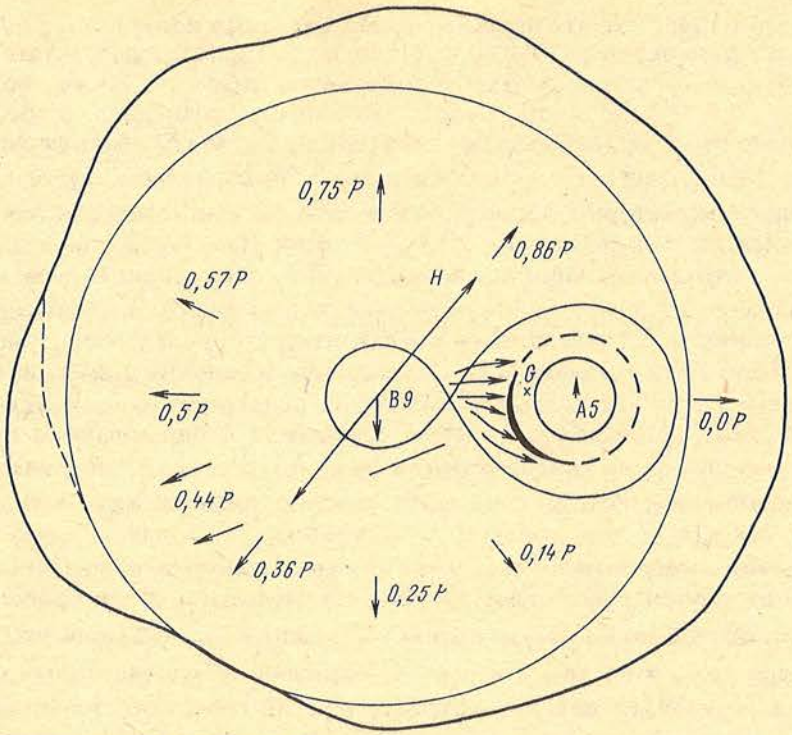


Рис. 3. Схематическая модель системы β Лиры

G — положение центра масс. Стрелками в центрах B9- и A5-компонентов показано направление их орбитального движения. *H* — направление оси диполя магнитного поля яркого компонента. Утолщением на диске намечено положение горячего пятна, кривыми стрелками — система газовых потоков. Внешний волнистый круг — зависимость от позиционного угла наблюдения отношения $E_H/E_{C,\min}$ где $E_{C,\min}$ показан тонким кругом внутри волнистого (см. текст). Отмечены также характерные фазы в изменении E_C-кривой, а в фазе 0,44P штрихом выделено основание горба (рис. 2)

поля, с таким же характерным временем изменения хорошо заметна переменность амплитудных значений поля относительно усредненной сплошной кривой. Она выделена на рис. 2 вверху, тонкой штриховой линией.

На рис. 2 в центре сплошной линией (в более удобном масштабе) нанесена зависимость $E\ (H_\alpha)$ от фазы, проходящей через точки, усредненные методом скользящего среднего по интервалу 0,07 *P* с шагом 0,01 *P* — обозначенная E_H Средняя ошибка точки $\sigma = 0{,}03 \cdot 10^{-8}$ э/см^2·с. Рассматривая усредненную зависимость E_H от фазы, видим, что ход ее соответствует изменению с фазой величины напряженности магнитного поля: узкий минимум потока в H_α совпадает по фазе с минимумом поля, а широкий максимум излучения в линии H_α соотносится с фазой максимума магнитного поля. Поток излучения в эмиссии H_α изменяется в 1,3 раза, кроме того, на кривой усредненной зависимости E_H от фазы четко видны мелкие колебания величин E_n. Но если в максимуме этой кривой они невелики и несколько напоминают колебания магнитного поля в его максимуме, то сильно выделяющаяся деталь в интервале 0,37*P* — 0,51 *P* приводит к явной асимметрии зависимости $E\ (H_\alpha)$ от фазы в минимуме этой кривой.

Объяснение природы дополнительной эмиссии, приходящейся на фазы 0,37·*P* — 0,51 *P*, по-видимому, связано с потерей вещества ярким компонентом и процессом его переноса, к менее яркому, но более тяжелому компоненту.

Вспомним при этом, что переменная составляющая поляризации β Лиры имеет минимум в фазе около 0,47 P и образуется, согласно [14], в результате рассеяния на свободных электронах эллипсоидального газового диска, большая ось которого по позиционному углу наблюдения совпадает с осью диполя магнитного поля. Приведем также некоторые результаты обнаружения и исследования [15] быстрой переменности спектра β Лиры в области H_α, установленной с помощью диссекторного спектрофотометра на 6-м телескопе (время накопления спектра составляло 10 с). В частности, там сделан вывод, что переменность потока излучения как в эмиссионном пике линии H_α, так и в близких участках широкой эмиссионной подложки сильно зависит от фазы, причем максимум переменности наблюдается в фазах перед вторичным минимумом в кривой блеска около 0,5 P. Эта активная область не очень больших размеров ($\Delta P \approx 0{,}15\,P$) интерпретируется как область локализации непосредственного удара газовых струй в диск, охватывающих слабый компонент, с образованием пятна. Если учесть, что деталь на кривой $E\,(H_\alpha)$ в фазах 0,37 P — ,051 P совпадает с локализацией активной области типа пятна, резонно предположить, что добавочный поток излучения в эмиссии H_α возникает именно над пятном. Этим, по-видимому, вызвана и асимметрия кривой поляризации [14] относительно фазы вторичного минимума. Учитывая вышесказанное, мы провели симметрично относительно минимума потока излучения $E\,(H_\alpha)$ сглаженную E_c-кривую— штриховая кривая на рис. 2 в центре. Разделив усредненные значения E_n на данные E_c-кривой, на рис. 2, внизу, видим некий горб, свидетельствующий, что максимальный добавочный вклад в эмиссию H_α, приходящийся на фазы 0,39P — 0,49P, составляет примерно девятую долю общего потока. Фазы (0,37—0,51) P определяют границы видимости пятна, центр его локализации соответствует фазе 0,44 P. Этот горб или увеличение эмиссии в линии H_α, наблюдаемое в системе перед вторичным минимумом, исчезает сразу же в фазе 0,51 P, когда ярким B9-компонентом затмевается пространство с ионизованным водородом над пятном на диске (см. рис. 3).

Построение сглаженной E_c-кривой позволило обратить внимание еще на один интересный факт. Из рис. 2 (в центре) видно, что эта кривая не синусоидальна. Проведем горизонтальной штриховой линией среднюю ось E_c-кривой так, чтобы площадь между этой линией и E_c-кривой в максимуме и минимуме излучения были равны. Фазы пересечения E_c-кривой со средней осью, а именно 0,14 P, 0,57 P и 1,14 P, ограничивают интервалы времени минимума — ΔP (min) и максимума — ΔP (max) потока излучения $E\,(H_\alpha)$. Оказалось, что отношение

$$\Delta P(\min)/\Delta P(\max) = (0{,}57\,P - 0{,}14\,P)/(1{,}14\,P - 0{,}57\,P) = 3/4$$

соответствует отношению $P/P_x = 3/4$, где P — орбитальный период β Лиры и P_x — период осевого вращения яркого B9-компонента, определенный по линиям поглощения его атмосферы [4]. Физический смысл этого факта неясен, однако для системы β Лиры накапливается все больше данных о резонансных явлениях, например, неоднократно упоминаемая выше квазипериодичность в 1/7 орбитального периода (она чувствуется и на рис. 2, внизу, отмечено стрелками), в основе которых может лежать данное соотношение. В связи с тем, что квазипериодичность в 1/7 орбитального периода зафиксирована как по данным абсолютной фотометрии в H_α, так и при изучении магнитного поля, т.е. она соотносится с атмосферой яркого компонента, было предложено [4, 16], что эти квазипериодические процессы возникают из-за асинхронизма яркого компонен-

та, по-видимому, как следствие резонансных колебаний приливного характера. Мы провели частотный анализ данных E (H_α) табл. 1 и 2, однако из-за небольшой статистической выборки и большой скважности во времени наших наблюдений, он не дал однозначного ответа.

На рис. 3 показана модель системы β Лиры, в которой менее массивный, теряющий вещество яркий B9-компонент заполняет полость Роша, а вокруг слабого A5-компонента образован уплощенный газовый диск с горячим пятном на нем, образованным ударом газовых потоков [4, 15], — характерный позиционный угол наблюдения пятна отмечен в фазе 0,44 P. В полярных координатах, сцентрированных к B9-компоненту, волнистой линией дана зависимость $E_H/E_{c,\min}$ от фазы, причем относительной единицы принят поток $E_{c,\min}$ в минимуме E_c-кривой — фазы 0,36 P (рис. 2). Этот независимый от позиционного угла наблюдения системы поток излучения в линии H_α, принимаемый в первом приближении принадлежащим системе в целом, можно считать некоторым постоянным уровнем в эмиссии, так что разница в радиусах между волнистой линией и кругом $E_{c,\min}$ в определенном позиционном угле соответствует добавочному вкладу, вносимому в эмиссию H_α системы истекающим веществом из яркого компонента. Следовательно, это некоторое приращение эмиссии в H_α, которое формируется вблизи яркого компонента. Если вещество B9-компонента уходит, например, под действием звездного ветра в фазе максимума магнитного поля, то, двигаясь вдоль его силовых линий, загибающихся в сторону слабого компонента, и создавая веерную систему газовых потоков к слабому компоненту, оно будет накопливаться наиболее правдоподобно в области пятна на диске. Здесь же это накопление увеличивается из-за прямого переноса вещества через внутреннюю точку Лагранжа, создавая резервуар с веществом, которое добавочно излучает в линии H_α (см. рис. 2, внизу). Движением вещества вдоль силовых линий магнитного поля можно объяснить и поступление вещества в район точки Лагранжа в фронте перед B9-компонентом.

Естественно, что в случае β Лиры убегание вещества из B9-компонента возможно как вследствие звездного ветра, так и вследствие заполнения им полости Роша. Однако, по существу, работает механизм звездного ветра [17], так как по мере заполнения звездой полости Роша, звездный ветер возможен при все более низких скоростях. И если вначале движение газа происходит перпендикулярно поверхности компонента, теряющего вещество, то в дальнейшем основной поток вещества формируется вдоль линии, соединяющей центры звезд. Однако, как видно из рис. 2, магнитное поле влияет на истечение вещества, существенно усиливая его вдоль направления максимума поля.

В заключение следует выделить новый, основной результат этих исследований: факт синхронной переменности с фазой орбитального периода эффективной напряженности магнитного поля и абсолютного потока излучения в эмиссии линии H_α. С учетом данных о том, что структура газовых потоков отображает строение магнитного поля яркого компонента, теряющего вещество [4], этот результат — важный фактор в пользу утверждения, что магнитное поле вносит ощутимый вклад в энергетику и динамику процесса потери и переноса вещества в тесной двойной системе β Лиры.

Авторы благодарны Бурнашевой Б.А., Ловкой М.Н. за помощь в обработке наблюдений и Лебедеву В.И., любезно предоставившему программу аппроксимации наблюдательных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бурнашев В.И., Скульский М.Ю.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1978. Т. 58. С.64.
2. *Бурнашев В.И., Скульский М.Ю.* // письма в Астрон. журн. 1980. Т. 6. С.387.
3. *Скульский М.Ю.* // Там же. 1985. Т. 11. С.51.
4. *Скульский М.Ю.* //Бюл. Абастуманской астрофиз. обс. 1985. Т. 58. С.53.
5. *Бурнашев В.И., Скульский М.Ю.* //Письма в Астрон. журн., 1986. Т. 12. С.535.
6. *Бурнашев В.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 80. С.54.
7. *Bahyl'V., Pikler J., Kreiner J.M.* // Acta Astron. 1979.Vol. 29. P.293.
8. *Харитонов А.В.* // Дис. ... докт. физ.-мат. наук. 1980.
9. *Hayes D.S., Latham D.W.* // Astrophys. J. 1975. Vol. 197. P.593.
10. *Tüg A., White N., Lookwood G.W.* // Astron. and Astrophys. 1977. Vol. 61. P.679.
11. *Харитонов А.В., Терещенко В.И., Князева Л.Н., Бойко П.Н.* // Астрон. журн. 1980. Т. 57. С.287.
12. *Харитонов А.В., Терещенко В.М.* // Труды астрофиз. ин-та АН Каз. ССР. 1972. Т. 21. С.3.
13. *Бурнашев В.И.* // Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс. 1985. Т. 59. С.85.
14. *Шулов О.С.* // Астрофизика. 1967. Т. 3. С.233.
15. *Алексеев Г.Н., Скульский М.Ю.* // Изв. Специальной астрофиз. обс. АН СССР. 1989. Т.28. С.21—43.
16. *Скульский М.Ю.* // Переменные Звезды. 1989. Т.22. № 6. С.849—850.
17. *Иванов В.И.* // Астрофизика. 1987. Т. 27. С.159.

УДК 524.338.3

СИМБИОТИЧЕСКАЯ ЗАТМЕННО-ПЕРЕМЕННАЯ CICYG. РЕЗУЛЬТАТЫ UBV И UBVRI ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ В 1973–1988 гг.

Т.С. Белякина

Представлены фотоэлектрические наблюдения CI Cyg, выполненные в Крымской астрофизической обсерватории в 1973—1988 годах. Показано, что после активного состояния, начавшегося в 1971 г. к середине 1980-х переменная "успокоилась". Проведено сопоставление фотометрического поведения CI Cyg в активном и спокойном состояниях.

SYMBIONIC ECLIPSING VARIABLE STAR CI CYG. THE RESULTS OF UBV AND UBVRI PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OVER 1973—1988. *by T.S. Belyakina*. The results of photoelectric observations of CI Cyg carried out at the Crimean Astrophysical Observatory over the years 1973—1988 are reported. It has been shown that to the middle of the eighties the variable has "calmed down" after the active stage started in 1971. The photometric behaviour of CI Cyg in the active stage and quiet one has been compared.

Введение

В настоящее время CI Cyg является одной из наиболее изученных симбиотических звезд. Изменения ее блеска прослежены с конца прошлого века и до настоящего времени. Есть и спектральные наблюдения. Подробные обзоры литературы, посвященной этой переменной, приведены в [1,2]. Особенно активизировались ее наблюдения после 1979 г., когда удалось достоверно показать, что CI Cyg является затменно-переменной [3].

В настоящее время установлено, что эта переменная двойная система, компоненты которой холодный гигант, горячая звезда и газовая составляющая. Фотометрический период равен 855,25 сут.

Природа холодного компонента известна достаточно уверенно. Это звезда M4-5, повышенной светимости, принадлежащая к асимптотической ветви гигантов AGB. По-видимому она заполняет полость Роша и радиус ее близок 200 $R_\odot$. Кроме того, это переменная типа *SR* с амплитудой $\Delta V \leqslant 0^m,4$ и характерным временем переменности 40—60 сут. [4,5]. Более точный период колебаний пока определить не удалось [6].

О горячем компоненте известно значительно меньше. Считают, что горячая

Таблица 1

Обозначения[10]	*BD*	*HDE*	*U—B*	*B—V*	*V*	*V—R*	*V—I*
A	+35°3821	225991	$0^m,14$	$0^m,30$	$10^m,48$	$+0^m,28$	$+0^m,46$
зв.5	+35°3827	226041	0,15	0,36	8,58	+0,34	+0,58
D	—	—	0,26	0,39	11,20	+0,34	+0,61

звезда принадлежит главной последовательности и окружена газовым диском, меняющимся со временем [7,8]. Диск образован веществом холодного компонента, текущим через внутреннюю точку Лагранжа. Кроме того, более разреженный газ полностью окружает двойную систему [8].

Регулярные электрофотометрические наблюдения CI Cyg начаты нами в 1975 г. и продолжены до настоящего времени. Выполнены они на двух телескопах Крымской астрофизической обсерватории: 64 см менисковом (*UBV*) и 125 см рефлекторе АЗТ-11 (*UBVRI*). Одно, семь и шесть наблюдений получены соответственно в 1966, 1973 и 1974 годах на 70 см рефлекторе АЗТ-8, находившемся тогда на горе Кошке в Симеизе, и 60 см рефлекторе Южной станции ГАИШ в Научном. Аппаратура и методика, применявшиеся при наблюдениях, частично описаны в [3,9].

В табл. 1 приведен список звезд сравнения.

Эти звезды, особенно А и зв. 5, в течение каждого сезона неоднократно сравнивались с *UBV* фотоэлектрическими стандартами из рассеянного скопления NGC 6871 (№№ 6, 12, 16, 26) [11] и *UBVRI* стандартом +26°3930 [12]. Таким образом проверялось постоянство звезд сравнения и были определены для них уверенные *U,B,V,R,I* величины.

Все наши наблюдения были сведены в единую инструментальную цветовую систему и затем переведены в стандартную *UBVRI*-систему. Поскольку все они получены в результате применения одной и той же методики, с одними и теми же звездами сравнения, в одинаковых климатических условиях, можно считать, что эти данные представляют однородный фотометрический ряд. Точность определенных значений заключена в пределах $\pm 0^m,01$ — $\pm 0^m,03$.

Результаты наших измерений представлены в табл. 2, где неуверенные величины отмечены (:), и на рис. 1. На этом рисунке среди наблюдений 1987 г. кружками отмечены в соответствии с их фазой равной 0,063 положения *U,B,V* величин CI Cyg, измеренных 17 июля 1966 г. Вычисление фазы здесь и далее основано на элементах световой кривой Уитни $Min = JD\ 2411902 + 855^{\alpha},25\ E$, приведенных Аллером в [13]. На рис. 1 стрелками отмечены моменты минимумов.

Как известно, с конца прошлого века и до 1970 г. CI Cyg не испытывала значительных поярчаний, если не считать двух, случившихся в 1911 и 1937 гг. Продолжительность каждого из них около 200 сут, амплитуды не превышали 2^m, и максимальное значение блеска в обоих случаях совпало с фазой 0,6.

В 1971 г., сразу после фазы 0,0 произошло увеличение блеска более чем на 2^m и в течение нескольких последующих лет были отмечены его неоднократные усиления и ослабления [14,15]. Если до 1967 г. на фотографической кривой блеска были видны лишь широкие минимумы [16], то с 1975 г. по 1982 г. их заменили узкие [15]. В 1984—1985 и 1987 гг. вновь появились широкие минимумы. Кроме того, блеск CI Cyg вне минимума после 1982 г. приблизился к уровню, наблюдавшемуся до 1967 г. [16].

Совокупность этих факторов позволила нам считать, что активное состояние переменной, характеризуемое значительными перепадами блеска и наблюдав-

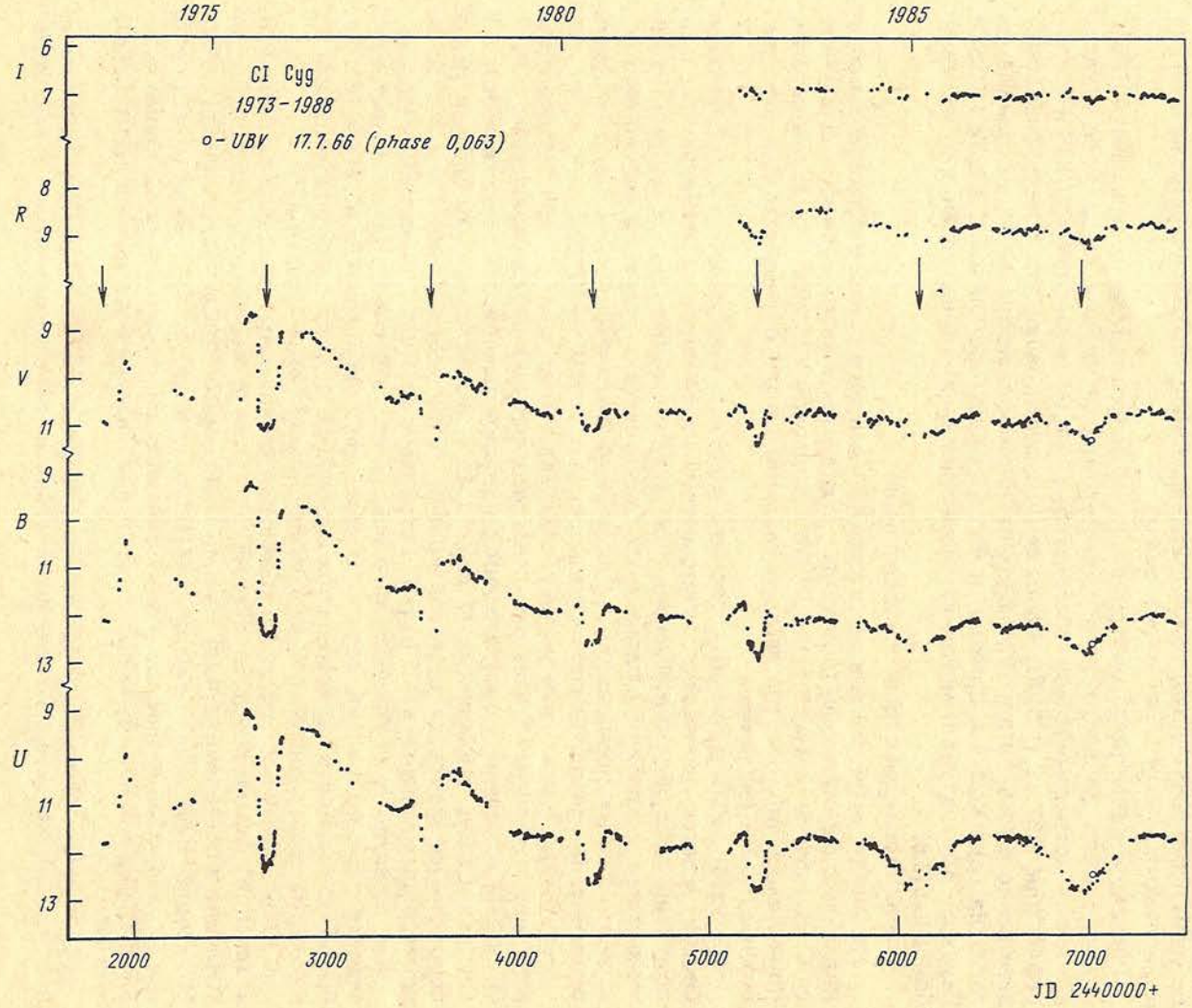


Рис. 1. *U, B, V, R, I* кривые блеска CI Cyg в 1973—1988 гг. O — *U, B, V* величины переменной, измеренные 17 июля 1966 г. и нанесенные среди наблюдений 1987 г. в соответствии с фазой 0,063 ($V = 11^m,32$, $B-V = 1,^m34$, $U-B = -0,^m14$)

Таблица 2

JD 2440000+	U — B	B — V	V	JD 2440000+	U — B	B — V	V
1842,49	–0,^{m}29	1,^{m}18	10,^{m}92	715,19	–0,28	1,30	11,05
862,44	–0,34	1,17	10,96	718,18	–0,35	1,34	11,02
920,21	–0,44	1,03	10,42	719,18	–0,34	1,28	11,06
922,21	–0,43	0,96	10,28	2722,18	–0,^{m}45	1,^{m}35	10,^{m}96
951,21	–0,52	0,80	9,67	723,18	–0,43	1,25	10,98
952,21	–0,51	0,79	9,65	727,20	–0,40	1,20	10,90
1974,17	–0,23	0,90	9,78	728,18	–0,46	1,18	10,89
2214,21:	–0,18	0,98	10,25	730,17	–0,45	1,13	10,88
243,39	–0,35	1,00	10,32	745,15:	–0,43	0,80	10,20
244,40	–0,36	1,01	10,34	747,16	–0,43	0,76	10,10
300,31	–0,62	1,10	10,42	749,16	–0,36	0,71	9,91
301,29	–0,62	1,11	10,42	750,15	–0,33	0,75	9,75
302,28	–0,62	1,13	10,41	755,16:	–0,10	0,73	9,23
547,50	–0,64	0,90	10,44	759,15	–0,21	0,77	9,11
573,42	–0,27	0,54	8,83	760,18	–0,21	0,78	9,06
577,44	–0,27	0,53	8,84	768,15	–0,22	0,76	9,03
578,48	–0,28	0,53	8,76	869,55	–0,33	0,60	9,13
579,40	–0,29	0,54	8,79	871,54	–0,34	0,62	9,10
595,41:	–0,15	0,55	8,66	891,46	–0,33	0,67	9,05
596,39	–0,09	0,51	8,66	923,38:	–0,36	0,76	9,04
599,38	–0,09	0,55	8,64	934,46	–0,43	0,68	9,16
600,40	–0,06	0,54	8,64	950,42	–0,53	0,78	9,22
602,34	–0,09	0,56	8,65	951,39	–0,51	0,78	9,24
610,36	–0,11	0,58	8,70	960,38	–0,49	0,80	9,24
624,33	+0,02	0,62	8,69	961,38	–0,54	0,81	9,25
625,35	+0,02	0,63	8,69	983,36:	–0,54	0,88	9,36
629,32	+0,06	0,63	8,68	988,34	–0,55	0,90	9,35
633,37:	+0,04	—	—	3010,34	–0,58	0,92	9,40
636,33	+0,03	0,65	9,30	046,23	–0,49	0,97	9,59
2637,30	–0,^{m}0	0,^{m}69	9,^{m}43	079,18	–0,50	1,01	9,74
639,32	–0,12	0,73	9,84	110,17:	–0,45	0,93	9,78
642,31	–0,39	0,85	10,45	134,15	–0,39	1,04	9,89
643,30	–0,47	0,91	10,61	282,42:	–0,31	1,07	10,19
644,32	–0,53	1,03	10,73				
649,36	–0,42	1,13	10,98	3315,46	–0,^{m}38	0,^{m}97	10,^{m}45
650,28	–0,41	1,09	10,99	331,32	–0,36	1,02	10,39
651,29	–0,42	1,16	10,98	333,49	–0,35	1,00	10,42
652,38	–0,31	1,16	11,03	339,47	–0,34	1,00	10,44
653,33	–0,39	1,21	11,03	342,42:	–0,37	1,03	10,44
654,34	–0,29	1,18	11,05	347,42	–0,35	1,00	10,45
658,27	–0,22	1,27	11,07	364,44	–0,41	1,00	10,53
659,28	–0,21	1,27	11,08	374,42	–0,34	0,99	10,48
660,28	–0,22	1,27	11,05	377,38	–0,36	1,04	10,47
662,28	–0,23	1,31	11,08	389,30	–0,36	1,18	10,29
667,28	–0,12	1,32	11,04	390,31	–0,36	1,17	10,31
668,28	–0,13	1,34	11,10	395,29	–0,35	1,08	10,38
669,25	–0,16	1,34	11,10	399,33	–0,32	1,05	10,38
680,22	–0,05	1,42	11,04	405,29	–0,34	1,02	10,40
685,24	–0,07	1,42	10,99	406,32	–0,37	1,05	10,39
687,22:	–0,10	1,42	10,97	417,26	–0,44	1,05	10,41
696,22	–0,14	1,43	10,94	418,26	–0,38	1,04	10,41
699,22	–0,16	1,38	10,96	420,25	–0,41	1,05	10,41
700,20	–0,21	1,41	10,97	423,28	–0,40	1,05	10,40
708,18	–0,25	1,42	11,04	424,29	–0,42	1,05	10,39
709,19	–0,22	1,39	11,08	426,29	–0,40	1,05	10,40

Таблица 2 (продолжение)

JD - 2440000+	U—B	B—V	V	JD 2440000+	U—B	B—V	V
427,24	−0,42	1,03	10,44	112,34	−0,25	1,18	10,76
429,24	−0,40	1,04	10,43	127,27	−0,26	1,14	10,81
434,21	−0,42	1,03	10,40	129,31	−0,27	1,16	10,80
438,23	−0,41	1,04	10,35	130,33	−0,25	1,19	10,79
440,19	−0,46	1,05	10,34	131,27	−0,26	1,16	10,80
450,20	−0,47	1,03	10,35	137,33	−0,23	1,20	10,79
454,22	−0,48	1,07	10,34	139,33	−0,28	1,18	10,79
489,17	−0,26	1,11	10,38	141,29	−0,25	1,20	10,80
490,16	−0,27	1,13	10,43	143,27:	−0,24	1,21	10,77
3495,14	$-0,^{m}45$	$1,^{m}30$	$10,^{m}66$	145,23	−0,30	1,16	10,82
496,14	−0,33	1,33	10,77	159,20	−0,27	1,19	10,76
574,57:	—	—	11,3	161,20	−0,26	1,16	10,76
578,54	−0,26	1,28	11,06	162,14:	−0,26	1,18	10,74
606,49	−0,35	0,97	9,96	164,20	−0.25	1,20	10,75
610,48	−0,47	0,96	9,95	4168,19	$-0,^{m}27$	$1,^{m}19$	$10,^{m}75$
614,46	−0,51	0,98	9,93	175,19	−0,28	1,13	10,80
634,41	−0,48	0,93	9,94	182,16	−0,31	1,15	10,84
667,36:	−0,58	0,89	9,99	183,16	−0,30	1,12	10,85
668,36	−0,43	0,92	10,00	186,17	−0,31	1,14	10,84
692,37	−0,51	0,97	9,87	188,17	−0,30	1,14	10,82
695,34	−0,48	0,91	9,88	189,19	−0,34	1,18	10,81
697,37:	−0,51	0,90	9,88	222,16	−0,18	1,18	10,75
698,35	−0,49	0,90	9,91	225,16:	−0,13	1,21	10,71
701,37	−0,51	0,91	9,95	226,14	—	1,21	10,70
703,41	−0,51	0,92	9,98	230,14	—	—	10,71
718,32	−0,51	0,98	10,11	232,16	−0,18	1,19	10,73
729,31	−0,48	1,02	10,01	314,56	−0,20	1,21	10,62
745,29	−0,49	1,03	10,05	315,56	−0,21	1,19	10,62
751,28	−0,46	1,02	10,06	342,53	−0,12	1,22	10,77
764,30	−0,43	1,01	10,16	347,53	−0,11	1,26	10,94
772,22	−0,45	1,01	10,23	348,50	−0,10	1,28	10,96
783,21	−0,42	1,01	10,27	364,48	−0,07	1,59	11,07
785,20	−0,43	1,02	10,26	367,46:	+0,03	1,50	11,11
790,19	−0,38	1,11	10,19	370,44	+0,12	1,52	11,04
806,18	−0,34	1,10	10,11	377,42	+0,14	1,55	11,00
815,17	−0,29	1,08	10,15	406,38	+0,07	1,52	11,11
834,15	−0,37	1,03	10,32	409,42	+0,07	1,47	11,08
835,15	−0,28	1,10	10,22	410,36	−0,08	1,48	11,10
964,52:	0.0	1,05	10,55	411,40	+0,04	1,46	11,09
3988,53:	$-0,^{m}10$	$1,^{m}24$	$10,^{m}53$	412,40	−0,02	1,50	11,11
989,47	−0,11	1,24	10,49	413,43	−0,03	1,48	11,09
998,46	−0,14	1,23	10,54	414,45	+0,10	1,46	11,10
4013,39:	−0,27	1,30	10,53	421,33:	—	—	11,09
018,42:	−0,19	1,26	10,51	428,36	−0,05	1,51	11,05
022,37	−0,16	1,25	10,53				
040,33	−0,06	1,28	10,51	4430,40	$0,^{m}00$	$1,^{m}49$	$11,^{m}04$
043,35	−0,13	1,24	10,53	431,39	−0,01	1,50	11,03
044,36	−0,13	1,27	10,52	432,38	−0,01	1,44	11,02
052,39	−0,17	1,26	10,58	435,37	−0,04	1,48	10,96
053,42:	−0,16	1,24	10,57	436,38	−0,05	1,48	10,95
0,57,43	−0,13	1,23	10,61	437,37:	−0,01	1,51	10,93
074,34	−0,18	1,21	10,66	438,39	−0,05	1,47	10,93
086,42	−0,19	1,21	10,68	439,40	−0,06	1,50	10,91
105,34	−0,20	1,21	10,68	442,46	−0,08	1,45	10,90
106,36	−0,29	1,21	10,74	445,49	−0,15	1,48	10,84

Таблица 2 (окончание)

JD 2440000+	U—B	B—V	V	JD 2440000+	U—B	B—V	V
453,39	−0,11	1,29	10,71	521,23	−0,19	1,16	10,73
454,40	−0,11	1,27	10,72	523,23	−0,21	1,14	10,73
456,38	−0,12	1,20	10,70	525,24	−0,22	1,16	10,72
460,34	−0,19	1,17	10,74	530,20	−0,23	1,11	10,81
472,32	−0,22	1,10	10,73	533,22:	−0,19	1,08	10,80
481,29	−0,24	1,11	10,72	539,23	−0,16	1,12	10,83
483,30	−0,22	1,11	10,69	570,17	−0,15	1,20	10,77
484,38	−0,24	1,14	10,68	575,15	—	—	10,76
489,30	−0,21	1,16	10,66	751,43	−0,10	1,32	10,73
514,26	−0,20	1,15	10,69	752,43	−0,08	1,37	10,72

Таблица 2а

JD 2440000 +	U — B	B — V	V	V — R	V — I	JD 2440000+	U — B	B — V	V	V — R	V — I
4757,43	−0,^{m}02	1,^{m}36	10,68			210,36	−0,05	1,58	11,05		
760,42:	−0,16	1,42	10,74			211,36:	−0,02	1,53	11,06		
762,41	−0,09	1,36	10,70			219,24	+0,05	1,65	11,07		
765,45	−0,13	1,38	10,74			219,32	+0,09	1,60	11,01	2,14	4,09
789,39	−0,16	1,36	10,74			220,25	+0,12	1,57	11,04		
799,42	−0,07	1,36	10,71			224,32	+0,11	1,66	11,01		
806,35	−0,09	1,36	10,69			224,29	+0,13	1,63	11,00	2,15	4,10
813,33	−0,07	1,32	10,71			225,30	−0,02	1,73	11,04		
819,35	−0,12	1,33	10,74			228,32	−0,13	1,64	10,97	2,15	4,11
836,28:	−0,13	1,32	10,73			230,24	+0,10	1,64	11,05		
849,27	−0,11	1,37	10,68			232,23	+0,09	1,67	11,05		
870,23	−0,19	1,34	10,73			233,23	+0,19	1,59	11,02		
873,28	−0,19	1,33	10,76			236,30:	+0,18	1,63	11,05	2,15	4,08
877,25	−0,23	1,30	10,79			251,23	+0,03	1,58	11,24	2,22	4,23
898,21	−0,29	1,26	10,89			257,20:	−0,04	1,48	11,35		
902,21	−0,26	1,32	10,86			258,19	−0,09	1,58	11,36		
5105,44	−0,07	1,32	10,78			263,18	—	1,55	11,45		
115,41	−0,10	1,26	10,79			265,22	−0,15	1,46	11,44		
117,39	−0,09	1,25	10,80			267,18	−0,14	1,49	11,44		
134,38	−0,13	1,24	10,72			269,17	−0,13	1,49	11,39	2,25	4,30
147,33	−0,12	1,24	10,66			281,16	−0,13	1,49	11,29		
163,33	−0,12	1,21	10,58			283,16	−0,06	1,49	11,22		
164,34	−0,12	1,25	10,59			5284,17:	−0,^{m}24	1,^{m}58	11,23		
164,43	−0,11	1,24	10,58	1,^{m}88	3,^{m}66	285,17:	−0,10	1,51	11,17		
171,43	−0,14	1,21	10,60			286,17	−0,05	1,46	11,17		
189,28	−0,13	1,12	10,63			293,15:	−0,04	1,48	11,03		
190,33	−0,15	1,13	10,64	1,84	3,62	296,20	+0,05	1,40	10,94	2,^{m}13	3,^{m}99
191,30	−0,09	1,14	10,64			297,16	−0,09	1,42	10,88		
192,40	−0,15	1,12	10,66	1,85	3,62	299,15	−0,09	1,36	10,83		
5192,35	−0,^{m}12	1,^{m}16	10,66			301,16	−0,07	1,30	10,78		
194,40:	−0,07	1,14	10,62	1,85	3,64	308,15	−0,12	1,24	10,70		
195,37	−0,06	1,16	10,69			325,15:	−0,22	1,21	10,83		
196,33	−0,07	1,17	10,71			326,15	−0,20	1,23	10,83		
198,32	−0,02	1,19	10,73			408,57:	−0,25	1,34	10,89		
198,42	−0,03	1,18	10,71	1,89	3,71	437,51:	−0,36	1,30	10,95		
204,33	−0,04	1,39	10,93			465,41:	−0,34	1,31	10,82		

Таблица 2а (продолжение)

JD 2440000+	U—B	B—V	V	V—R	V—I
466,43:	−0,33	1,36	10,79		
469,48	−0,41	1,35	10,80	2,08	3,88
470,43	−0,46	1,47	10,77		
490,37	−0,41	1,39	10,73		
490,47	−0,40	1,35	10,75	2,08	3,84
514,40	−0,45	1,41	10,78		
516,36	−0,36	1,36	10,75		
523,38	−0,38	1,38	10,72		
526,40:	−0,40	1,38	10,70		
528,37	−0,35	1,38	10,70		
530,39	−0,38	1,40	10,70		
530,48	−0,36	1,38	10,71	2,06	3,83
552,38	−0,45	1,34	10,82		
553,39	−0,40	1,34	10,82		
562,32	−0,40	1,34	10,81		
564,40	−0,37	1,36	10,75	2,08	3,88
5578,28	−0,^{m}37	1,^{m}37	10,71		
582,30	−0,36	1,42	10,68		
584,26	−0,34	1,41	10,67		
585,32	−0,32	1,39	10,74	2,^{m}05	3,^{m}79
586,33	−0,34	1,40	10,68	2,08	3,81
587,36	−0,34	1,39	10,69	2,06	3,79
588,31	−0,33	1,41	10,70	2,04	3,80
589,29	−0,34	1,39	10,68		
594,31	−0,34	1,40	10,71	2,06	3,81
605,23	−0,38	1,35	10,76		
615,24	−0,38	1,36	10,81	2,08	3,86
619,21	−0,40	1,37	10,79		
637,19	−0,35	1,41	10,74		
646,19	−0,36	1,38	10,80		
647,18	−0,40	1,39	10,73	2,08	3,81
663,18:	−0,41	1,34	10,84		
664,17	−0,39	1,32	10,83		
673,17:	−0,35	1,37	10,79		
789,52	−0,45	1,35	10,95		
790,52	−0,34	1,25	10,94		
823,42	−0,40	1,37	10,79		
826,45	−0,33	1,42	10,77		
841,40	−0,35	1,36	10,89		
846,37	−0,42	1,32	10,95		
859,41:	−0,49	1,32	11,05		
870,34	−0,48	1,34	10,97		
881,36	−0,42	1,39	10,93		
881,41	−0,32	1,40	10,89	2,10	3,98
884,37	−0,35	1,44	10,90		
900,32	−0,25	1,44	10,82		
5907,32	−0,^{m}20	1,^{m}41	10,85		
907,28	−0,22	1,43	10,81	2,^{m}08	4,^{m}03
914,35	−0,24	1,38	10,88		
915,35	−0,25	1,42	10,88		
938,28:	−0,11	1,40	10,83		
941,31	−0,15	1,48	10,85		
944,33	−0,14	1,49	10,88		

JD 2440000 +	U—B	B—V	V	V—R	V—I
949,37	−0,05	1,48	10,89	2,10	4,01
953,33	−0,06	1,45	10,92	2,10	4,00
961,26:	−0,02	1,40	10,95		
969,23	−0,05	1,45	10,92		
994,19	−0,15	1,52	10,95		
997,30	−0,03	1,53	10,99	1,99	3,92
6000,21	−0,04	1,46	10,99		
006,18	−0,02	1,49	11,03		
030,24	+0,26	1,63	10,96	1,96	3,88
035,16	+0,12	1,66	10,92		
038,19	+0,21	1,64	10,91	1,95	3,90
058,17	−0,06	1,56	11,22		
137,59	−0,20	1,46	11,25		
144,60	−0,02	1,56	11,21	2,11	4,23
175,52	−0,18	1,44	11,15		
182,48	−0,17	1,37	11,15		
195,42:	−0,23	1,35	11,18		
202,42:	−0,09	1,30	11,19		
209,40	−0,24	1,32	11,21		
224,37	−0,21	1,33	11,16		
228,44:	−0,21	1,37	11,17		
230,38	−0,03	1,34	11,16	2.06	4.03
6240,42	0,^{m}0	1,^{m}36	11,12	2,^{m}06	4,^{m}02
274,42	−0,29	1,43	10,88	2,02	3,89
284,40	−0,37	1,39	10,87	2,03	3,91
288,34	−0,37	1,39	10,92	2,04	3,92
290,27	−0,40	1,40	10,92	2,04	3,93
296,26	−0,42	1,37	10,91	2,03	3,91
302,25	−0,44	1,35	10,93	2,02	3,91
305,28	−0,49	1,34	10,95	2,03	3,92
312,25	−0,48	1,34	10,95	2,03	3,91
317,26:	−0,40	1,33	10,90	2,02	3,90
329,28	−0,42	1,37	10,88	2,05	3,90
331,32	−0,42	1,37	10,87	2,02	3,88
340,31	−0,40	1,37	10,82	2,00	3,82
345,26	−0,41	1,34	10,84	2,02	3,86
357,23	−0,40	1,38	10,78	2,00	3,79
369,23	−0,45	1,36	10,84	2,00	3,82
376,19	−0,48	1,33	10,84	2,01	3,82
380,16	−0,45	1,34	10,82	1,99	3,80
388,18	−0,33	1,37	10,81	1,99	3,79
390,19	−0,36	1,37	10,76	1,98	3,77
400,22	−0,41	1,39	10,81	2,00	3,80
410,15	−0,42	1,38	10,77	2,00	3,77
413,16	−0,37	1,35	10,73	1,99	3,75
421,15	−0,41	1,37	10,79	2,01	3,80
503,59	−0,53	1,31	10,92	2,06	3,86
518,55	−0,50	1,28	10,98	2,10	3,92
523,51	−0,45	1,29	10,93	2,09	3,89
528,56	−0,53	1,35	10,91	2,07	3,88
552,51	−0,60	1,29	11,04	2,09	3,93
6565,40	−0,^{m}54	1,^{m}27	11,01	2,^{m}10	3,^{m}93
567,47	−0,57	1,35	11,03	2,10	3,95
570,41	−0,56	1,28	11,00	2,08	3,93

Таблица 2а (окончание)

JD 2440000+	U—B	B—V	V	V—R	V—I	JD 2440000 +	U—B	B—V	V	V—R	V—I
581,46	−0,50	1,41	10,89	2,04	3,86	7001,45	−0,05	1,53	11,32	2,17	4,22
583,45	−0,50	1,32	10,92	2,06	3,89	004,38:	+0,03	1,40	11,41	2,18	4,24
588,43	−0,50	1,35	10,98	2,10	3,96	013,32:	−0,11	1,47	11,38	2,15	4,23
600,47	−0,52	1,26	11,04	2,08	3,94	018,31	−0,25	1,47	11,34	2,13	4,20
602,40	−0,53	1,26	11,04	2,08	3,94	032,37	−0,11	1,50	11,15	2,09	4,08
612,40	−0,57	1,26	11,01	2,09	3,92	038,45	+0,03	1,51	11,10	2,09	4,08
618,43	−0,56	1,28	10,97	2,08	3,93	039,31	−0,07	1,52	11,06	2,09	4,05
624,42	−0,52	1,29	10,97	2,08	3,90	042,34	−0,05	1,52	11,07	2,07	4,04
627,41:	−0,44	1,33	10,96	2,08	3,90	7047,32	$-0,^{m}03$	$1,^{m}48$	11,06	$2,^{m}06$	$4,^{m}03$
630,34	−0,50	1,29	10,96	2,09	3,92						
634,34	−0,48	1,31	10,92	2,05	3,88	052,36	−0,07	1,49	11,05	2,08	4,05
638,37	−0,49	1,31	10,92	2,03	3,87	053,34	−0,06	1,48	11,07	2,06	4,06
644,42	−0,49	1,30	10,90	2,06	3,88	057,27	−0,14	1,46	11,13	2,09	4,08
649,37	−0,50	1,29	10,95	2,05	3,89	063,30	−0,09	1,44	11,13	2,07	4,07
652,35	−0,49	1,29	10,98	2,05	3,91	072,31	−0,07	1,44	11,04	2,02	3,99
655,35	−0,46	1,30	11,04	2,03	3,92	084,25	+0,01	1,48	10,98	2,00	3,95
658,32	−0,52	1,28	11,02	2,06	3,90	091,19:	+0,02	1,45	10,85	2,02	3,95
661,34	−0,52	1,27	11,04	2,09	3,96	126,18:	−0,09	1,48	10,80	2,02	3,89
665,30	−0,52	1,30	11,03	2,05	3,94	127,18	−0,09	1,48	10,82	2,05	3,89
671,32	−0,54	1,35	10,92	2,03	3,93	138,19:	−0,10	1,45	10,79	1,99	3,84
673,32	−0,48	1,38	10,89	2,02	3,93	143,15	−0,11	1,43	10,85	1,99	3,88
675,34	−0,41	1,37	10,86	2,02	3,91	208,62	−0,36	1,37	10,79	2,03	3,82
682,26	−0,40	1,37	10,85	2,00	3,89	226,59	−0,34	1,36	10,80	2,02	3,81
691,26	−0,42	1,39	10,86	2,02	3,89	259,54	−0,44	1,33	10,83	2,02	3,81
703,32	−0,50	1,31	10,95	2,08	3,90	264,54	−0,40	1,32	10,82	2,02	3,81
720,24	−0,34	1,40	10,82	2,02	3,86	270,52	−0,42	1,36	10,79	2,00	3,79
6727,27	$-0,^{m}21$	$1,^{m}44$	10,80	$1,^{m}95$	$3,^{m}82$	282,49	−0,42	1,40	10,71	2,00	3,75
732,21	−0,21	1,45	10,76	1,99	3,82	285,49	−0,32	1,36	10,71	1,98	3,76
739,23	−0,23	1,45	10,75	1,96	3,82	300,48	−0,40	1,32	10,76	2,02	3,77
749,17	−0,32	1,38	10,89	2,00	3,89	320,45	−0,34	1,37	10,67	1,98	3,71
753,16	−0,23	1,38	10,92	2,00	3,90	326,42	−0,32	1,36	10,68	1,99	3,72
780,14:	−0,21	1,37	10,96	2,08	3,98	338,40	−0,40	1,34	10,78	2,00	3,78
852,59	−0,02	1,44	11,03	2,08	4,01	353,45	−0,41	1,33	10,79	2,01	3,79
874,58	−0,09	1,57	10,97	2,08	4,04	362,44	−0,37	1,36	10,72	—	—
883,57	+0,12	1,59	10,94	2,08	4,01	370,44:	−0,38	1,35	10,75	1,95	3,82
885,58	+0,14	1,57	10,94	2,07	4,02	379,30	−0,38	1,34	10,79	2,00	3,77
895,50:	+0,30	1,55	10,96	2,13	4,12	387,33	−0,36	1,36	10,71	1,98	3,74
909,53	+0,06	1,56	11,13	2,13	4,11	389,30	−0,30	1,34	10,74	1,99	3,75
914,51	+0,13	1,59	11,13	2,12	4,12	7394,37	$-0,^{m}40$	$1,^{m}35$	$10,^{m}77$	$1,^{m}99$	$3,^{m}76$
915,51	+0,12	1,56	11,11	2,10	4,08				7		
931,44	+0,22	1,54	11,18	2,15	4,15	416,28	−0,41	1,32	10,88	2,01	3,80
934,53:	+0,14	1,59	11,14	2,08	4,09	421,27	−0,41	1,33	10,87	2,00	3,80
971,46	+0,06	1,56	11,24	2,16	4,19	433,23	−0,42	1,34	10,87	2,01	3,81
975,41	+0,03	1,56	11,27	2,16	4,23	436,26	−0,46	1,35	10,88	2,02	3,82
979,48	+0,01	1,53	11,31	2,19	4,23	450,24	−0,48	1,33	10,92	2,11	3,84
982,40	+0,02	1,58	11,31	2,18	4,23	468,18	−0,50	1,30	10,98	2,03	3,86
997,40:	−0,02	1,50	11,27	2,18	4,24						

шееся в 1970-х и начале 1980-х гг., закончилось. Начиная с 1983 г. состояние CI Cyg можно определить как спокойное.

Таким образом, наши наблюдения дают возможность проанализировать изменения блеска CI Cyg как в спокойном состоянии так и в активном и сравнить их между собой.

Активное состояние CI Cyg

Увеличение активности CI Cyg отмечено в середине 1971 г. (*JD* 2441130, фаза 0,17), когда ее блеск в фотографических лучах возрос до $10^m,8$. Выше сказано, что начало наших наблюдений относится к середине 1973 г. (*JD* 2441842). Поэтому для более полного описания фотометрической активности переменной мы воспользовались также и результатами фотографических наблюдений [14]. Количественные характеристики блеска будут приведены в фотографических m_{pg} и B величинах *UBV*-системы.

Итак, начиная с середины 1971 г., CI Cyg более года оставалась яркой (m_{pg} $10^m,8$–$10^m,2$). Затем, в октябре 1972 г. (*JD*2441600, фаза 0,7) произошел сначала быстрый, а затем более медленный спад блеска. В июне 1973 г. (*JD* 2441836, фаза 0,007) $B = 12^m,1$. В сентябре 1973 г. (*JD* 2441936, фаза 0,11) отмечен очередной подъем и блеск увеличился до $B = 10^m,5$. С октября 1973 г. (*JD* 2441970, фаза 0,14) и в течение всего 1974 г. звезда ослабевала. В сентябре 1974 г. (*JD* 2442302, фаза 0,54) $B = 11^m,5$. К сожалению, для периода с 1973 г. по май 1975 г. мы располагаем малым количеством наблюдательных данных. В мае 1975 г. (*JD* 2442547, фаза 0,83) $B = 11^m,3$. А уже в начале июля того же года (*JD* 2442596, фаза 0,89) зарегистрирован самый высокий уровень ее блеска, а именно $B = 9^m,2$, за всю историю наблюдений. Скорость нарастания блеска в этой вспышке была не ниже $0^m,075$/сут. Начиная с июля 1976 г. (*JD* 2442960, фаза 0,31) переменная вновь ослабевала. Минимальное значение блеска $B = 11^m,5$ при этом отмечено в августе 1977 г. (*JD* 2443364, фаза 0,8). Затем был очередной подъем с $B = 10^m,8$ в максимуме, совпавшим с июлем 1978 г. (*JD* 2443692, фаза 0,17).

Из рис. 1 хорошо видно, что в начале 1980-х блеск CI Cyg вне минимумов достиг уровня характерного для ее спокойного состояния [16].

На кривых блеска в период с 1971 по 1983 г. также хорошо видны минимумы, зафиксированные в 1972—1973, 1975, 1977—1978, 1980, 1982 гг. Первый из них — широкий (0,4 *P*) асимметричный и, к сожалению, недостаточно отнаблюденный. Остальные — узкие продолжительностью около 0,15 *P*. Глубины их со временем менялись, уменьшаясь по мере падения общего блеска переменной (ΔV $2^m,2$–$0^m,4$, ΔB $3^m,0$–$0^m,7$, ΔU $2^m,9$–$1^m,0$). Однако изменения минимального значения блеска не превышали при этом $0^m,2$. По продолжительности все узкие минимумы близки между собой. Их детальный анализ выполнен в [3,5,15].

О зависимости формы кривой блеска от полосы пропускания можно судить по рис. 2, где сопоставлены *U*- и *V*-кривые минимума 1975 г. Для удобства сравнения *U*-кривая нормирована, при этом амплитуда ΔV принята за единицу.

Из этого рисунка видно, что *U*- и *V*-кривые не совпадают между собой. В *V*-полосе виден достаточно крутой вход в минимум, более крутые нисходящая и восходящие ветви по сравнению с ультрафиолетом. В *U*-полосе перед входом в минимум видно пологое падение блеска. Минимум в *B*-полосе имеет промежуточную форму по сравнению с *U*- и *V*-кривыми. В *U*-, *B*-, *V*-полосах видно небольшое поярчание вблизи фазы 0,0, отмеченной вертикальной прямой.

Из рис. 1 видно, что перед минимумами 1980 и 1982 гг. и после них на *U*-, *B*-, *V*-кривых заметно увеличение блеска. Это делает их похожими внешне на кривые блеска затмений, наблюденных у бывшей Новой 1934 DQHer [17].

Из совокупности фотометрических и спектральных наблюдений было показано, что узкий минимум 1975 г. соответствует затмению вспыхнувшего горячего компонента холодным [3]. Отношение полуинтервалов времени между 2 и 3 и 1 и 4 контактами позволило оценить относительные размеры компонентов. Оказалось, что затмеваемый объект в несколько раз меньше холодного гиганта [15]. Похожий результат приведен и в [18].

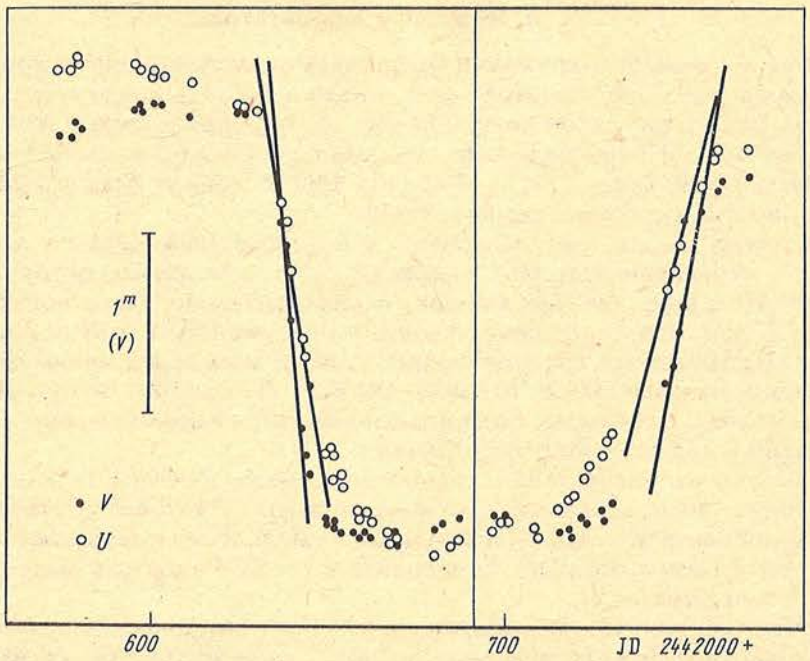


Рис. 2. Сопоставление нормированных U и V кривых блеска минимума 1975 г. Фаза 0,0 отмечена вертикальной прямой. Линейные участки нисходящих и восходящих ветвей показаны наклонными прямыми

Спокойное состояние CI Cyg

Как видим из рис. 1 для спокойного состояния CI Cyg характерны следующие особенности:

1. Широкий минимум, амплитуда которого увеличивается с уменьшением эффективной длины волны полосы пропускания ($\Delta U \approx 1^m,0$, $\Delta I < 0^m,1$). Продолжительность его в U-полосе около 0,6P, в B-, V-, R-полосах около 0,4P.

2. Колебания блеска с амплитудой $\Delta V \leqslant 0^m,4$ и характерным временем переменности 40—60 сут., обусловлены холодным компонентом, являющимся переменной типа SR [5].

3. Блеск в B-, V-, R-полосах перед минимумом на $0^m,1$–$0^m,2$ ниже, чем после него; вблизи фазы 0,5 в тех же полосах видна ступенька высотой $0^m,1$–$0^m,2$.

Глубина минимума кривой блеска является важной физической характеристикой. Однако собственная переменность холодного компонента в случае CI Cyg затрудняет определение истинного значения амплитуды широкого минимума, особенно в полосе V, где эта переменность проявляется сильнее всего. Кроме вышеупомянутой относительно быстрой переменности, следует сказать и еще об одной. Из измерений интенсивности полос TiO в спектре CI Cyg в области λλ5500–8600ÅÅ сделан вывод о возможном присутствии эффекта "подогрева" части поверхности холодного компонента, обращенной к горячему [19]. Изменения блеска в этом случае должно происходить в течение периода с достижением максимального значения вблизи фазы 0,5. Отсюда следует, что амплитуды широких минимумов в B-, V-, R-, I-полосах из-за значительного вклада холодного компонента в них [20] нельзя определить с высокой точностью. Поэтому принимаем следующие значения амплитуд: $\Delta U \approx 1^m,0$, $\Delta B \approx 0^m,5$, $\Delta V \approx 0^m,4$, $\Delta R \approx 0^m,3$, $\Delta I < 0^m,1$.

Обсуждение результатов

На рис. 3 точками и кружками представлены соответственно кривые блеска минимумов 1982 и 1987 гг. Штриховой линией отмечено положение усредненной сводной фотографической кривой блеска CI Cyg, определенной из наблюдений 1916—1967 гг. [16]. Вертикальными линиями отмечены моменты фаз 0,8, 0,0 и 0,2. Несимметричная форма *B*-, *V*-, *R*-кривых 1982 г. вблизи фазы 0,0 обусловлена переменностью холодного компонента [5].

Из рисунка видим, что наблюдения в *B*-полосе 1986—1988 гг. хорошо совпадают с усредненной кривой блеска CI Cyg в спокойном состоянии. Отсюда следует, что к середине 1980-х годов она действительно "успокоилась". Здесь же хорошо видно, что продолжительность минимума 1987 г. в *U*-полосе заметно больше по сравнению с другими. Показаны поярчания перед минимумом 1982 г. и после него, напоминающие "плечики" DQ Her [17]. Отметим, что узкий минимум 1982 г. вместе с "плечиками" полностью помещается в широком минимуме 1987 г., характерном для спокойного состояния.

Напомним, что наибольшее увеличение блеска CI Cyg в 1975 г. связано со вспышкой горячего компонента, а узкий минимум 1975 г. соответствует затмению этого компонента холодным [3]. Несложные вычисления показывают, что амплитуда этой вспышки горячего компонента в *U*-, *B*-, *V*-полосах была близка или несколько превышала 3^m.

Из рис. 1 видно, что приблизительно с 1981 г. суммарное излучение переменной вне минимумов в наблюдаемом диапазоне длин волн меняется мало. В то же время узкие минимумы 1980 и 1982 гг. свидетельствуют о еще значительной яркости затмеваемого объекта. В 1984 г. вместо узкого минимума появился широкий. Можно предположить, что это связано со значительным ослаблением затмеваемого объекта малых размеров. А суммарное излучение вне минимумов осталось таким же как и в 1981 г. Отсюда следует, что объект, обуславливающий появление узких минимумов, заметен лишь вблизи фазы 0,0.

При рассмотрении широких минимумов следует напомнить: 1) суммарное излучение переменной в спокойном состоянии в *U*-полосе определяется аккреционным диском вокруг горячего компонента; 2) продолжительность широкого минимума в *U*-полосе в полтора раза больше, чем в *B*-, *V*-, *R*-полосах и составляет 0,6*P*. Отсюда следует, что диск по размеру вероятно превосходит холодный компонент. Подтверждением тому служит форма широкого минимума в *U*-полосе, свидетельствующая об отсутствии полного затмения. Кроме того, суммарное излучение CI Cyg в тех же случаях в фазе близкой 0,0 почти на порядок превосходит интенсивность ультрафиолета холодного компонента.

Совокупность *U*-, *B*-, *V*-, *R*-, *I*-кривых блеска широкого минимума свидетельствует о том, что их нельзя объяснить единым механизмом. Скорее всего, в фазах 0,7—0,8 и 0,2—0,3 происходит затмение внешних частей аккреционного диска, излучающих только в ультрафиолете и обеспечивающих около половины суммарного излучения системы в *U*-полосе. В фазах 0,8—0,2 частично глубину минимума можно объяснить затмением объекта, обуславливающего узкие минимумы, но не столь яркого как прежде.

Кроме того, рассмотрение IUE-наблюдений показало, что значительное количество эмиссионных линий и непрерывного излучения CI Cyg образуется в атмосфере холодного гиганта, освещенной горячим компонентом [21]. В таком случае широкий минимум частично можно объяснить и орбитальным движением холодного компонента.

Несмотря на детальное рассмотрение вспышки 1971 г. в [22], хотелось бы еще раз обратить на нее внимание. Эта вспышка по форме кривой принципиально отличается от вспышки 1975 г. К сожалению, до сих пор известны лишь фотографические наблюдения, относящиеся к этому периоду [14]. Основная особен-

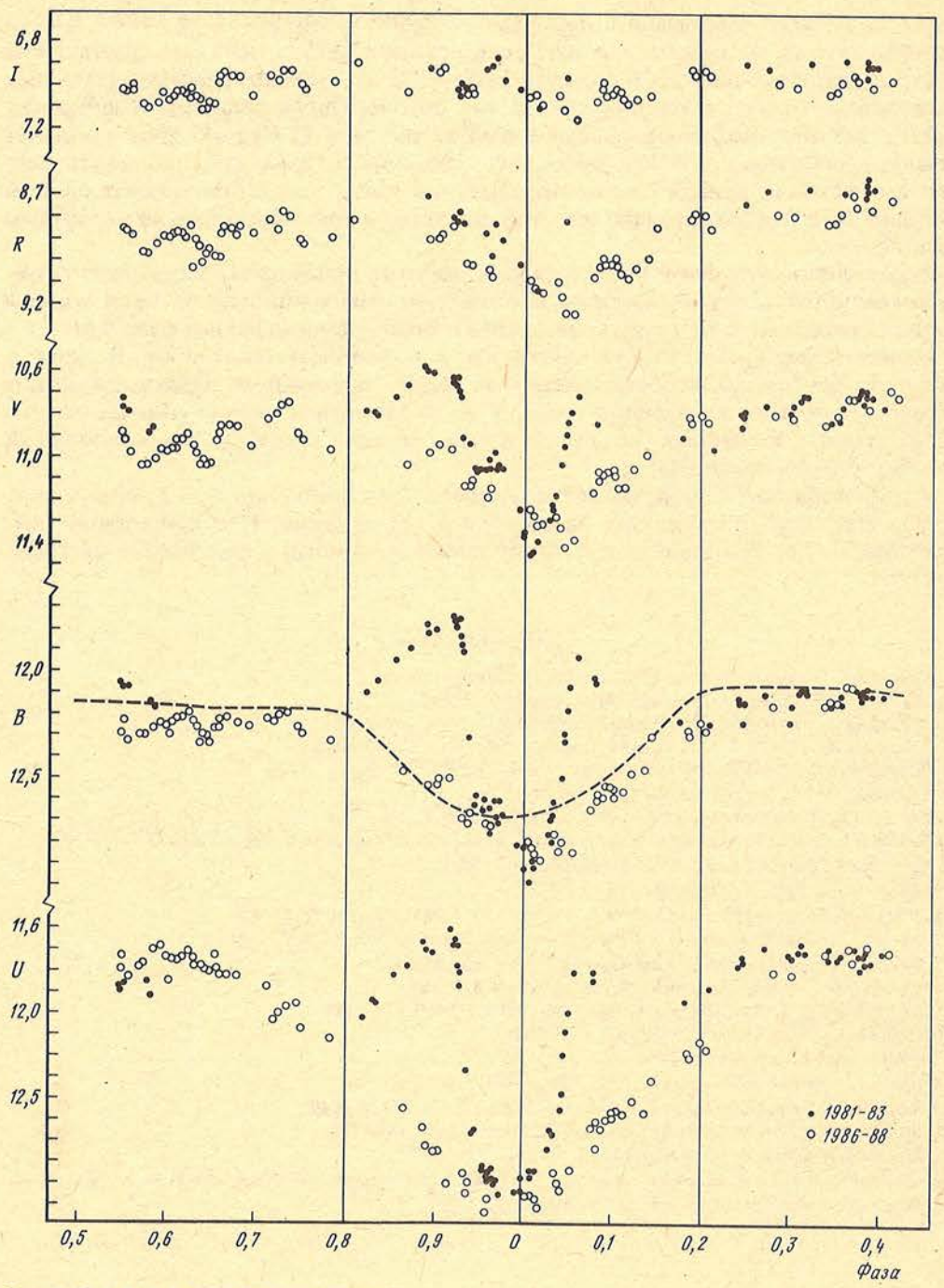


Рис. 3. *U, B, V, R, I* кривые блеска узкого и широкого минимумов по наблюдениям CI Cyg 1981—1983 и 1986—1988 гг.

5. Зак. 2154

ность ее состоит в большой продолжительности: после всплеска 1971 г. CI Cyg еще более года оставалась яркой. После вспышки 1975 г. началось достаточно быстрое падение блеска. Минимум 1972—1973 гг. можно рассматривать как ослабление CI Cyg, а всплеск 1973 г. как ее очередную вспышку. Именно так считал Бат [23], моделируя вспышечную активность CI Cyg. Но этот минимум можно рассматривать и как очередное затмение, что не противоречить элементам световой кривой Уитни, приведенной выше. Тогда продолжительность вспышки составит более двух лет. И кроме того, в этот период узкие минимумы не появились.

В заключение отметим, что не совсем понятна природа вспыхнувшего горячего компонента, ответственного за появление узких минимумов. Если это сам горячий компонент, то почему после 1975 г. он виден лишь вблизи фазы 0,0?

В настоящее время CI Cyg находится в спокойном состоянии. И если в активном состоянии, особенно минимум 1980 г., переменную наблюдали весьма активно, то столь же активно следует ее наблюдать и сейчас. Лишь полнота наблюдательных данных позволит лучше понять природу симбиотической затменно-переменной CI Cyg.

Автор выражает глубокую благодарность А.А. Боярчуку, В.П. Гринину, Н.И. Шаховской, Н.М. Шаховскому за полезные обсуждения, Г.Н. Шараповой, В.Т. Жоголевой, Т.К. Ефановой и А.Н. Любимковой за помощь в подготовке статьи к печати.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kenyon S.J.* The symbiotic stars. 1986. Cambridge University Press.
2. *Mikolajewska J.* // Acta Astronomica. 1985. Vol. 35. P. 65–95.
3. *Белякина Т.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1979. Т. 59. С. 133—142.
4. *Таранова О.Г., Юдин Б.Ф.* // Астрон. журнал. 1981. Т. 58. С. 1051—1056.
5. *Белякина Т.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 76. С. 40—43.
6. *Таранова О.Г.* // Астрон. Циркуляр. 1986. № 1473.
7. *Kenyon S.J., Webbink R.F.* // Astrophys. J. 1984. Vol. 279. P. 252—283.
8. *Stencel R.E., Michalitsianos A.G., Kafatos M., Boyarchuk A.A.* // Astrophys. J. 1982. Vol. 253. L. 77—82.
9. *Korhonen T., Piirola V., Reiz A.* // ESO Messenger. N 38. P. 20—24.
10. *Miller W.J.* // Rich. Astr. Specola Vaticana. 1967. Vol. 7. P. 255.
11. *Hoag A.A., Johnson H.L., Iriarte B.* et al. // Naval Obs. Publ. 1961. Vol. 17. Pt. VII.
12. *Neckel Th., Chini R.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Sci. 1980. Vol. 39. P. 411–414.
13. *Aller L.H.* // Publ. Dominion Astrophys. Obs. 1954. Vol. 9. N 11.
14. *Splittgerber E.* // Mit. Varendliche Sterne. 1975. Vol. 6. P. 183.
15. *Белякина Т.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 68. С. 108—114.
16. *Hoffleit D.* // Irish Astron. J. 1968. Vol. 8. P. 149.
17. *Walker M.F.* // Astrophys. J. 1956. Vol. 123. P. 68.
18. *Iijima T.* // Astron. and Astrophys. 1982. Vol. 116. P. 210—216.
19. *Kenyon S.J., Fernandez-Castro T.* // Astron. J. 1987. Vol. 93. P. 938—949.
20. *Боярчук А.А.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1969. Т. 39. С. 124—139.
21. *Munari L.* // Astron. and Astrophys. 1989. Vol. 208. P. 63—68.
22. *Chochol D., Vittone A., Milano L., Rusconi L.* // Astron. and Astrophys. 1984. Vol. 140. P. 91—104.
23. *Bath G.T.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1977. Vol. 178. P. 203.

УДК:523.4:520.827:524.338

ПЯТИЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ AC Cnc В 1985-1989 гг. I.

Е.С. Дмитриенко

Впервые получены пятицветные фотометрические кривые блеска AC Cnc , охватывающие значительную часть орбитального цикла и выполненные с временным разрешением 12—45 с. Анализ общего характера поведения системы показал следующее: блеск AC Cnc в фазе 0,0 изменяется со временем незначительно. Глубина минимумов *I*, показатели цвета $U-B$, $B-V$, $V-R$, $V-I$ и блеск в *UBVRI* вне затмений показывают периодические "одиннадцатидневные" колебания. Внезатменный блеск меняется примерно в 3 раза, достигая значений, близких к наблюдаемым в фазе 0,0. Падение блеска сопровождается увеличением всех четырех показателей цвета и, вероятно, обусловлено уменьшением мощности наблюдаемого излучения главного компонента. Это уменьшение может происходить в силу ослабления или прекращения аккреции на белый карлик из дискообразной оболочки. Не исключена также и прецессия последней. Длительность полного затмения 1 около 4—8 мин в активном и около 8—15 мин в спокойном состоянии системы. Глубина главных минимумов растет при переходе от *I* к *U*. Частное затмение II, наоборот, в *R* и *I* проявляется более резко. В *R* и *I* заметно повышение блеска, вероятнее всего вызванное эффектом отражения на вторичном компоненте. $U-B$, $B-V$, $V-R$ и $V-I$ возрастают при затмении главного компонента, достигая максимальных значений в фазе 0,0. Разность $O-C$ наблюдаемого и расчетного моментов минимумов с точностью до 20—40 с. постоянна.

THE FIVE—COLOUR PHOTOMETRY OF AC Cnc IN 1985—1989. I, *by E.S. Dmitrienko.* The five—colour light curves of AC Cnc with a phase coverage of a large part of the orbital cycle and with 12—45 s time resolution have been obtained for the first time. The analysis of a general character of system's behaviour shows the following results: The light of AC Cnc at orbital phase 0.0 does not change significantly. The depth of the primary minimum, the colour—indexes $U-B$, $B-V$, $V-R$, $V-I$ and noneclipse light in *UBVRI* undergo periodic "eleven—day" oscillations. The noneclipse light is changing by 3 times, reaching the value of eclipse light at the phase 0.0. The light's relaxation accompanied by the decrease of primary luminosity. The latter occurs due to the weakening or total drop of accretion on *WD* (owing to the mass — transfer decreasing from the secondary or due to some selfregulation processes in the disk — envelope around *WD*). The disk—envelope precession is quite possible. The duration of the total eclipse in the primary minimum is about 4—8 minutes in the active stage and about 8—15 minutes in the quiescent one. The primary minimum tends to become deeper from *I*—band to *U*—band. On the other hand, the partial secondary minimum is more impressive in the *RI*. There is a noticeable growth of the light in the *RI* and we are apt to suggest that it is due to the effect of the "Reflection" on the secondary. The values of $U-B$, $B-V$, $V-R$, $V-I$ are increasing at primary eclipse with a maximum at thase 0.0. The value "$O-C$" is constant with an accurace of 20—45 s.

Введение

Помимо изменений блеска, свойственных катаклизмическим переменным, система AC Cnc интересна и тем, что у нее наблюдаются затмения и главного и вторичного компонентов. Главный минимум является достаточно глубоким, что свидетельствует о близости угла наклонения плоскости орбиты *i* к 90°. Благодаря этому обстоятельству, из решения кривых блеска в затмениях можно определить основные физические характеристики системы.

Относительно некоторых катаклизмических объектов имеется подозрение на существование синусоидальной зависимости от времени разности наблюдаемого и расчетного моментов минимумов O–C (см., напр. [1, 2]). Однако отсутствие вторичного минимума на кривых блеска рассматриваемых систем затрудняет интерпретацию этого факта. В свете вышесказанного фотометрическое исследование AC Cnc имеет важное значение для выяснения основных физических особенностей катаклизмических переменных и для понимания природы их активности.

Здесь анализируется самый общий характер поведения AC Cnc — переменность среднего внезатменного блеска и блеска в орбитальных фазах около 0. Свойства индивидуальных кривых блеска и определение фотометрических элементов системы, а также вопрос о быстрой переменности блеска AC Cnc будут проанализированы в дальнейшем.

Аппаратура, методика измерений и обработки их результатов

Слабый видимый блеск AC Cnc затрудняет ее спектральные и фотометрические исследования. До настоящего времени не проводилось фотометрических наблюдений AC Cnc с высоким временным разрешением в течение значительной части орбитального цикла системы, охватывающей оба затмения или хотя бы одно. Поэтому первой нашей задачей в исследовании AC Cnc было получение высокоскоростных *UBVRI*-кривых блеска за время в несколько часов. Напомним, что орбитальный период AC Cnc *P* около 7^h12^m. Система состоит из белого карлика с дискообразной оболочкой (главного компонента) и звезды позднего спектрального класса (вторичного компонента). По современным представлениям о катаклизмических переменных дискообразная оболочка образуется за счет потери вещества "холодной" звездой. В месте столкновения струи этого вещества с дискообразной оболочкой имеется так называемое горячее пятно. На кривых блеска оно проявляется в виде характерных горбов до и/или после главного минимума (минимумаI).

Наблюдения AC Cnc проводились с 1985 г. по 1989 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 1,25-метровом телескопе АЗТ-11 с помощью пятиканального фотометра поляриметра Хельсинкской обсерватории конструкции Пииролы [3]. Объект и фон неба измерялись в автоматическом режиме квазиодновременно в пяти спектральных полосах *ubvri*, близких к стандартным UBVRI системы Джонсона. Временное разрешение от 12 до 45 с. Применялись диафрагмы 10", 15" и 20". Автоматическое гидирование при помощи офсетного фотогида обеспечивало ошибку слежения не более 0,5—1". В зависимости от условий наблюдения одна или несколько звезд сравнения измерялись через временные интервалы от 5—10 до 40—80 мин. В хорошие ночи делались привязки к фотометрическим стандартам из списков [4, 5]. Поглощение в земной атмосфере учитывалось способом, подробно описанным в [6] и основанным на сравнении отсчетов AC Cnc и звезды сравнения для каждого момента времени наблюдения AC Cnc. При этом значение отсчетов звезды сравнения находились путем интерполяции между двумя ее наблюденными значениями. Разброс индивидуальных точек измерений на полученных кривых блеска AC Cnc в ночи, когда размеры изображений наблюдаемых звезд не превышали 3—4" и когда аппаратура работала в нормальном режиме, обусловлен ее физической переменностью, так как он существенно больше ошибок измерений $dm = 1{,}086 \cdot K \sqrt{\delta^2+\delta'^2}$. Здесь δ и δ' — относительные ошибки объекта и звезды сравнения соответственно, вычисленные по разбросу относительно среднего; K — коэффициент перехода от инструментальных величин к стандартным (близок к 1), dm — ошибка в звездных величинах. Ошибки, найденные по этой формуле и по статистике счета импульсов, практически совпадают. В отдельные ночи увеличение разброса индивидуальных точек измерений было обусловлено погодными условиями (например, когда величины изображений звезд были больше 5—6") или же плохой работой холодильника, поддерживающего температурный режим измеряющей аппаратуры (сильнее всего этот разброс проявляется в *r*- и *i*-полосах). Такие результаты будут носить в основном оценочный характер.

Вопрос об изменениях амплитуды хаотических и возможных периодических колебаний блеска здесь не рассматривается, так как требует специального исследования.

Результаты наблюдений и их анализ

На рис. 1 приведены кривая блеска AC Cnc в фильтре V, выраженная в разностях ΔV звездных величин AC Cnc и звезды сравнения A из списка [7]; а также зависимости от орбитальной фазы Ф разностей показателей цвета этих звезд: $\Delta(U—B)$, $\Delta(B—V)$, $\Delta(V—R)$, $\Delta(V—I)$, полученные 26.12.1987 г. Индивидуальные свойства каждой наблюденной кривой будут проанализированы в дальнейшем. Здесь же эти кривые приведены в качестве примера. Они отражают общий ход зависимостей блеска AC Cnc и ее показателей цвета от фазы Ф и основные особенности системы, характерные для всех ее состояний наблюдавшихся нами, а именно: ярко выраженное затмение главного компонента вторичным (минимум I) с длительностью полного затмения около 4—8 мин в активном состоянии AC Cnc и достигающей 8—15 мин в спокойном состоянии системы. Вторичный минимум (минимум II), в среднем по $UBVRI$ имеет глубину около $0^m,3$. Его форма свидетельствует о частном затмении. Проявляется оно, как правило, более резко в RI, чем в UBV. В R и I в активном состоянии системы иногда хорошо заметно повышение блеска, возможно обусловленное эффектом отражения на вторичном компоненте и/или неравномерным распределением яркости дискообразной оболочки. В минимуме I имеется существенное увеличение всех показателей цвета $U—B$, $B—V$, $V—R$, $V—I$. Максимум этого увеличения приходится на фазы около 0,0. В случае,например,бывшей Новой 1934 г. Her [1] $U—B$ наоборот — в затмении уменьшается, а остальные три показателя цвета ведут себя аналогичным образом. Не исключено, что такое различие вызвано существованием у DQ Her небулярной оболочки, оставшейся после вспышки Новой, и/или обусловлено какими-то особенностями газовых потоков в системе.

Если предположить, что в спокойном состоянии AC Cnc в фазе 0,0 при затмении главного компонента вторичным относительное распределения энергии в R и I полосах определяется существенным образом излучением последнего, то показателю цвета R-I будет соответствовать звезда главной последовательности спектрального класса K4—K6. Для уточнения спектрального класса желательны спектральные наблюдения, а также фотометрия в далеком инфракрасном диапазоне.

Анализ моментов минимумов I и II показал, что разность "O—C" для обоих минимумов с точностью до 20—40 с постоянна.

Отметим, что сравнение наших наблюдений с результатами других авторов затруднено в связи с тем, что опубликованные данные (см., напр. [7—9]) приведены графически в зависимости от орбитальной фазы сразу по совокупности всех ночей наблюдений. Это обстоятельство позволяет оценить только амплитуду A изменений внезатменного блеска AC Cnc, но не дает возможности проследить их ход со временем. Согласно [8, 9], например в V,$A \sim 0^m,76$. Из наших наблюдений следует, что она почти в два раза больше — около $1^m,3$ Таким образом, AC Cnc показывает значительную переменность уровня внезатменного блеска. О соответствующих изменениях глубины затмения более наглядно судить, рассматривая не звездные величины, а интенсивности. Здесь под интенсивностью будем понимать мощность излучения ее объекта в данной спектральной полосе. Для нашей задачи достаточно ограничиться инструментальной системой $ubvri$. На рис. 2 приведены зависимости от времени (номера N орбитального цикла) относительной интенсивности AC Cnc $I(v)$ в полосе v вне

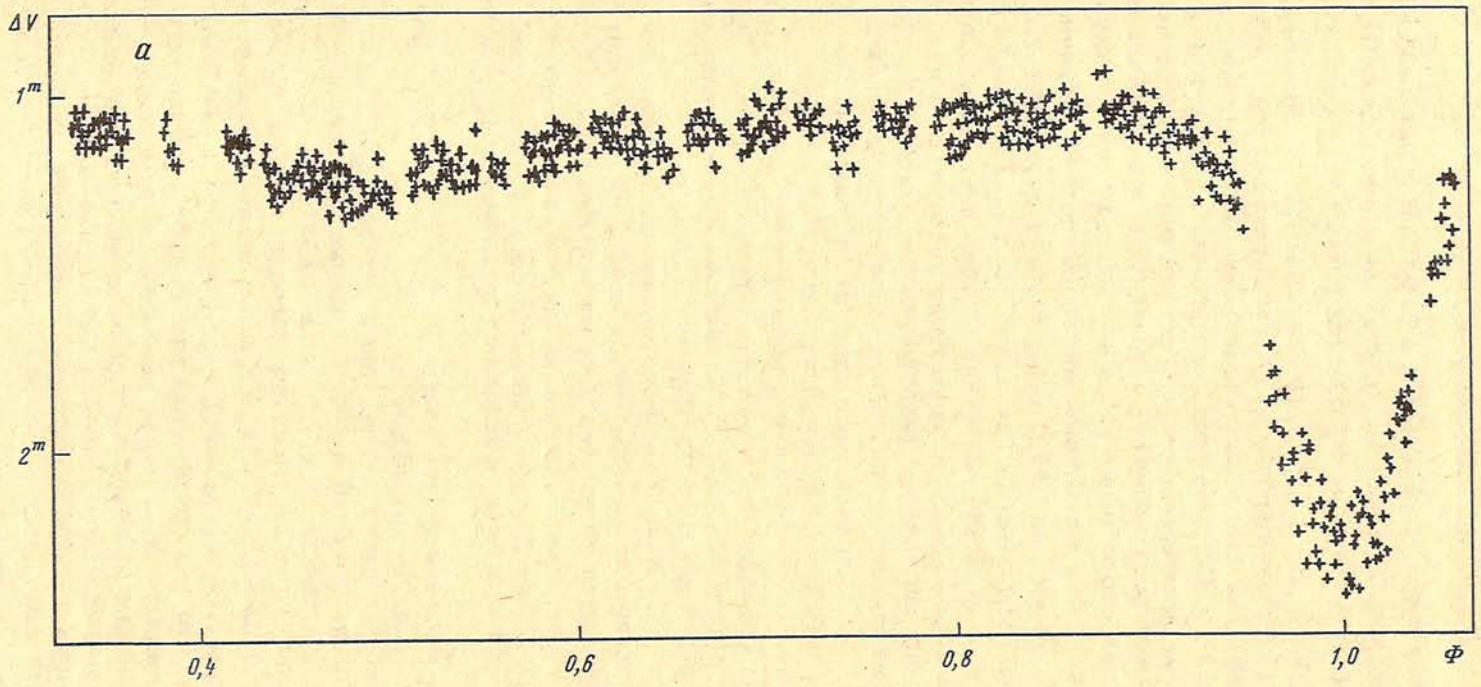


Рис. 1. Кривая блеска AC Cnc в фильтре V, выраженная в разностях ΔV звездных величин AC Cnc и звезды сравнения A (Ось абсцисс — фаза Ф в долях орбитального периода) (а) и зависимости от орбитальной фазы Ф (ось абсцисс) разностей показателей цвета этих звезд $-\Delta(U-B)$, $\Delta(V-R)$, $\Delta(V-I)$ (б). Ф выражена в долях орбитального периода, равного 7^h12^m. Наблюдения выполнены 26.12.1987 г.

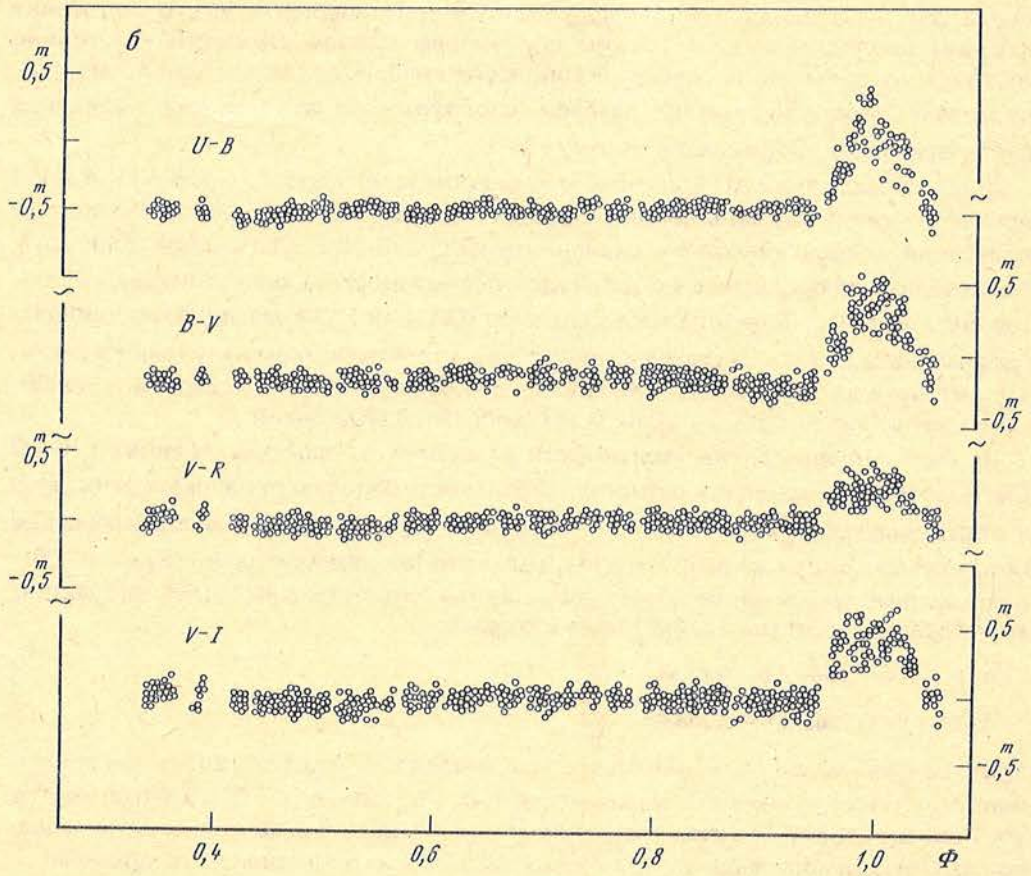


Рис. 1 (окончание)

минимумов I и II (крестики) и в фазе 0,0 (треугольные значки). Отсчет N проводился от момента времени главного минимума из [7]: $JD_{\odot}\min I = 2443932^{d},438$. $I(\upsilon) = 1$ при разности звездных величин AC Cnc и звезды сравнения A $\Delta\upsilon = 0^{m},4$. Все представленные на графике величины $I(\upsilon)$ определялись как среднее по 6—12 точкам индивидуальных измерений или как среднее по нескольким таким усреднениям. В фазе 0,0 ошибки для $I(\upsilon)$ порядка 0,03—0,04, вне затмения — около 0,01—0,02. Хотя ход кривых блеска AC Cnc вне минимумов I и II меняется не столь резко, как, например, в случаях DQ Her, RWTri или UX Ma, все же иногда различие в определении интенсивностей на разных участках внезатменной кривой может значительно превосходить ошибки измерений и достигать 0,1—0,2. Однако это не влияет на исследуемый здесь вопрос о переменности излучения AC Cnc, так как обнаруженный эффект колебаний внезатменной интенсивности существенно превышает ту неопределенность, которую мы вносим при выборе фаз, где она вычисляется.

Как следует из рис. 2, около 18% из всех наблюденных кривых можно отнести к "яркому" состоянию AC Cnc. Они показывают глубокие затмения главного компонента вторичным. Около 29% всех кривых имеют внезатменную интенсивность очень близкую к интенсивности излучения в затмении у кривых в "ярком" состоянии, и, соответственно, неглубокие минимумы I. Остальные кривые блеска —

около 53% — относятся к промежуточному типу энергетического состояния системы. Последнее вместе с "ярким" состоянием назовем "активным". Состояние АС Cnc, в котором вне затмений и в минимуме I наблюдаются близкие по величине интенсивности излучений, назовем "спокойным". В *ubri*-полосах поведение системы аналогично рассмотренному в υ.

В ярком состоянии АС Cnc внезатменные показатели цвета *U–B*, *B–V*, *V–R* и *V–I* достигают своих наименьших значений, в спокойном — наибольших. Амплитуда колебаний относительной интенсивности излучения АС Cnc в фазах, близких к 0,0, невелика по сравнению с амплитудой переменности *A* вне минимума I и составляет около 0,1. Величина же *A* достигает 0,84 (или 1^m,3 в звездных величинах), например в υ. Все это свидетельствует о том, что источником излучения в системе, интенсивность которого изменяется столь значительно, является ее **главный компонент** — белый карлик с дискообразной оболочкой.

На рис. 3 представлены зависимости разностей $\Delta\upsilon$ звездных величин в υ АС Cnc и звезды сравнения *A* и разностей внезатменных показателей цвета этих звезд в инструментальных величинах — $\Delta(b-\upsilon)$ и $\Delta(\upsilon-r)$. (Здесь мы пренебрегаем межзвездным поглощением, которое, согласно [8], незначительно: $E_{B-V} \lesssim 0^m,06$). Наблюденные зависимости можно сопоставить теоретическим (сплошные линии), вычисленным по методу наименьших квадратов:

$$\Delta(b-\upsilon) = 0{,}2526\,\Delta\upsilon - 0{,}2262, \tag{1}$$

$$\Delta(\upsilon-r) = 0{,}1965\,\Delta\upsilon - 0{,}09335. \tag{2}$$

Аналогичный характер — увеличение показателей цвета с ослаблением внезатменного блеска — имеют и зависимости $\Delta(u-b)$, $\Delta\upsilon$ и $\Delta(\upsilon-i)$, $\Delta\upsilon$. Отметим,что учет самопоглощения в дискообразной оболочке позволил бы привести полученное распределение энергии излучения АС Cnc и его изменение со временем в соответствие с какими-либо теоретическими моделями аккреционных дисков в катаклизмических системах. Здесь мы не будем касаться этого сложного вопроса. Подчеркнем лишь, что наблюдаемое увеличение рассматриваемых показателей цвета АС Cnc с ослаблением ее внезатменного блеска можно объяснить возрастанием относительного вклада в общее излучение от вторичного компонента при уменьшении мощности излучения дискообразной оболочки вокруг белого карлика. Соотношения между показателями цвета "$u-b$, $b-\upsilon$", "$b-\upsilon$, $\upsilon-r$" и "$\upsilon-r$, $r-i$" также свидетельствуют об этом. Они имеют такой же характер, как и зависимости между показателями цвета звезд главной последовательности, например, от *G*0 до *K*5. Уменьшение мощности излучения главного компонента может происходить за счет ослабления темпов аккреции из дискообразной оболочки на белый карлик благодаря каким-либо саморегулирующимся процессам в ней (накопление вещества, например, до определенного предела, а затем интенсивное выпадение его на белый карлик) и/или сокращению поступлений газа в дискообразную оболочку от вторичного компонента вплоть до их полного прекращения и, вероятно, исчезновения дискообразной оболочки как таковой. Не исключена также и возможность каких-либо эффектов, связанных с изменением условий видимости наблюдателем излучения главного компонента — например эффекта прецессии дискообразной оболочки. В последнем случае естественно ожидать, что переменность внезатменного блеска АС Cnc должна носить периодический характер, хотя и для двух первых случаев не исключена периодичность. Наблюдения АС Cnc проводились с большой временной скважностью. Однако мы попытались все же проанализировать наши данные с целью найти какую-

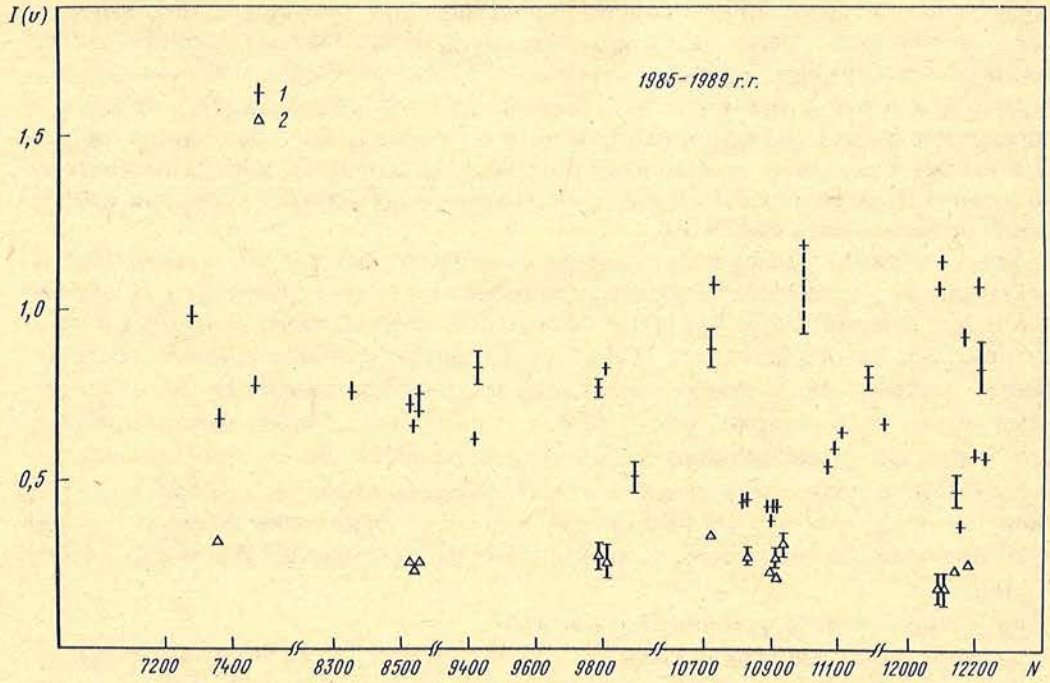


Рис. 2. Зависимость от времени (номера орбитального цикла N) относительной интенсивности AC Cnc I (v) в инструментальной полосе v вне затмений I и II (*1*) и в затмении I (*2*)

Номер N отсчитывался от момента минимума I из [7]: $JD_{\odot}$ Min I = 2443932, ^{d}438; I(v) = 1 при разности звездных величин Δv AC Cnc и звезды сравнения A $0,^{m}4$

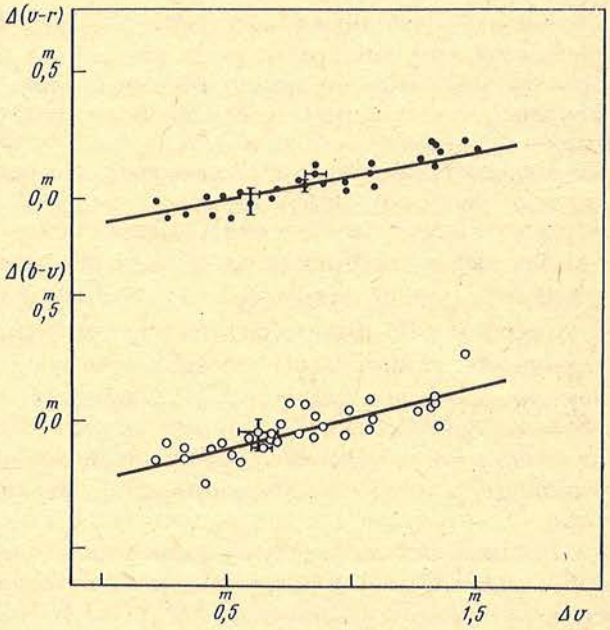


Рис. 3. Зависимость разностей $\Delta(b-v)$ и $\Delta(v-r)$ внезатменных показателей цвета AC Cnc и показателей цвета звезды сравнения A в инструментальных величинах от разности Δv звездных величин AC Cnc вне затмений I и II и звезды A (ось абсцисс)

либо периодичность. Поиск был выполнен методом Диминга в модификации Скаргла [10]. По 38 точкам на интервале времени около 1489 сут. с вероятностью 99% были обнаружены периоды $11^d,1490$ и $11^d,4958$. Амплитуды в обоих случаях, например в v, равны примерно $0^m,5$. Один из этих периодов является ложным и образуется за счет сложения частоты истинных колебаний с величиной, обратной рассматриваемому временному интервалу от первой ночи наблюдений до последней. Для выяснения, какой из периодов является истинным, ряд наблюдений необходимо продолжить.

Здесь хотелось бы еще обратить внимание на тот факт, что и у N Cyg 1975 г. (орбитальный период 3^h21^m) наблюдаются колебания блеска с периодом такого же порядка, а именно, около $7^d,8$ [11]. К сожалению, нет пока никаких данных о магнитном поле белого карлика в AC Cnc (необходимы поляризационные исследования). Поэтому сейчас еще нельзя судить насколько эта аналогия между системами может быть глубокой (*N* Cyg 1975 г. — поляр [12]). Тем не менее, отметим, что благодаря существованию "одиннадцатидневного" цикла переменности AC Cnc в *UBVRI* и возможной связи с рентгеновским источником H0850 + 13 (см., напр. [9]), исследование этого объекта представляется не менее интересным, чем изучение таких затменных катаклизмических систем как AM Her, N Cyg 1975 г., HZ Her.

Перечислим кратко основные результаты:

1. Из анализа *UBVRI*-кривых блеска AC Cnc следует, что разность O–C моментов времени наблюдаемых и расчетных минимумов с точностью до 20÷40 с постоянна.

2. Наблюдаемая мощность излучения главного компонента системы в *UBVRI* белого карлика с дискообразной оболочкой — колеблется с периодом около 11 сут и с амплитудой в *V* около $0^m,5$.

3. Внезатменные показатели цвета AC Cnc *U–B*, *B–V*, *V–R* и *V–I* увеличиваются при ослаблении ее внезатменного блеска. Это ослабление, как свидетельствует характер зависимостей между рассматриваемыми показателями цвета, можно объяснить возрастанием относительного вклада в общее излучение системы от вторичного компонента при уменьшении мощности наблюдаемого излучения дискообразной оболочки. Уменьшение может происходить из-за снижения темпа аккреции на белый карлик вплоть до ее прекращения в спокойном состоянии системы. Не исключается также и эффект прецессии дискообразной оболочки.

4. Для любого состояния системы ее показатели цвета $U-B$, $B-V$, $V-R$ и $V-I$ увеличиваются при затмении главного компонента вторичным, достигая максимума в фазе 0,0. По сравнению с этим их изменение в минимуме II незначительны. Вторичному компоненту, согласно величине $R-I$ в фазе 0,0, соответствует спектральный класс звезды главной последовательности K4 — K6.

5. В активном состоянии системы иногда хорошо заметно повышение блеска (особенно в *R* и *I*), возможно, обусловленное эффектом отражения на вторичном компоненте и/или неравномерным распределением яркости дискообразной оболочки.

6. Длительность полного затмения в минимуме I меняется в среднем по *UBVRI* от 4—8 мин в активном состоянии до 8—15 мин в спокойном состоянии. Глубина затмения главного компонента растет от *I* к *U*. Затмение II является частным. Его глубина, в среднем по *UBVRI*, около $0^m,3$. В *R* и *I* минимум II проявляется более резко, чем в *UBV*.

Автор выражает большую благодарность В.П. Маланушенко за помощь при поиске периодичности изменений блеска системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Дмитриенко Е.С.* // Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Тарту, 1987. С. 172.
2. *Beurmann K., Pakull M.W.* // Astron. and Astrophys. 1984. Vol. 136. P. 250–254.
3. *Piirola V.* // Astron. and Astrophys. 1973. Vol. 27. P. 383–388.
4. *Neckel Th., Chini R.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1980. Vol. 39. P. 411–414.
5. *Barnes Th. G., Moffett Th. J.* // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1979. Vol. 91. P. 289–298.
6. *Дмитриенко Е.С., Ефимов Ю.С., Шаховской Н.М.* // Астрофизика. 1985. Т. 22. С. 31—42.
7. *Шугаров С.Ю., Курочкин Н.Е.* // Астрон. циркуляр. 1980. № 1114. С. 1—3.
8. *Шугаров С.Ю.* // Астрон. журн. 1986. Т. 58, вып. 3. С. 583—585.
9. *Байдак А.В., Шугаров С.Ю.* // Астрон. журн. 1986. Т. 68, вып. 1. С. 123—127.
10. *Scargle J.D.* // Astrophys. J. 1982. Vol. 263. P. 835–853.
11. *Pavlenko E., Pelt J.* // IBVS. N 3252. 1988.
12. *Schmidt G.D., Smith P., Elston R.* // IAU Circular. N 4415. 1987.

УДК 524.3

ВРАЩАТЕЛЬНАЯ МОДУЛЯЦИЯ БЛЕСКА И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ RY Tau. ЭПОХИ 1981–1986гг.

П.Ф. Чугайнов, Г.В. Зайцева, М.Н. Ловкая

По фотоэлектрическим наблюдениям RY Tau в полосе *V*, полученным в 1981—1986 гг., выделены колебания блеска, отождествляемые с вращательной модуляцией, с периодом 7,25 сут., амплитудой $0{,}21^m$ в 1983—1984 гг. и с периодом 5,62 сут., амплитудой $0{,}08^m$ в 1985—1986 гг. Вращательная модуляция в 1982—1983 гг. и 1984—1985 гг. не превышала по амплитуде $0{,}1^m$, а в 1981—1982 гг. она, вероятно, отсутствовала. Различие периодов для сезонов 1983—1984 гг. и 1985—1986 гг., возможно, свидетельствует о дифференциальном вращении.

ROTATIONAL MODULATION OF THE BRIGHTNESS AND DIFFERENTIAL ROTATION OF RY Tau. 1981–1986 EPOCHS, *by P.F. Chugainov, G.V. Zajtseva, M.N. Lovkaya.* Using the photoelectric 1981–1986 observations of RY Tau in the *V* band we have segregated brightness oscillations identified with the rotational modulation with the period of 7.25^d, the amplitude of 0.21^m in 1983–1984 and the period of 5.62^d, the amplitude of 0.08^m in 1985–1986. The rotational modulation does not exceed 0.1^m in the amplitude in 1982–1983, 1984–1985 and probably was absent in 1981–1982. The difference of periods corresponding to 1983–1984 and 1985–1986 seasons is the evidence the differential rotation.

Вращательная модуляция блеска ранее была обнаружена у звезд типа BY Dra и RS CVn [1, 2], а позднее и у звезд типа T Tau со сравнительно слабыми эмиссионными линиями [3—6]. Для звезд типа T Tau с сильными эмиссионными линиями пока что получены только первые результаты, указывающие на ее возможное обнаружение [7, 8]. У RY Tau, относящейся к группе звезд типа T Tau с сильными эмиссионными линиями, возможный период вращательной модуляции блеска 5,6 сут был найден по фотоэлектрическим наблюдениям 1985—1986 гг. [8]. Это значение периода довольно хорошо согласуется с тем, которое получается на основе спектроскопической скорости осевого вращения $\upsilon \sin i = 49$ км/с [9] и оценки радиуса звезды $R = 3{,}7 \cdot 10^{11}$ см, находимой по известной из наблюдений болометрической светимости $L_{BOL} = 6{,}96 \cdot 10^{34}$ эрг/с [10] и эффективной температуре $T = 5170$ K. Таким образом, $P \leqslant 5{,}5$ сут.

Здесь нами поставлена задача провести поиски вращательной модуляции блеска у RY Tau по значительно большему числу наблюдений, полученных за 5 сезонов с 1981 по 1986 гг. Данное исследование основано исключительно на фотоэлектрических наблюдениях RY Tau в полосе *V* и в него включены все изме-

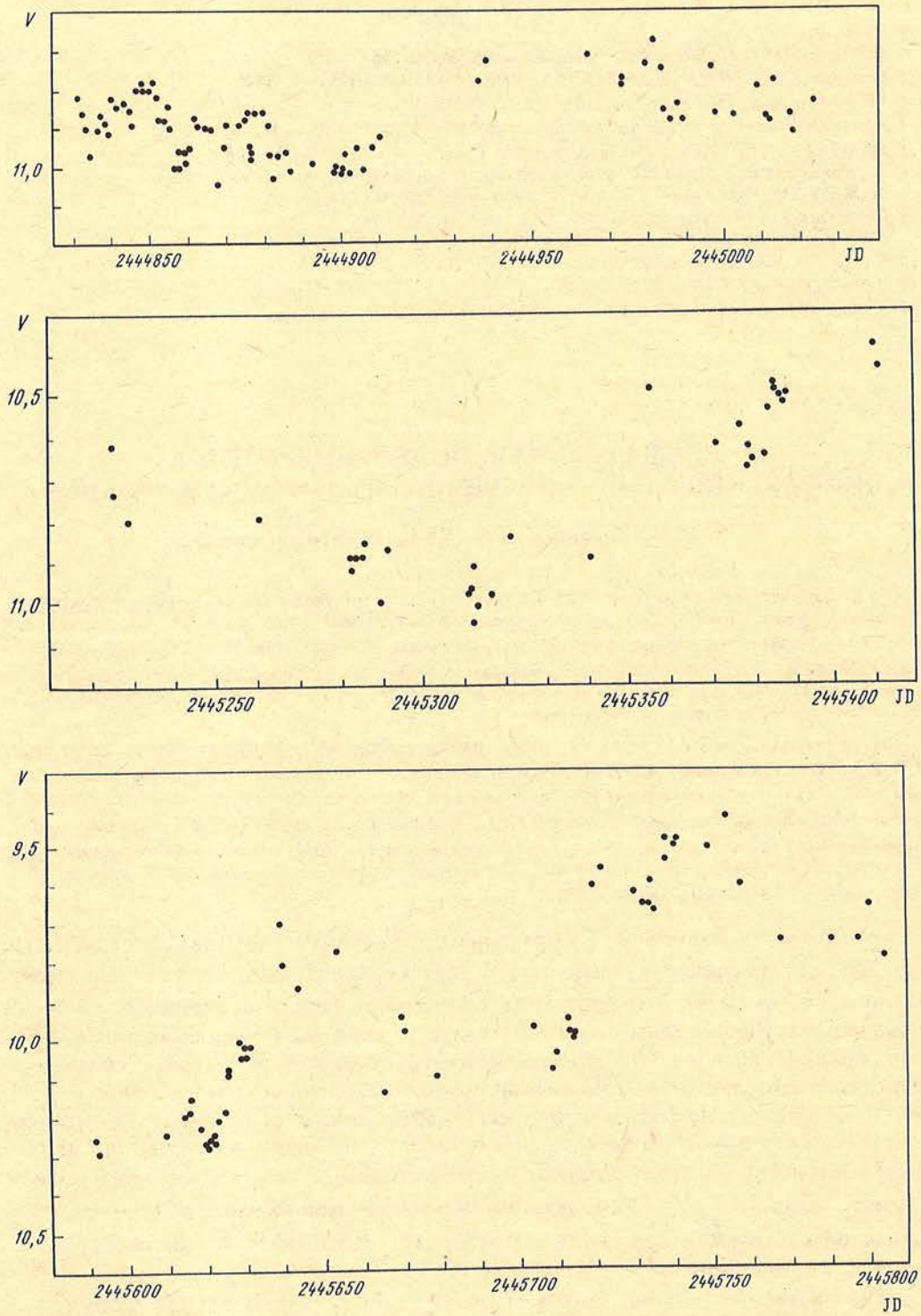


Рис. 1. Наблюдения RYTau, за 5 сезонов: *A, B, C, D, E*

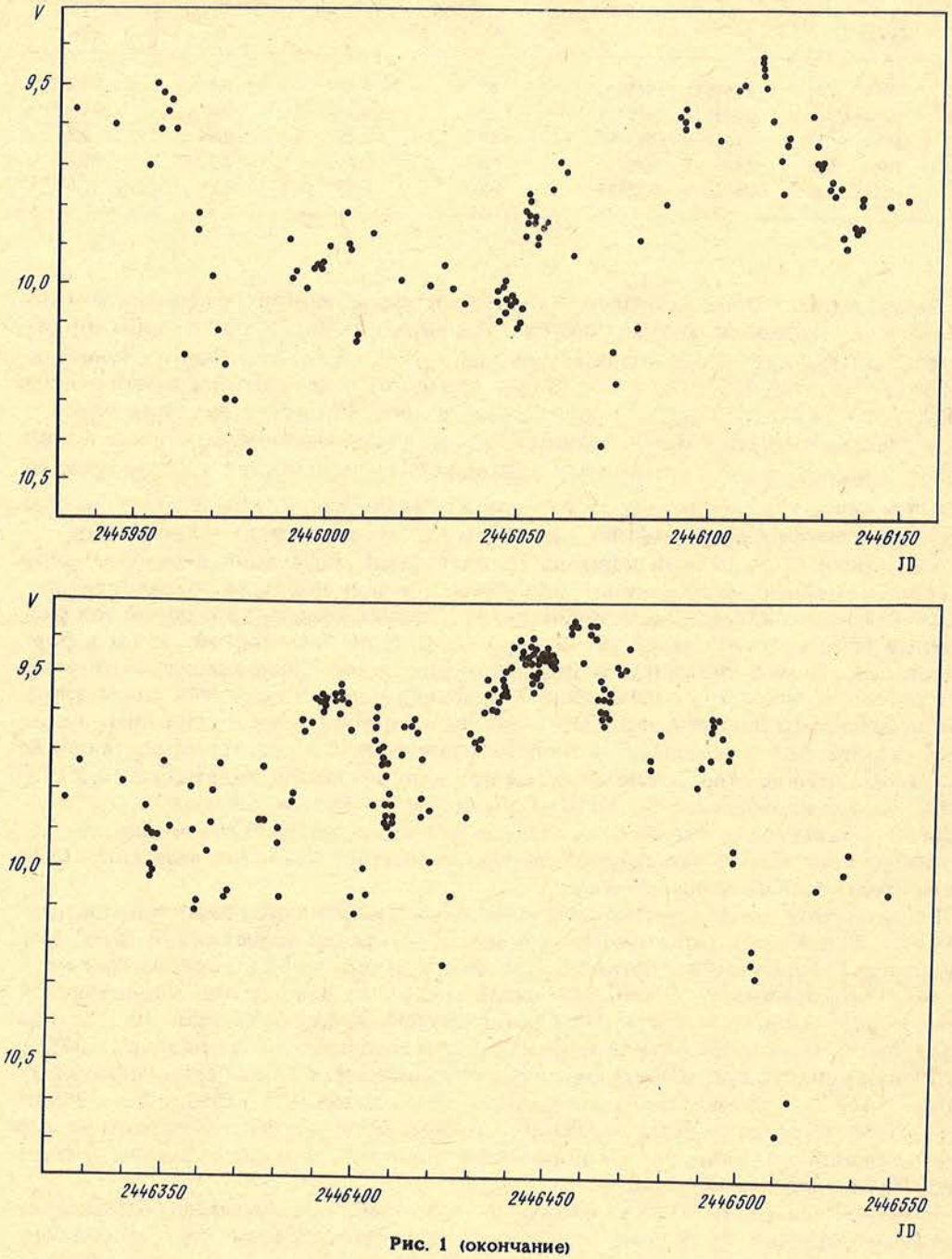


Рис. 1 (окончание)

рения, полученные Г.В. Зайцевой в указанные сезоны, а также результаты, приведенные в [5, 8, 11—14]. Все измерения представлены на рис. 1, а в таблице указаны даты начала и конца наблюдений и общее число наблюдений N_S в каждый сезон. Как известно [15], в 1982—1983 гг. блеск RY Tau увеличился после многолетнего периода и одновременно увеличилась амплитуда изменений блеска, что видно из рис. 1.

Сезон		J.D.	N_S	P	ϕ	Δm
A	1981—1982	2444831—2445023	83	4,71	0,4	<0,04
B	1982—1983	2445224—2445411	34	5,68	0,2	<0,09
C	1983—1984	2445590—2445794	59	7,25	0,04	0,21
D	1984—1985	2445933—2446150	111	5,71	0,5	<0,08
E	1985—1986	2446323—2446538	190	5,62	0,01	0,08

Для каждого сезона наблюдений были построены периодограммы по методу [16—18] для периодов от 2 до 1000 сут. Как видно из рис. 2, на котором представлены периодограммы, наибольшую значимость имеют колебания с периодами более 10 сут. В области от 4 до 10 сут., соответствующей возможным периодам вращательной модуляции, на периодограммах рис. 2 присутствует ряд пиков, в большинстве случаев с малой значимостью. Для наиболее высоких пиков в этой области значения соответствующих периодов P и вероятностей ложной тревоги [16] Ф и амплитуд Δm приведены в таблице. Реальными можно считать только периоды 5,62 сут для сезона 1985—1986 гг. и 7,25 сут для сезона 1983—1984 гг.

Трудности определения периода вращательной модуляции в значительной степени возникают из-за наличия медленных изменений блеска большой амплитуды. Как видно из рис. 2, для периодов медленных колебаний получаются различные значения в пределах 10—200 сут., однако эти значения могут быть формальными, т.е. медленные изменения, вероятно, являются непериодическими, за исключением, возможно, изменений с квазипериодом 90 сут. Мы попытались представить медленные изменения степенными полиномами и исключить их из рассматриваемых временных последовательностей. Однако это представление оказалось неудовлетворительным даже при использовании полиномов 10-й степени, так как колебания с продолжительностью 10—50 сут. исключались не полностью, а дальнейшее увеличение степени полинома мы не стали делать из опасения, что оно может повлиять на выделение интересующих нас колебаний продолжительностью порядка 5—6 сут.

По-видимому, можно считать, что изменения, имеющие продолжительность от 10 сут. и более, происходят непериодически, т.е. представляют собой "шум", затрудняющий выделение колебаний с периодом порядка 5—6 сут. Предельная амплитуда периодических колебаний, наблюдаемых на фоне шума, определяется среднеквадратичной ошибкой шума и числом наблюдений (см. табл. 3 в [17]). Мы определили среднеквадратичные ошибки шума, оказавшиеся в пределах $0{,}08^m$ — $0{,}25^m$, и нашли, что предельные амплитуды периодических колебаний составляют $0{,}04^m$—$0{,}12^m$. Отсутствие, по нашим данным для сезонов 1981—1982, 1982—1983 и 1984—1985 гг., обнаружимых колебаний, которые могли бы быть отождествлены с вращательной модуляцией, мы дополнили оценками верхнего предела амплитуды, приведенными в таблице.

Реальность периода 5,62 сут в массиве 1985—1986 гг., содержащем наибольшее число наблюдений, была нами проверена следующим образом. Этот массив был разделен на две части, одинаковые по числу наблюдений, и для каждой из них, а также для всего массива были построены фазовые диаграммы с периодом 5,62 сут. Как видно из рис. 3, фазы минимумов и максимумов, а также амплитуда блеска почти одинаковы для этих трех диаграмм.

Подведем итоги. Отметим, что амплитуда вращательной модуляции в сезон 1981 — 1982 гг. не превышала $0{,}04^m$, т.е. оценка ее получается наименьшей, а в последующие сезоны она равна или не превышает $0{,}1^m$—$0{,}2^m$. Поэтому можно предположить, что вращательная модуляция появилась в сезон 1982—1983 гг.

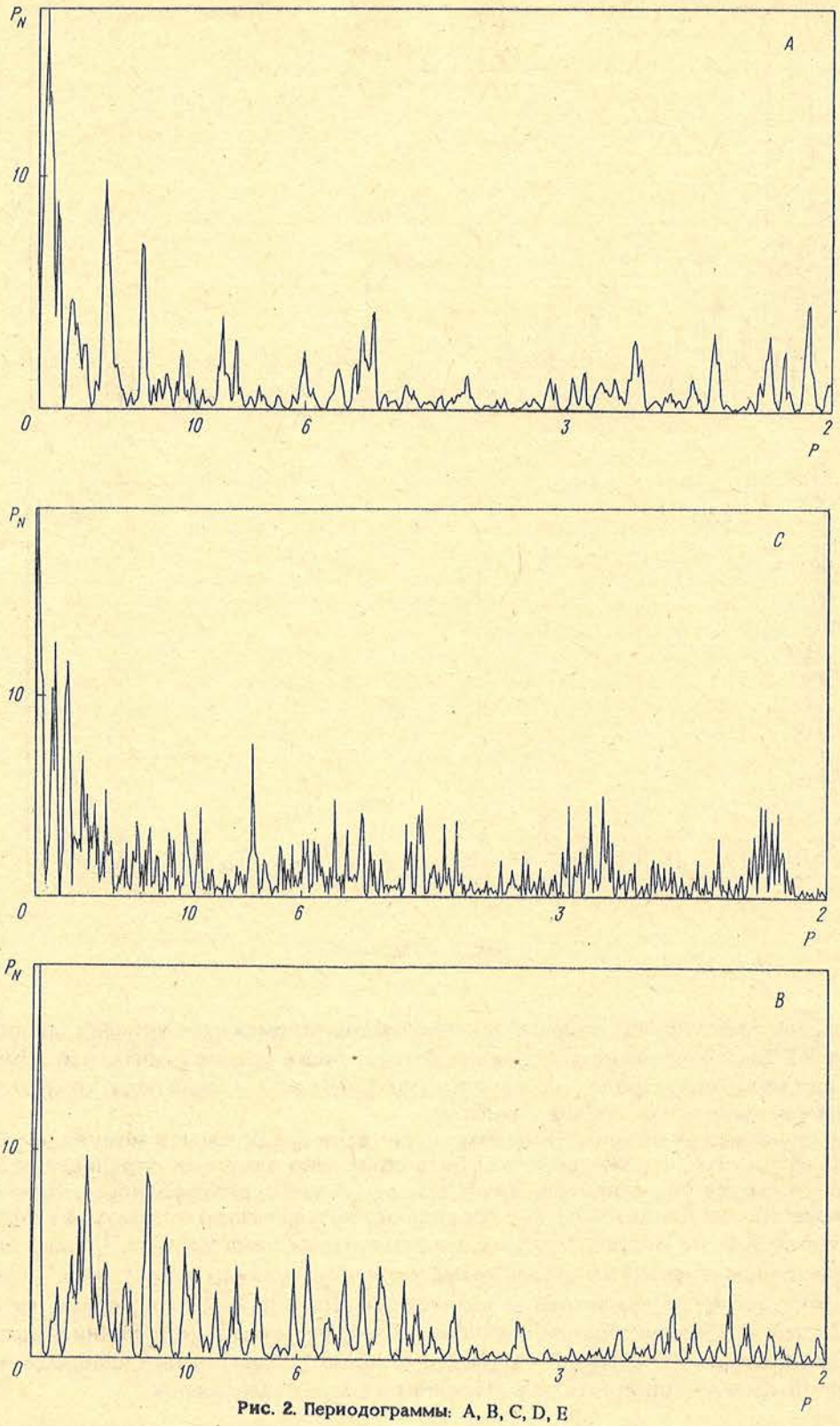


Рис. 2. Периодограммы: A, B, C, D, E

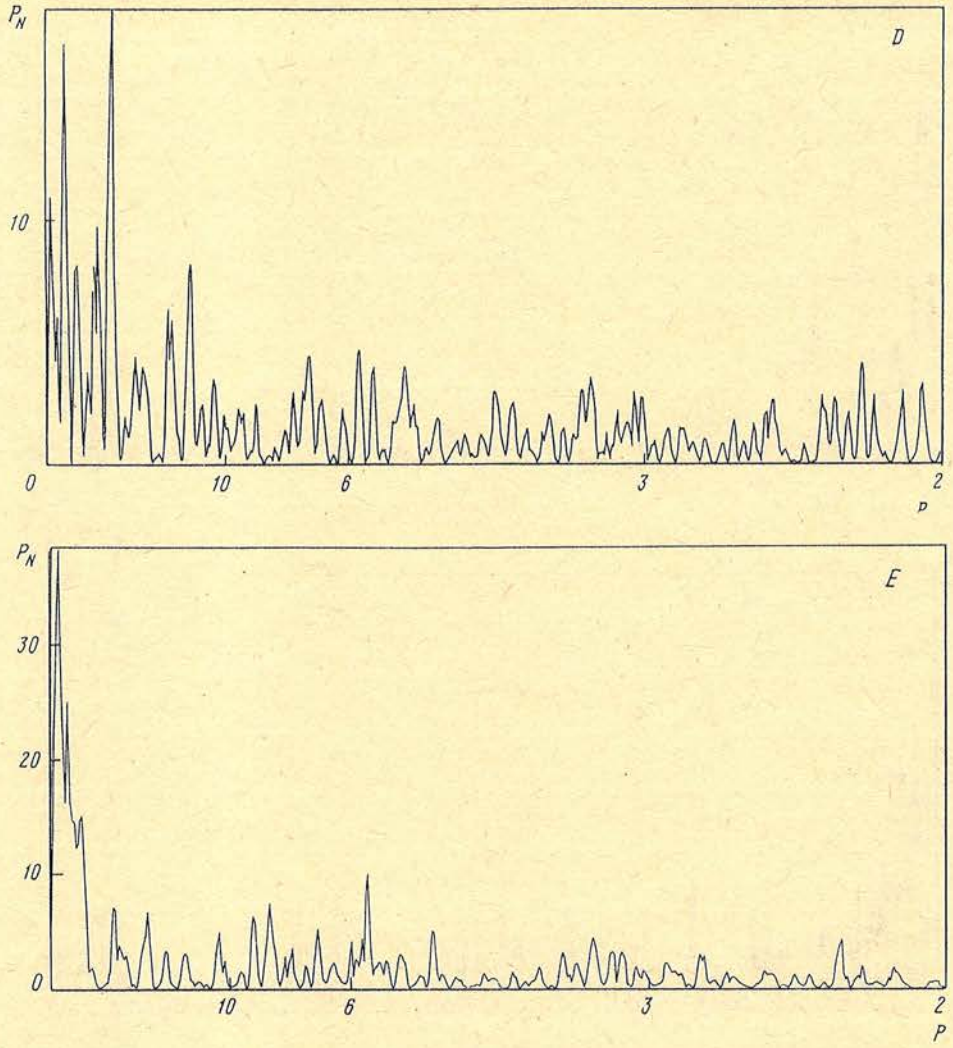


Рис. 2 (окончание)

когда, как известно [15], впервые за многолетний промежуток времени средний блеск RY Tau значительно увеличился. Можно также предположить, что вращательная модуляция продолжала существовать и в последующие годы, тоже отличавшиеся повышенным средним блеском.

Различие между полученными нами периодами вращательной модуляции 7,25 и 5,62 сут таково, что оно не может быть объяснено ошибками определения периода, и скорее оно свидетельствует о наличии дифференциального вращения. Как известно, у Солнца изменение периода осевого вращения от экватора к полюсам около 30%, т.е. оно даже больше, чем отмеченное нами у RY Tau. Однако найденные ранее изменения периода вращательной модуляции у звезд типа BY Dra, RS CVn и хромосферно-активных карликовых звезд значительно меньше: от 3% до 10% [19—21]. Таким образом, наши выводы о вращательной модуляции блеска и дифференциальном вращении RY Tau представляют значительный интерес, и мы предполагаем их дополнить по наблюдениям более поздних эпох.

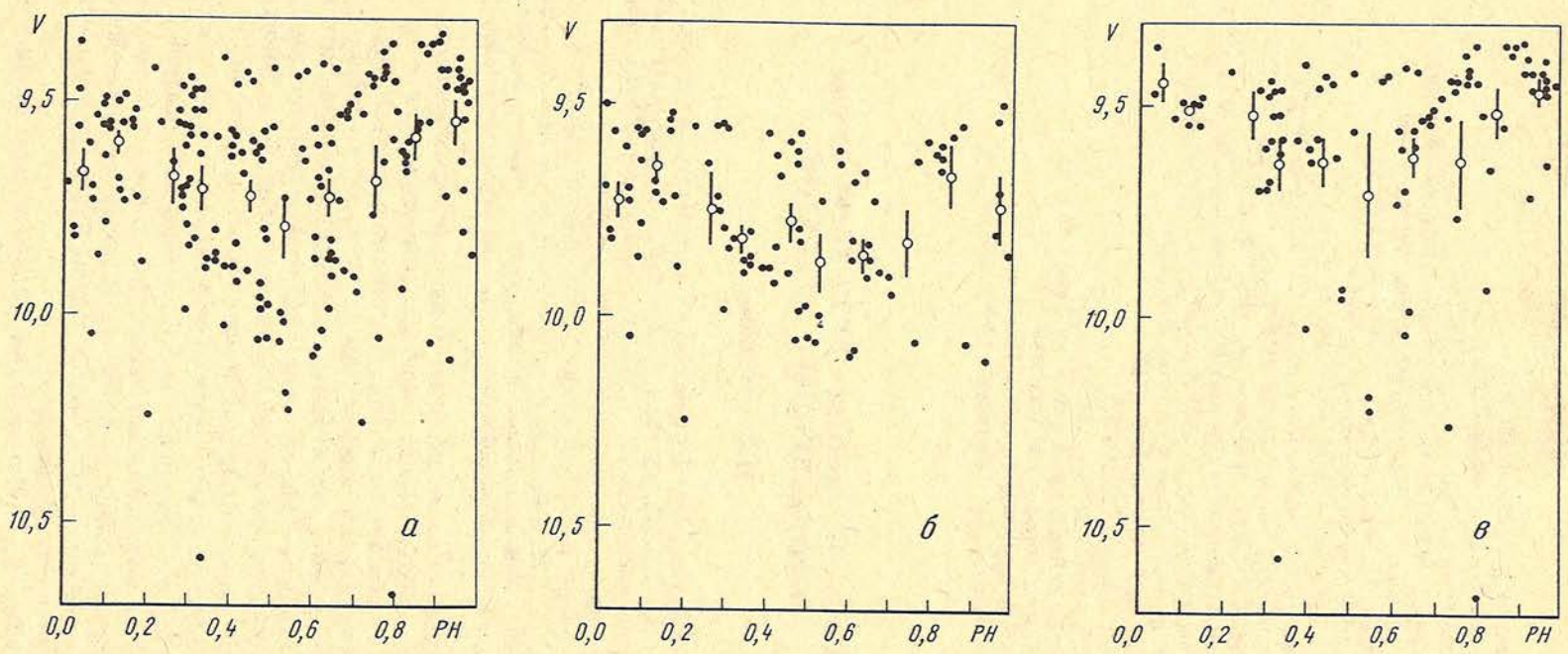


Рис. 3. Фазовые диаграммы

а — для JD 2446323—2446538, *б* — для JD 2446323—2446432, *в* — для JD 2446432—2446538. На горизонтальной оси указаны фазы периода 5,62 сут

ЛИТЕРАТУРА

1. *Chugainov P.F.* // Inf. Bull. Var. Stars. 1966. N 122. P. 1.
2. *Hall D.S.* // Publ. Astron. Soc. Pac. 1972. Vol. 84. P. 323.
3. *Rydgren A.E., Vrba F.J.* // Astrophys. J. 1983. Vol. 267. P. 191.
4. *Rydgren A.E., Vrba F.J., Chugainov P.F., Zajtseva G.V.* // Astron. J. 1984. Vol. 89. P. 1015.
5. *Vrba F.J., Rydgren A.E., Chugainov P.F.* et al. // Astrophys. J. 1986. Vol. 306. P. 199.
6. *Walter F.M., Brown A., Linsky J.L.* et al. // Astrophys. J. 1987. Vol. 314. P. 297.
7. *Чугайнов П.Ф., Ловкая М.Н.* // Переменные звезды. Т. 23. № 2.
8. *Herbst W., Booth J.F., Koret D.L.* et al. // Astron. J. 1987. Vol. 94. P. 137.
9. *Hartmann L.W., Hewett R., Stahler S., Mathieu R.* // Astrophys. J. 1986. Vol. 309. P. 275.
10. *Cohen M., Kuhi L.V.* // Astrophys. J. Suppl. 1979. Vol. 41. P. 734.
11. *Кардополов В.И., Филипьев Г.К.* // Переменные звезды. 1985. Т. 22. С. 103.
12. *Киселев Н.Н., Редькина Н.П., Тарасов К.В., Черкова Г.П.* // Астрон. цирк. 1985. № 1398. С. 3.
13. *Bouvier J., Bertout C., Bouchet P.* // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1988. Vol. 75. P. 1.
14. *Holtzman J.A., Herbst W., Booth J.* // Astron. J. 1986. Vol. 92. P. 1387.
15. *Herbst W., Stine P.C.* // Astron. J. 1984. Vol. 89. P. 1716.
16. *Scargle J.D.* // Astrophys. J. 1982. Vol. 263. P. 835.
17. *Horne J.H., Baliunas S.L.* // Astrophys. J. 1986. Vol. 302. P. 757.
18. *Чугайнов П.Ф., Ловкая М.Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 78. С. 52.
19. *Чугайнов П.Ф.* // Изв. Крым. асторофиз. обс. 1973. Т. 48. С. 3.
20. *Чугайнов П.Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1974. Т. 52. С. 3.
21. *Baliunas S.L., Horne J.H., Porter A.* et al. // Astrophys. J. 1985. Vol. 294. P. 310.

УДК 524.3

ОСЕВОЕ ВРАЩЕНИЕ ЗВЕЗД ТИПА BY Dra И РОДСТВЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

П.Ф. Чугайнов

Периоды вращательной модуляции блеска звезд типа BY Dra, пятнистых звезд Плеяд, "голых" звезд типа T Tau и звезд типа T Tau сопоставлены с абсолютными болометрическими звездными величинами. Приводятся доводы, что большинство звезд типа BY Dra имеет возраст 10^8 лет, и среди них встречаются и очень быстро и сравнительно медленно вращающиеся объекты.

AXIAL ROTATION OF BY Dra—TYPE STARS AND RELATED OBJECTS, *by P.F. Chugainov*
Periods of the rotational modulation of the brightness of BY Dra-type stars, Pleiades spotted stars, naked T Tau stars and T Tau-type stars are compared with absolute bolometric stellar magnitudes. Arguments are given that the majority of BY Dra stars have the age of 10^8 years and relatively fast as well as slowly rotating objects are met between them.

В данном исследовании подводятся итоги изучения вращательной модуляции блеска у молодых карликовых звезд поздних спектральных типов. Цель сопоставления — выявление различий осевого вращения разных групп звезд, что может послужить для установления посредством наблюдений, во-первых, эволюционных последовательностей и, во вторых, тенденций в изменении осевого вращения в процессе эволюции. Мы ограничились только теми звездами, у которых обнаружена вращательная модуляция блеска, и не привлекали многочисленных данных о спектроскопически определенных скоростях вращения v sini, так как, во-первых, такой выбор не связан с какими-либо предположениями об угле наклона i и, следовательно, свободен от одного из видов наблюдательной селекции и, во-вторых, в случае выявления эволюционных изменений осевого вращения у пятнистых звезд можно надеяться выяснить, как зависит образование пятен от скорости осевого вращения и от эволюции звезды. Рассмотрим сначала характеристики выбранных нами групп звезд.

Звезды типа BY Dra. В [1—9] в этот тип были включены одиночные и спект-

Таблица

Название	Sp	M_{BOL}	Период, сут.	Примечание
1	2	3	4	5
		Звезды типа BYDra		
HD 1835	G2	4,8	7,7	S
FF And	d M1e / d M1e	7,7/7,7	2,17	SB2
HD 8358	G5 V / C5 V	5,7/5,7	0,52	SB2
CC Eri	K7Ve /	7,5/	1,56	SB2
VY Ari	K2—3 IV—V	4,8/	17,4?	SB1
HD 22403	G2V/	4,4/	1,9	SB2
EI Eri	G5 IV	2,8	1,94	SB1
V 833 Tau	d K5e	6,2/	1,8:	SB1
V 1005 Ori	MO	7,7	1,86	S
AB Dor	G8 V	4,6	0,5	S
OU Gem	K3 V / K5 V	6,1/	7,36	SB2
YY Gem	d M1e / d M1e	7,6/	0,81	SB2
YZ CMi	d M 4.5	9,7	2,8	S
HD 82558	d KO	6,9	1,7	S
DH Leo	KO V/K7 V K5V	5,8/	1,07	SB3
DK Leo	d MO	6,4	7,98	S
HD 91816	K3—4V/K3—4V	6,5/6,5	3,14	SB2
BF CVn	M 1.5e	8,2	3,17	S
DF UMa	d MOe/	7,2	1,03	SB1
EQ Vir	K 5 V	7,5	4,0	S
ξ Boo A	G 8 V	5,5	10,1	S
HD 143313	K2 V / K6 V	6,0	9,60	SB2
TZ Cr B	F6 V / COV	4,8/4,8	1,14:	SB2
V 722 Her	COV	4,0	0,873	SB1
V 815 Her	G5V	5,2	1,8	SB1
BY Dra	K4V / K7V	6,7/	3,83	SB2
V 775 Her	KOV/	6,0	2,90	SB1
V 478 Lyr	G8V	5,5	2,18	SB1
AU Mic	M 1.6	7,5	4,9	S
FK Aqr	d M2e / d M3e	7,7	4,39	SB2
EV Lac	M 4.5	9,5	4,4	S
BD – 16°6218	M 1.5	8,9	0,4	S
KZ And	d K2 / d K2	6,2/6,2	3,03	SB2
II Peg	K2—3 IV—V/	5,4	6,72	SB1
		Плеяды		
H11	34		6,5	6,55
	152		5,2	4,12
	296	G8	5,9	2,53
	324		7,2	0,41
	335	K5e	7,7	0,36
	625	KO	6,9	0,42
	686	K7e	7,7	0,40
	727		4,2	8,07
	739		4,0	2,70
	879		7,1	7,39
	882	K3	7,2	0,58
	1124	K1	6,8	6,05
	1332	K4	6,9	8,3
	1531	K7—MOe	7,7	0,48
	1883	K2	7,0	0,24
	2034	K2,5e	7,1	0,55

1	2	3	4	5
	2244		7,1	0,57
	2927	K4e	8,0	0,26
	3163		7,1	0,42
	Голые T Tau			
HP Tau G2	G1	2,6	1,2	
V 410 Tau	K3—K7	3,9	1,9	
V 819 Tau	K7/	4,8	5,59	SB2
V 826 Tau	K7—MO	5,5	4,05	
V 827 Tau	K7—MO	4,6	3,63	
V 830 Tau	K7—MO	4,9	2,76	
V 836 Tau	K7—MO	5,1	6,99	
HD 283447	K2—K3	2,5	3,4	
HD 283572	G6	2,6	1,5	
	Типа T Tau			
RY Tau	K1—IV—V	1,6	5,6	
T Tau	K1	1,1	2,8	
UX Tau A	K2	4,0	2,7	
BP Tau	K7	4,2	7,6	
DN Tau	MO	4,2	6,6	
AA Tau	K7—MO	4,4	8,2	
DH Tau	MO	5,0	7,0	
DI Tau	MO	4,7	7,9	
SY Cha	MO	5,1	6,1	
LH_α 332–20	K2	3,3	2,3	
RY Lup	K4	3,7	3,9	
ROX 21	M1	4,6	3,5	
ROX 29	K6	3,4	6,3	

рально-двойные звезды спектральных типов от G до M, отличающиеся от звезд главной последовательности тем, что их радиусы примерно в 1,5 раза больше, содержание лития и скорости осевого вращения более высокие, в оптической области спектра линии H и K CaII и H_α в эмиссии. Основной характеристикой звезд типа BY Dra считалось наличие квазипериодических изменений блеска, указывающих на неоднородность их поверхностной яркости. Однако такая же особенность была позднее обнаружена и у спектрально-двойных типа RS CVn [10], большинство из которых являются субгигантами и гигантами. Кроме того, был выделен класс хромосферноактивных звезд [11] так же, как и звезды BY Dra, характеризующихся эмиссиями H и CaII и быстрым вращением, но в значительной степени состоящих из гигантов.

Составленная нами по данным [4, 11, 17—24] таблица содержит фотометрические периоды в сутках и абсолютные болометрические звездные величины M_{BOL} для 11 одиночных и 23 спектрально-двойных звезд. Одиночные обозначены через S, спектрально-двойные с одиночными, двойными и тройными линиями через SB1, SB2, SB3. Все эти звезды или большинство характеризуются тем, что они показывают квазипериодические изменения блеска с периодами, не превышающими 10 сут, и тем, что их радиусы меньше, чем у звезд гигантов и субгигантов. Однако из-за ограниченности инструментальных возможностей сравнительно мало известно о двух других характеристиках — содержании лития и эмиссионных линиях. Высокое содержание лития отмечено у 7 звезд: HD 1835, V 1005 Ori, AB Dor, HD 82558, ξ Boo A, V 815 Her, V 478 Lyr и VY Ari [11, 21, 25—30].

Особенно интенсивные эмиссии отмечены у звезд HD 1835, HD 8358, VY Ari, HD 22403, V 833 Tau, OU Gem, HD 82558, DK Leo, TZ CrB, V 815 Her, V 775 Her, FK Aqr, II Peg [11, 20, 31].

В целом, переменные типа BY Dra родственны остальным рассматриваемым здесь звездам и в том отношении, что все они или большинство являются сравнительно молодыми звездами. Необычно большой эксцентриситет орбиты BY Dra (0,36), сравнительно большой радиус ее главного компонента и несинхронность осевого и орбитального вращений рассматриваются в [32—34] как свидетельства возраста порядка 10^8 лет. Высокое содержание лития и большая интенсивность эмиссий H и K CaII тоже, вероятно, являются свидетельствами молодости, но высказываются также мнения, что эти особенности звезд типа BY Dra могут иметь другое объяснение. Может быть, такие системы как EI Eri и HD 91816, отнесенные нами к типу BY Dra, не следует считать особенно молодыми, так как у них не отмечены высокое содержание лития и большая интенсивность H и K CaII. В настоящее время не выяснено, какими эволюционными процессами вызвано очень быстрое осевое вращение таких звезд как AB Dor.

Следует отметить, что 8 спектрально-двойных (HD 8358, HD 22403, EI Eri, VY Ari, TZ Cr B, V 772 Her, V 478 Lyr, II Peg), включенных нами в список звезд типа BY Dra, в [20] отнесены к типу RS CVn. Все они, однако, не отличаются от остальных звезд типа BY Dra по положению на диаграмме Герцшпрунга—Рессела.

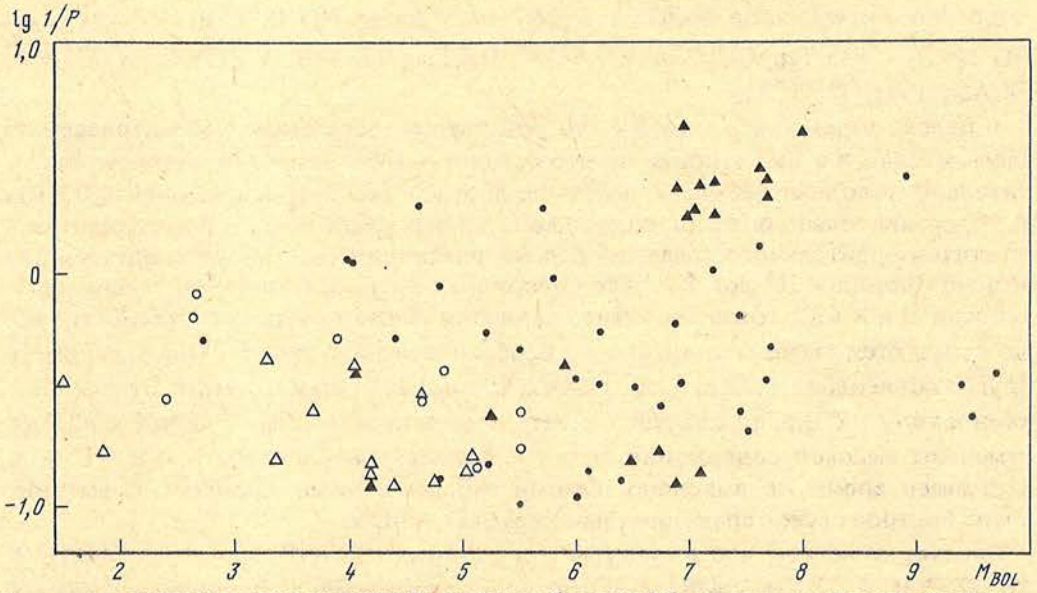
Пятнистые звезды Плеяд. Возраст этого скопления, вероятно, 10^8 лет. В таблицу включено 18 звезд, являющихся членами скопления Плеяды, у которых в [35—37] были обнаружены периодические изменения блеска. Все они считаются пятнистыми вращающимися звездами, сходными со звездами типа BY Dra. Обращает на себя внимание очень большое различие фотометрических периодов: от 0,24 д до 8,3 сут.

Голые звезды T Tau. Полный список так называемых голых звезд T Tau, а также описание их спектров и установление их эволюционной стадии приведены в [38]. Возрасты их по [38] в пределах $(1 \div 40) \cdot 10^6$ лет. В таблице дан список 9 таких звезд, для которых в [39—43] найдены фотометрические периоды и показано, что их можно считать пятнистыми вращающимися звездами, родственными звездам типа BY Dra.

Звезды типа T Tau. В таблице приведено 13 звезд типа T Tau, фотометрические периоды которых определены в [41, 42, 46—48], и там же показано, что эти звезды можно считать пятнистыми, вращающимися. Согласно [38] возрасты звезд типа T Tau не превышают $5 \cdot 10^6$ лет.

Как видно из рисунка, фотометрические периоды рассматриваемых звезд не обнаруживают заметной зависимости от болометрической абсолютной величины. Различия по болометрической величине между рассматриваемыми группами звезд будут обсуждены далее. Отметим, что для всех рассматриваемых звезд наибольшее значение фотометрического периода приблизительно 10 сут.

Можно предположить, что при периоде осевого вращения около 10 сут неравномерность поверхностной яркости звезды достигает таких величин, что она может быть обнаружена из фотометрических наблюдений, у которых пороговое значение обнаружимой амплитуды блеска составляет несколько сотых звездной величины. При увеличении угловой скорости осевого вращения эта неравномерность не уменьшается. Возможно, она и не возрастает существенно, на что указывают наблюдения наиболее быстро вращающихся звезд, у которых амплитуда блеска такая же, как и у медленно вращающихся.



Зависимость периода осевого вращения *P* в сутках от абсолютной болометрической звездной величины M_{BOL}

Темные кружки — звезды типа BYDra, темные треугольники — пятнистые Плеяды, светлые кружки — голые T Tau, светлые треугольники — звезды типа T Tau

Как показано в [12], у F—G—K звезд главной последовательности, а также субгигантов и гигантов при увеличении скорости осевого вращения возрастает поток микроволнового излучения с единицы поверхности. Многие из звезд, рассмотренных в [12], являются пятнистыми. Мы дополнили выборку звезд измерениями микроволнового потока по [44, 45] и нашли, что звезды типа BY Dra удовлетворяют зависимости между поверхностными потоком микроволнового излучения и скоростью вращения, приведенной в [12]. Согласно [12] эта зависимость может быть объяснена увеличением относительной площади активных областей на поверхности звезды с увеличением скорости осевого вращения. При периоде вращения ≈ 10 сут относительная площадь ≈ 0,1, а при периоде ≈ 0,5 или ≈ 0,2 сут она ≈ 1.

Представляется вероятным, что относительная площадь пятен на поверхности звезды, вызывающих неравномерность поверхностной яркости, следует такой же зависимости. Можно также допустить, что у наиболее быстро вращающихся звезд амплитуда периодических изменений блеска мала потому, что пятнами покрыта почти вся звезда и модуляция блеска незначительна.

Как известно, эволюционная стадия звезды зависит от возраста и массы, и это должно учитываться при изучении изменений угловой скорости осевого вращения, вызываемых эволюционными эффектами. Однако хотя рассматриваемые звезды различаются по массе, все же можно предположить, что у большинства из них масса около 0,8 $M_{\odot}$. Это следует из того, что спектральные типы большинства их карлики G—K, а в таком случае эволюционное перемещение на диаграмме спектр—светимость происходит почти вертикально [49], т.е. можно считать, что различия светимости у рассматриваемых звезд вызваны в основном не различиями массы, а различиями возраста. Средние значения M_{BOL} составляют: у звезд типа BY Dra 6,4, пятнистых звезд Плеяд 6,7, голых T Tau 4,1 типа T Tau 3,8. При массе 0,8 $M_{\odot}$ эти светимости соответствуют возрастам примерно от 10^6 до 10^8.

Средние значения фотометрического периода равны: у звезд типа BY Dra 3,3, Плеяд 2,65, голых T Tau 3,4, типа T Tau 5,4 сут. Наименьшие значения фотометрического периода различаются значительно больше: у Плеяд 0,24, звезд типа BY Dra 0,5, голых T Tau 1,2, звезд типа T Tau 2,3 сут. Эти различия фотометрических периодов в предположении, что возрасты звезд типа T Tau 10^6 — $5 \cdot 10^6$, голых T Tau $(1 \div 40) \cdot 10^6$ лет, звезд типа BY Dra и пятнистых Плеяд 10^8 лет, приводит к выводу, который уже был сделан в [50]: у звезд с массой порядка 0,8 $M_\odot$, когда их возраст достигает 10^8 лет, сначала скорость осевого вращения увеличивается, а вскоре после этого за время порядка 10^7 лет она уменьшается.

Наблюдательные данные [50] и рассматриваемые нами отличаются в основном тем, что у нас представлено довольно много данных по звездам типа BY Dra. Однако звезды типа BY Dra в отличие от звезд типа T Tau и Плеяд не составляют пространственной группировки, и поэтому оценки возраста должны делаться отдельно для каждой из звезд. Все же на основании имеющихся данных о кинематике звезд типа BY Dra можно заключить, что большинство этих звезд относится к населению молодого диска, возраст которого не превышает $5 \cdot 10^8$ лет. Этот последний вывод сделан нами на основании данных о пространственных скоростях 22 звезд типа BY Dra, приведенных в [51—53], и определения возраста и кинематики звезд молодого диска, которое дано в [54]. Из 22 звезд 21 относится к населению молодого диска и в число последних входят две из трех известных быстровращающихся звезд типа BY Dra: AB Dor и BD — 16° 6218. Для быстровращающейся звезды HD 8358 пространственные скорости неизвестны.

ЛИТЕРАТУРА

1 *Chugainov P.F.* // Inf. Bull. Var. Stars. 1971. N 520. P. 1.
2. *Чугайнов П.Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1973. Т. 48. С. 3.
3. *Чугайнов П.Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1974. Т. 52.С. 3.
4. *Чугайнов П.Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1976. Т. 54. С. 89.
5. *Чугайнов П.Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1976. Т. 55. С. 85.
6. *Чугайнов П.Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1977. Т. 56. С. 24.
7. *Bopp B.W., Fekel F.* // Astron. J. 1977. Vol. 82. P. 490.
8. *Anderson C.M., Schiffer F.H., Bopp B.W.* // Astrophys. J. 1977. Vol. 216. P. 42.
9. *Vogt S.S., Fekel F.* // Astroph. J. 1979. Vol. 234. P. 958.
10. *Hall D.S.* // IN IAU Calloq. N 29 Multiple Periodic Variable Stars. 1979. Reidel Holland. P. 287.
11. *Fekel F.C., Moffett T.J., Henry G.W.* // Astroph. J. Suppl. 1986. Vol. 60. P. 551.
12. *Stewart R.T., Innis J.L., Slee O.B.* et al. // Astron. J. 1988. Vol. 96. P. 371.
13. *Maggio A., Sciortino S., Vaiana G.S.* et al. // Astroph. J. 1987. Vol. 315. P. 687.
14. *Pallavicini R., Golub L., Rosner R.* et al. // Astroph. J. 1981. Vol. 248. P. 279.
15. *Saar S.H., Linsky J.L.* // Astroph. J. 1986. Vol. 302. P. 777.
16. *Чугайнов П.Ф., Ловкая М.Н.* // Астрофизика. 1989. Т. 30. С. 244—248.
17. *Холопов П.Н.* Общий каталог переменных звезд. Т. 1—3. М.: Наука. 1985—1987.
18. *Чугайнов П.Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1980. Т. 61. С. 124.
19. *Bopp B.W., Ake T.B., Goodrich B.D.* et al. // J. Astrophys. J. 1985. Vol. 297. P. 691.
20. *Strassmeier K.G., Hall D.S., Zeilik M.* et al. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1988. Vol. 72. P. 291.
21. *Bopp B.W., Saar S.H., Ambruster C.* et al. // Astrophys. J. 1989. Vol. 339. P. 1059.
22. *Bopp B.W., Noah P.V., Klimke A., Africano J.* // Astrophys. J. 1981. Vol. 249. P. 210.
23. *Hartmann L., Bopp B.W., Dussault M.* et al. // Astrophys. J. 1981. Vol. 249. P. 662.
24. *Pettersen B.R., Lambert P.L., Tomkin J.* et al. // Astron. and Astrophys. 1987. Vol. 183. P. 66.
23. *Pallavicini R., Cerruti-Sola M., Duncan D.K.* // Astron. and Astrophys. 1987. Vol. 174. P. 116.
26. *Bopp B.W.* // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1974. Vol. 86. P. 281.
27. *Rucinski S.M.* // Inf. Bull. Var. Stars. 1982. N 2203.
28. *Wilson O.C.* // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1963. Vol. 75. P. 62.
29. *Herbig G.H.* // Astrophys. J. 1965. Vol. 141. P. 558.
30. *Fekel F.C.* // Astron. J. 1988. Vol. 95. P. 215.

31. *Noyes N.W., Hartmann L.W., Balinnas S.L.* et al. // Astrophys. J. 1984. P. 279. P. 763.
32. *Koch R.H., Hrivnak B.J.* // Astron. J. 1981. Vol. 86. P. 438.
33. *Vogt S.S., Fekel F.* // Astrophys. J. 1979. Vol. 234. P. 958.
34. *Pettersen B.R.* // Astron. and Astrophys. 1989. Vol. 209. P. 279.
35. *Van Leeuwen F., Alphennar P., Meys J.J.M.* // Astron. and Astrophys. Suppl. 1987. Vol. 67. P. 483.
36. *Stauffer J.R., Schild R.A., Baliunas S.L., Africano J.L.* // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1988. Vol. 99. P. 471.
37. *Магницкий А.Н.* Наблюдения пятнистых вращающихся звезд в Плеядах с помощью синхронного двухзвездного UBVR-фотометра. Дис. ... М. 1987.
38. *Walter F.M., Brown A., Mathieu R.D.* et al. // Astron. J. 1988. Vol. 96. P. 297.
39. *Rydgren A.E., Vrba F.J.* // Astrophys. J. 1983. V. 267. P. 191.
40. *Rydgren A.E., Vrba F.J., Chugainov P.F., Zajtseva G.V.* // Astron. J. 1984. Vol. 89. P. 1015.
41. *Vrba F.J., Rydgren A.E., Chugainov P.F.* et al. // Astrophys. J. 1986. Vol. 306. P. 199.
42. *Vrba F.J., Rydgren A.E., Chugainov P.F.* et al.// Astron. J. 1989. Vol. 97. P. 483.
43. *Walter F.M., Brown A., Linski J.L.* et al. // Astrophys. J. 1987. Vol. 314. P. 297.
44. *Caillault J.P., Drake S., Florkowsky D.* // Astron. J. 1988. Vol. 95. P. 887.
45. *Willson R.F., Lang K.R., Foster P.* // Astron. and Astrophys. 1988. Vol. 199. P. 255
46. *Bouvier J., Bertout C., Benz W., Mayor M.* // Astron. and Astrophys. 1986. Vol. 165. P. 110.
47. *Herbst W., Booth J.F., Chugainov P.F.* et al. // Astrophys. J. 1986. Vol. 310. P. L71.
48. *Herbst W., Booth J.F., Koret D.L.* et al. // Astron. J. 1987. Vol. 94. P. 137.
49. *Cohen M., Kuhi L.V.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1979. Vol. 41. P. 743.
50. *Ван Леувен Ф.* // Вспыхивающие звезды и родственные объекты. Ереван: Изд-во АН АрмССР // 1986. С. 289.
51. *Gliese W.* // Veröff. Astr. Rechen. Inst. 1969. N 22.
52. *Eggen O.J.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1968. Vol. 16. P. 49.
53. *Rucinski S.M.* Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1985. Vol. 215. P. 591.
54. *Eggen O.J.* // Publ. Astr. Soc. Pacif. 1969. Vol. 81. P. 553.

УДК 524.3

ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ВАЛЬРАВЕНОВ

А.В. Бердюгин

Рассчитаны колориметрические характеристики водородного газа в фотометрической системе Вальравенов. Исследованы диагностические возможности этой системы при наблюдении вспыхивающих звезд типа UV Cet. Показано, что система Вальравенов лучше отражает особенности водородного спектра излучения, чем традиционная система UBV. Проанализировано поведение на рассчитанных двухцветных диаграммах показателей цвета вспышки UV Cet 23 декабря 1985 г. и определены температура и плотность газа в излучающей области в момент максимума блеска.

DIAGNOSTIC POSSIBILITIES OF WALRAWEN SYSTEM, by A.V. Berdyugin. The colorimetric characteristics of hydrogen gas in Walrawen system have been computed. The diagnostic possibilities of this system by observations of the UV Cet-type stars been searched. It was shown that Walrawen system reflects the hydrogen spectrum features better than broad-band UBV-system. A behaviour of UV Cet 23 December 1985 flare on the two-color diagramas has been analysed, the temperature and gas density at the maximum brightness have been determined.

Введение

До сих пор основным источником получения информации о вспышках звезд типа UV Cet служит многоцветная фотометрия. До недавнего времени наблюдения проводились с применением традиционной системы Джонсона. В последнее время появились соображения о необходимости использования при наблюдениях вспышек нетрадиционных, узкополосных фотометрических систем, которые будут более предпочтительны для выделения их особенностей.

Среди прочих предлагалась и среднеполосная система Вальравенов. Имеется

несколько работ по вальравенской фотометрии вспышек, последняя из них — Де Ягера и др. [1], которая содержит результаты наблюдения вспышки, имевшей место 23 декабря 1985 г. В связи с этим возникла необходимость исследовать возможности этой фотометрической системы в смысле отделения друг от друга на ее двухцветных диаграммах источников излучения различной природы и проверки, насколько она чувствительна к изменениям происходящим в спектре вспышки по мере ее развития.

Особенности фотометрической системы Вальравенов

Наиболее полные сведения о фотометрической системе Вальравенов приводятся в [2]. Это среднеполосная система с пятью полосами пропускания, перекрывающими диапазон длин волн 3100—6500 Å. В таблице приведены ее основные характеристики. VBLUW-система была создана Вальравенами в 1960 г. для наблюдений звезд ранних спектральных классов. Полосы пропускания системы выбраны специально для измерения особенностей водородного спектра, три из пяти полос расположены в ультрафиолете. Это обстоятельство должно делать фотометрическую систему Вальравенов более информативной при исследовании вспыхивающих звезд, так как при вспышке в первую очередь наблюдается сильная эмиссия водорода. Система Вальравенов реализована к настоящему времени с пятиканальным VBLUW-фотометром, установленном на 90 см рефлекторе Южной европейской обсерватории (Ла Силла, Чили).

Расчет двухцветных диаграмм

Для расчета спектра излучения водорода была взята программа Гринина и Катышевой [3]. Программа вычисляет объемные коэффициенты излучения в континууме и линиях для неравновесного движущегося газа с учетом влияния диффузного L_C-излучения на степень его ионизации. Основными задаваемыми параметрами программы являются электронная температура T_e, электронная концентрация n_e, дилюция w, температура центральной звезды T_* и вероятность выхода кванта в линии L_α — β_{12}.

При расчетах для температуры принимались значения $T_e = 10000 \div 20000$ K, для электронной концентрации значения $10^{12} \div 10^{14}$ см$^{-3}$ (хромосферные концентрации). Для T_* было взято значение 3000 K, для дилюции $w = 0{,}1 \div 0{,}5$. Величина β_{12} варьировалась в диапазоне $1 \div 10^{-7}$.

При расчетах рассматривалась также физическая ситуация, предложенная Грининым и Соболевым [4] для объяснения излучения оптического континуума вспышки в момент максимума ее блеска. При этом газ считается более плотным, концентрации атомов $n_H = 10^{15} \div 10^{17}$ см$^{-3}$. Температура газа принимается в

	V	B	L	U	W
λ_{eff} (Å)	5467	4325	3838	3633	3255
BW (Å)	719,1	449,1	226,8	239,1	143,0

Обозначения: λ_{eff} — эффективная длина волны, BW — эквивалентная ширина полосы, определенная как $\int_0^\infty S(\lambda)d\lambda$, $S(\lambda)$ — нормализована.

пределах 10000 ÷ 20000 K. Такой газ становится частично непрозрачным и при увеличении геометрической толщины области до некоторого предела начинает излучать как абсолютно черное тело (АЧТ).

Для этих двух спектров излучения были вычислены показатели цвета в системе Вальравенов. Для определения нормировочных коэффициентов, необходимых для приведения рассчитанных цветов к наблюдаемым, использовались результаты абсолютной спектрофотометрии Веги, содержащиеся в [5].

Вид двухцветных диаграмм и положение на них вспышки UV Cet 23.12.85

Среди всевозможных диаграмм, которые можно построить в системе Вальравенов, излучение водородного газа хорошо отделяется от излучения АЧТ на следующих из них: $(V-L, B-W)$, $(V-L, L-W)$, $(V-L, L-U)$, $(U-W, B-U)$, $(V-L, L-W)$, $(V-W, L-U)$, $(V-U, U-W)$. Наибольший интерес представляют две диаграммы: $(V-U, U-W)$ и $(V-L, L-W)$. Сравнительный вклад эмиссии от линий и от непрерывного спектра в разные полосы пропускания фотометрической системы Вальравенов неодинаков. Полосы V, U и W наиболее чувствительны к эмиссии в континууме, а полосы B и L — к эмиссии в линиях. Поэтому диаграмма $(V-U, U-W)$ должна хорошо отражать особенности эмиссии водородного континуума, а диаграмма $(V-L, L-W)$ — особенности эмиссии в линиях.

Диаграммы приведены на рисунке. На каждой из них обозначены:

Сплошной тонкой линией — кривые, соответствующие газу, излучающему в непрерывном спектре и в линиях, вычисленные при следующих параметрах: $T_e = 10000$ K, $T_* = 3000$ K, $w = 0{,}1$. Вдоль каждой кривой меняется значение β_{12}. Стрелка показывает направление его уменьшения от 1 до 10^{-7}. Цифрой *1* отмечена кривая для $n_e = 10^{12}$, цифрой *2* — для $n_e = 10^{14}$ см$^{-3}$.

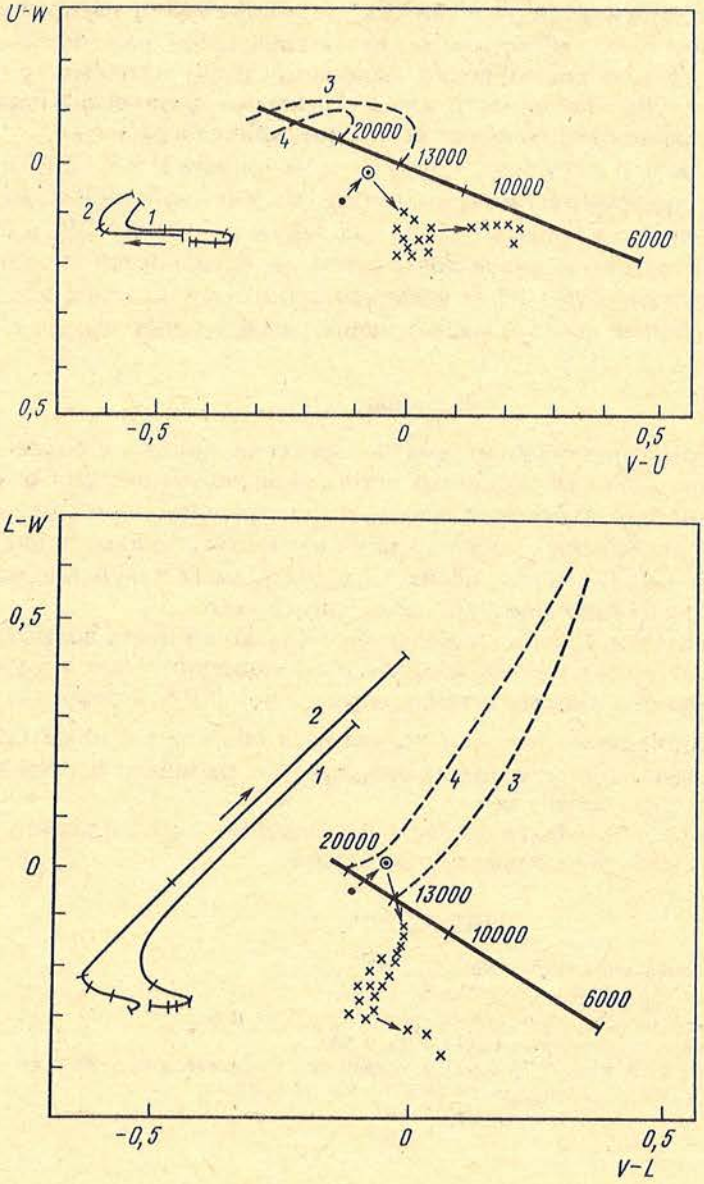
Сплошной толстой линией — прямая соответствующая излучению АЧТ при разных температурах.

Штриховой линией — кривые соответствующие газу частично непрозрачному в континууме. Цифрой *3* обозначена кривая для $T_e = 13000$ K, цифрой *4* — $T_e = 20000$ K. Вдоль кривых меняется значение толщины слоя. При $z_0 \gtrsim 10$ км происходит пересечение с планковской прямой. Обе кривые вычислены для $n_H = 10^{16}$ см$^{-3}$.

Из анализа диаграмм видно, что на них излучение водородного газа отличается от излучения АЧТ в широком диапазоне параметров.

На обеих двухцветных диаграммах нанесено положение вспышки UV Cet, наблюдавшейся 23 декабря 1985 г. в системе Вальравенов. Показатели цвета вспышки исправлены за вклад излучения от самой звезды. В момент максимума блеска вклад от звезды по сравнению с вкладом излучения от самой области вспышки мал и исправленные цвета практически не отличаются от наблюдаемых.

На диаграммах точкой отмечено положение в начальной фазе (единственная зафиксированная точка между спокойным состоянием звезды и максимумом блеска), кружком — показатели цвета вспышки в момент максимума блеска. На диаграммах показано также смещение вспышки по мере ее угасания. Видно, что в момент максимума блеска излучение вспышки по своим колориметрическим характеристикам близко к планковскому с равновесной температурой около 15000 K.



Двухцветная диаграмма (V—U, U—W) и (V—L, L—W)

Как видно из диаграмм, смещение положения вспышки по мере ее развития вполне ощутимо и реально отражает изменения, происходящие в ее спектре. Подобные изменения в широкополосной системе UBV могут замываться, и в свое время Кристальди и Лонгитано [6] сделали вывод о неизменяемости в пределах ошибок наблюдений показателей цвета вспышек по мере их развития.

Континуум вспышки является короткоживущим и через 4—5 мин после максимума блеска основную роль в излучении вспышки играют линии. Это хорошо видно по смещению показателей цвета на диаграмме ($V - U$, $U - W$). Поведение показателя цвета $V - L$ свидетельствует о присутствии во время вспышки в

полосе L сильной линейчатой эмиссии. На диаграммах с присутствием этой полосы нет соответствия наблюдаемых показателей цвета рассчитанным. Это говорит о том, что необходим более детальный расчет спектра с учетом неоднородности излучающей области или же реальные физические параметры области вспышки сильно отличались от использовавшихся в расчетах.

Следует отметить, что в полосу L могут попадать линии H и K CaII, которые, как правило, всегда во время вспышек присутствуют. Учет дополнительной эмиссии от этих линий сместит кривые *1* и *2* на диаграмме ($V-U$, $U-W$). В системе Вальравенов принята прямая шкала логарифмов интенсивностей (в отличие от обратной шкалы системы UBV). Из-за увеличения потока в полосе L эти кривые сдвинутся по диаграмме влево и расхождение рассчитанных цветов с наблюдаемыми усилится.

Выводы

1. В целом фотометрическая система Вальравенов является более информативной в смысле отделения различных источников излучения друг от друга и отражения особенностей излучения вспышки, чем традиционная система UBV. Наиболее предпочтительными с точки зрения диагностики являются диаграммы ($V-U$, $U-W$) и ($V-L$, $L-W$). На обеих этих диаграммах излучение водородного газа отделяется от излучения АЧТ довольно хорошо.

2. В момент максимума блеска наблюдаемые показатели цвета вспышки находятся в хорошем согласии с рассчитанными для водородного газа, излучающего в непрерывном спектре и имеющего температуру $T_e = 15000$ K, концентрацию $n_H = 10^{16}$ см$^{-3}$ и геометрическую толщину излучающей области $z \approx 10$ км. Сразу же после начала вспышки основную роль в ее излучении начинают играть линии, а континуум очень быстро ослабевает.

Автор выражает большую благодарность Р.Е. Гершбергу и В.П. Гринину за проявленный интерес к работе и ценные рекомендации.

ЛИТЕРАТУРА

1. *de Jager C., Heise J.* // Astron. and Astrophys. Vol. 211. P. 157—172.
2. *Lub J., Pel J.W.* // Astron. and Astrophys. 1977. Vol. 54. P. 137.
3. *Гринин В.П., Катышева Н.А.* // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980. Т. 62. С. 66.
4. *Гринин В.П., Соболев В.В.* // Астрофизика. 1977. Т. 13. С. 586.
5. *Алексеев Н.Л., Алексеева Г.А.* и др. // Тр. Главной астрон. обс. в Пулкове. 1978. Т. 83. С. 4.
6. *Cristaldi S., Longitano M.* // Astron. Astrophys. Suppl. 1979. Vol. 38. P. 175.

УДК 520.1 + 520.16

БЫСТРЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ АТМОСФЕРНОЙ ЭКСТИНКЦИИ. II. ОДНОВРЕМЕННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ АТМОСФЕРНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ НА РАЗНЫХ ТЕЛЕСКОПАХ

В.И. Бурнашев, Б.А. Бурнашева, Н.И. Меркулова, Л.П. Метик

Приведены результаты одновременных наблюдений атмосферной экстинкции на трех телескопах Крымской астрофизической обсерватории в 1986—1987 гг. Расхождение между кривыми монохроматической прозрачности, полученными на разных телескопах, составляет $0,^m025$, в лучшие ночи достигая $0,^m01$. Короткопериодические колебания с периодом 3—7 мин с амплитудой до $0,^m02$ являются главным препятствием повышения точности фотоэлектрических наблюдений при применяемой методике фундаментальной фотометрии.

SHORT-TIME VARIATIONS OF THE ATMOSPHERIC EXTINCTION. II. SIMULTANEOUS OBSERVATIONS OF THE EXTINCTION VARIATIONS AT DIFFERENT TELESCOPES, *by V.I. Burnashov, B.A. Burnashova, N.I. Merkulova, L.P. Metik.* The results of the atmospheric extinction observations carried out of three different telescopes of the Crimean Astrophysical Observatory in 1986—1987 are presented. The curves of extinction vary by $0,^m025$, during the best nights — $0,^m01$. The short time variations with the periods 3—7^m and the amplitude to $0,^m02$ are the main obstacles to fundamental photometry method.

Изучение колебаний атмосферной прозрачности с характерным временем порядка нескольких минут начато в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР по инициативе В.Б. Никонова. По результатам наблюдений, выполненных одновременно на четырех длинах волн, сделан вывод о том, что изменения экстинкции происходят в разных участках спектра одновременно, причем амплитуда этих колебаний, составляющая около $0,^m01$ в видимой области, возрастает в сторону коротких длин волн [1]. В качестве следующего шага исследования представляло интерес сопоставить одновременные измерения, выполненные на разных телескопах. Такая работа имеет важный практический интерес в связи с часто предлагаемым "разделением труда" при проведении абсолютных спектрофотометрических наблюдений: мониторинг атмосферной экстинкции на малом вспомогательном телескопе в течение всей ночи с тем, чтобы более эффективно использовать наблюдательное время крупных инструментов. При этом молчаливо предполагается, что прозрачность земной атмосферы изменяется в местах расположения телескопов во всех направлениях одинаковым образом. Вообще говоря, как показывает опыт, это предположение выполняется. Тем не менее, необходимы специально проведенные исследования для получения количественных оценок. Для этой цели летом 1986 г. начаты одновременные наблюдения звезд на телескопах АЗТ-7 (диаметром 20 см) и АЗТ-11 (диаметром 125 см). В 1987 г. был применен дополнительно телескоп РК-800 (диаметром 80 см), изготовленный в мастерских Крымской астрофизической обсерватории. Телескопы расположены примерно вдоль линии, ориентированной с востока на запад. Относительное их положение и отметки высот, снятые с плана местности, указаны на рис. 1.

Для того чтобы исключить эффекты, свойственные широкополосным фотометрическим системам (эффект Форбса и цветовой член), наблюдения проводились в узкополосных системах, осуществленных с помощью сканирующих спектрофотометров СФ-68 на АЗТ-7 и АСП-38 на АЗТ-11, дифракционные решетки которых устанавливались в заданное фиксированное положение. При этом ширина спектральной полосы определяется размерами изображения звезды и шириной выходной щели спектрофотометра, и в среднем составляет около 25 Å для АСП-38 и около 28 Å для СФ-68. На телескопе РК-800 был установлен фотометр, снабженный интерференционным фильтром λ 4170 Å ($\Delta\lambda$ = 30Å), который и определил фотометрическую систему для наблюдений в 1987 г., в то время как в 1986 г. наблюдения производились в длине волны λ 4260Å. В течение двух ночей были выполнены также измерения в длине волны λ 7270 Å, расположенной в хвосте теллурической полосы воды. На рис. 2 приводятся три характерные кривые монохроматической экстинкции для соответствующих конкретных моментов, которые дают представление об условиях реальных наблюдений. Прямоугольниками на рисунке указаны длины волн, в которых производились одновременные измерения на разных телескопах.

Некоторые сведения о выбранных для наблюдений звездах приведены в табл. 1.

Как видно из таблицы, за исключением BS7017, наблюдались достаточно яркие звезды, поэтому шумы, связанные со статистическими флуктуациями числа фотонов, не превышают $0,^m001$. Длительность одного наблюдения для АЗТ-11 и РК-

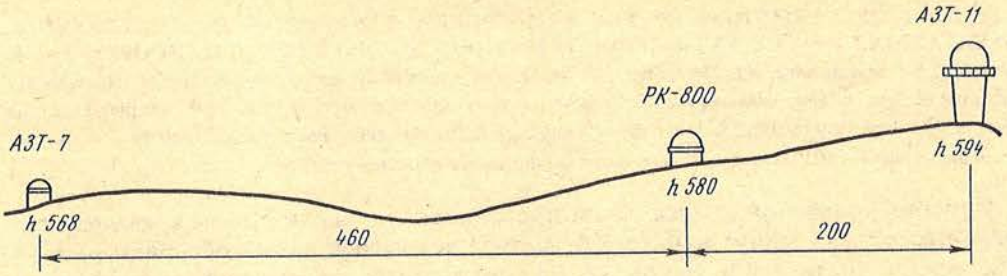


Рис.1. Взаимное расположение телескопов Крымской астрофизической обсерватории

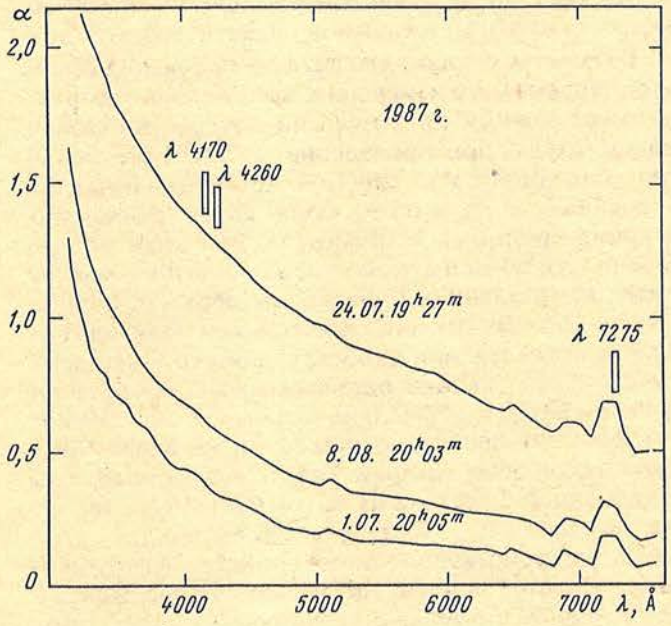


Рис. 2. Некоторые характерные кривые монохроматической экстинкции

Прямоугольниками отмечены длины волн, в которых проводились одновременные наблюдения на разных телескопах

800 примерно равна 40 с при времени экспозиции 32 с. Для АЗТ-7 шумовая дорожка усреднялась по интервалу 15 с, затем в процессе обработки способом скользящего среднего приведена к интервалу 30 с. Таким образом, могут быть обнаружены колебания прозрачности с характерным временем больше 3 мин.

Сопоставление коэффициентов экстинкции, определенных на разных телескопах, показано на рис. 3—12. Для того чтобы не загромождать чертеж, кривые разнесены относительно несмещенной кривой, полученной на АЗТ-7: для АЗТ-11 — на 0,^{m}03 вниз, для РК-800 — вверх. Величина смещения указана на рисунках стрелкой. Заметим также, что кривые на рис. 3—8 получены для звезд, находящихся в разных азимутах, рис. 9—12 — для звезд, отстоящих друг от друга примерно на 1°. При этом, в связи с меньшей яркостью звезды BS7017, статистическая ошибка одного измерения на АЗТ-11 и РК-800 в длине волны λ 4170 Å составляет примерно 0,^{m}003, а для измерений в полосе воды на телескопе АЗТ-11 (рис. 11 и 12) — около 0,^{m}013.

Из сопоставления кривых на рис. 3—12 можно сделать вывод о том, что в ночи со средним качеством оправдано применение вспомогательного телескопа для получения данных с точностью до 0,^{m}025 — именно такова максимальная величина систематического различия между кривыми, полученными на разных телескопах (рис. 3—6, 9).

Таблица 1

BS	Звезда	α_{2000}	δ_{2000}	Сп	m_v	Телескоп
7001	α Lyr	$18^h36^m56^s$	+38°47'01"	A0V	0,03	АЗТ-7
8781	αPeg	23 04 46	+15 12 19	B9V	2,49	—"—
5903	ζUMi	15 44 03	+77 47 40	A3Vn	4,32	АЗТ-11, РК-800
7017	—	18 39 33	+40 56 06	B9V	6,25	—"—
8585	αLac	22 31 17	+50 16 57	A1V	3,77	АЗТ-11

Кроме того, во все пригодные для фотометрии ночи хорошо заметны колебания коэффициента прозрачности с характерным временем 20—30 мин с амплитудой около $0,^m02$—$0,^m03$, в худшие ночи амплитуда может увеличиться в два—три раза, при этом систематическая разность между кривыми возрастает до $0,^m05$ (см., например, 12/13.07.87 и 14/15.07.87). В ночи, непригодные для фотометрических измерений, амплитуда может достигать нескольких десятых звездной величины, изменяясь различным образом в разных азимутах (11/12.07.87).

Сопоставление кривых на рис. 11 и 12 подтверждает вывод, сделанный на основе более ранних наблюдений [1], о зависимости флуктуаций прозрачности от длины волны. Средние амплитуды колебаний экстинкции, полученные на АЗТ-7 и АЗТ-11 в длине волны λ 7280 Å (хвосте теллурической полосы воды) практически совпадают. В то же самое время измерения, выполненные на телескопе РК-800, показывают гораздо большие амплитуды колебаний прозрачности в длине волны λ 4170 Å. Специально организованные исследования, включающие, кроме монохроматических измерений атмосферной экстинкции в широком спектральном диапазоне, одновременные метеонаблюдения, измерения высотного профиля температуры, а также, возможно, и радионаблюдения в миллиметровом диапазоне [3], могли бы помочь сделать более определенные выводы о природе рассеивающих частиц.

Многими исследователями замечено влияние свойств земной атмосферы с характерными временами 4—7 мин на проведение различного рода наблюдений: солнечных [2], инфракрасных и др. Отмечены они и при звездных фотометрических измерениях [4]. Внимательное рассмотрение рис. 3—12 показывает, что такого рода колебания присутствуют на всех кривых. При этом фазовый сдвиг между кривыми, полученными на разных телескопах, может достигать 2 мин (см. 14/15.06.86). Как показывают измерения, выполненные для звезд, находящихся примерно в одной области неба, этот сдвиг сохраняется (14/15.07.87), что может свидетельствовать о том, что причину таких кратковременных флуктуаций следует искать в приземном слое, на высоте не более нескольких сотен метров.

Для некоторых ночей удовлетворительного качества показаны спектры мощности, вычисленные методом Диминга [5], после исключения линейного тренда. Указаны некоторые периоды, которые явно повторяются на кривых, полученных на разных инструментах, в том числе и в разные ночи. Любопытно отметить, что многие из них близки к периодам изменений геомагнитного AE-индекса, исследование которого проведено Бобовой и др. [6]. Сопоставление этих периодов дано в табл. 2.

Таким образом, определения монохроматической атмосферной прозрачности, выполненные одновременно на разных телескопах в узкой полосе, примерно соответствующей эффективной длине волны полосы B, показывают в ночи среднего качества сходимость до $0,^m025$, в наилучшие ночи — $0,^m01$. Существующие колебания прозрачности с характерным временем 4—7 мин с амплитудой, до-

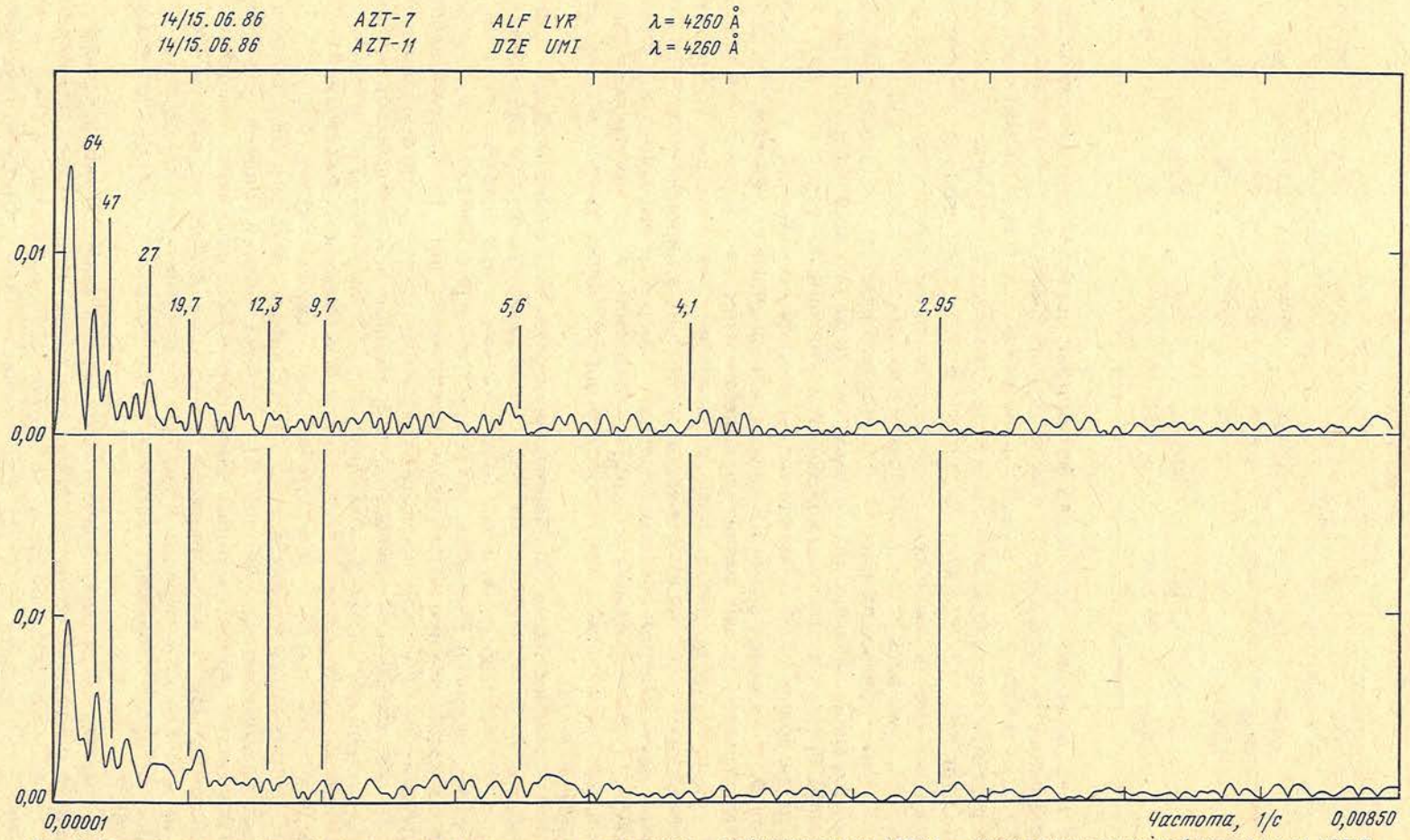


Рис. 3. Изменения атмосферной экстинкции со временем, определенные из наблюдений на разных телескопах в ночь 14/15.06.86 г.

Кривая для АЗТ-11 смещена на $0,^{m}03$ вниз. В нижней части рисунка показаны спектры мощности колебаний атмосферной прозрачности: по наблюдениям на АЗТ-11 — нижняя кривая, по наблюдениям на АЗТ-7 — верхняя кривая. Отмечены некоторые характерные периоды колебаний, выраженные в минутах

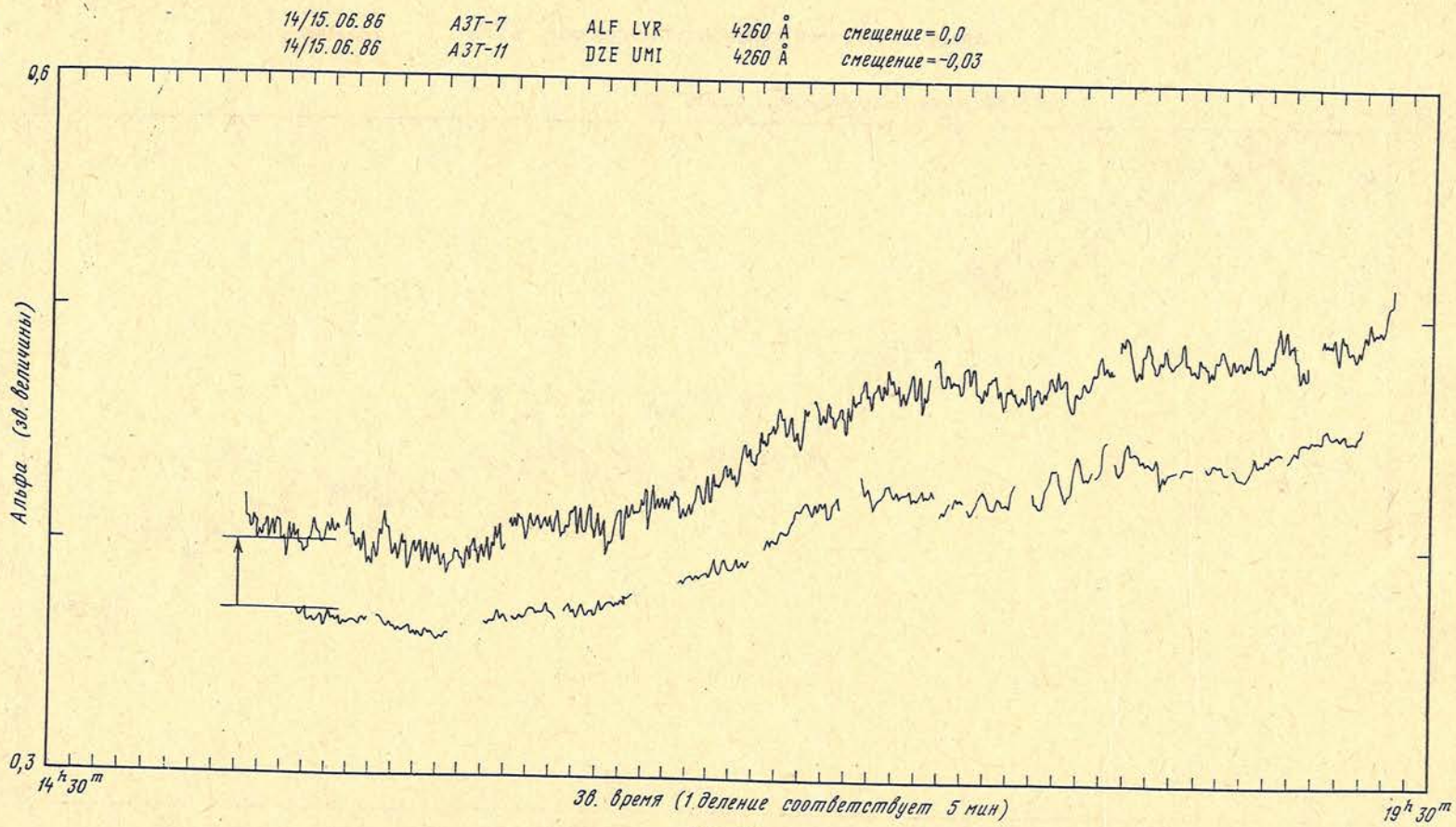


Рис. 3 (окончание)

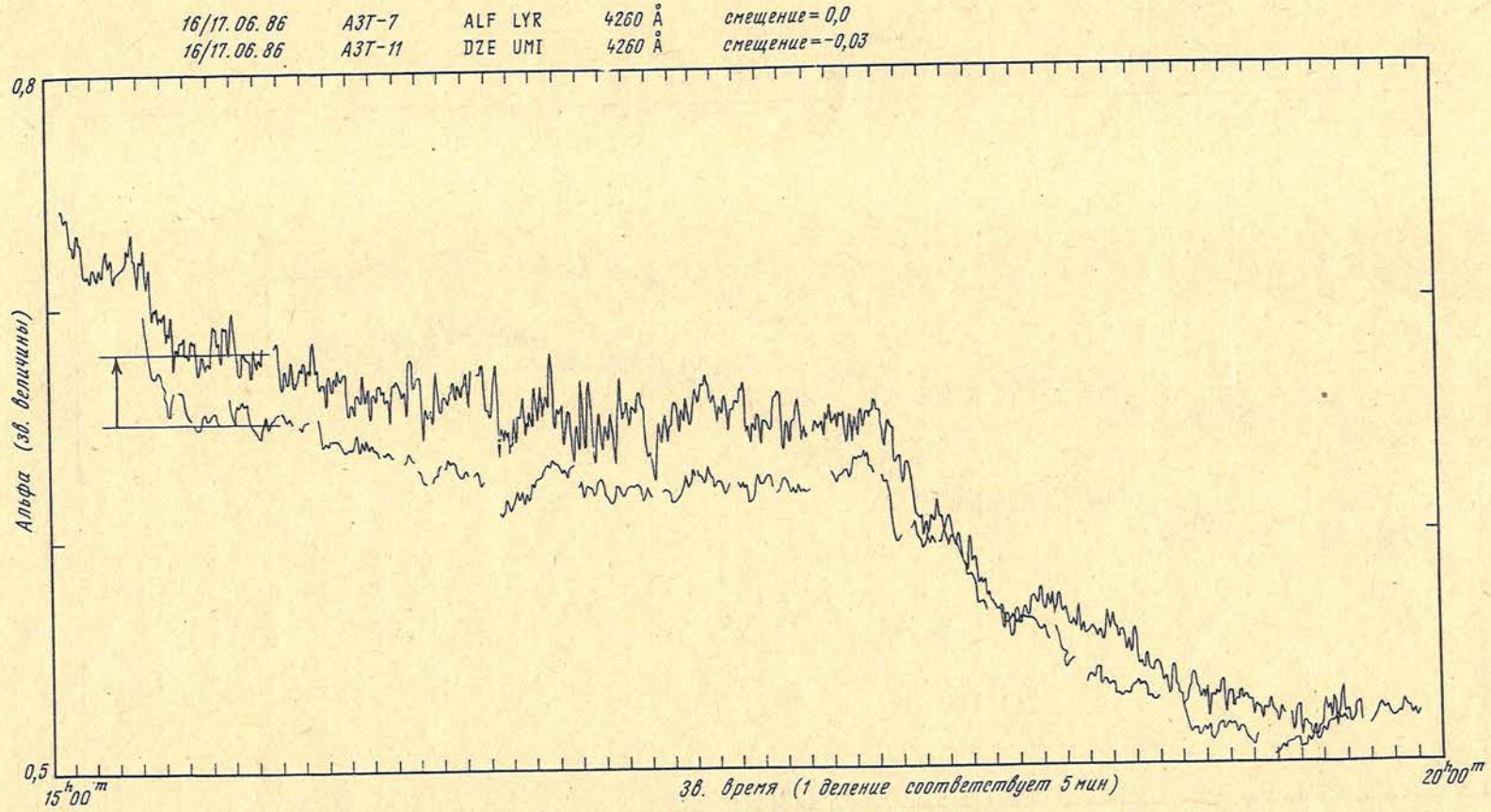


Рис. 4. Атмосферная экстинкция в ночь на 16/17.06.86 г.

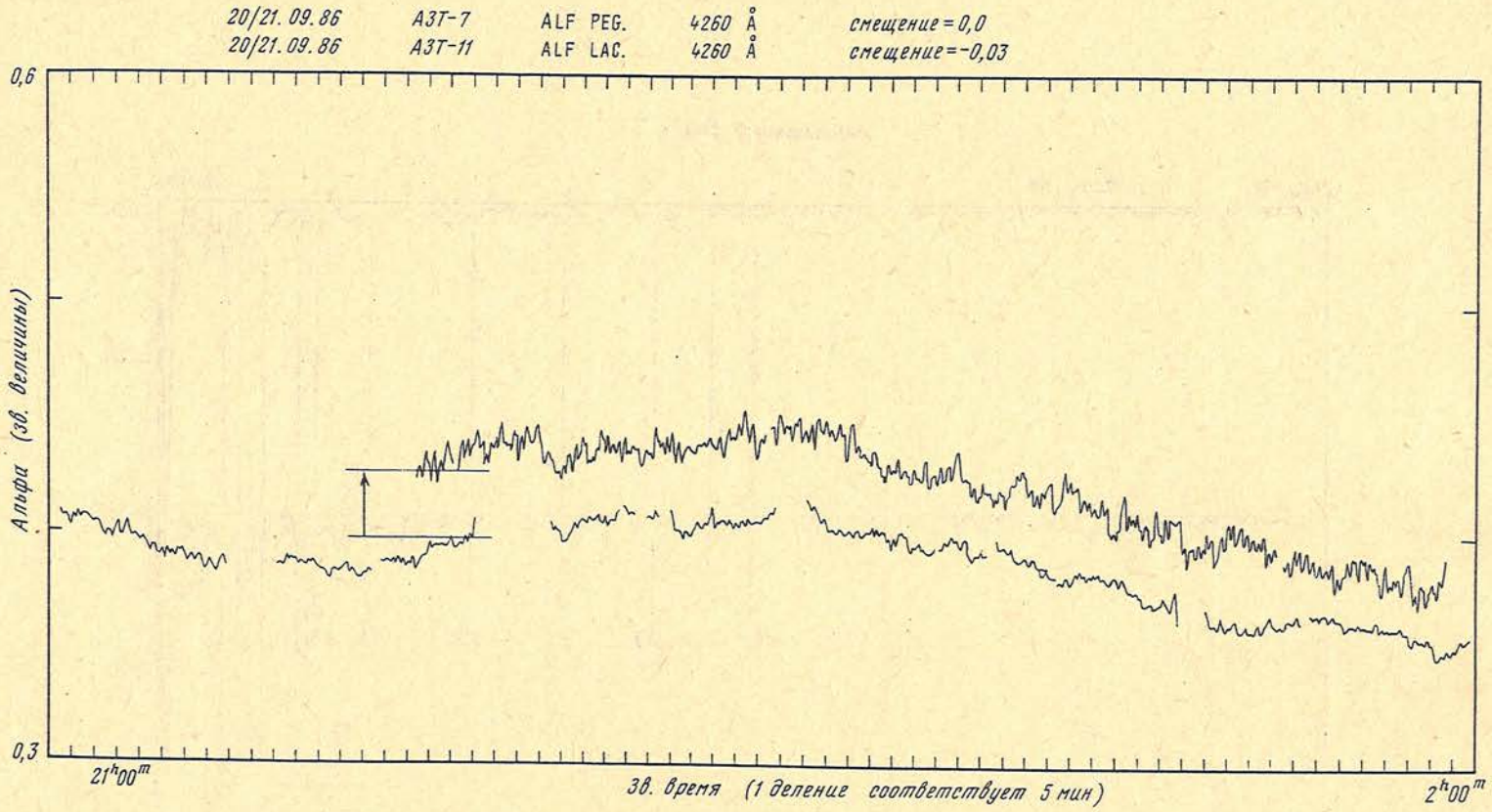


Рис. 5. Атмосферная экстинкция и спектр мощности для ночи 20/21.09.86 г.

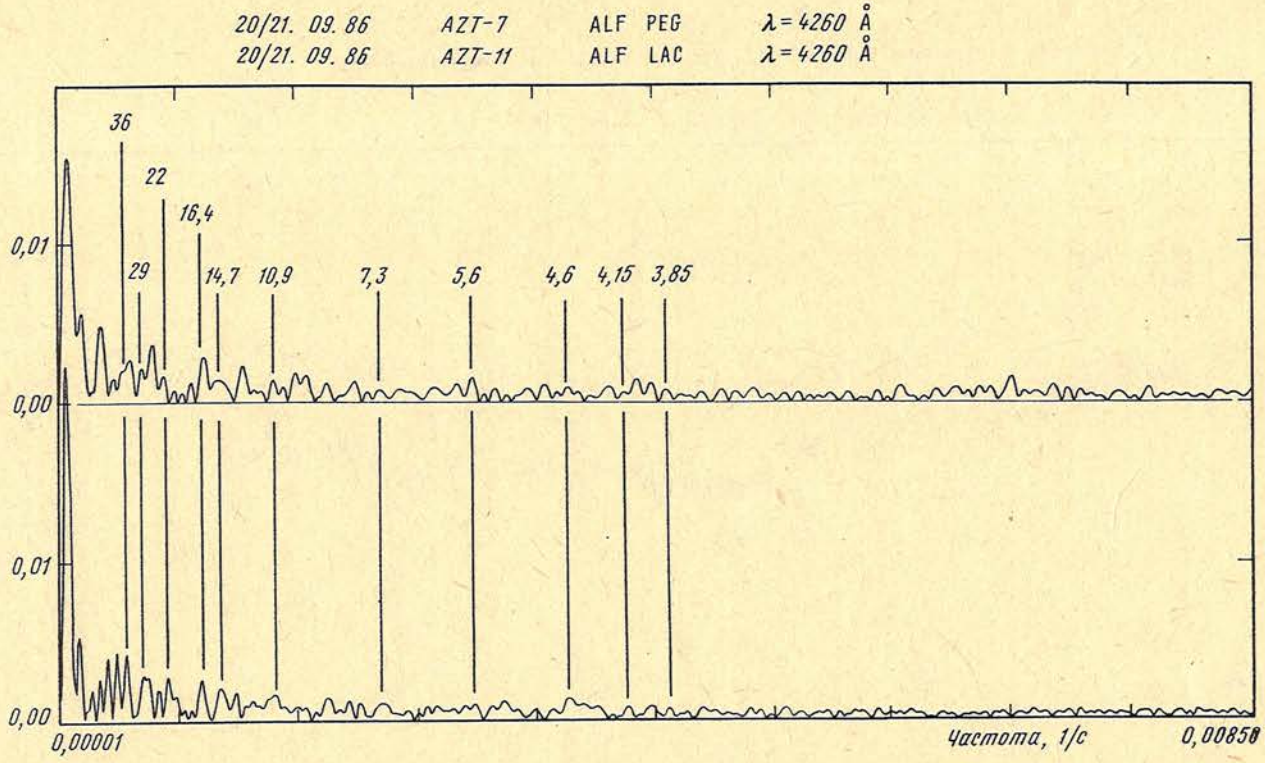


Рис. 5 (окончание)

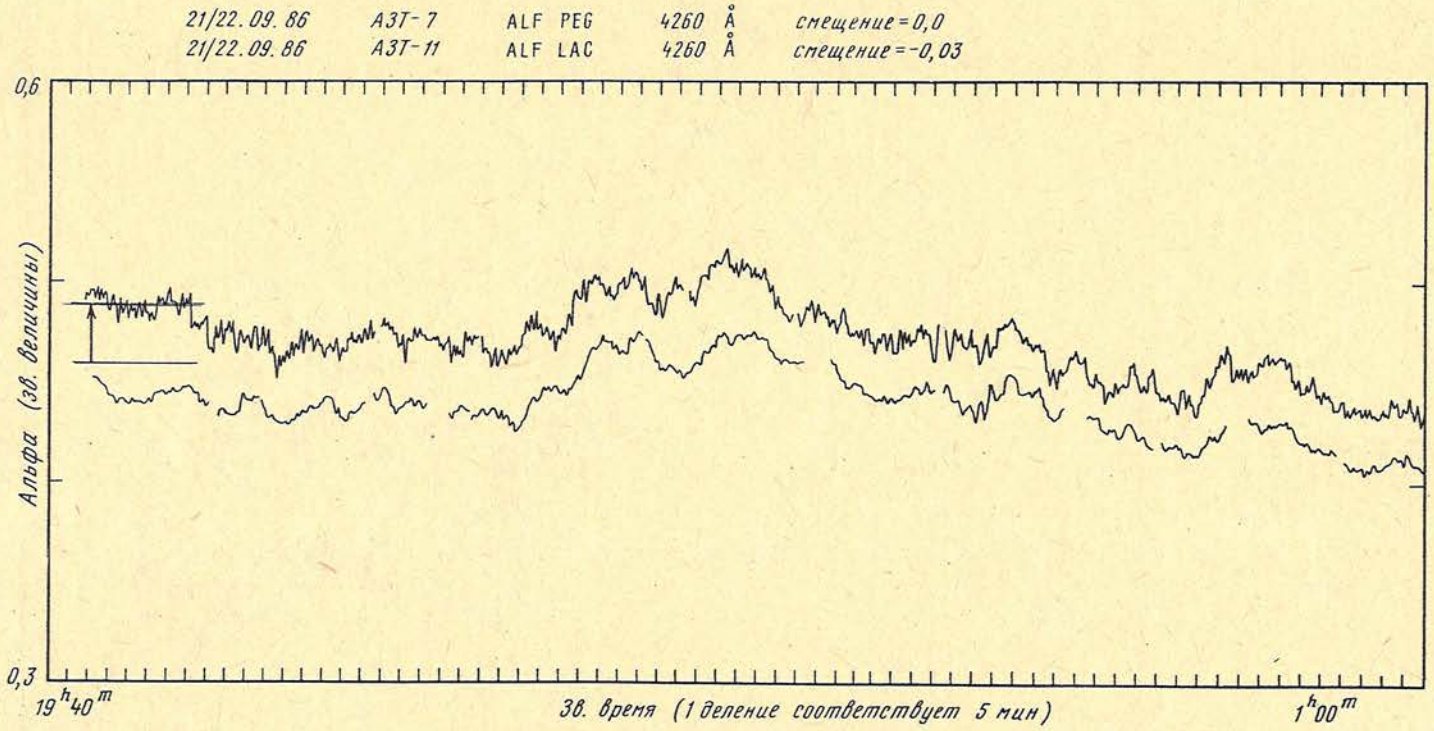


Рис. 6. Атмосферная экстинкция и спектр мощности для ночи 21/22.09.86 г.

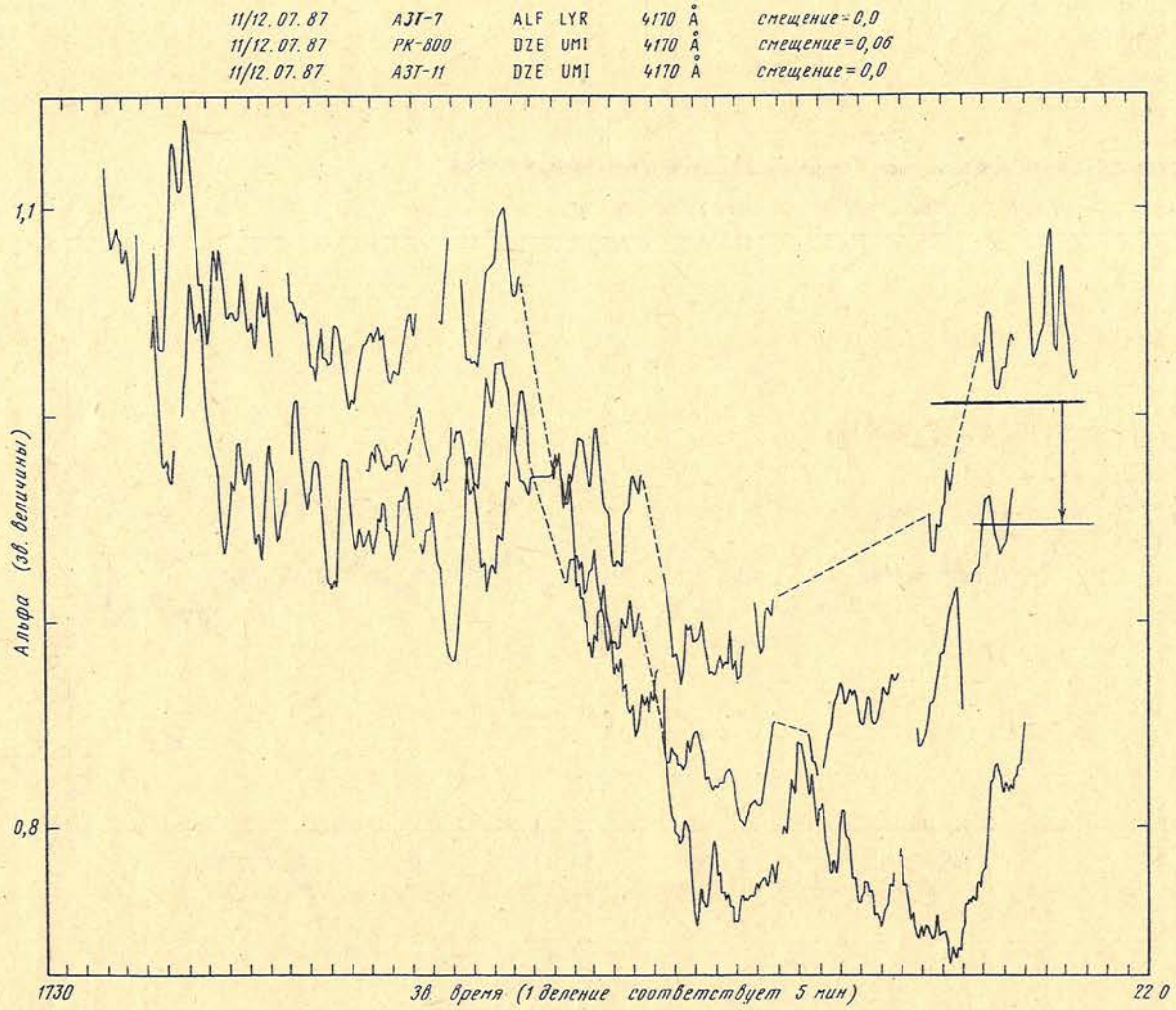


Рис. 7. Атмосферная экстинкция в ночь, не пригодную для фотометрических наблюдений, 11/12.07.87 г.

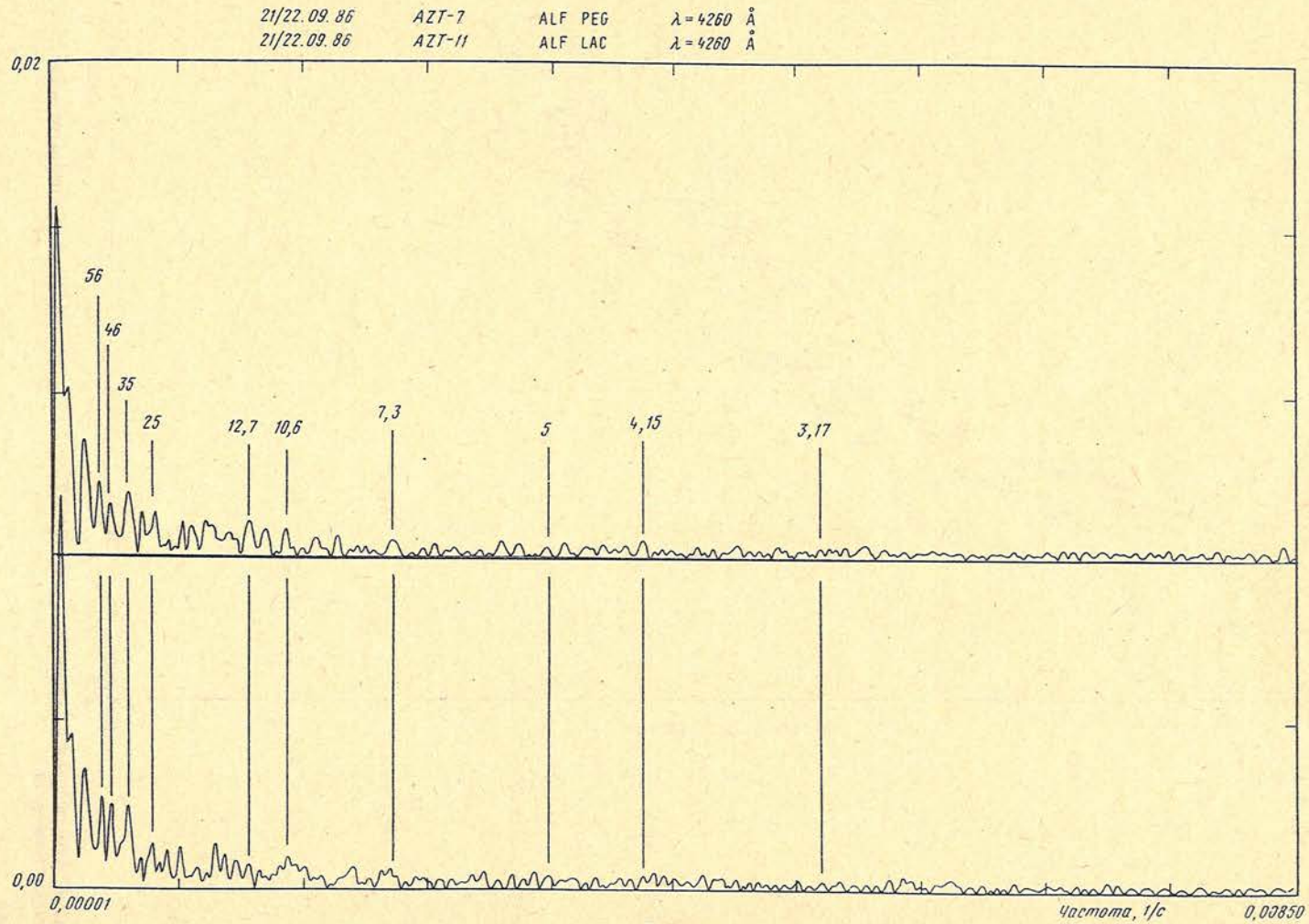


Рис. 7 (окончание)

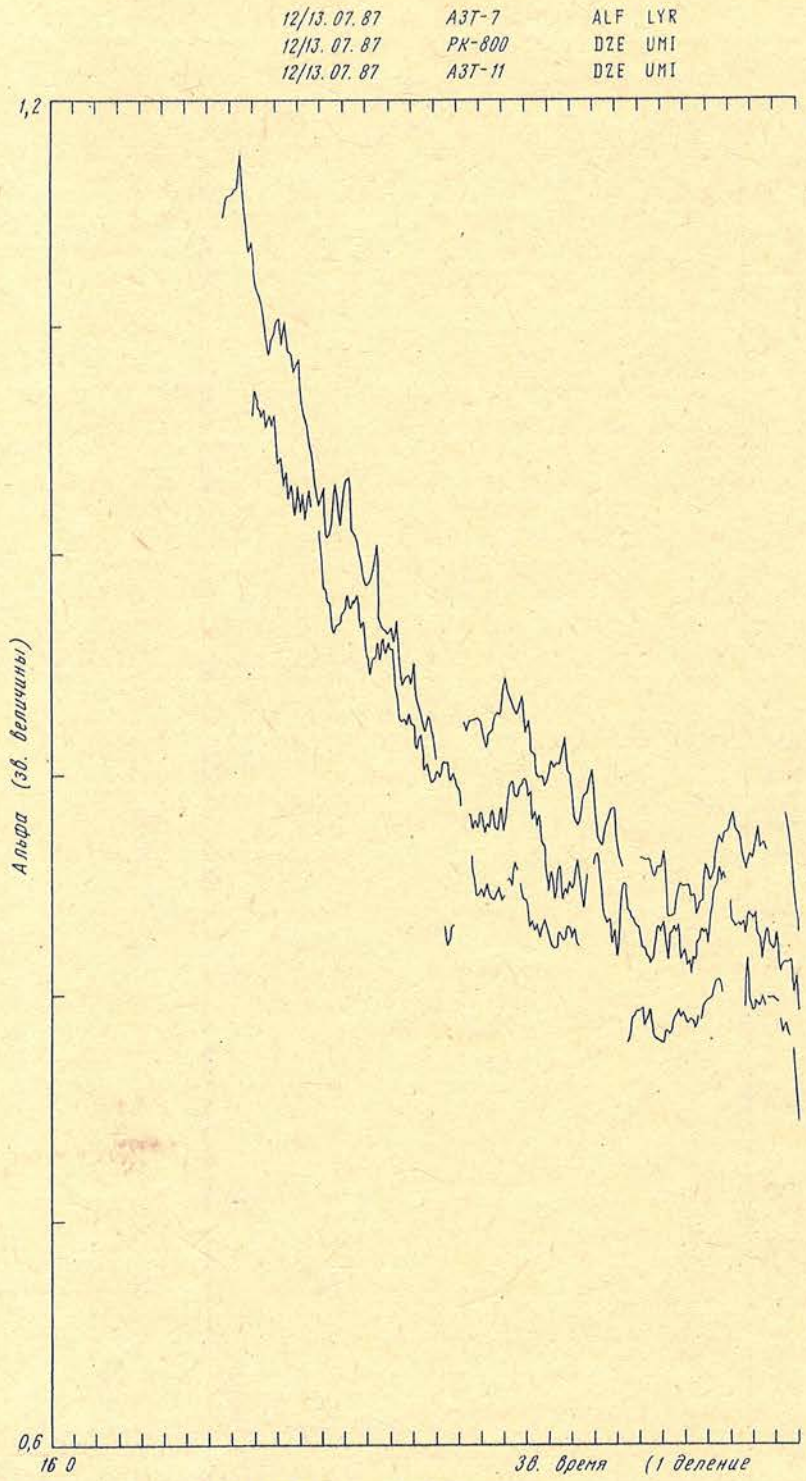
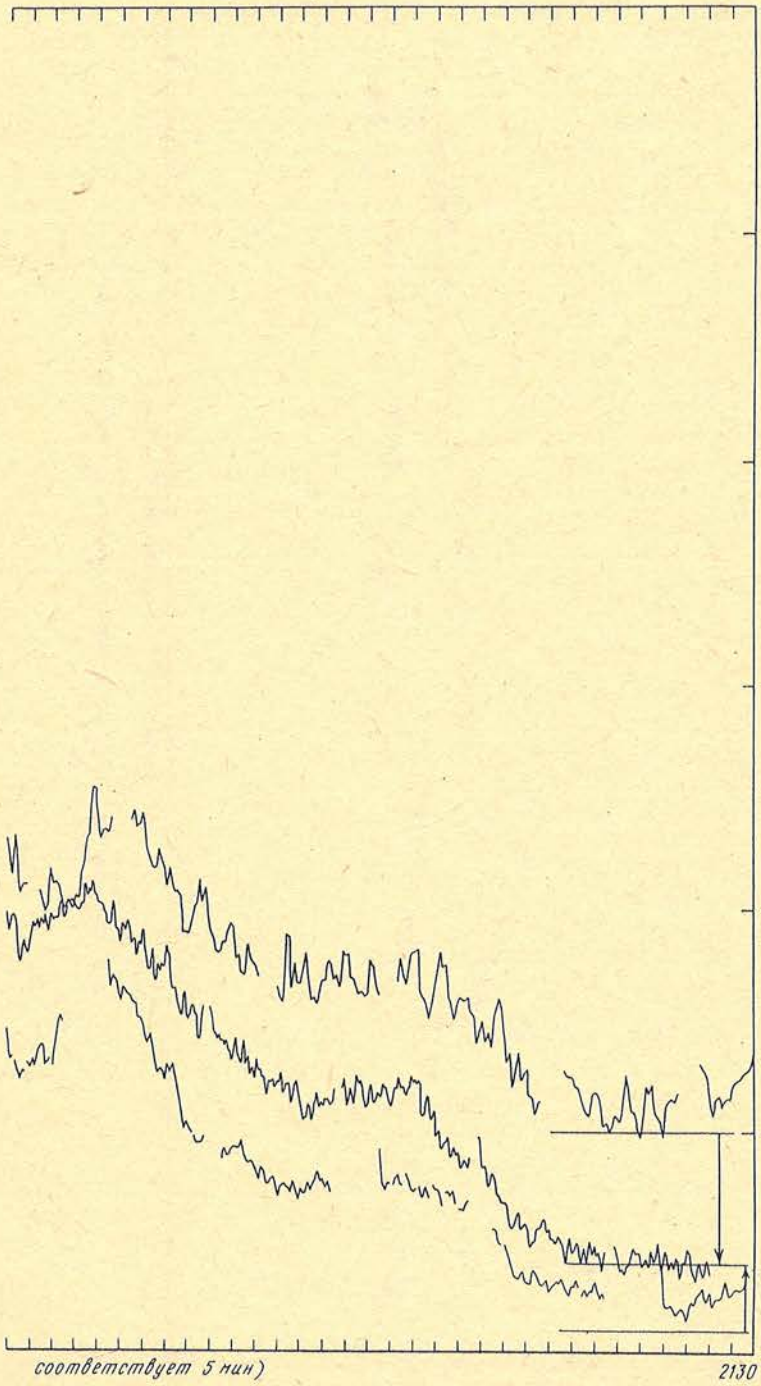


Рис. 8. Атмосферная экстинкция в ночь 12/13.07.87 г. — прозрачность постепенно улучшалась в течение всей ночи

4170 Å смещение = 0,0
4170 Å смещение = 0,86
4170 Å смещение = −0,03



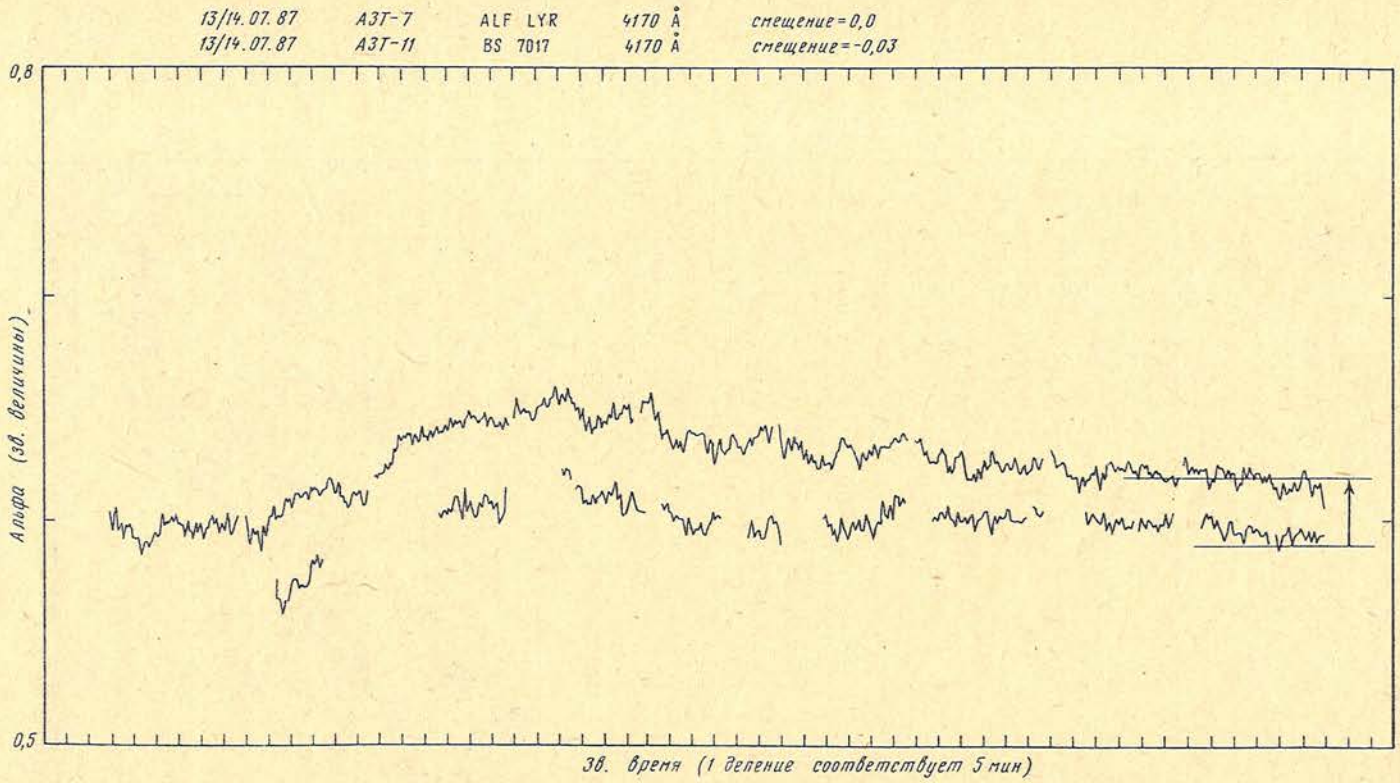


Рис. 9. Атмосферная экстинкция и спектр мощности для ночи 13/14.07.87 г.

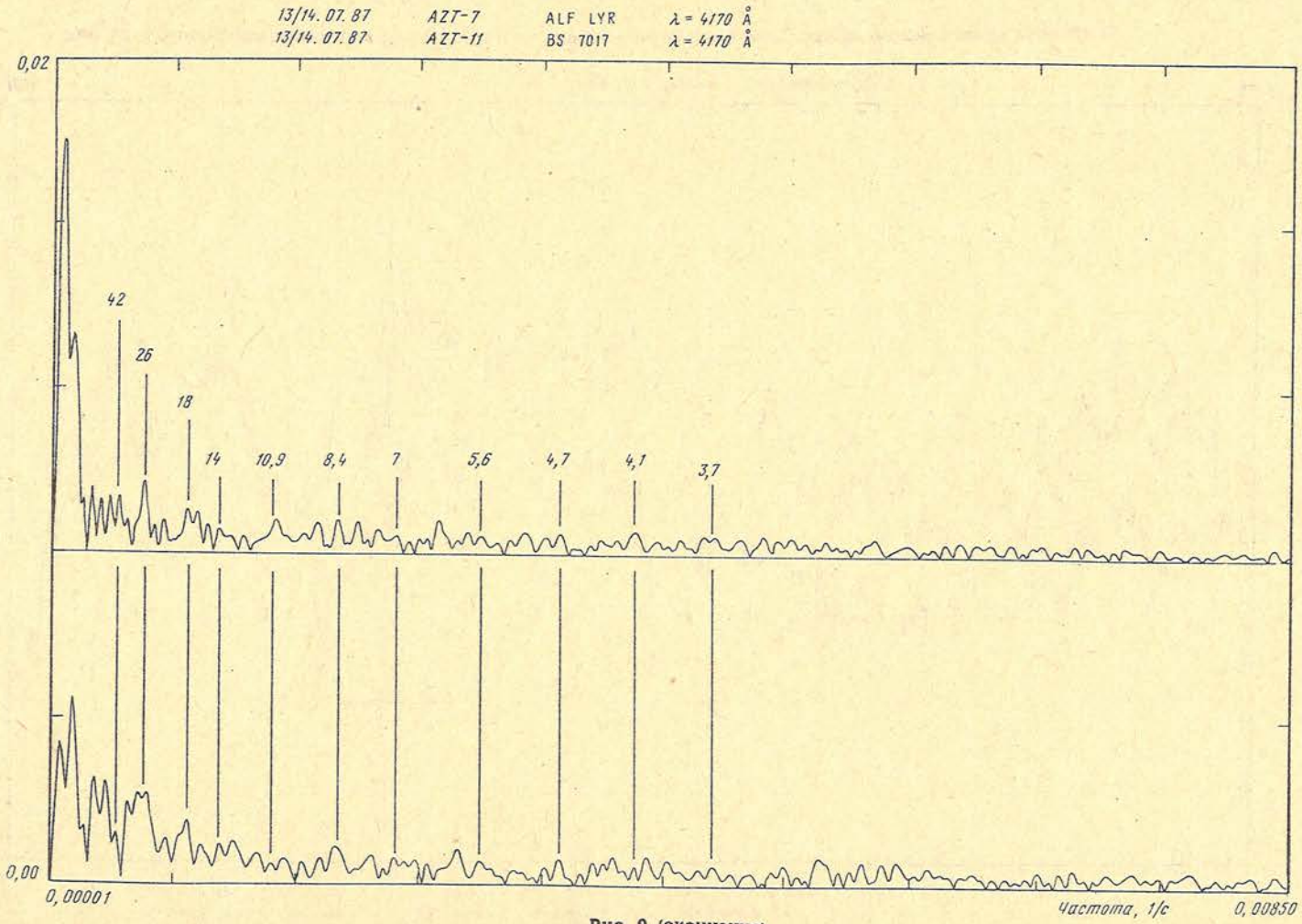


Рис. 9 (окончание)

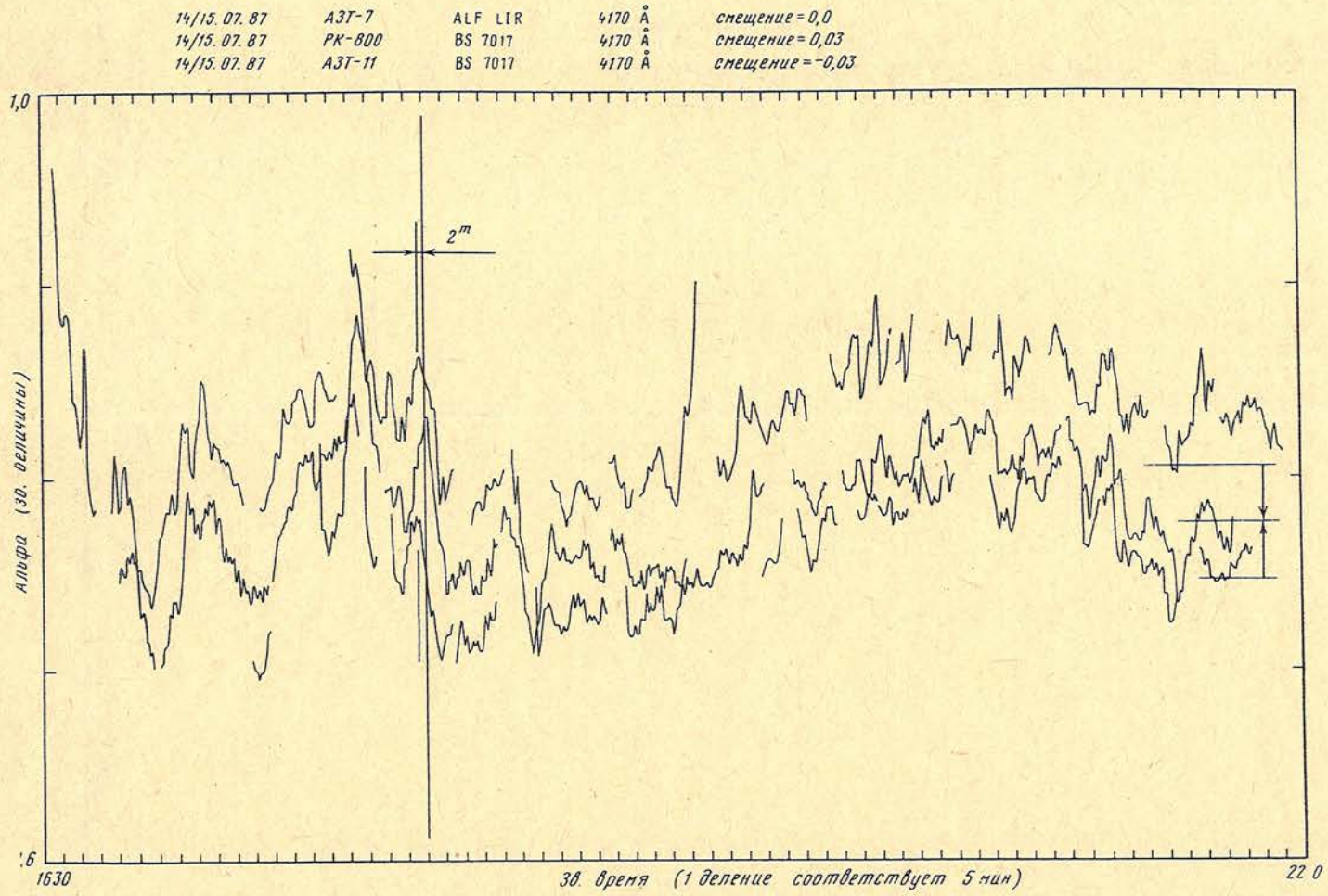


Рис. 10. Атмосферная экстинкция 14/15.07.87 г. по наблюдениям звезд в одной области неба на разных телескопах

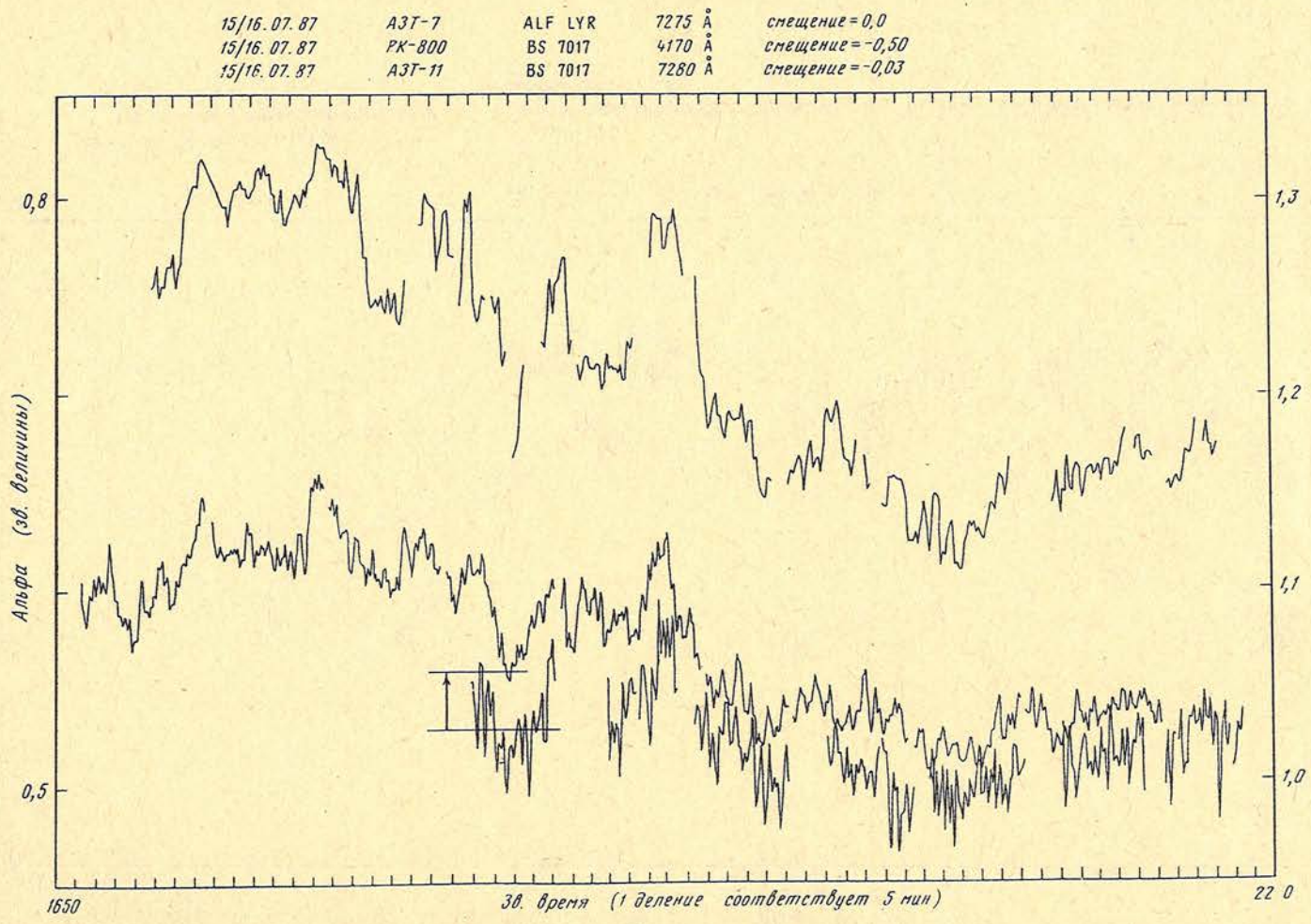


Рис. 11. То же для 15/16.07.87 г. Шкала для значений α (4170), определенных из наблюдений на РК-800, показана в правой части рисунка.

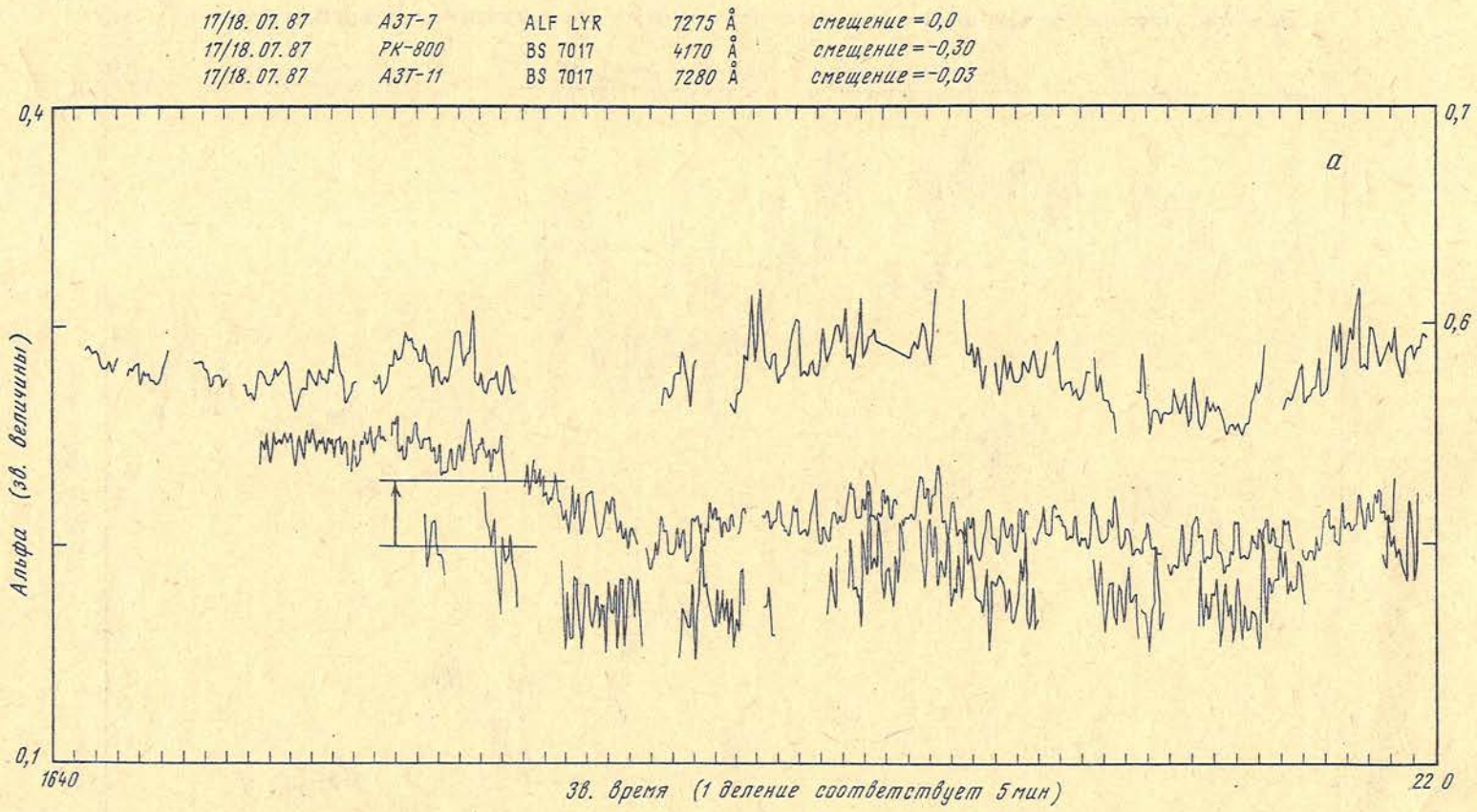


Рис. 12. То же для 17/18.07.87 г.

На нижнем рисунке: верхняя кривая — спектр мощности колебаний прозрачности по определениям на АЗТ-7, средняя — по наблюдениям на РК-800, нижняя — по наблюдениям на АЗТ-11

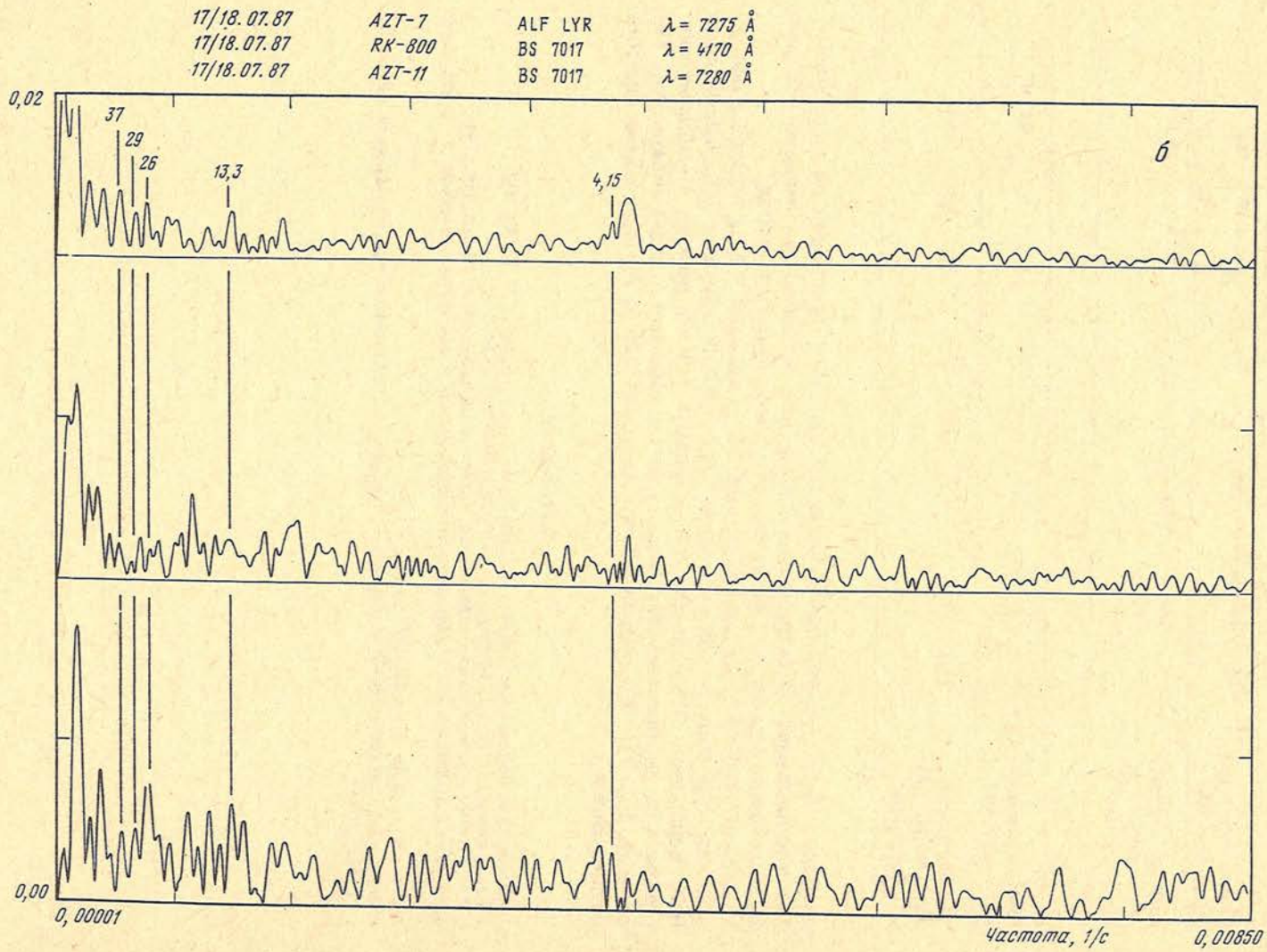

17/18.07.87 AZT-7 ALF LYR λ = 7275 Å
17/18.07.87 RK-800 BS 7017 λ = 4170 Å
17/18.07.87 AZT-11 BS 7017 λ = 7280 Å
0,02
37
29
26
13,3
4,15
б
0,00
0,00001
частота, 1/с
0,00850

Таблица 2

Периоды изменения экстинкции, мин	64—56	46—49	36	29—25	22—19	16,4	14,7
Периоды изменения геомагнитного АЕ-индекса, [5] мин	56,5	47,8	37,1—35,4	28,8—24,5	21—1[illegible]	16,2	—

Периоды изменения экстинкции, мин	12,7—12,3	10,9	7,3	5,6	5,6	5,6	5	4,6	4,1
Периоды изменения геомагнитного АЕ-индекса, [5] мин	12,7	—	7,2	6,3	5,7	5,4	4,85	4,5	4,1

стигающей $0,^{m}02$, по-видимому, являются основной преградой на пути улучшения точности фотоэлектрических наблюдений, особенно при изучении распределения энергии в спектрах звезд методом сканирования спектров.

Авторы глубоко благодарны Бобовой В.П. и Кахиани В.О. за полезные обсуждения в ходе выполнения работы, Кобычеву В.П., Безрученко Н.В., Шаховскому Н.М., Белякиной Т.С., Бондарь Н.И. и Ловкой М.Н. за помощь в наблюдениях, Букачу А.Б., Лиморенко М.П. и Махину О.Н. за помощь в отладке аппаратуры, Аксиментьевой Л.И., Жоголевой В.Т. и Филатовой Л.И. за помощь в изготовлении иллюстраций.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Никонов В.Б., Бондарь Н.И., Букач А.Б.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 79. С. 111.
2. *Геонджян Л.А.* // Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс. 1985. № 60. С. 85.
3. *Ризов Е.Ф.* // Атмосферная нестабильность и адаптивный телескоп. Л.: Наука. 1988. С. 99.
4. *Кахиани В.О., Жиляев Б.Е.* // Атмосферная нестабильноть и адаптивный телескоп. Л..: Наука. 1988. С. 101.
5. *Deeming T.J.* // Ap. Space Sci. 1975. Vol. 36. P. 137.
6. *Бобова В.П., Владимирский Б.М., Савин Н.Г., Пудовкин М.И.* // Геомагнетизм и аэрономия. 1990. Т. 30. С. 492—494.

УДК 524-74

НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК И ДРУГИХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ НА АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ "АСТРОН": МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ

А.А. Боярчук, Р.Е. Гершберг, А.М. Зверева, Ж. Куртес, Н.И. Меркулова, Л.П. Метик, В.И. Проник, И.И. Проник, П.П. Петров, А.В. Теребиж, Г.М. Товмасян, К.Т. Хуа

Описана методика и результаты наблюдений галактик на космической станции "Астрон". Результаты наблюдений 27 объектов — логарифмы потоков, выраженных в эрг/см^2 · с Å, для избранных участков шириной 28 Å в спектральной области 1600—3500 Å — изображены на рис. 2.

OBSERVATIONS OF GALAXIES AND OTHERS STAR SYSTEMS WITH THE ASTROPHYSICAL STATION "ASTRON". METHODS OF OBSERVATIONS. RESULTS OF TREATMENT, *by A.A. Boyarchuk, R.E. Gershberg, A.M. Zvereva, G. Courtes, N.I. Merkulova, L.P. Metik, V.I. Pronik, I.I. Pronik, P.P. Petrov, A.V. Terebizh, G.M. Tovmassian, C.T. Hua.* Method and results of galaxies observations on the cosmic station "Astron" are described. Results of 27 objects observations in values of lg F_λ in erg/sec cm^2 Å for selected bands of 28 Å width in spectral region of 1600—3500 Å are shown in fig. 2.

Введение

Интерес к ультрафиолетовым наблюдениям галактик объясняется рядом причин. Во-первых, в ультрафиолетовой области находятся резонансные линии многих атомов, например, L_α 1215, Mg I 2852, дублет Mg II 2795—2802, C IV 1548, а также линии, возникающие при переходах с более высоких, чем второй, уровней в основное состояние, например, C III] 1909, OV 1218, Nc V 3426, 3346, Si III 1896, Al II 2669 и др. Благодаря тому, что нижний уровень является основным состоянием атома, все эти линии наблюдаются как в эмиссии, так и в поглощении. Для активных ядер галактик линии поглощения, возникающие в обращенных к наблюдателю слоях газовой оболочки или других газовых образований, являются основным источником информации о кинематике газа (расширении оболочки) в ядрах галактик [1—4].

Другой причиной возросшего интереса к ультрафиолетовым наблюдениям является возможность исследования звездного населения галактик, происхождения и эволюции звездных систем. В таких исследованиях пробными объектами являются голубые звезды главной последовательности, имеющие возраст 10^6—10^7 лет, голубые горячие звезды типа ядер планетарных туманностей, голубые "бродяги" (blue stragglers) наблюдаемые в шаровых скоплениях, голубые звезды типа А высокой светимости, голубые звезды, бедные металлами, располагающиеся на горизонтальной ветви диаграммы Герцшпрунга—Рессела и другие подобные объекты [5—9]. Эти звезды точнее, чем красные или желтые звезды, характеризуют отличия звездного состава систем, имеющих разное происхождение и эволюцию. Вклад голубых звезд в общее излучение галактики существенно растет с переходом из оптической в ультрафиолетовую область спектра и поэтому характеристики этих звезд, содержащихся в галактиках, легче выявить по УФ-области спектра.

Ниже описана методика и результаты наблюдений галактик на космической станции "Астрон" [10].

Методика наблюдений

Наблюдения галактик на станции "Астрон" проводились с помощью спектрометра, имеющего на входе две диафрагмы диаметром 78" и 13". Из-за наклона плоскости диафрагм к оси телескопа около 45° первая из них вырезала на небе площадку размером 1 квадратную минуту дуги, а вторая — 100 квадратных секунд. На выходе спектрометра имелись три щели, которые вместе со своими приемниками (ФЭУ) жестко крепились на общей подвижной каретке. Каждая из щелей соответствовала большой входной диафрагме и вырезала участок спектра шириной 28 Å. При движении каретки вдоль дисперсии выходные щели одновременно сканировали три участка спектра: 3500—2500 Å (первый канал), 2500—1600 Å (второй канал), 1600—1050 Å (третий канал). К сожалению, после вывода на орбиту в третьем канале появилась неисправность, из-за чего он перестал работать. Помимо основных измерительных каналов, в спектрометре имелся дополнительный канал, приемник которого помещался в нулевом порядке дифракционной решетки и регистрировал интегральную яркость измеряемого объекта в широком диапазоне спектра от 1700 до 6500 Å. В дальнейшем этот канал оказался весьма полезным при учете рассеянного света в спектрометре.

Наблюдения галактик проводились в режиме узкополосной фотометрии, т.е. в нескольких фиксированных положениях каретки ФЭУ. Количество измеряемых полос в каждом из двух участков спектра составляло от 3 до 10 в зависимости от яркости объекта. Длина экспозиции, или время накопления в каждой полосе (каждом положении каретки), колебалась от 2—5 мин для ярких объектов до 10—30 мин для слабых. Считывание информации производилось для ярких объектов через каждые 0,61 с, для слабых — через 15 с. Установка каретки на заданную длину волны осуществлялась с точностью до 10—15 Å по известному исходному ее положению и времени движения. При необходимости более точной установки выходной щели спектрографа на заданную длину волны, она осуществлялась с точностью до 0,45 Å. Но в обоих случаях положение каретки передавалось на Землю с точностью 0,45 Å. Калибровка спектрометра по длинам волн была выполнена с точностью 0,1 Å.

Получаемая в результате наблюдений информация в виде накопленного числа импульсов в соответствующих каналах, а также моменты наблюдения по часам, имеющимся на борту станции, положение каретки, характеризующее длину волны двух одновременно измеряемых участков спектра, температура внутри спектрометра, состояние затворов на входе и выходе спектрометра и др. передавалась на Землю в реальном времени через каждые 15 с. При быстром сканировании с широкой выходной щелью считывание производилось с частотой 0,61 с. В этом случае спектральное разрешение составляло 40 Å. Наличие на магнитной ленте записи времени наблюдения, положения каретки и состояния затворов позволило в дальнейшем применять машинную обработку данных.

Методика обработки наблюдений

Обработка наблюдений включала следующие стандартные процедуры:
определение среднего значения наблюдаемого сигнала,
определение темнового тока на момент наблюдения объекта,
учет рассеянного света внутри спектрометра,
учет зодиакального света,
коррекция за спектральную чувствительность и переход к абсолютным единицам.

Многочисленные варианты ручной и машинной обработки наблюдений с целью определения среднего значения сигнала (количества импульсов относящееся к

Таблица 1

n	$\bar{J}$	σ	$\bar{J}/\sqrt{\bar{J}}$	n	$\bar{J}$	σ	$\bar{J}/\sqrt{\bar{J}}$
54	398,4	31,4		43	399,1	22,7	
51	393,8	25,3	19,8	40	395,1	17,8	
50	395,0	24,2		39	394,0	16,5	19,9
50	–"–	–"–		38	393,1	15,8	
				38	–"–	–"–	
23	427,7	22,8					
22	425,3	19,6		79	439,1	25,3	
21	428,3	17,8	20,7	76	440,1	22,5	21,0
20	426,5	16,3		75	440,8	22,0	
20	–"–	–"–		75	–"–	–"–	

экспозиции 15 с) показали очень хорошее согласие результатов. В качестве окончательной методики определения величины наблюдаемого сигнала принята методика, основанная на последовательной отбраковке выбросов. Для массива, состоящего из нескольких десятков экпозиций, определялось среднее значение потока и среднеквадратичное отклонение от среднего σ, после чего значения потоков, отличающиеся от среднего больше чем на 3 σ, отбраковывались и процедура повторялась заново, до тех пор пока все оставшиеся значения потоков не окажутся внутри полосы шириной $\pm 3\ \sigma$. Наибольшее изменение среднего значения J и σ происходило после первой отбраковки, хотя число отбрасываемых экспозиций не превышало трех. В табл. 1 показаны несколько примеров такой обработки. В первом столбце дается число экспозиций в массиве n, во втором — среднее значение накопленных импульсов за одну экспозицию, в третьем — среднеквадратичное отклонение от среднего и в четвертом — теоретическая ошибка одного измерения, обусловленная статистикой квантов. Первая строчка относится к исходному массиву, вторая — к массиву, полученному после первой отбраковки, и т.д. Поскольку вторая и последующие отбраковки мало изменяли среднее значение и величину σ, то в качестве окончательного наблюдаемого сигнала принималось значение среднего, полученного после первой отбраковки (вторая строчка в табл. 1). Аналогичным методом находились значения темнового тока в начале, в конце и в середине сеанса.

Исследованию темновых токов в измерительных каналах уделялось большое внимание, поскольку точность конечного результата в значительной мере определялась точностью, с которой оценивалась интенсивность темнового тока на каждый момент времени наблюдения объекта. За время сеанса продолжительностью 2,5—3 ч, темновой ток в обоих каналах увеличивался на 10—15% практически линейно, за исключением начала каждого сеанса для второго канала. Кроме того, темновой ток в каналах постепенно рос от сеанса к сеансу, так что вместо первоначальных в 1983 г. 250—300 импульсов, накапливаемых за каждые 15 с, он достиг 800—900 импульсов в последних сеансах в 1986—1987 гг. Программа сеансов строилась таким образом, чтобы значения темновых токов измерялись через каждые 20—30 мин. Обработка наблюдений начиналась с получения кривой изменения темнового тока в каждом канале в течение сеанса. Средняя ошибка ожидаемого значения темнового тока в момент наблюдения галактики оценивается в 3—5 импульсов для 15-секундных экспозиций. Примерно столько же (5—8 импульсов) составлял минимальный полезный сигнал, который еще использовался в качестве информации.

Уже первые сеансы наблюдений слабых объектов выявили наличие во втором канале (λ 2600—1600 Å) независящего от длины волны паразитного излучения,

вызванного флуоресценцией фильтра под действием космических лучей. Наличие затворов как на входной диафрагме, так и на выходе сканера непосредственно перед ФЭУ позволило позже очень точно установить интенсивность этой дополнительной засветки. Она оказалась равной 30 импульсов за 15 с накопления. В связи с этим обстоятельством, вместо первоначального измеряемого темнового тока, в дальнейшем измерялся так называемый нуль-пункт, представляющий собой сигнал при закрытой входной диафрагме, т.е. темновой ток + паразитная засветка.

Учет рассеянного света внутри спектрометра делался по методике, разработанной для спектрометра станции "Астрон" [11]. Для этой цели использовалась информация четвертого канала, дающая интегральную яркость объекта в видимой и ближней ультрафиолетовой области.

В длинноволновой области первого канала значительный вклад в измеряемый поток вносил зодиакальный свет. Его яркость, распределение по небу и зависимость от длины волны взяты из [12, 13]. Учет спектральной чувствительности ФЭУ и перевод измеряемых потоков в абсолютные величины делались согласно таблицам, приведенным в [11].

Наблюдательные задачи, поставленные перед "Астроном", в значительной мере определялись возможностями спектрометра, которые заключались в измерении потоков в избранных участках спектра. Отсюда вытекала самая общая их формулировка:

получить грубое распределение энергии в диапазоне длин волн от 3500 до 1600 Å для галактик разных морфологических и спектральных типов;

провести поиск эмиссии CIII] 1909 Å и CIV 1550 Å в центральных областях галактик (поиск других эмиссий мало оправдан из-за их низкой интенсивности).

При выборе участков спектра для измерения потоков в них мы стремились обязательно включить положение каретки, соответствующее длинам волн: λ 2800 Å в первом канале и одновременно λ 1900 Å — во втором. Первая длина волны соответствует резонансной линии поглощения MgII, вторая весьма близка к эмиссионной линии CIII].

Отбор объектов для наблюдений проводился в три этапа. Первый этап — отбор по наличию яркой опорной звезды, необходимой для стабилизации телескопа. Второй этап — отбор по наличию гидировочной звезды в определенном секторе окрестности поля галактики. Гидировочная звезда должна быть не слабее $V = 8^m$ и спектрального класса не позже чем G. Наконец, еще один отбор происходил по признаку яркости объекта, которая в фильтре B и диафрагме 60" не должна быть слабее 13^m—$13{,}5^m$. К сожалению, ряд интересных или ярких объектов выпали из рассмотрения из-за отсутствия гидировочной звезды, другие — по причине низкой яркости.

Результаты наблюдений

За период с 1983 по 1987 г. удалось отнаблюдать 27 звездных систем — галактик, звездных ассоциаций и шаровых скоплений. Здесь приведены результаты наблюдений 18 нормальных галактик, трех галактик Маркаряна, двух сверхассоциаций, входящих в гигантские галактики, двух шаровых скоплений нашей Галактики, одного квазара и выброса из ядра галактики NGC 4486. Общий список объектов приведен в табл. 2. В этой же таблице приведены координаты, по которым наводился телескоп, и дата наблюдений, а также размер диафрагмы, с которой проводились наблюдения (большая и малая диафрагмы условно обозначены — 60" и 10"). На рис. 1 приведены фотографии всех наблюдаемых объектов с изображенным на них размером диафрагмы, которая для простоты показана в виде окружности. Ссылки на источники фотографий помещены в 6 столбце табл. 2.

Таблица 2

Звездные системы, наблюдавшиеся на станции "Астрон"

Объект	Координаты 1975 г.		Дата наблюдений	Диафрагма	Ссылка на источник фото
	α	δ			
1	2	3	4	5	6
NGC 206	$0^h\ 39^m,2$	+40°35'	18.12.84	60"	[14]
NGC224=M31	0 41,4	+41 8	17.12.83	60	[15]
NGC 598=M33	1 32,4	+30 31	02.09.85	60	[15]
MRK 573	1 42,7	+02 13	10.01.84	60	[28]
QSO 0219+428	2 21,1	+42 55	28.08.83	10	[29]
NGC 1023	2 38,8	+38 57	29.08.83	10	[16]
NGC 1023	2 38,8	+38 57	18.09.84	60	[16]
NGC 1569	4 28,5	+64 47	25.02.87	60	[17]
NGC 2415	7 35,3	+35 17	09.04.85	60	[18]
NGC 2841	9 20,3	+51 4	13.10.84	60	[19]
NGC 3377	10 46,4	+14 7	09.11.83	10	[20]
NGC 3414	10 49,9	+28 6	23.06.83	60	[16]
NGC 3448	10 53,1	+54 26	03.10.83	10	[16]
NGC 3593	11 13,3	+12 57	22.06.83	60	[21]
NGC 3593	11 13,3	+12 57	24.04.84	60	[21]
NGC 3664	11 23,1	+03 23	03.06.83	60	[16]
NGC 4251	12 16,9	+28 18	30.05.83	60	[20]
NGC 4251	12 16,9	+27 18	31.05.83	60	[20]
MRK 205	12 20,6	+75 26	29.02.84	60	[27]
NGC 4486 JET	12 29,5	+12 31	07.07.83	10	[22]
NGC 4486=M87	12 29,6	+12 31	25.05.83	60	[14]
NGC 4486=M87	12 29.6	+12 31	26.05.83	60	[14]
NGC 4486=M87	12 29,6	+12 31	27.05.83	60	[14]
NGC 4486=M87	12 29,6	+12 31	30.05.86	60	[14]
NGC 4486=M87	12 29,6	+12 31	03.06.86	60	[14]
NGC 4608	12 40,0	+10°17'	08.06.83	60"	[23]
NGC 4689	12 46,5	+13 54	23.05.83	60	[19]
NGC 5194	13 28,8	+47 19	01.08.84	60	[24]
NGC 5195	13 28.9	+47 32	18.07.84	60	[24]
NGC 5236=HII	13 35,5	−29 43	08.06.84	60	[14]
NGC 5236=M83	13 35,7	−29 44	14.07.83	60	[14]
MRK 800	14 0,8	+10 2	27.06.83	60	[25]
NGC 6397	17 38,8	−53 39	04.10.86	60	[26]
NGC 7078=M15	21 28,8	+12 3	26.11.86	60	[26]

Результаты наблюдений представлены в виде графиков (рис. 2). На рисунке указаны возможные ошибки, которые обусловлены ошибкой определения темнового тока на момент наблюдения галактики (она составляет 3—5 импульсов) и ошибкой определения среднего значения наблюдаемого сигнала (2—3 импульса). Для нескольких галактик проведено 2 и более сеансов наблюдений, в этих случаях данные каждого сеанса приведены отдельно. Галактика NGC 1023 наблюдалась с двумя диафрагмами 60" и 10". С диафрагмой 10" наблюдались также квазар 0219±428 и выброс из ядра NGC 4486. Галактики NGC 224 и NGC 4486 наблюдались в режиме быстрого сканирования с разрешением 40 Å. Этим объяс-

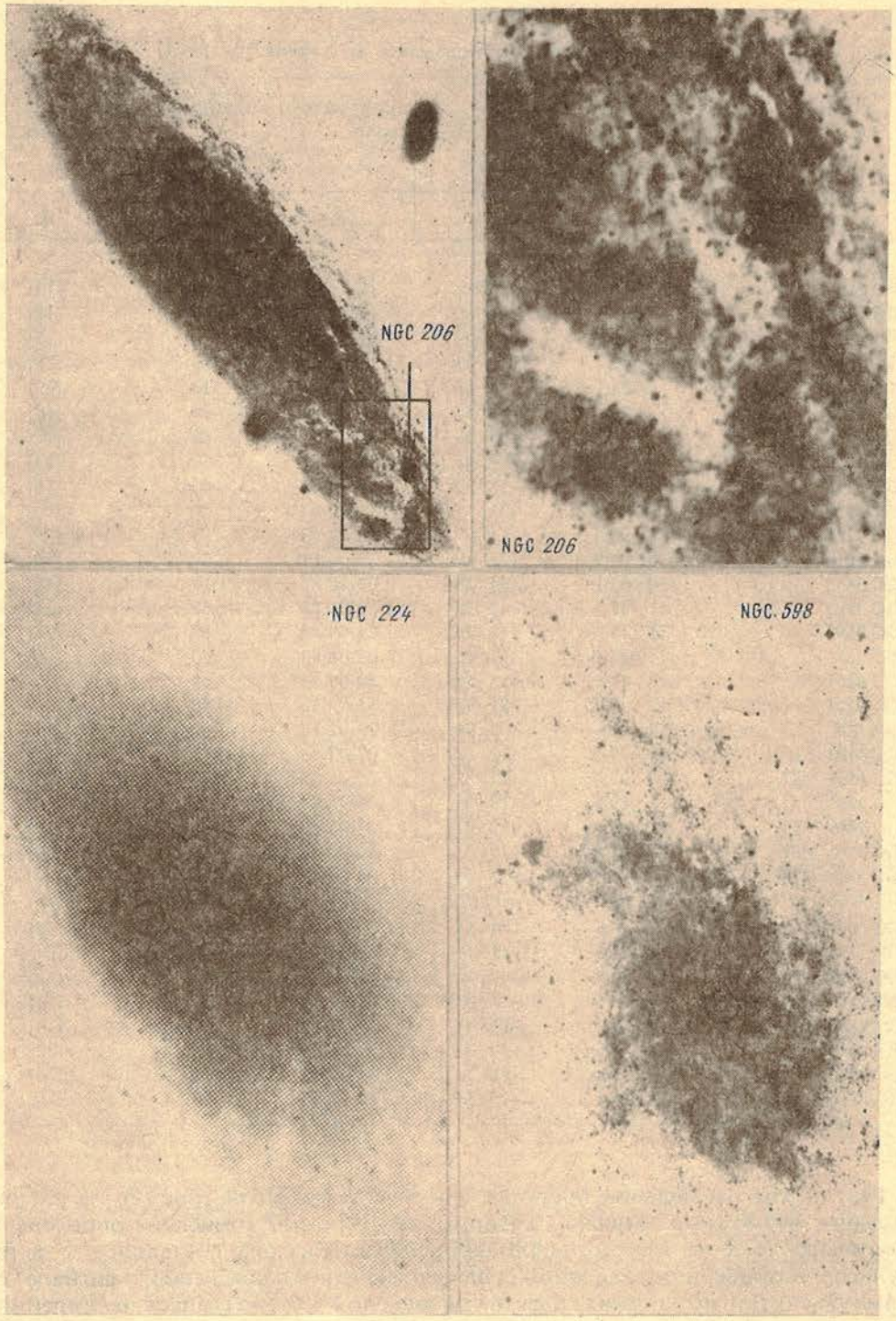


Рис. 1. Фотографии наблюдаемых объектов

Размеры диагфрагмы изображены в виде колец и соответствуют данным столбца 5 табл.2. Ссылки на фотографии приведены в столбце 6 той же таблицы

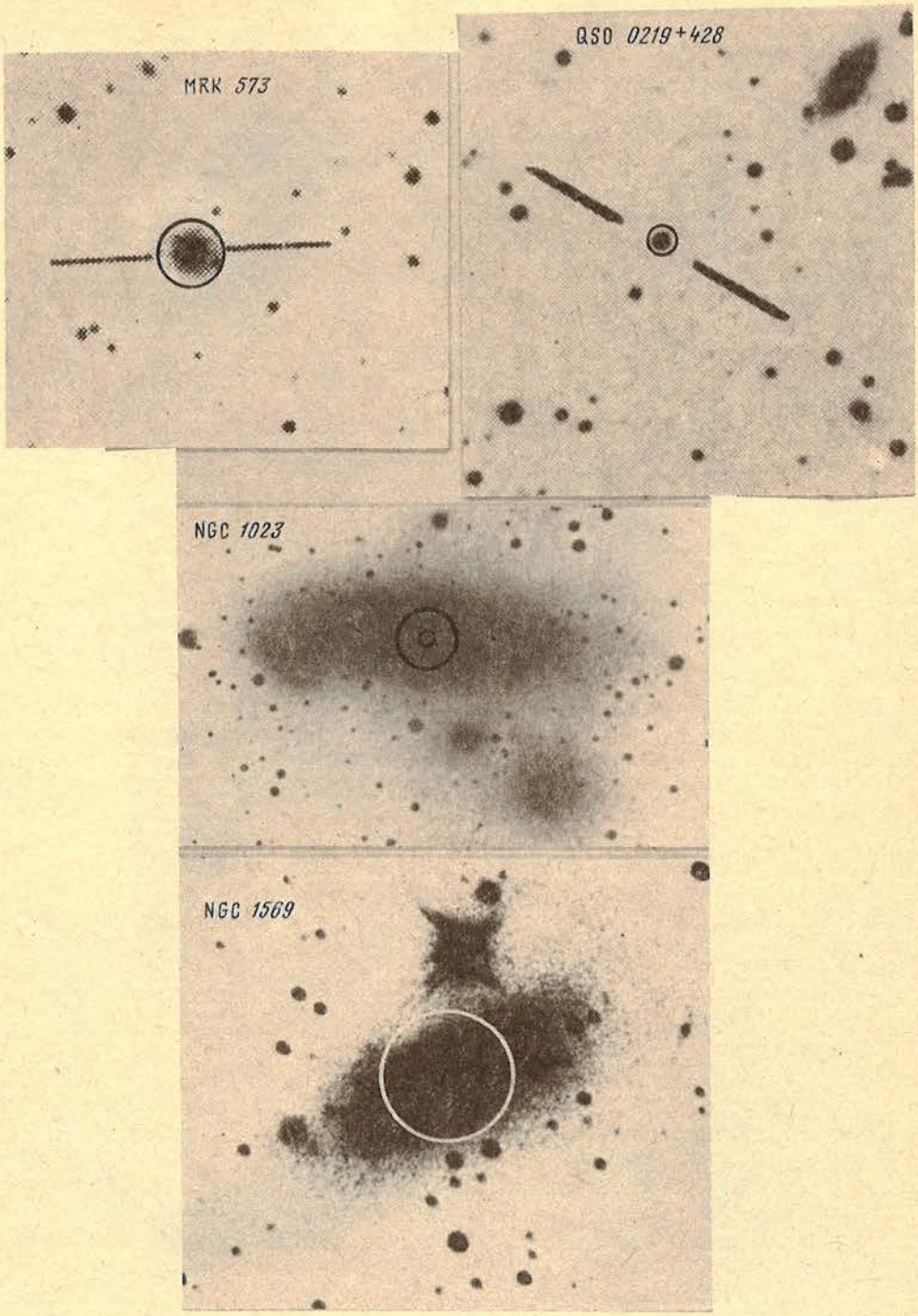


Рис. 1 (продолжение)

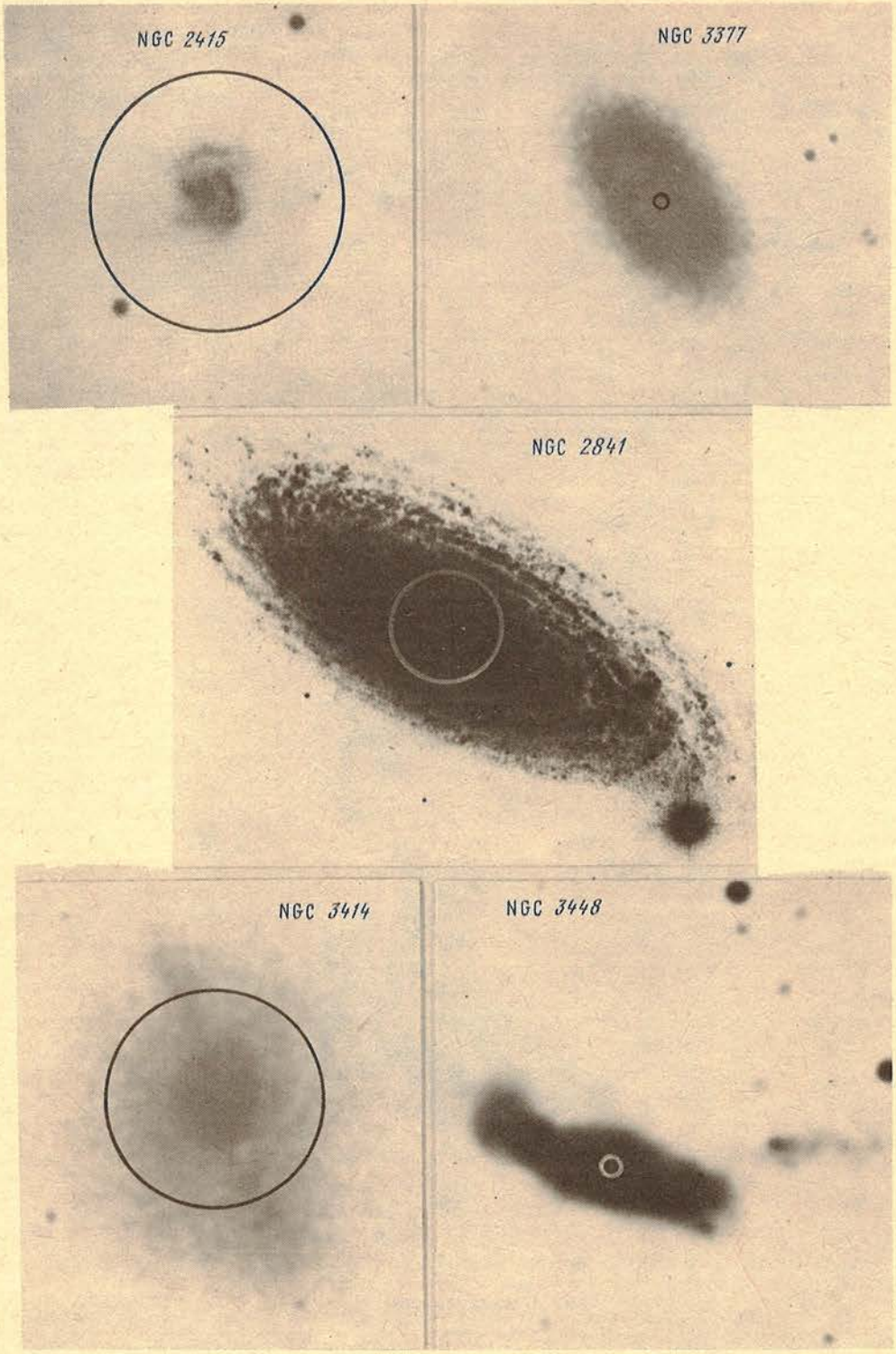


Рис. 1 (продолжение)

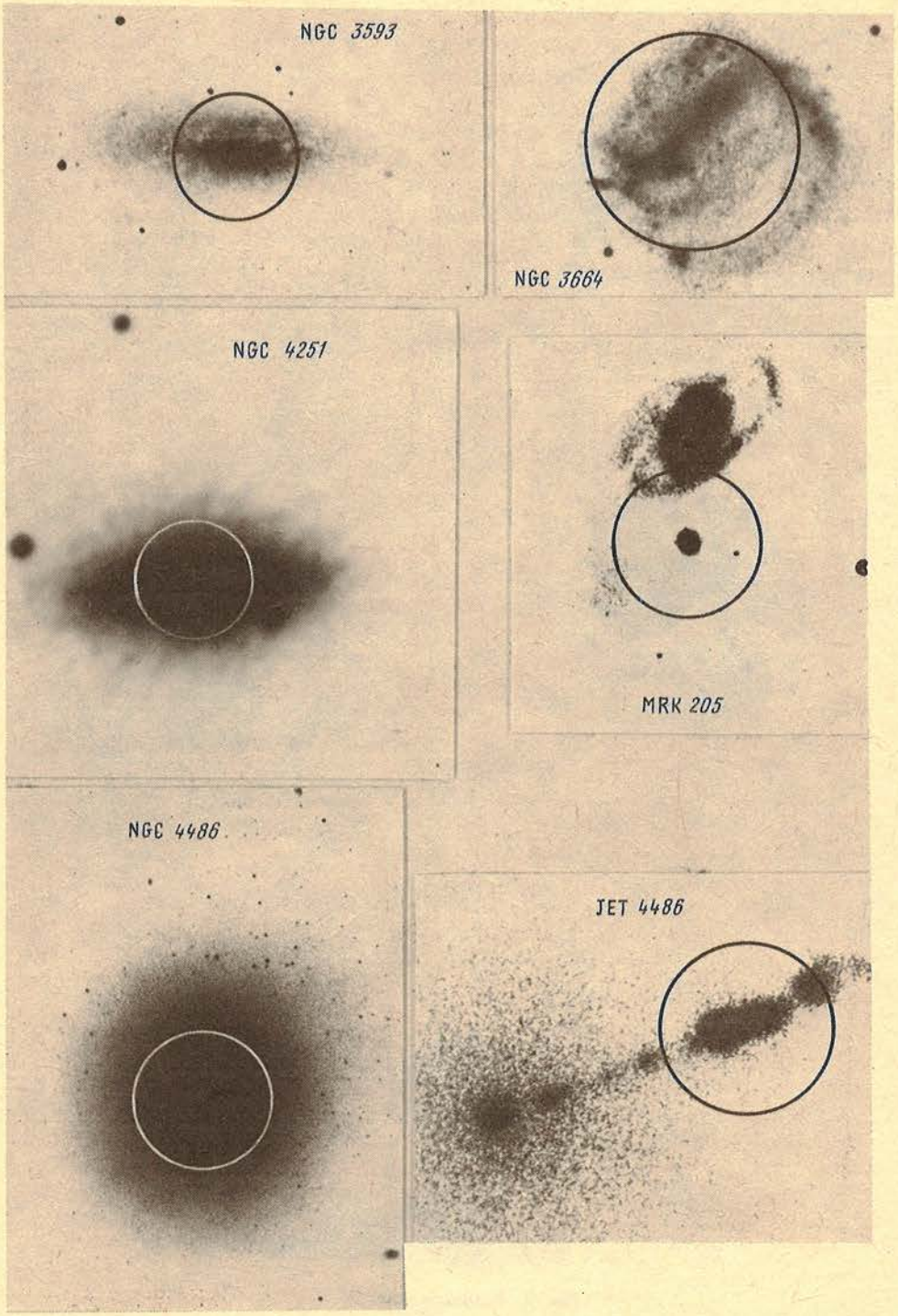


Рис. 1 (продолжение)

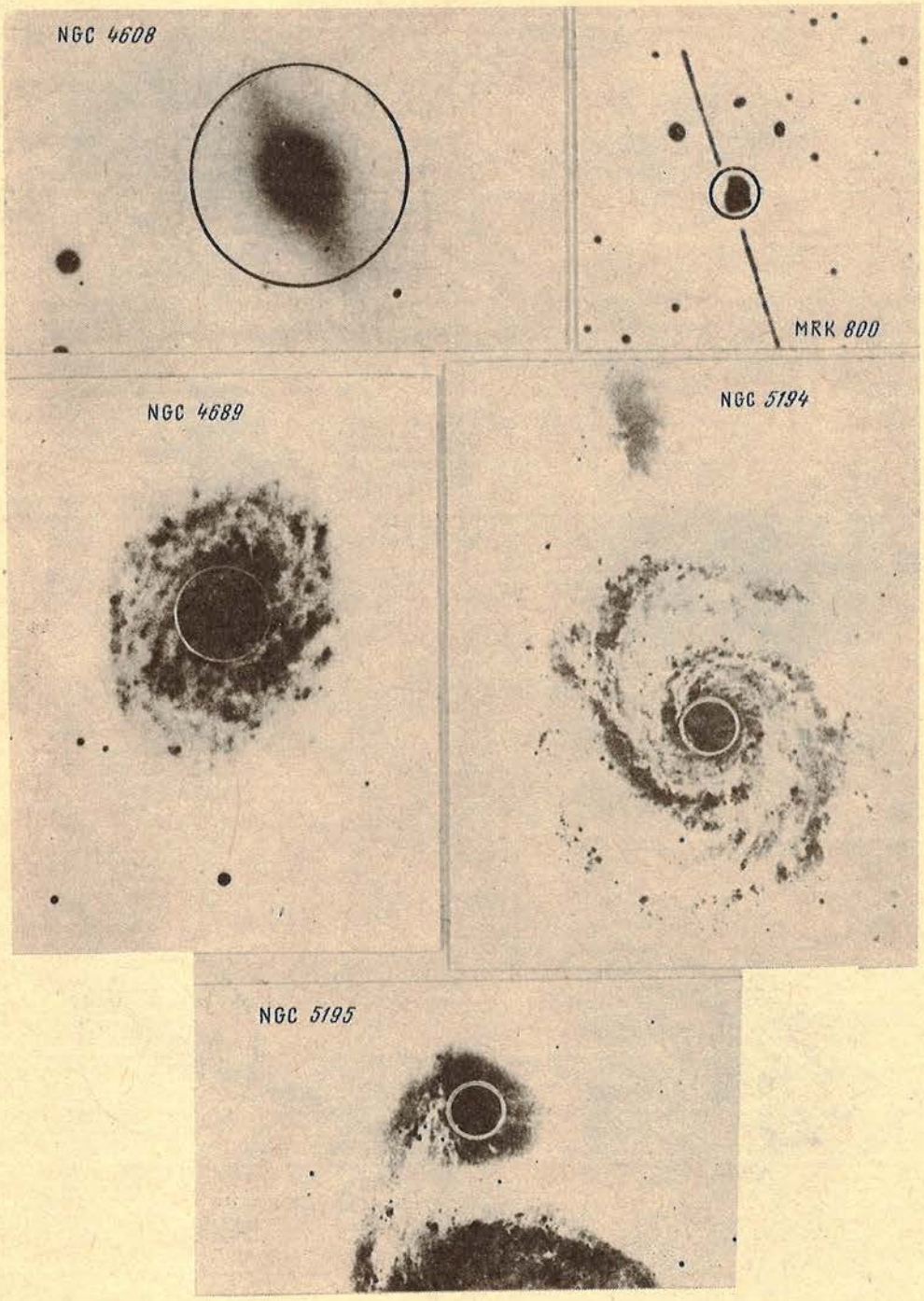


Рис. 1 (продолжение)

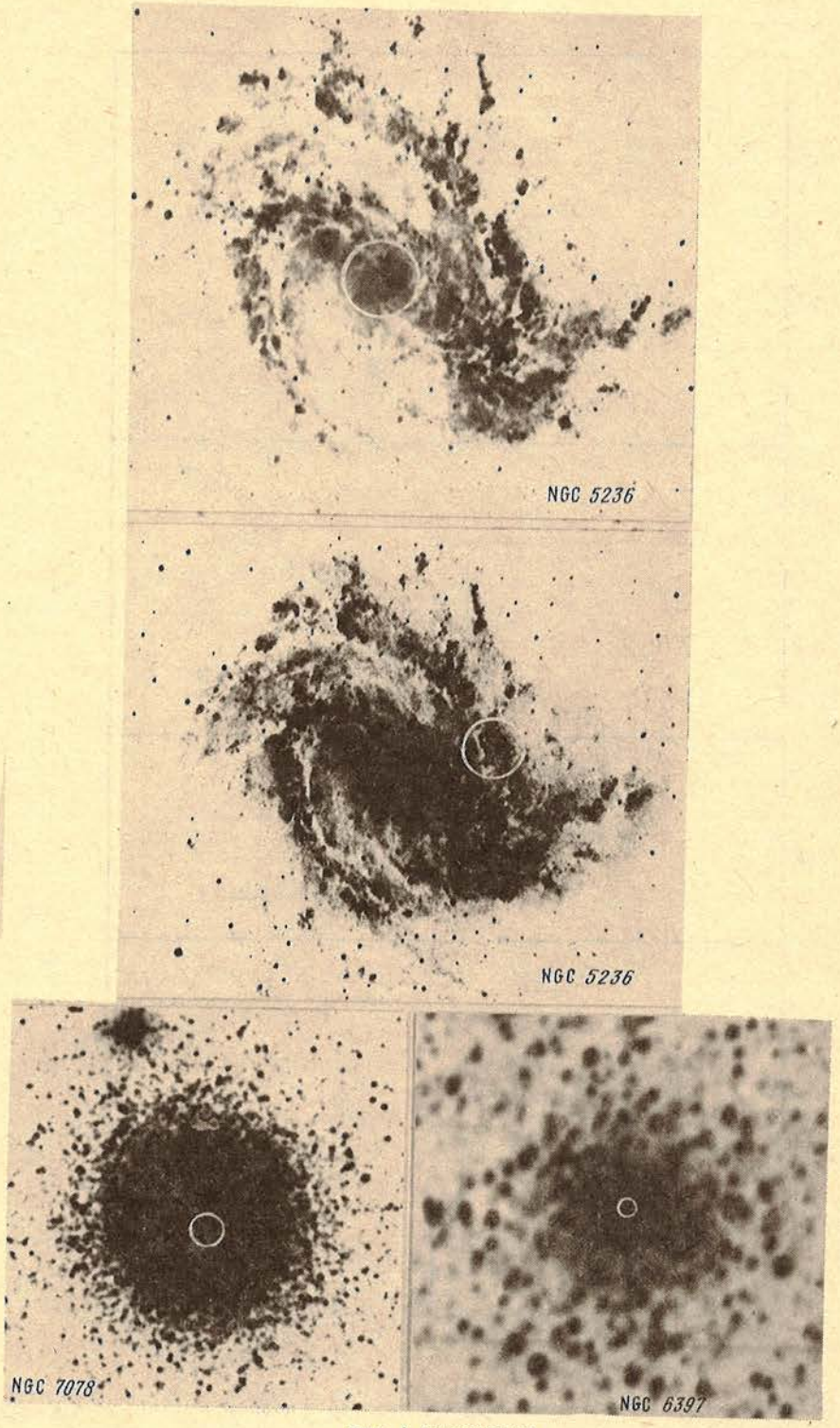


Рис. 1 (окончание)

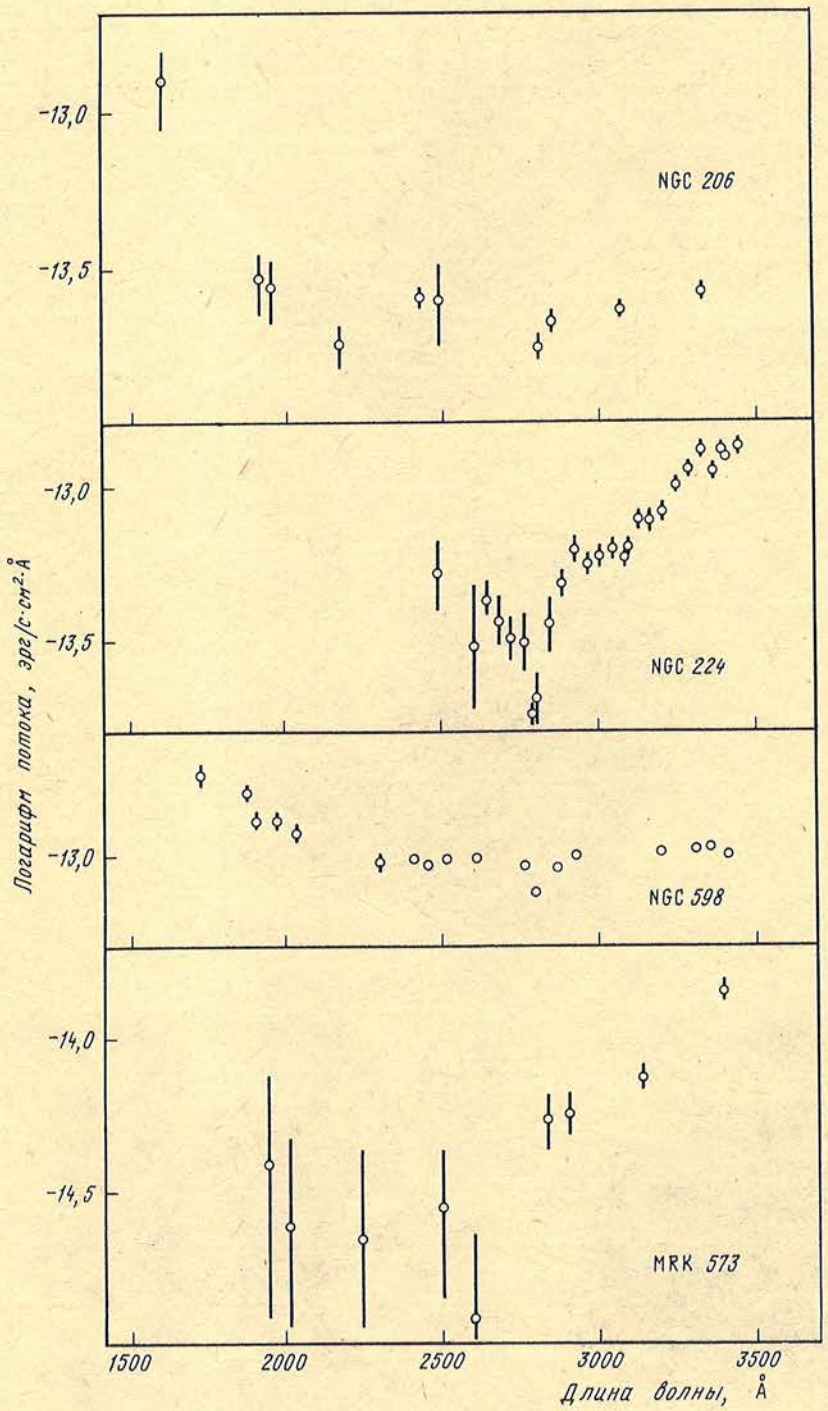


Рис. 2. Абсолютные значения потоков излучения галактик в полосах шириной 28 Å в интервале длин волн 1600—3500 Å. Длина вертикальных линий соответствует 2σ

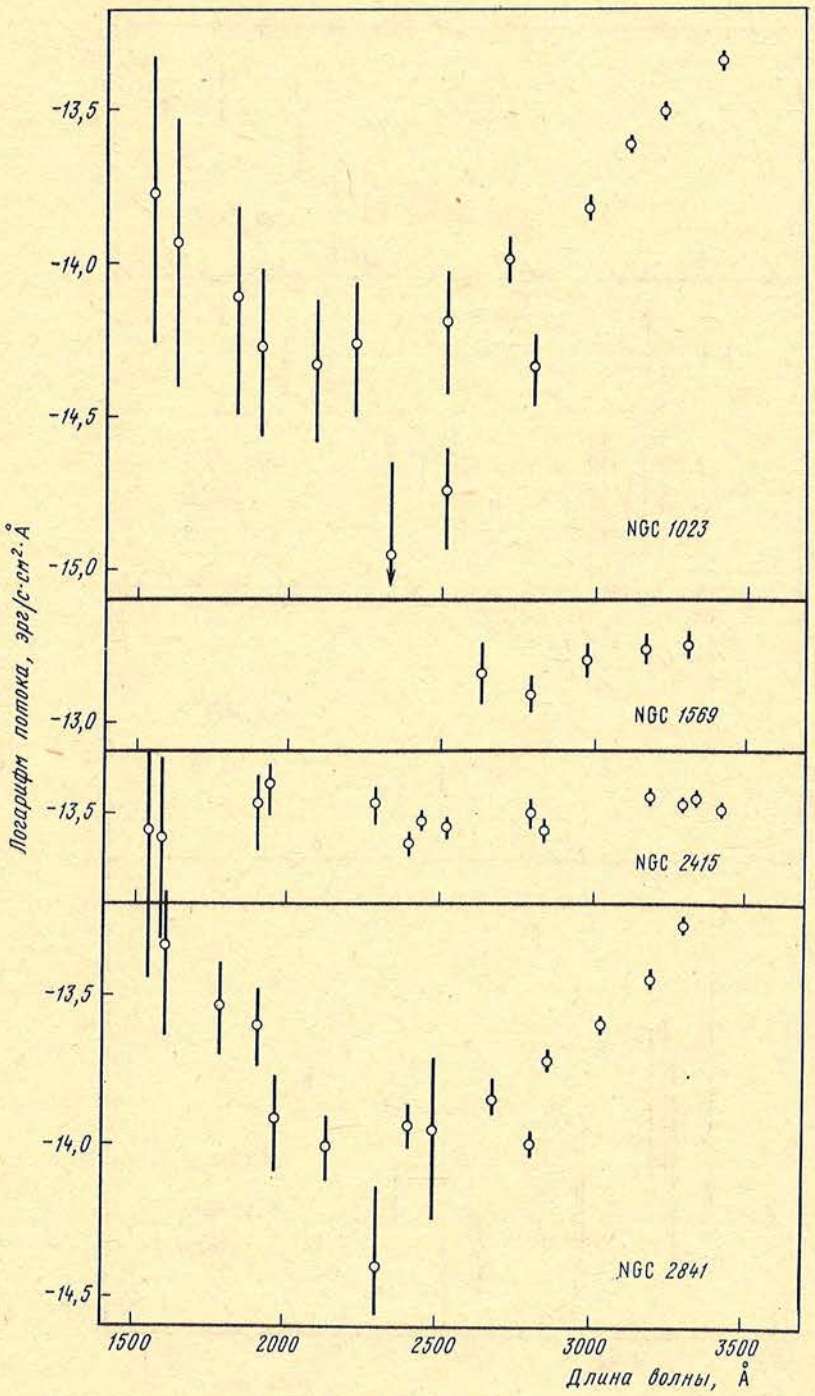


Рис. 2 (продолжение)

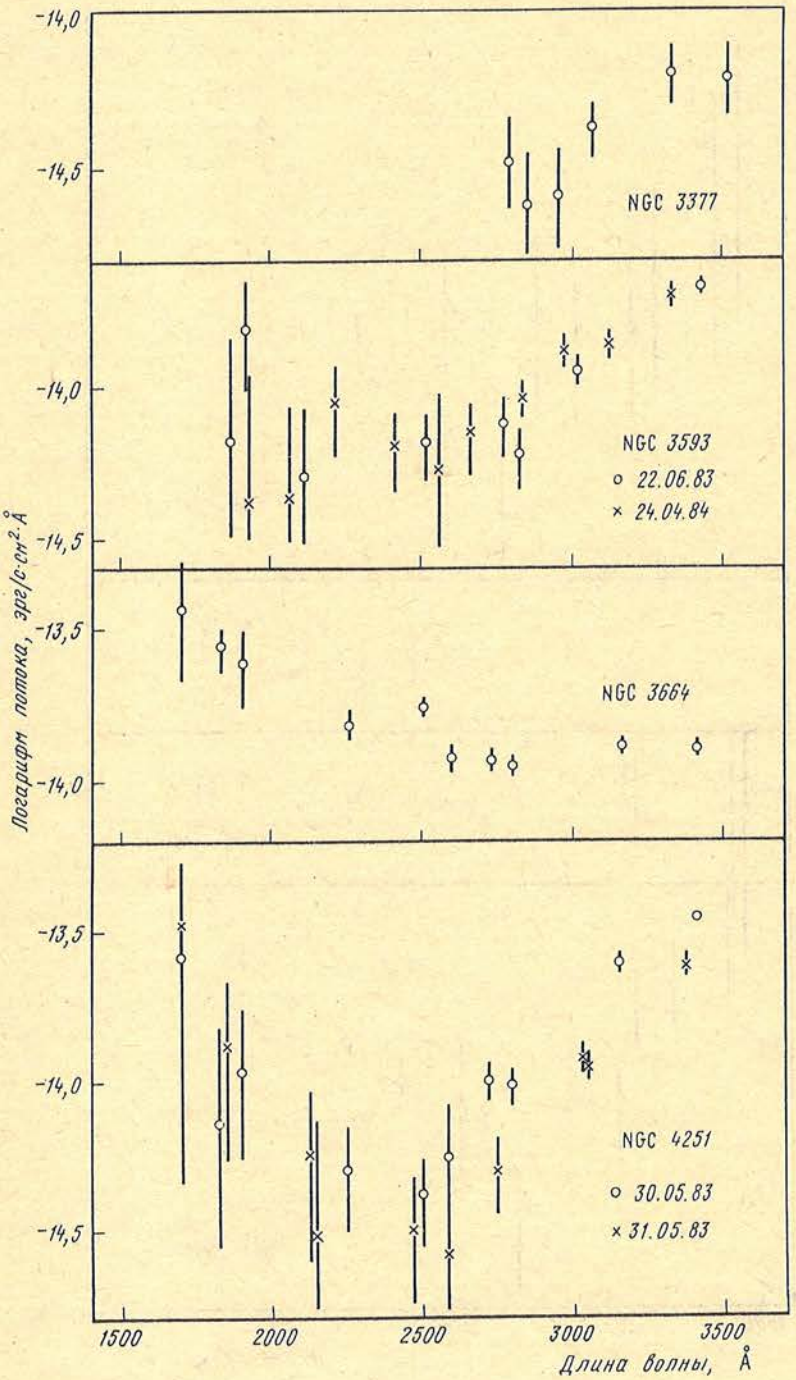


Рис. 2 (продолжение)

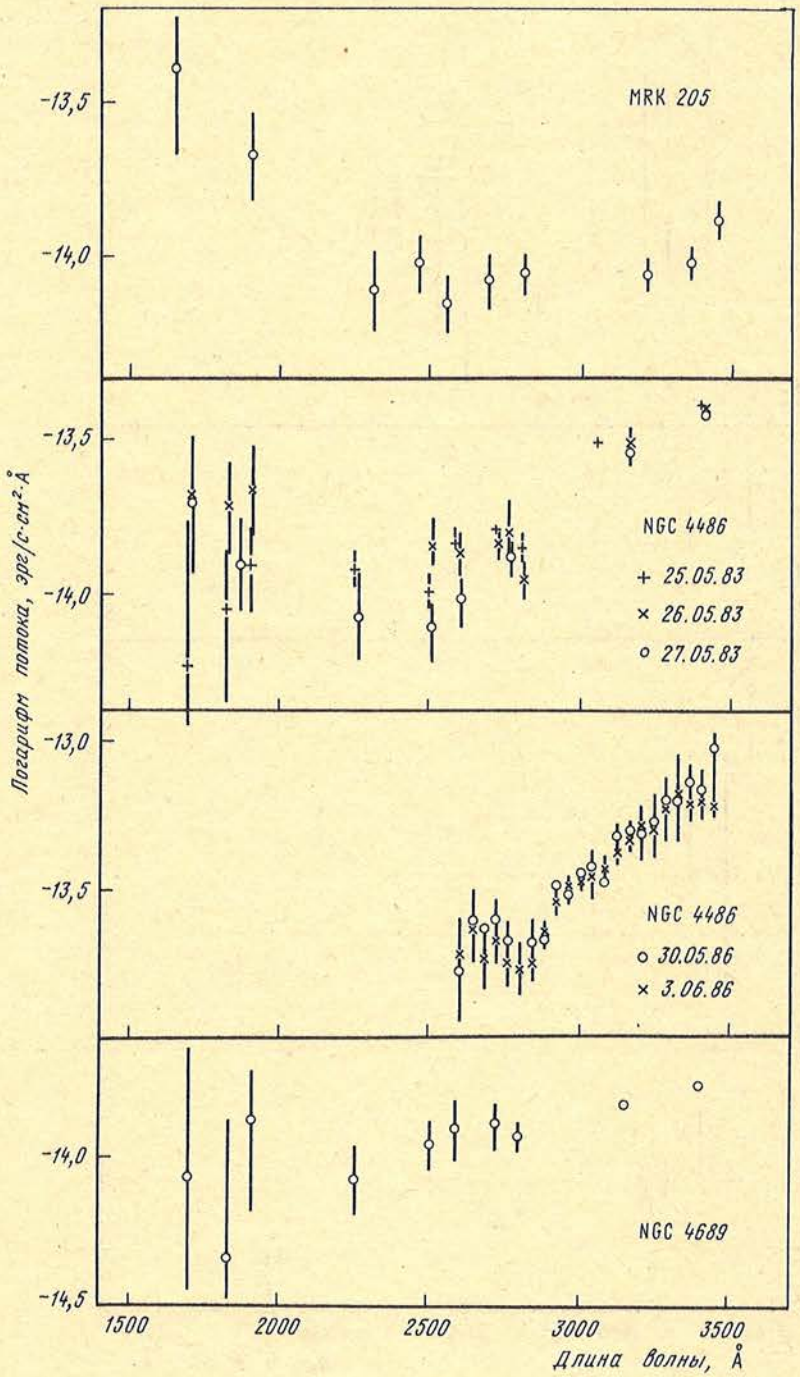


Рис. 2 (продолжение)

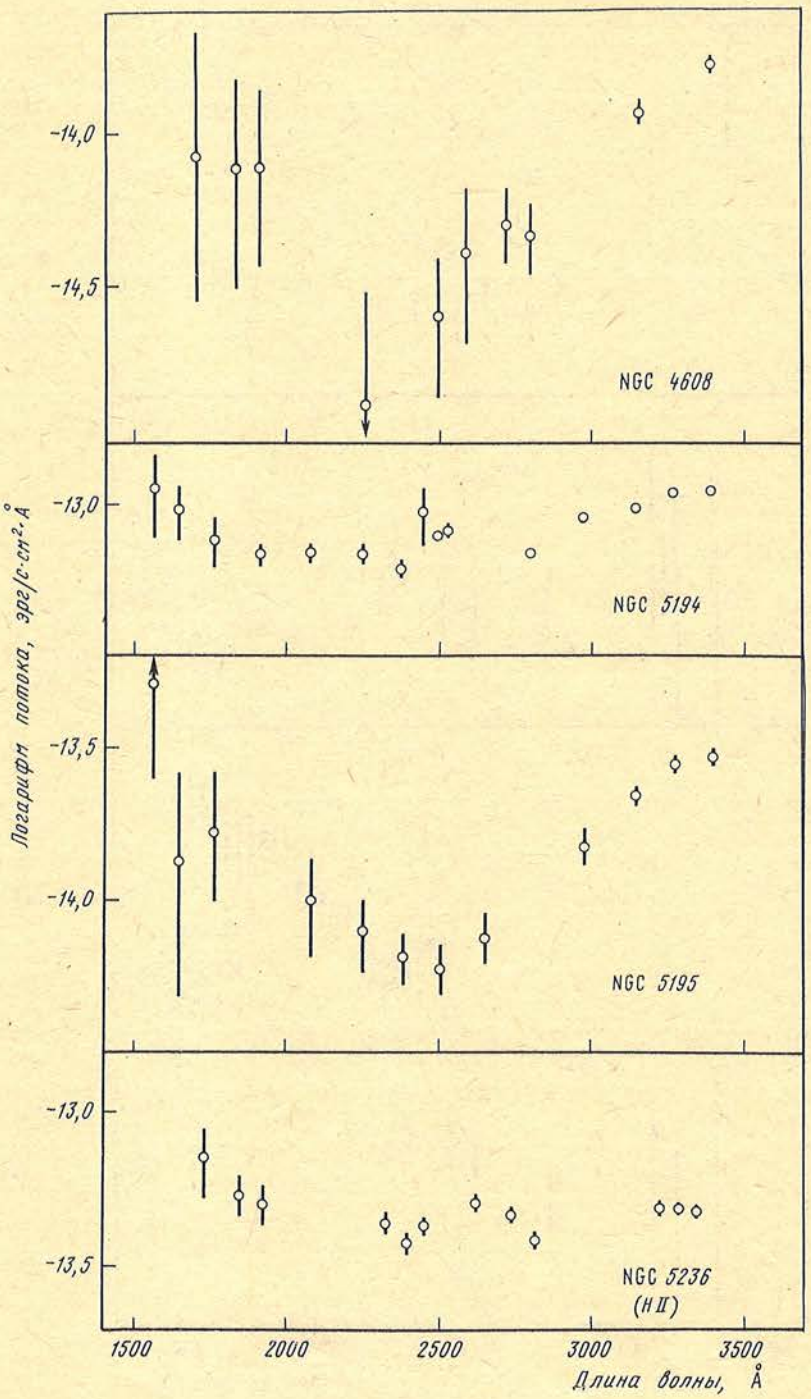


Рис. 2 (продолжение)

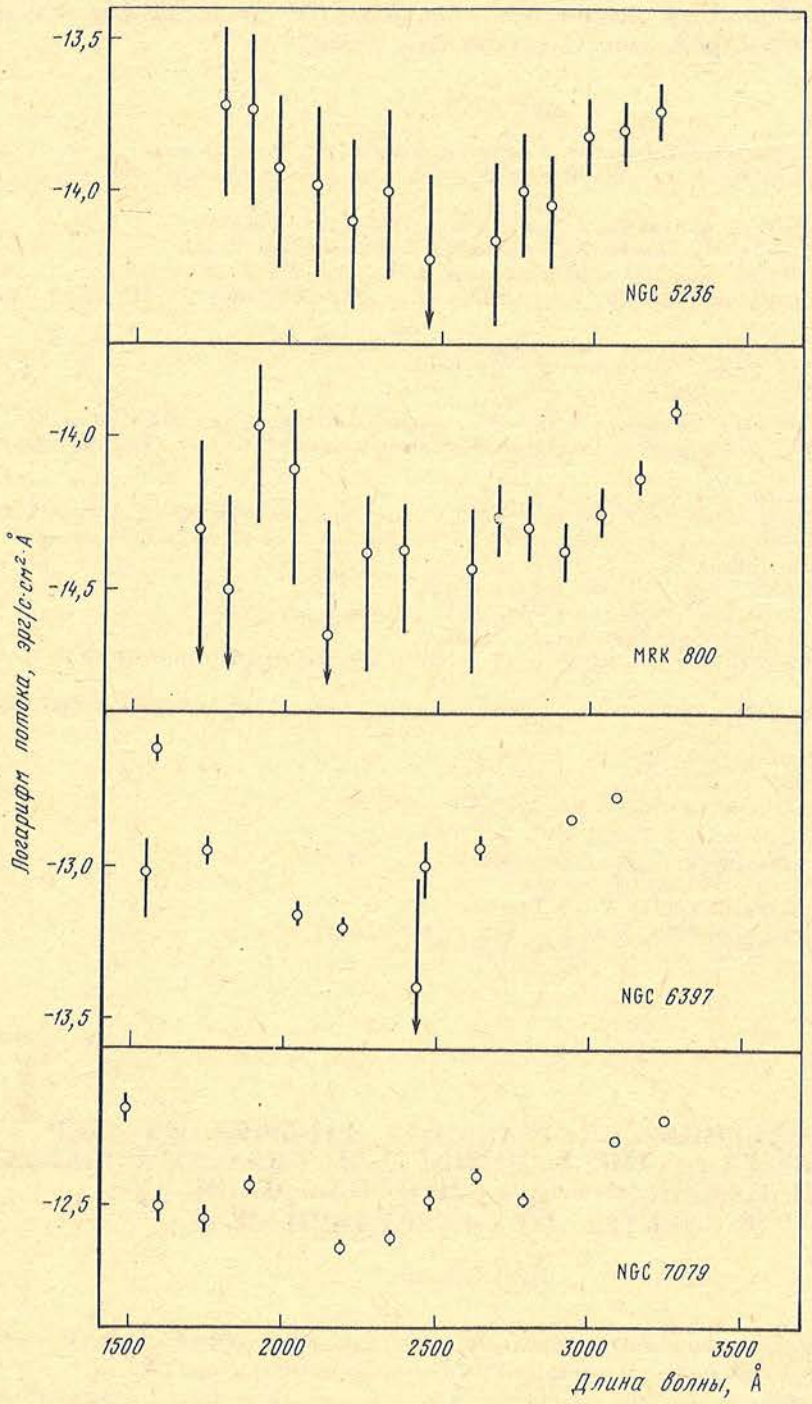


Рис. 2 (окончание)

7. Зак. 2154

няются большое количество измеряемых полос на спектре и большие ошибки в первом канале.

Астрофизический анализ полученных данных будет опубликован позднее.

Выражаем глубокую благодарность Е.А. Ефанову и Л.Г. Лиманскому за активное участие в работе с астрофизической станцией "Астрон".

ЛИТЕРАТУРА

1. *Veron P., Veron-Cetty M.-P., Tarenghi M.* // Astron. Astrophys. 1985. Vol. 150. P. 317.
2. *Ulrich M.H., Boksenberg A., Bromage G.E.* et al. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1984. Vol. 206. P. 221.
3. *Ulrich M.H., Altamore A., Boksenberg A.* et al.// Nature. 1985. Vol. 313. P. 747.
4. *Chapman G.N.F., Geller M.J., Huchra J.P.* // Astrophys. J. 1985. Vol. 297. P. 151.
5. *Chi-Chso Wu, Faber S., Gallager J.* et al. // Astrophys. J. 1980. Vol. 237. P. 290.
6. *Tinsley B.* // The scientific results from the orbiting astronomical observatory (OAO) / Ed. A. Code. 1972. P. 575.
7. *McClure R., Cowley A., Crampton D.* // Astrophys. J. 1980. Vol. 236. P. 112.
8. *Code A., Welch G.* // Astrophys. J. 1979. Vol. 228. P. 95.
9. *Bruzual G.* Astrophys. J. 1983. Vol. 273. P. 105.
10. *Боярчук А.А., Гершберг Р.Е., Границкий Л.В.* и др. // Письма в Астрон. Журн. 1984. Т. 10. С. 163.
11. Астрофизические исследования на космической станции "Астрон" // Под ред. А.А. Боярчука. М.: Наука, 1990.
12. *Leinert C.* // Space Sci. Rev. 1975. Vol. 18. N 3. P. 281.
13. *Maucherat-Loubert M., Cruvellier P., Deharveng J.M.* // Astron. and Astrophys. 1979. Vol. 74. P. 218.
14. *Sandage A.* // The Hubble Atlas of Galaxies. 1961. Carnegie Institution of Washington. Washington.
15. *Hodge P.* // Mercury. 1987. Vol. 16. N 1. P. 2.
16. *Arp H.* // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1966. Vol. 14, N 123.
17. *Ables H.D.* // Publ. US Naval Observ. 1971. Vol. 20. Pt. IV. second ser. P. 60.
18. *Münch G.* // Sky and Telescope. 1958. Vol. 17. P. 231.
19. *Sandage A., Bedke J.* // Atlas of Galaxies. 1988. Scientific and Technical Institution Division, NASA, Washington DC.
20. Palomar Observatory Sky Atlas // 1954. National Geographic Society. California Institut of Technology. Pasadena, USA.
21. *Demoulin M.H.* Astrophys. J. 1969. Vol. 157. P. 75.
22. *Gregory S.A.* // Mercury. 1988. Vol. 17, N 4. P. 111.
23. *Morgan W.W.* // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1958. Vol. 70. P. 365.
24. *Zwicky F.* // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1955. Vol. 67. P. 232.
25. *Маркарян Б.Е., Липовецкий В.А.* // Астрофизика. 1976. Т. 12. С. 657.
26. Franklin-Adams Chart. 1910. Johanesburg.
27. *Arp H.* // Astrophys. Letters. 1971. Vol. 9. P. 1.
28. *Маркарян Б.Е., Липовецкий В.А.* // Астрофизика. 1973. Т. 9. С. 487.
29. *Wills B.J., Wills D.* // Astrophys. J. 1974. Vol. 190. P. L 97.

УДК 524.7

МНОГОЛЕТНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЯДЕР АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК В ОПТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА. II. ИЗМЕНЕНИЕ ВИДА ПРОФИЛЯ ЛИНИИ H_β В СПЕКТРЕ ЯДРА ГАЛАКТИКИ MKN6

К.К. Чуваев

Получено 99 профилей линии $H\beta$ по наблюдениям на спектрографе с ЭОПом 2,6 м телескопа Крымской обсерватории в 1972—1988 гг. с дисперсией 100 Å/мм и разрешением около 7 Å.

Вид профиля линии $H\beta$ со временем изменяется очень сильно: от профилей с широкими крыльями, как у галактик типа Sy1, до сравнительно узких профилей, как у галактик типа Sy2. Промежуточными являются профили с протяженными фиолетовыми крыльями различной интенсивности или с фиолетовым компонентом (ФК).

Важной особенностью профилей является их повторное появление в спектре с хорошей воспроизводимостью вида. Это является, по-видимому, свидетельством стабильности облаков газа, в которых формируются детали профиля, на временной шкале более десяти лет.

Профили с ФК оказались скорее типичными, чем исключительными.

Предполагается, что причиной переменности вида профиля $H\beta$ является изменение условий ионизации, по меньшей мере, трех относительно стабильных газовых образований, находящихся на разных расстояниях от центрального источника, вследствие его переменности и/или изменяющегося экранирования его для этих облаков газа.

LONG TIME SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE NUCLEI OF ACTIVE GALAXIES IN THE OPTICAL SPECTRAL REGION. II. THE VARIATIONS OF $H\beta$-PROFILE IN THE SPECTRUM OF NUCLEUS OF MKN 6 GALAXY, *by K.K. Chuvaev*. 99 profiles of $H\beta$ line were obtained in 1972—1988 observations carried out at the 2.6 m. telescope of the Crimean Observatory with an image tube. The dispersion was 100 Å/mm and the resolution of about 7 Å.

The view of $H\beta$ profile changes markedly with time: from broad wing profiles, as of Sy 1 type galaxies, to relatively narrow ones, as of Sy 2 — type galaxies. The intermediate types are the profiles with a extended violet wing of different intensity or the profiles with violet component (VC).

The important peculiarity of the profiles of intermediate types are their good reproductivity in the spectrum during the time. This is the evidence of stability of gas clouds in which details of the profiles are formed.

The profiles with VC turned out to be rather typical then extraordinary.

It is supposed, that the $H\beta$ profile variability is caused by the change of ionisation condition of three stable gaseous formations, which ave located at different distances from the central source due to its variations, and/or the variations of its obscuration.

Введение

В январе 1969 г. Хачикян и Видман обнаружили появление у линии $H\beta$ в спектре ядра галактики Мкп 6 довольно яркого фиолетового компонента (ФК), смещенного относительно основного пика примерно на 50 Å или на 3000 км/с в шкале скоростей. По свидетельству этих авторов [1] в феврале 1968 г. ФК в спектре определенно отсутствовал. Таким образом, за промежуток времени меньше, а возможно и значительно меньше, одного года в профиле линии $H\beta$ произошли существенные изменения, которые были интерпретированы как результат выброса из ядра облака водорода.

В то время астрономы еще не располагали наблюдательными данными о быстрых изменениях в спектрах таких массивных образований, какими являются ядра галактик. Поэтому сообщение Хачикяна и Видмана вызвало большой интерес среди астрономов, а галактика Mkn 6 стала предметом изучения многих наблюдателей.

Тогда же стало очевидным, что для выяснения природы столь быстротечных процессов в ядрах галактик необходимы систематические и достаточно длинные ряды наблюдений в возможно более широком интервале длин волн.

Систематические спектральные наблюдения ядра галактик Mkn 6 были начаты в Крымской обсерватории в конце 1970 г. Результаты первых наблюдений за 1970—1971 гг. опубликованы в [2]. Там, в частности, были отмечены следующие особенности спектра. Интенсивности континуума и линии $H\beta$ (включая ФК) уменьшились. Крылья водородных линий оказались значительно шире крыльев запрещенных линий. Ширины водородных линий и величина отношения интенсивностей $I([OIII])/I(H\beta)$ изменялись в широких пределах и могли принимать значения близкие к значениям, характерным для 1-го и 2-го классов сейфертовских галактик.

Ниже приводятся результаты дальнейших наблюдений, относящихся к изменениям вида профиля $H\beta$ и обсуждаются возможные причины этих изменений.

Наблюдения и обработка

Программа наблюдений ядер избранных активных галактик, включая галактику Мк*n* 6, была начала в Крымской обсерватории в 1970 г. С тех пор и до последнего времени она выполнялась на спектрографе с ЭОПом 2,6 м телескопа. При благоприятных условиях наблюдения объектов проводились каждый месяц.

Достаточно детальное описание аппаратуры, процедуры наблюдений и обработки, характеристики возможных ошибок приведены в [3]. Здесь мы лишь напомним, что спектрограммы имели дисперсию около 100 Å/мм, спектральное разрешение 6—7 Å, а спектры расширялись не менее чем до 0,3 мм. Ширина щели изменялась в пределах 1,6"—1,8"

За 17 лет спектрограммы ядра Мкn 6 были получены для 138 дат.

На рис. 1. приведены 2 спектра за 1979 г. и 3 спектра за 1980 г., нормированные к континууму (как и все спектры, приведенные на последующих рисунках) и полученные в близкие даты. Они достаточно типичны и позволяют судить, в известной степени, о качестве наблюдательного материала. Из рисунка видно, что некоторые детали в спектрах повторяются и являются, по-видимому, реальными, а характерное значение отношения сигнал/шум для этих спектров близко к 10. Учитывая сказанное, можно утверждать, что общий вид профиля линии H_β на протяжении нескольких соседних ночей изменяется, как правило, **незначительно. Различаются лишь мелкие детали. Причем трудно сказать с** определенностью, какие из них реальны, а какие вызваны шумами. Отмеченная особенность послужила основанием для осреднения спектров, полученных в близкие ночи. Процедура осреднения позволила использовать часть спектрограмм сравнительно низкого качества.

В каждую ночь, благоприятную для наблюдений, фотографировались, области спектра центрированные на линии H_β и H_α. В некоторые ночи для области H_β делалось по 2 экспозиции.

Данные о наблюдениях приведены в таблице. В ней указаны календарные и юлианские даты, осреднявшиеся спектры и их число *n*, а также типы общего вида профилей, описанные ниже. Всего в таблице содержатся сведения о 99 индивидуальных или осредненных спектрах.

Следует отметить определенные трудности для фотографической регистрации спектров ядра галактики Мкn 6. Дело в том, что интенсивности в пиках ярких линий [OIII] λ 5007 и H_α часто, примерно в 10 раз, превосходили яркость континуума. При этом либо континуум был недодержанным, либо передержаны указанные эмиссионные линии, что, конечно же, понижало точность определения эквивалентных ширин. Именно по этой причине вопрос об изменениях интенсивности линии здесь подробно не рассматривается.

Изменения вида профиля линии H_β

На рис. 2 представлены все 99 одиночных или осредненных спектров ядра галактики. Даты одиночных спектров и первые даты осредненных спектров приведены под ними справа. Все спектры были нормированы интенсивностью континуума. При этом шкалы интенсивностей на рисунке 2 устанавливались так, чтобы расстояние от 0-пунктов (отмеченных горизонтальными линиями), до уровня континуума для каждого спектра были одинаковыми.

Даже беглого просмотра рис. 2 достаточно, чтобы отметить, по-видимому, самый важный результат работы. Он состоит в том, что почти любому из 99 представленных профилей линии H_β среди остальных 98 можно найти очень похожий другой. При этом речь идет не о профилях, полученных в соседние месяцы, а о профилях, полученных через несколько лет, за которые сам профиль сильно изменялся. Приведем несколько примеров.

Даты	J.D.	n	Тип профиля
1	2	3	4
22—23.01.1972	2441339	2	3
10—11.02	358	2	4
08—09.05	446	2	3
11—12.05	449		
04—05.09	565	2	4
5—6.09	566		
5—6.10	596	2	4
1—2.11	623	2	4
6—7.12	664	2	4
29—30.12	681	4	3
30—31.12.1972	682		
1—2.01.1973	684		
2—3.01	685		
25—26.03	767	4	4
26—27.03	768		
4—5.05	807	2	3
5—6.05	808		
4—5.06	838	1	3
27—28.08	922	1	3
1—2.10	957	2	3
5—6.11	992	2	4
19—20.12	42036	1	4
31.12-1.01.1974	048	2	3
2—3.01	050		
29—30.01	077	2	3
30—31.01	078		
18—19.02	097	2	3
19—20.02	098		
20—21.04	158	1	3
19—20.09	310	2	3
20—21.09	311		
20—21.10	341	1	3
15—16.11	367	2	4
17—18.11	369		
12—13.12	394	2	5
14—15.12	396		
16—17.01.1975	429	2	4
17—18.01	430		
17—18.02	461	2	2
18—19.02	462		
4—5.03	476	2	2
6—7.03	478		
2—3.06	566	2	2
9—10.06	573		
1—2.11	718	1	3
4—5.02.1976	813	1	3
1—2.04	870	1	2—4
27—28.10	43079	1	4—5
26—27.11	109	2	4
29—30.11	112		
20—21.01.1977	164	1	4

Даты	J.D.	n	Тип профиля
1	2	3	4
15—16.02	190	2	3
17—18.02	192		
25—26.02	200	1	3—4(*)
22—23.04	256	1	4
8—9.09	395	2	4
9—10.09	396		
13—14.01.1978	522	1	4
5—6.02	545	1	2
6—7.03	574	1	2
12—13.04	611	1	3—4
12—13.06	672	1	4
7—8.10	789	2	2
8—9.10	790		
1—2.11	814	4	2
2—3.11	815		
3—4.11	816		
30—31.01.1979	904	2	2
26—27.02	931	4	2
27—28.02	932		
28.02—1.03	933		
20—21.04	984	1	1
21—22.05	44015	2	2
24—25.05	018		
28—29.06	053	1	2
19—20.09	136	1	2
26—27.10	173	1	2
17—18.12	225	2	2
15—16.01.1980	254	2	3
19—20.02	284	2	4
20—21.02	285		
12—13.04	342	1	4
13—14.09	496	2	2
14—15.09	497		
9—10.10	522	2	2
12—13.10	525		
10—11.12	584	1	4
7—8.03.1981	671	1	4
1—2.09	849	2	4
2—3.09	850		
7—8.10	885	1	5
18—19.01.1982	988	2	3
19—20.01	989		
17—18.02	45018	1	4
25—26.03	054	1	4
24—25.05	114	2	3—4
25—26.05	115		
13—14.09	226	2	3—4
15.6.09	228		
21—22.10	264	1	4
22—23.12	326	1	4
18—19.03.1983	412	1	4

1	2	3	4	1	2	3	4
5—6.09	583	1	3—4	10—11.11	380	2	3
5—6.12	674	1	2	10—11.12	410	2	3
5—6.01.1984	705	1	3	13—14.03.86	503	2	2—3
1—2.02	732	2	3	7—8.04	528 }	4	4
3—4.02	734			8—9.04	529 }		
27—28.02	758	1	3	7—8.05	558	1	3
2—3.04	793 }	2	2	6—7.08	649	1	3
3—4.04	794 }			4—5.12	769	1	4
2—3.09	946	2	3	3—4.02.1987	830 }	4	3
22—23.09	966 }	2	3	4—5.02	831 }		
24—25.09	968 }			29—30.04	915	1	1
23—24.10	984	2	2	25—26.08	47032	2	3
1—2.11	46006	2	3	22—23.10	091	2	3
30.11—1.12	036	1	2	24—25.11	124	2	3
19—20.12	054	2	2	13—14.04.1988	265	1	4
22—23.01.1985	088	1	3(**)	16—17.08	390	2	4
12—13.05	198	1	3	4—5.10	439	2	3
11—12.08	289	1	3				

Примечания к таблице: В третьем столбце *n* означает число осредненных спектров.
(*) Спектр получен на 6 м телескопе САО и приведен для сравнения.
(**) Странный вид профиля $H\beta$. Явных дефектов на спектрограмме не обнаружено.
Осредненные спектры отмечены фигурными скобками (}). Черточки под цифрами в 4-м столбце указывают более предпочтительный тип профиля.

Очень похожи друг на друга профили 12—13.12.74 и 7—8.10.81, 15—16.11.74 и 1—2.09.81, 22—23.1.72 и 25—26.08.87, 21—22.05.79 и 30.11—1.12.84. Если к перечисленным парам спектров добавить спектр 20—21.4.79, то мы получим представление об общем виде 5 групп или типов профилей, изображенных на рис. 3, на которые, с большей или меньшей определенностью, можно было подразделить все профили, полученные нами.

Для определенности приведем их краткое описание.

Тип 1 (спектр 20—21.04.79): широкие профили со сравнительно небольшой фиолетовой асимметрией (т.е. с более протяженным фиолетовым крылом по сравнению с красным).

Тип 2 (спектр 30.11—1.12.84): профили с очень интенсивным и протяженным фиолетовым крылом.

Тип 3 (спектр 22—23.10.87): профили с четким и, более или менее, ярким ФК, который отделен от центрального пика провалом интенсивности. На некоторых профилях сам ФК, возможно, имеет сложную структуру. (Перечисленные детали уже отмечались ранее в [4].) Лучше всего это видно, когда ФК становится сравнительно слабым, как например на спектрах 31.12—1.01.74, 25—26.02.77, 13—14.09.82 и др. В зависимости от относительной интенсивности деталей структуры, по-видимому, может несколько изменяться положение центра тяжести ФК по длине волны.

Тип 4 (спектр 1—2.09.81): профили с узким центральным пиком, расположенном на сравнительно слабой протяженной подложке с четкой фиолетовой асимметрией.

Тип 5 (спектр 7—8.10.81): профили с узким центральным пиком на очень слабой протяженной подложке, как у галактик Sy 1.9 или Sy 2. Эти типы и указаны в таблице.

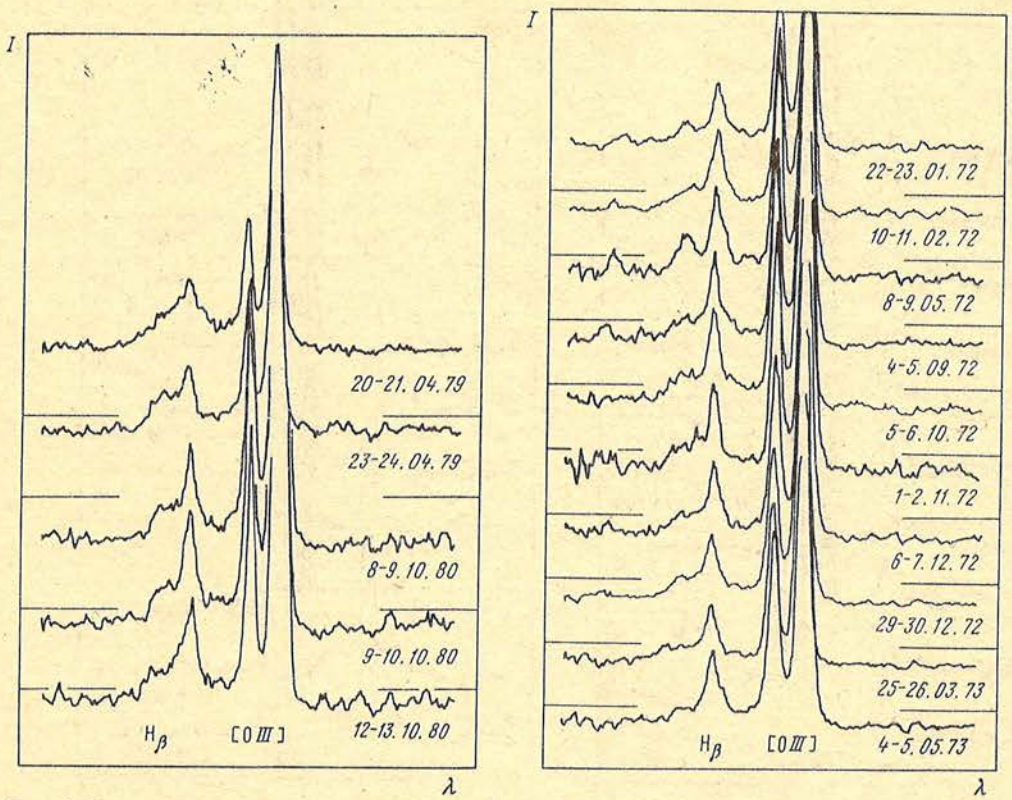


Рис. 1. Нормированные спектры ядра галактики Mkn 6 в соседние или близкие ночи 1979 и 1980 гг. 0 — пункты шкал интенсивностей отмечены горизонтальными линиями; для нижнего спектра 0 — пунктом является нижняя граница рамки рисунка

Рис. 2. Индивидуальные или осредненные нормированные спектры ядра галактики Mkn 6 в области линии Hβ. Остальное то же, что на рис. 1

Следует заметить, что из-за шумов и чисто качественных критериев разделения профилей по типам не всегда однозначно. Так, например, в [4] опубликованы 2 спектра, полученные в ночь 17—18.12.79 на 6 м телескопе САО (с дисперсией 65 Å/мм). В эту же ночь был получен спектр и в Крыму. На спектрах САО ФК виден отчетливо и профиль следует отнести к типу 3. На крымской спектрограмме ФК менее четок и профиль отнесен к типу 4. Приведенный пример неоднозначности, по-видимому, не единственный. Это особенно касается профилей типов 3 и 4.

Если бы наблюдения галактики были равномерно распределены по времени, то относительное число реализаций того или иного типа профиля характеризовало бы время пребывания ядра галактики в состоянии с данным типом. В нашем случае распределение наблюдений по времени не было равномерным. Тем не менее, информация о числе реализаций каждого типа представляет определеный интерес хотя бы как грубое приближение.

Тип профиля	1	2	3	4	5
Число реализаций	1	23	40	33	2

Рис. 3. Слева вид наиболее характерных профилей линии Hβ; справа — профили бледны H_α + [N II] для тех же дат

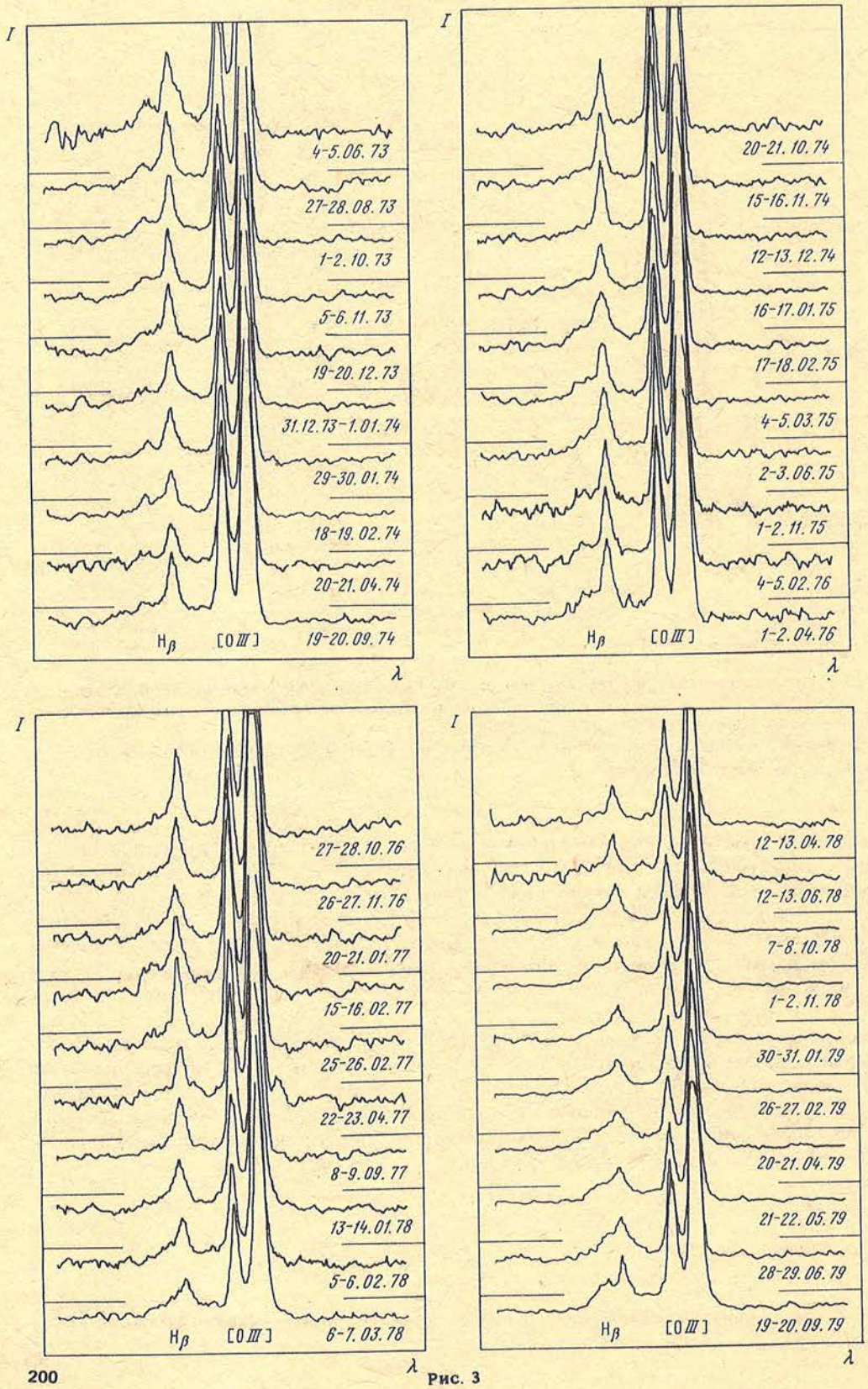

I
4-5.06.73
27-28.08.73
1-2.10.73
5-6.11.73
19-20.12.73
31.12.73-1.01.74
29-30.01.74
18-19.02.74
20-21.04.74
19-20.09.74
Hβ
[OIII]
λ
I
20-21.10.74
15-16.11.74
12-13.12.74
16-17.01.75
17-18.02.75
4-5.03.75
2-3.06.75
1-2.11.75
4-5.02.76
1-2.04.76
Hβ
[OIII]
λ
I
27-28.10.76
26-27.11.76
20-21.01.77
15-16.02.77
25-26.02.77
22-23.04.77
8-9.09.77
13-14.01.78
5-6.02.78
6-7.03.78
Hβ
[OIII]
λ
I
12-13.04.78
12-13.06.78
7-8.10.78
1-2.11.78
30-31.01.79
26-27.02.79
20-21.04.79
21-22.05.79
28-29.06.79
19-20.09.79
Hβ
[OIII]
λ

Рис. 3

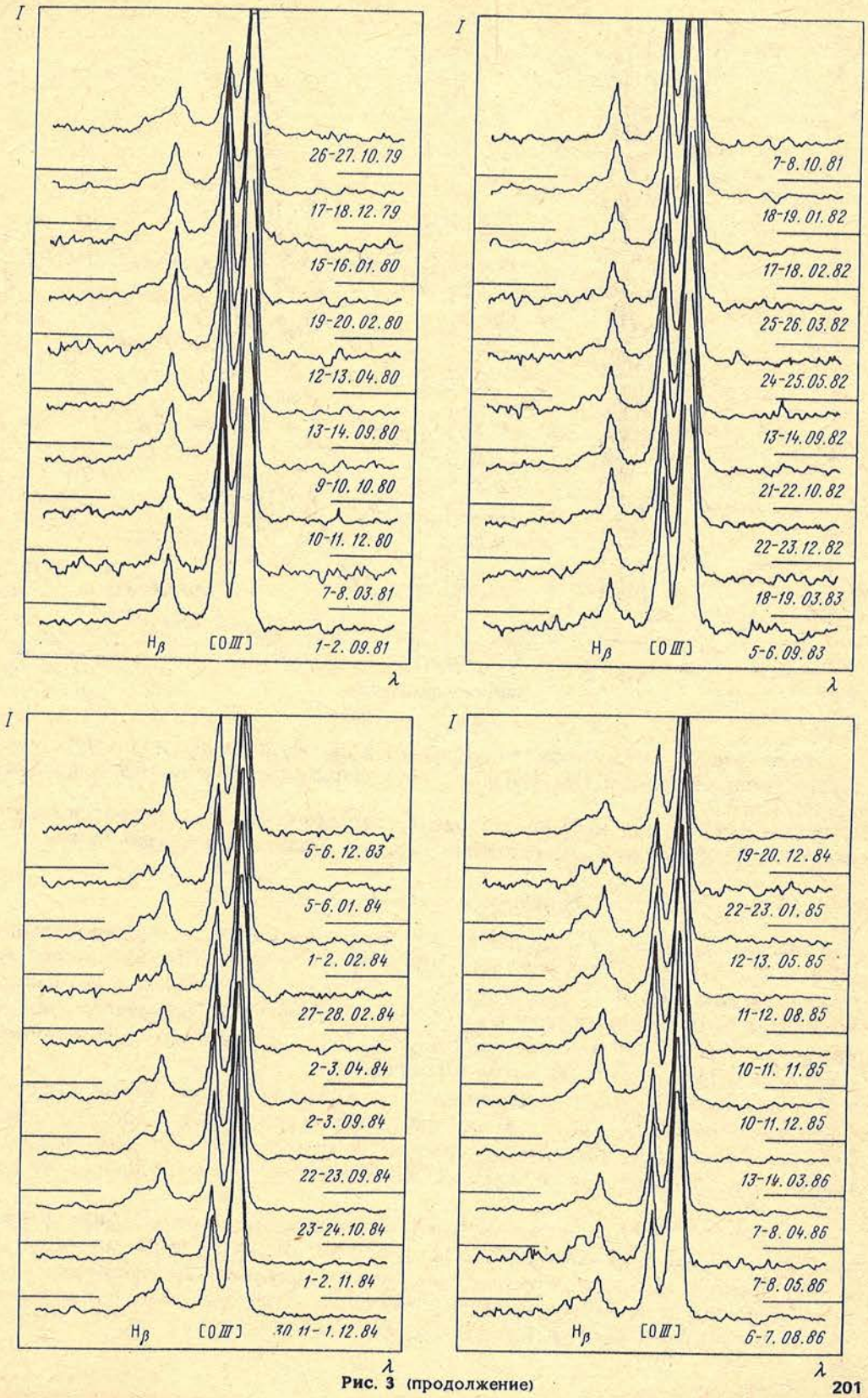


Рис. 3 (продолжение)

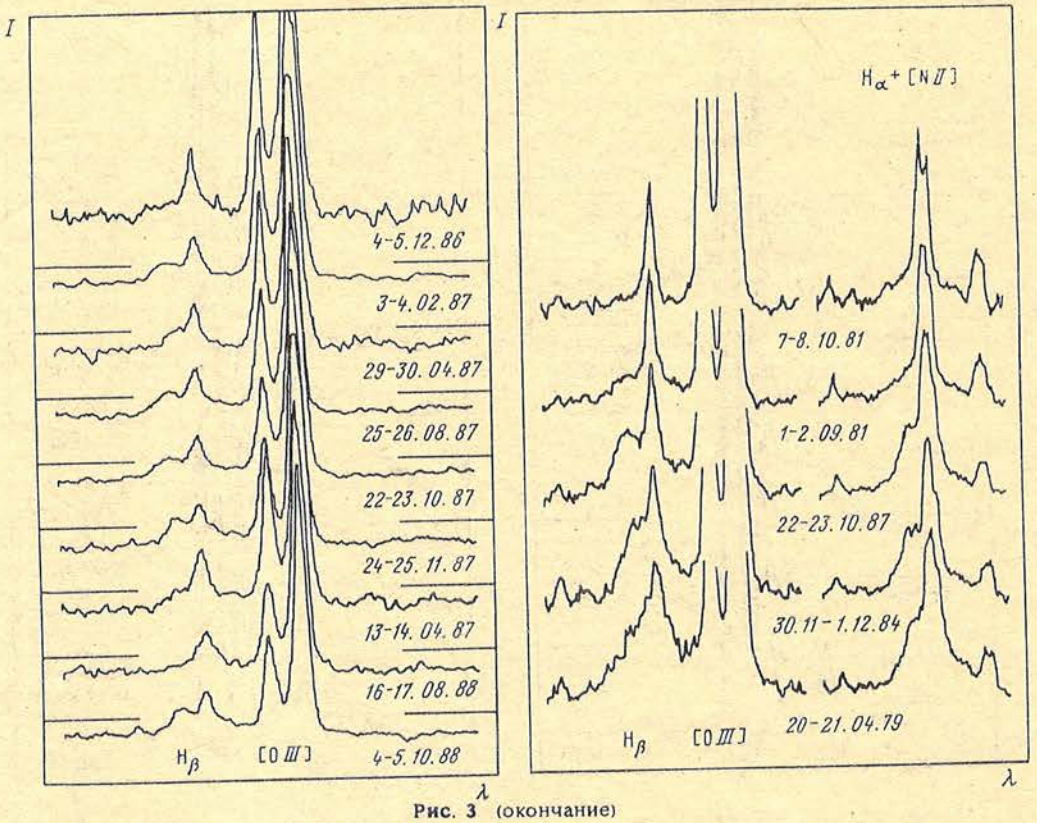


Рис. 3 (окончание)

Из нее следует, что профили типов 1 и 5 появляются редко и соответствуют экстремальным состояниям в излучении центрального источника и возбужденного газа.

Остальные 3 вида профилей встречаются достаточно часто и являются типичными. Скорее типичными, чем исключительными, являются и профили с ФК.

Профиль бленды H_α + [NII]

В правой части рис. 3 представлены нормированные к континууму профили бленды H_α + [NII] для тех же 5 дат, что и профили линии H_β. Шкалы интенсивностей здесь были трансформированы так, чтобы пики H_α слегка превосходили по интенсивности пики H_β. Для непосредственного сравнения ширины профилей шкала длин волн трансформировалась в соответствии с отношением длин волн и дисперсией в областях этих линий.

Из рис. 3 легко видеть, что профилям H_β со сравнительно сильными и протяженными фиолетовыми крыльями или с ФК (профили типов 1, 2, 3) соответствуют сильные и примерно столь же протяженные крылья бленды H_α + [NII]. В некоторые даты на фиолетовых крыльях бленды видны пики, подобные ФК на спектрах H_β.

Профилям H_β со слабыми или почти отсутствующими протяженными крыльями (как, например, на спектре 7—8.10.81) соответствуют профили бленды H_α + + [NII] со столь же протяженными и вполне обнаружимыми крыльями как и для профилей типов 1, 2, 3. Такая особенность не удивительна поскольку именно ею характеризуются галактики типов Sy 1.8—Sy 1.9 [5].

Связь между интенсивностями континуума и линии H_β

Ранее для ряда сейфертовских галактик была обнаружена корреляция между интенсивностью континуума и линии H_β. Некоторые исследователи находили эффекты запаздывания событий в линии H_β относительно событий в континууме от нескольких до десятков дней.

В предположении, которое часто делается о том, что поток в запрещенных линиях [O III] λλ 4459 и 5007 изменяется со временем незначительно, мы можем рассматривать эквивалентные ширины этих линий как меру интенсивностей. Очевидно, что для континуума такой мерой может являться величина $1/W(N_1 + N_2)$. С другой стороны, величиной, пропорциональной интенсивности H_β, будет отношение $W(H_\beta)/W(N_1 + N_2)$.

На рис. 4 сопоставлены величины $10W(H_\beta)/W(N_1 + N_2)$ и $1000/W(N_1 + N_2)$. Несмотря на большой разброс точек корреляции между этими величинами несомненна. Вычисленный коэффициент корреляции R оказался равным 0,70.

Сдвиг одного ряда величин относительно другого на 1 месяц (поскольку при благоприятных условиях объект наблюдался каждый месяц) корреляции не улучшил.

Таким образом, наши наблюдения не позволили сказать что-либо определенное об эффектах запаздывания. Ясно лишь, что интенсивность линии H_β в общем следует изменениям интенсивности континуума, так как большей интенсивности континуума соответствуют большие интенсивности H_β.

Обсуждение

Попытаемся полученную картину изменений вида профиля линии H_β понять в рамках нескольких простых предположений, которые неоднократно делались при описании спектральных особенностей других активных галактик. Эти предположения сводятся к следующему. Профили водородных линий формируются в пространственно разделенных облаках или комплексах облаков, которые могут иметь различные массы, размеры, дисперсии внутренних скоростей, составляющие скоростей по лучу зрения, температуры, плотности и т.д.

Облака газа светятся вследствие его ионизации излучением центрального источника [6, 7]. Сам источник может быть переменным по своей природе или вследствие эффектов экранирования [8]. Возможно, что, временами, он вообще "выключается" [9].

Прежде всего рассмотрим неоднократное появление в спектре похожих профилей линии H_β. Этот факт трудно понять, если не предполагать, что по меньшей мере некоторые облака или комплексы облаков, ответственные за формирование профиля, являются стабильными, устойчивыми образованиями на временной шкале ≥ 10 лет.

Основные особенности 99 представленных профилей можно рассматривать как результат суперпозиции излучения не менее трех комплексов облаков. В удаленном на большое расстояние от ядра газа с низкой плотностью возникают запрещенные линии и центральный пик линии H_β. Есть основание считать, что поток в этих линиях на протяжении наблюдений оставался постоянным или изменялся незначительно [10]. ФК возникает в комплексе облаков, расположенном ближе к центральному источнику. Дисперсия внутренних скоростей здесь больше, чем у удаленных облаков, а составляющая скорости по лучу зрения около 3000 км/с. Наконец, существует и 3-й комплекс облаков, по-видимому, самый близкий к ядру и имеющий самую большую дисперсию внут-

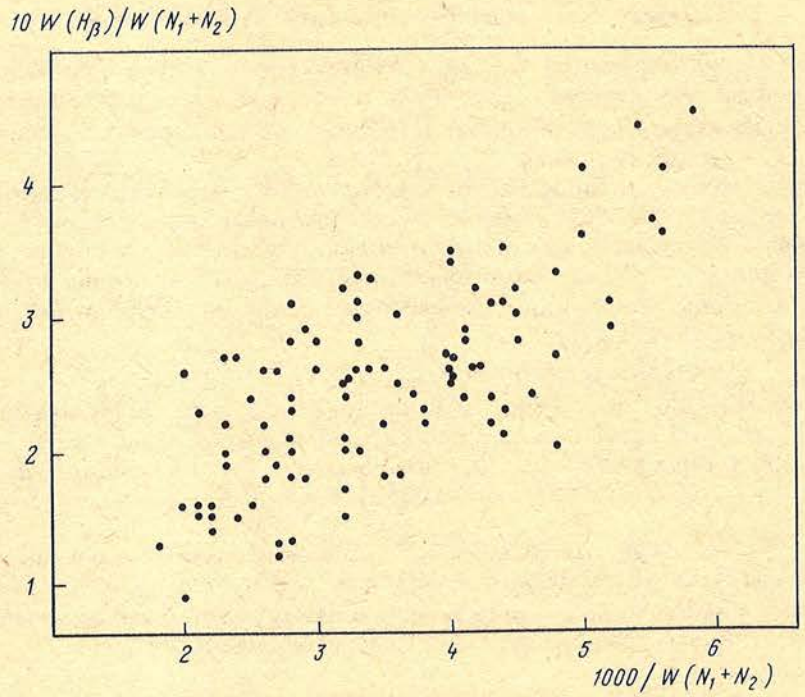


Рис. 4. Сопоставление величин $1000/W(N_1 + N_2)$ **и** $10W(H_\beta)/W(N_1 + N_2)$

ренних скоростей. Именно этим компонентом профиля определяется максимальная ширина линии H_β у основания, временами превышающая 150 Å при скорости облаков по лучу зрения, вероятно, меньше чем у ФК.

Сложение трех перечисленных профилей с различной и изменяющейся интенсивностью в сочетании с эффектами поглощения (экранирования), по-видимому, может воспроизвести основные черты, кроме мелких деталей, любого из полученных контуров.

В нарисованной картине естественно считать, что единичные профили типа 5 соответствуют ситуации, когда на некоторое время "выключился" центральный источник.

Профили типа 1, напротив, представляют тот случай, когда "включился" центральный источник достаточно большой мощности, но его излучение еще не достигло газа, в котором формируется ФК.

Таким образом, появление профилей различных типов является результатом изменяющихся условий возбуждения газа вследствие переменности излучения самого центрального источника и/или эффектов его экранирования. Не исключено, что в наблюдаемую картину вносит вклад и изменяющееся экранирование для наблюдателя самих излучающих объектов.

В заключение отметим еще раз, что ФК, обнаруженный Хачикяном и Видманом, является не исключительной, а скорее типичной особенностью профиля H_β. Предположение о выбросе облака газа из ядра галактики едва ли совместимо с наблюдаемой эволюцией профиля, которую демонстрирует рис. 2.

Отметим так же очевидную желательность проведения систематических спектральных наблюдений ядра галактики с более высокой точностью, чем в данной работе, и на достаточно большом интервале времени.

Автор выражает искреннюю благодарность В.И. Пронику за обсуждение программы спектрального изучения ядер активных галактик и участие в наблюдениях по начальной стадии работы. В.П. Гринину за замечания при чтении рукописи. В.П. Маланушенко за консультации по использованию измерительно-вычислительного комплекса обсерватории и А.И. Брунс за многолетнюю помощь в обработке наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Khachikian E.Ye., Weedman D.W.* // Astrophys. J. 1971. Vol. 164. P. L. 109.
2. *Проник В.И., Чуваев К.К.* // Астрофизика. 1972. Т. 8. С. 187.
3. *Чуваев К.К.* // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1990. Т. 81. С. 138.
4. *Хачикян Э.Е., Попов В.Н., Егиазарян А.А.* // Астрофизика. 1982. Т. 18. С. 541.
5. *Osterbrock D.E.* // Astrophys. J. 1981. Vol. 249. P. 462.
6. *Osterbrock D.E.* // Quaterly J.R. astron. Soc. 1984. Vol. 25. P. 1.
7. *Peterson B.M.* // Publ. Astron. Soc. Pac. 1988. Vol. 100, P. 18.
8. *Lawronce A., Elvis M.* // Astrophys. J. 1982. Vol. 256. P. 410.
9. *Penston M.V., Perez F.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1984. Vol. 211. P. 33.
10. *Gaskell C.M.* // Nature. 1983. Vol. 304. P. 212.

УДК 523.858

ИЗМЕНЕНИЕ КОНТУРА ЛИНИИ H_α И КИНЕМАТИКА ГАЗА В ЯДРЕ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 4151

С.Г. Сергеев

Двенадцать спектров NGC 4151 в области H_α получено на CCD в феврале—мае 1988 г. Широкая компонента линии H_α освобождена от узких линий H_α и [NII], в предположении, что контуры этих линий подобны контуру [OIII] 5007. Все спектры нормированы по интегральным интенсивностям узких линий. Закономерности переменности широкой компоненты H_α позволяют сделать предположение о наличии гравитационного красного смещения в области излучения широких линий (BLR), на основании чего сделана оценка линейного размера BLR-области в радиусах Шварцшильда.

H_α LINE PROFILE VARIATIONS AND GAS KINEMATIC IN ACTIVE GALACTIC NUCLEA NGC 4151, *by S.G. Sergeev*. Twelve CCD spectra of NGC 4151 nucleus were taken in H_α-region in February—May 1988. Narrow H_α and [NII] lines were extracted from the broad component of H_α, assuming that the profiles of these lines are similar to that of the [OIII] 5007 line. Character of the variability of the broad H_α component permit us to assume the gravitational redushift in BLR-region and estimate the linear dimension of BLR in units of the Schwarzschild's radius.

Введение

Широкие крылья водородных линий вместе с интенсивными ультрафиолетовыми линиями CIII] и CIV в спектрах ядер сейфертовских галактик являются единственным источником информации о кинематике плотного газа, залегающего глубоко в ядре в непосредственной близости от центрального источника энергии. Представляет интерес исследовать кинематику газа по контуру линий H_α или H_β, освобожденному от центрального, так называемого узкого компонента, а в случае H_α и от дублета азота 6548+6583 [NII]. Здесь предпринята попытка освободить контур линии H_α от узких бленд в спектре ядра NGC 4151. Эта процедура не имеет ничего общего с разложением наблюдаемого контура на отдельные гауссианы, которое носит скорее формальный характер и с одинаковым успехом применяется как к узким, так и к широким линиям.

1. Наблюдательный материал

За период февраль—май 1988 г. на дифракционном спектрографе, установленном в кассегреновском фокусе 2,6-метрового телескопа, получено 12 спектров ядра NGC 4151 в области H_α. В качестве светоприемника использовалась CCD-матрица. Дисперсия составляла 1,52 Å/пиксел. Регистрировался участок спектра около 900 Å. Для лучших экспозиций отношение шум/сигнал составляет 1—2% в максимуме H_α и, в основном, обусловлено неоднородностью чувствительности матрицы, которая здесь не учитывалась. При обработке спектров непрерывный континуум под линиями (вклад фона неба, ядра и околоядерной области) вычитался. Инструментальный контур имеет ширину примерно 23% от ширин узких линий. Его влияние на наблюдаемый контур не учитывалось. Редукция за спектральную чувствительность матрицы не производилась. Привязка к длинам волн выполнена лишь для нескольких дат. Пример спектра показан на рис. 1. На всех рисунках красная часть спектра находится с левой стороны. Сводка наблюдений дана в табл. 1.

2. Методика разделения бленд

Для разделения бленды [NII] и H_α в спектре ядра NGC 4151 обычно наблюдаемый контур H_α + [NII] описывают суммой нескольких гауссиан [1, 2]. Каждую узкую линию представляют некоторым числом гауссиан, которые интерпретируются как вклад отдельных облаков, излучающих узкие линии (NLR-область). В простейшем случае контур H_α + [NII] можно описать, привлекая одну гауссиану на каждую узкую линию и одну-две гауссианы для описания широкой компоненты H_α.

Однако задача, решаемая здесь, состояла не в том, чтобы описать весь наблюдаемый профиль H_α + [NII] некоторым числом гауссиан (или других функций), а в том, чтобы выделить широкую компоненту линии H_α в той части, где она блендирована узкими линиями [NII] 6548, 6584 и узкой компонентой H_α. Такое разделение позволяет нормировать спектры по интенсивностям узких линий и, используя такую нормировку, изучать переменность в свободной от узких бленд широкой компоненте H_α.

Для решения этой задачи был составлен комплекс программ на фортране, позволяющий аппроксимировать данный участок спектра суммой задаваемых пользователем функций. В качестве функции, описывающей узкие компоненты, взята наблюдаемая форма линии [OIII] 5007 с точностью до неизвестного масштаба по длинам волн, масштаба по интенсивности и неизвестного положения центра

Таблица 1

Дата	J.D. 2440000+	Экспозиция, мин	Шум континуума к максимуму H_α %	Дата	J.D. 2440000+	Экспозиция, мин	Шум континуума к максимуму H_α %
24/25.02.88	7216,40	30	0,70	18/19.04	7270,42	55	0,13
24/25.02	7216,46	60	0,29	18/19.04	7270,47	55	0,20
26/27.02	7219,42	60	0,51	19/20.05	7301,39	60	0,21
17/19.03	7239,57	30	0,41	19/20.05	7301,41	25	0,36
14/15.04	7266,29	55	0,37	20/21.05	7302,30	60	0,16
14/15.04	7266,33	55	0,30				

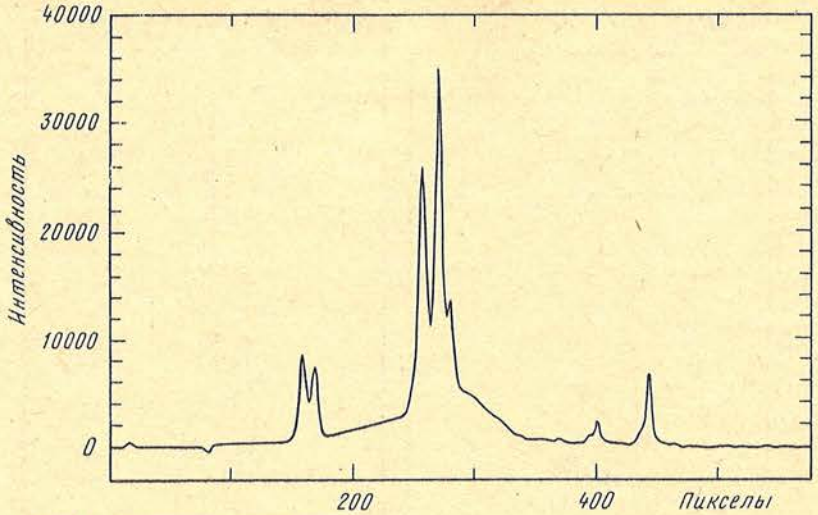


Рис. 1. Экспозиция 14/15.04.88 г.
Континуум вычтен, данные не сглажены. Красная часть спектра слева

тяжести, которые выступали в качестве свободных параметров. Предполагалось, что форма узких компонент [NII] и H_α подобна форме линии [OIII], полученной в эту же или в соседние ночи. Наблюдаемый контур линии [OIII] задавался таблично с применением линейной интерполяции для вычисления промежуточных значений. Для составления таблицы использовался аппроксимирующий сплайн третьей степени. Шаг таблицы составлял 1/15—1/20 пиксела. Подложка под узкими компонентами на блендированном участке контура описывалась полиномом третьей либо пятой степени. Размер блендированного участка составлял около 50 пиксел.

Алгоритм аппроксимации сводится к минимизации среднеквадратичного отклонения теоретического (аппроксимирующего) спектра от наблюдаемого (аппроксимируемого). Для минимизации применялась библиотечная функция фортрана, на основе метода Флечера—Пауэла. Алгоритм задачи осуществлен таким образом, что оптимизации подвергаются лишь свободные параметры, задающие форму узких линий, хотя фактические число свободных параметров включает, конечно, и свободные параметры, описывающие подложку. Задача оптимизации решалась как без ограничений, так и с ограничениями. В качестве ограничений выступали требования равенства ширин линий азота 6583 и 6548 и соотношение их интенсивностей, принятое равным 300/103. Можно также задавать расстояние между ними в качестве еще одного ограничения.

Оптимизируются ширины, высоты и центры тяжести (точнее, положения максимума интенсивности) узких линий. Всего 13 свободных параметров фигурировало в задаче без ограничений, где использовался полином третьей степени для описания блендированного участка подложки и столько же в задаче с ограничениями с применением полинома пятой степени.

Ошибки в методике разделения могут быть обусловлены следующими причинами:

1. Инструментальные ошибки — шумы считывания, неоднородностью чувствительности матрицы и др.

2. Несоответствие формы линии [OIII] 5007 форме линии азота и узкой компоненте H_α.

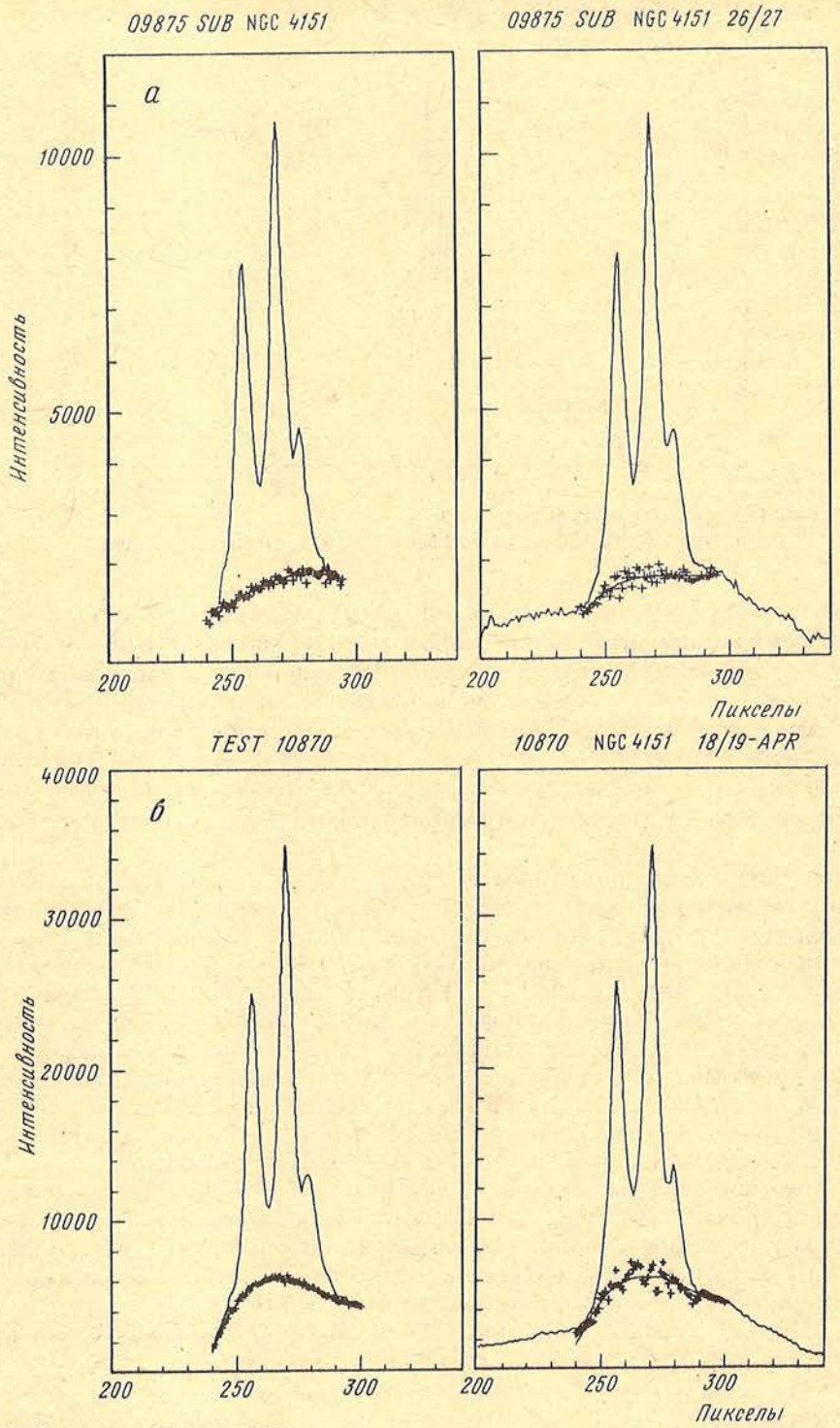


Рис. 2. Результаты тестирования

Крестики представляют широкую компоненту H_α, после вычета узких линий. Линия, проходящая через крестики, — полином Чебышева. Числа на горизонтальной оси характеризуют положение спектра на матрице. Справа представлена реальная экспозиция, слева составленный по ней и просчитанный тест

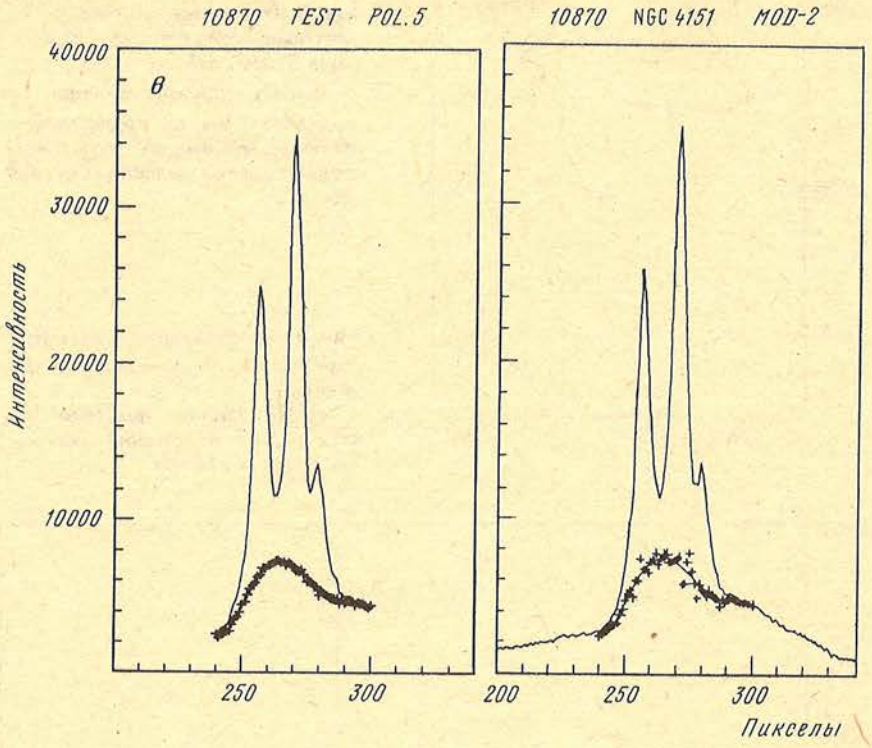


Рис. 2 (окончание)

3. Невозможность достаточно хорошо описать подложку под узкими компонентами полиномом третьей или пятой степени.

4. Принципиальные ошибки в самой методике, например, чрезвычайно большим числом свободных параметров.

Что касается ошибок 4, то их отсутствие было проверено методом тестирования. Для двух экспозиций с разным накоплением после обработки их данной методикой было осуществлено сложение полученной формы подложки с полученными формами узких линий. Такие "синтетические" контуры были зашумлены в соответствии со статистикой квантов и повторно обработаны. Исходные формы подложки и узких компонент, которые складывались, были сравнены с результатами разделения "синтетического", составленного из них же, контура. Получено хорошее соответствие. Результаты тестирования иллюстрируют рис. 2 (полином пятой степени с ограничениями). Рис. 2, *б* и *в* относятся к одной и той же экспозиции.

Рис. 2, *а* — экспозиция 26/27.02.88. Широкая компонента H_α представлена полиномом Чебышева третьей степени на участке 240—295 пиксел. Ограничений при оптимизации не наложено.

Рис. 2, *б* — экспозиция 14/15.04.88. Широкая компонента H_α представлена полиномом Чебышева третьей степени на участке 240—300 пиксел. Ограничений при оптимизации не наложено.

Рис. 2, *в* — экспозиция 14/15.04.88. Широкая компонента H_α представлена полиномом Чебышева пятой степени на участке 240—300 пиксел. Наложено два ограничения на линии азота.

Заметим, что при малом накоплении (рис. 2, *а*) теоретическая ширина шумовой дорожки подложки, "очищенной" от узких линий, не сильно отличается от реаль-

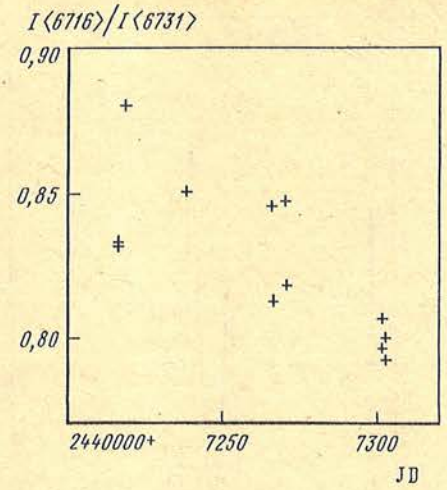
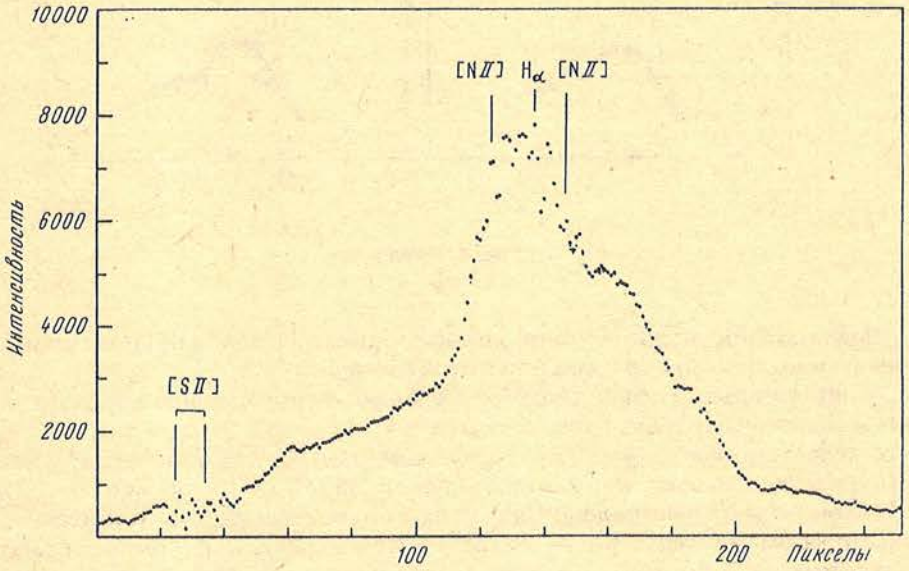


Рис. 3. Отношение интегральных интенсивностей линий дублета серы [S II] 6716, 6731

Широкая компонента линии H_α под линиями серы представлена полиномом Чебышева третьей степени и после разделения контуров вычтена

Рис. 4. Широкая компонента H_α, усредненная по двенадцати экспозициям

Узкие линии вычтены из спектра, их положение указано. Данные не сглажены



ного значения, в то время как при большом накоплении (рис. 2, *б, в*) различие значительно. Шумовая дорожка подложки растет с накоплением не в соответствии со статистикой квантов, а почти линейно. Возможно это связано с ошибками 2, которые должны линейно возрастать с увеличением накопления.

Наконец данной методикой из спектра были исключены линии серы [SII] 6716 и 6731. Их ширины в процессе оптимизации считались равными. Отношение интегральных интенсивностей дублета серы 6716/6731 иллюстрирует рис. 3. Имеет место, как видно, систематическое уменьшение этого отношения на величину ~5% за 4 мес. Такой ход, если он не является реальным, может быть следствием ошибок 2, 3 в совокупности с систематическими изменениями формы подложки, либо систематическими изменениями "эталона" — линии [OIII].

3. Переменность в контуре H_α

Для исследования переменности широкого компонента контура H_α было осуществлено масштабирование всех спектров. Масштабирование производилось по интегральным интенсивностям линий [NII] и узкой компоненты H_α, а также по дублету серы, интегральные интенсивности которых были получены в процедуре разделения. Предполагалось, что изменение интегральных интенсивностей узких линий незначительно за период, в течение которого были получены спектры.

Сравнение масштабных коэффициентов, полученных по [NII] и H_α, с коэффициентами, полученными по линиям серы, дало внутреннюю точность масштабирования около 7%. Масштабные коэффициенты, полученные по [NII] и H_α, были усреднены со значениями, полученными по [SII], и спектры редуцированы к одному накоплению.

Совмещение спектров по длинам волн было осуществлено по максимуму интенсивности узкой компоненты H_α так, чтобы на всех спектрах максимум приходился на определенный пиксел. Положение максимума было найдено при разделении контуров для каждой экспозиции. О точности определения положения максимума может свидетельствовать ошибка в определении расстояния между максимумами [NII] 6583 и узкой компонентой H_α, которое по внутренней точности дает 0,1 пиксела.

Рис. 4 иллюстрирует средний по двенадцати экспозициям спектр подложки с вычтенными узкими компонентами.

На рис. 5 представлены спектры подложки, редуцированные к одному масштабу по узким линиям за февраль, апрель и май. В марте была сделана только одна экспозиция. Наиболее заметно отличается от остальных верхушка широкой компоненты H_α, полученная в феврале. Возможно это связано с выходом на ложный минимум при оптимизации, который оказался более значимым, чем истинный.

На рис. 6 представлены средние контуры подложки по месяцам, также приведенные к одному масштабу. Все спектры на рис. 5—6 сглажены фильтром, убирающим высокочастотный шум.

Таблица 2

Дата	$100\frac{I(H_\alpha+[NII])}{\Sigma I(H_\alpha+[NII])}$	$100\frac{I([SII])}{I(\Sigma[SII])}$	Среднее	Невязка, %
24/25.02.88	4,70	4,69	4,69	+0,4
24/25.02	8,77	9,85	9,31	−11,6
26/27.02	5,99	5,70	5,85	+5,0
17/19.03	5,92	5,75	5,84	+2,9
14/15.04	6,42	7,68	7,05	−17,9
14/15.04	7,18	7,17	7,18	+0,1
18/19.04	17,22	17,07	17,15	+0,3
18/19.04	10,68	10,43	10,56	+2,4
19/20.05	10,73	9,73	10,23	+9,8
19/20.05	3,65	3,64	3,65	+0,3
20/21.05	10,18	10,09	10,14	+0,9
20/21.05	8,54	8,21	8,38	+3,9

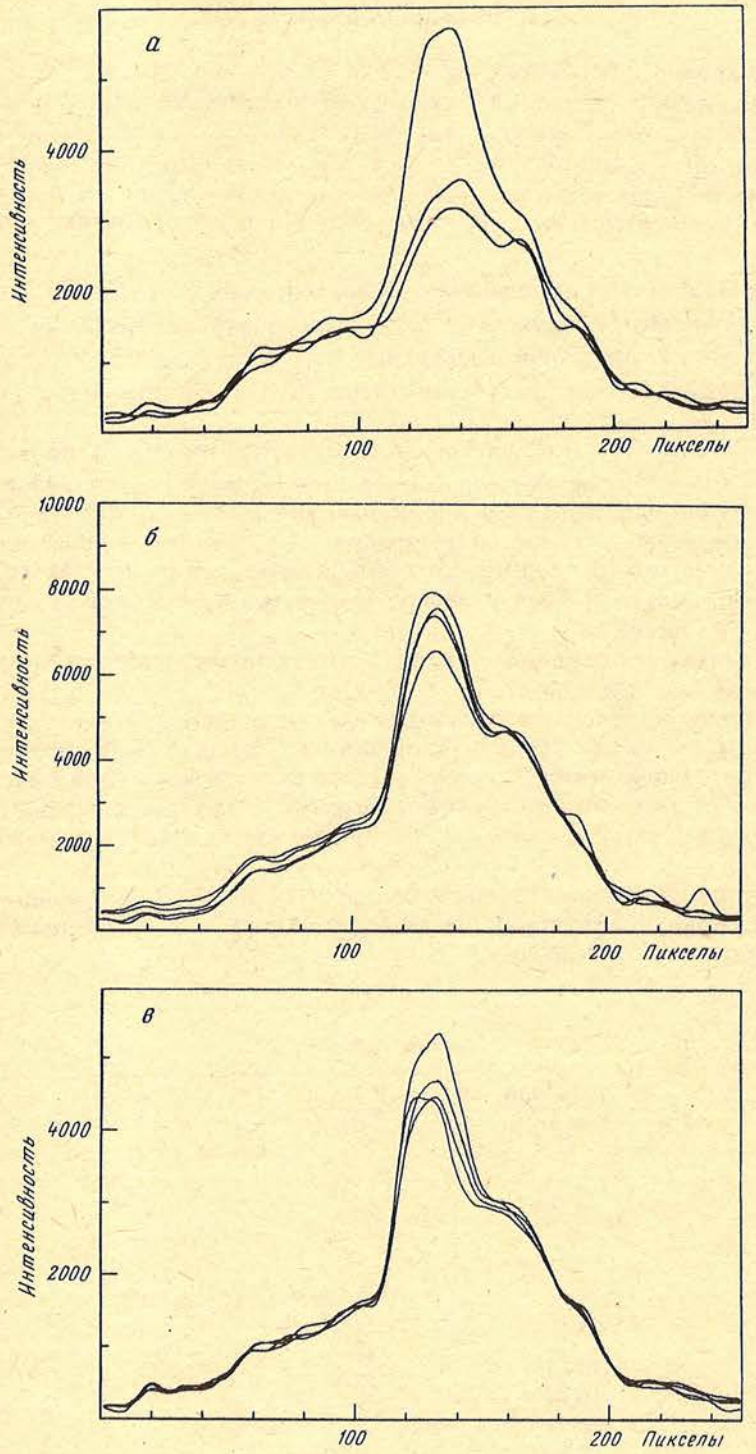


Рис. 5. Широкая компонента H_α в спектрах, полученных в близкие даты для трех месяцев

а — февраль; *б* — апрель; *в* — май. Данные сглажены фильтром. На каждом рисунке спектры приведены к одному масштабу. Интенсивность выражена в условных единицах, различных для *а*, *б* и *в*. Максимум интенсивности узкой компоненты H_α соответствует пикселу 137

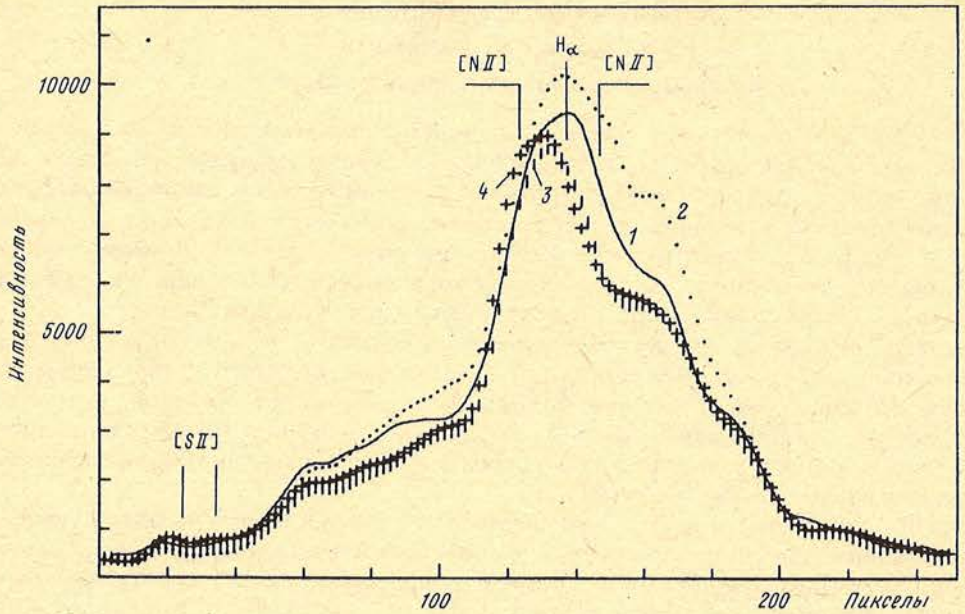


Рис. 6. Форма широкой компоненты H_α в феврале–мае 1988 г.

Стрелками указано положение узких линий

1 — февраль, *2* — март; *3* — апрель; *4* — май

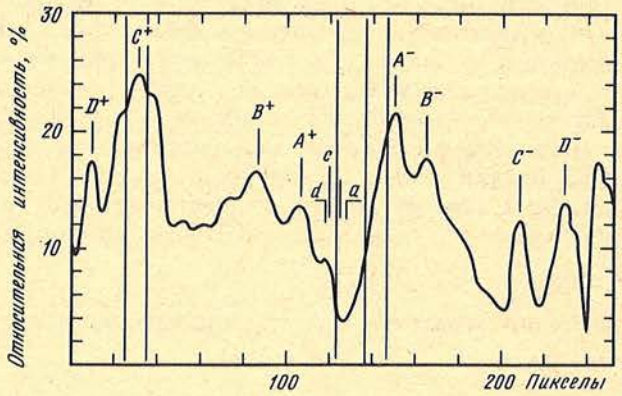


Рис. 7. Изменения в контуре широкой компоненты H_α за февраль—май 1988 в % от среднего контура.

Наибольшую интегральную интенсивность широкая компонента H_α имела в марте, меньшую в феврале; в апреле и мае изменения в ней были незначительными. Однако для марта, где мы имеем только одну экспозицию, ошибка в масштабировании может быть наибольшей. Заметно систематическое смещение максимума интенсивности широкого компонента в красную сторону, если только это не связано с методикой разделения бленд. В красную сторону также смещается ступенька на широком контуре H_α с синей стороны от максимума.

На рис. 7 представлен график, иллюстрирующий величину изменений контура со временем в зависимости от длины волны. В каждом пикселе находился среднеквадратичный разброс интенсивностей контуров, каждый из которых представляет собой среднее за месяц. Этот разброс характеризует величину переменности потока в данной точке контура в % от среднего по всем экспозициям спектра. Максимумы переменности отмечены буквами *A*, *B*, *C*, D. Знак плюс (A^+, B^+, C^+, D^+) указывает, что максимумы расположены в красной части спектра от нулевой скорости (движение от нас), минус (A^-, B^-, C^-, D^-) что максимумы находятся в синей части спектра (движение к нам).

4. Некоторые предположения о кинематике BLR-области на основании данных о переменности

Если предположить, что максимумы переменности A^+, B^+, C^+, D^+ симметричны максимумам A^-, B^-, C^-, D^- относительно линии нулевых скоростей, за которую принято положение максимума интенсивности узкой компоненты H_α, то можно считать, что симметрия максимумов переменности является следствием пространственной симметрии движения газа и областей, где имеет место наибольшая переменность, например, в случае джетов, если выбросы вещества происходят симметрично в противоположных направлениях от ядра.

На рис. 7 показаны центры симметрии максимумов A, B, C, D, однако они не совпадают с линией нулевых скоростей, а смещены относительно нее в красную сторону, причем смещение тем больше, чем дальше от нулевой скорости расположена данная пара максимумов. Такое смещение может быть либо следствием эффекта запаздывания, либо вызвано гравитационным красным смещением в поле центральной массы.

Если предположить, как уже было сказано, что за эти максимумы ответственны некоторые симметричные относительно ядра образования (облака ?), а смещение центра симметрии относительно линии нулевой скорости приписать гравитационному красному смещению в поле ядра, то это позволит определить по величине красного смещения расстояние от центрального тела до излучающего газа. Зная расстояние от центра симметрии соответствующих максимумов переменности в ангстремах, мы можем определить их скорость. В предположении, что подложка обусловлена джетами, скорость может быть определена с точностью до постоянного множителя — косинуса угла наклона струи джета к лучу зрения. Расстояние же, независимо от угла наклона, можно выразить в радиусах Шварцшильда, поскольку гравитационное красное смещение в первом приближении зависит только от Ньютоновского потенциала точки, в которой фотон испущен (и его длины волны). Гравитационное красное смещение равно

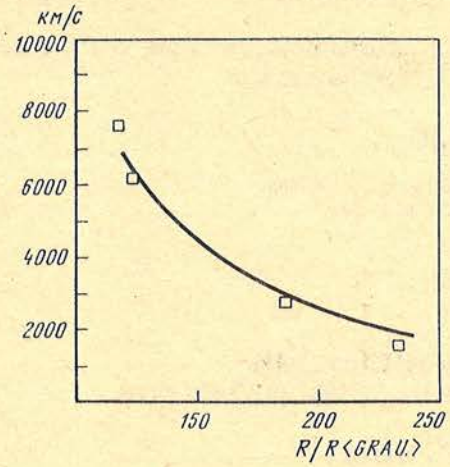
$$\Delta\lambda = \lambda_0 r_g/2r.$$

Отсюда находим расстояние в единицах радиуса Шварцшильда:

$$r = \lambda_0/2\Delta\lambda.$$

Применяя эти соображения к данным рис. 7, можно построить зависимость скорости от расстояния для BLR-области по четырем точкам, соответствующим максимумам переменности A, B, C, D. Эта зависимость приведена на рис. 8 и, в первом приближении, соответствует закону $\upsilon \sim r^{-2}$. Однако, если области, дающие наибольшую переменность в контуре, движутся вместе с газом, то должен быть существенным эффект запаздывания. Максимумы в красной части контура наблюдаются в прошлом по отношению к максимумам в синей части. В соответствии с этим эффектом, должна иметь место разность в скоростях симметричных максимумов, приводящая к смещению центра симметрии в красную или синюю сторону, в зависимости от кинематики. В случае замедления газа смещение должно быть красным. В линейном приближении это смещение зависит от скорости, расстояния и производной $d\upsilon/dr$. В частности, если закон изменения скорости с расстоянием действительно имеет вид $\upsilon = \upsilon_0(r/r_0)^{-2}$, то это должно привести к дополнительному красному смещению центров симметрии максимумов переменности на величину $\Delta\upsilon = 2\upsilon^2/c$.

На рис. 9 показано, как должно двигаться вещество в гравитационном поле центральной массы при стартовом расстоянии $r_0 = 122\, r_g$ со стартовой скоростью в проекции на луч зрения 7000 км/с и разных значениях угла наклона траектории



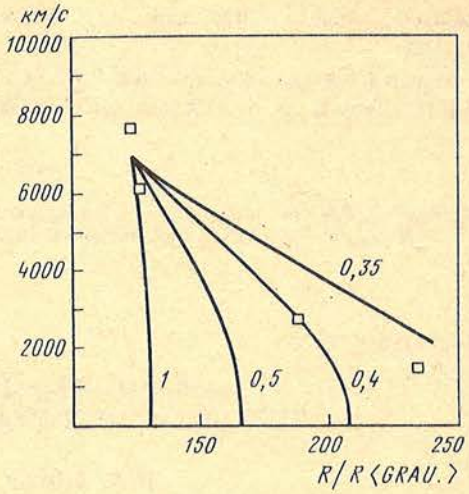


Рис. 8. Кинематика BLR — области ядра NGC 4151 в предположении гравитационного красного смещения без учета эффекта запаздывания (по данным рис. 7)

Квадраты представляют полученные по изменениям контура H_α значения и соответствуют максимумам переменности A, B, C, D на рис. 7; сплошная линия — закон $v \sim r^{-2}$

Рис. 9. Движение вещества в гравитационном поле

Квадраты воспроизводят рис. 8, сплошные линии даны для сравнения и представляют собой движение материальной точки только под действием силы гравитации в поле центральной массы со стартовой скоростью, направленной наружу от ядра. Числа, маркирующие линии, — косинусы угла наклона траектории к лучу зрения. По горизонтальной оси — расстояние в радиусах Шварцшильда

к лучу зрения. Релятивистские поправки несущественны. Закон изменения скорости с расстоянием в этом случае имеет вид

$$v(r) = [v_0^2 + c^2(r^{-1} - r_0^{-1})]^{1/2}, \quad v^{\text{набл}} = v\cos i,$$

где расстояние выражено в радиусах Шварцшильда, а i — угол наклона вектора скорости к лучу зрения.

На основании полученных результатов имеем оценку размеров BLR-области $\simeq 10^2\, r_g$, что составляет $\simeq 10^{16}$ см, если принять массу центрального источника $\simeq 5 \cdot 10^8\, M_\odot$.

В заключение необходимо отметить, что значимость максимумов A, B, C, D, по-видимому, невысока. Так, оказалось, что если исследовать переменность по всем двенадцати спектрам, не усредняя их по месяцам, то какой-либо симметричной картины не возникает. Подробное исследование показало, что максимумы A и B в основном обусловлены спектром, полученным в марте, который дает небольшой вклад при привлечении всех экспозиций (1/12 часть), но зато существенный вклад при усреднении по месяцам (1/4 часть). Максимумы A^- и C^+ приходятся на блендированные участки подложки и, в силу этого, не могут иметь большой достоверности. Максимумы D^+, D^- не могут иметь большой значимости из-за слабости подложки в местах, где они наблюдаются и, следовательно, больших ошибок как за счет шумов матрицы, так и за счет ошибок в проведении континуума (с целью его вычитания). Тем не менее продолжить дальнейший поиск такого рода закономерностей в переменности широких компонентов линий представляется интересным. Кроме того, представляет интерес исследовать влияние гравитационного красного смещения на форму широкой компоненты в разных моделях BLR-области (например, гравитационное

красное смещение, как один из механизмов, объясняющих асимметрию широких линий).

Автор благодарит Проника В.И. за ценные советы и обсуждения, Маланушенко В.П. за идею методики разделения бленд, описанную здесь.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kielkopf J., Brashear R., Lattis J.* // Astrophys. J. 1985. Vol. 299. P. 865.
2. *Pelat D., Alloin D.* // Astron. and Astrophys. 1982. Vol. 178. P. 335.

УДК 524.7; 524.33; 530.12

160-МИНУТНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕКОТОРЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

В.А. Котов, В.М. Лютый*

Дополнительный анализ данных UBV-фотометрии и рентгеновских наблюдений быстрой переменности активных ядер галактик (АЯГ) говорит о присутствии статистически значимого (с уровнем значимости от 2σ до 5σ) периода $160^m,01$ у нескольких АЯГ со средней гармонической амплитудой около 4% для рентгеновских и 1% для оптических данных. Очень ценными при этом оказались измерения, выполненные на спутнике EXOSAT: они показали наличие 160-минутной периодичности у NGC 4051, NGC 4151, Mrk 335 и, возможно, у NGC 6814 и MCG-6-30-15.

Наиболее удивительно, что начальные фазы 160-минутной переменности рентгеновских потоков, определенные для 5 различных объектов, оказались совпадающими с фазой 160-минутных осцилляций Солнца как звезды.

Внимательное рассмотрение эффекта указывает на то, что 160^m-периодичность является внутренним свойством самих АЯГ. При такой интерпретации явления, однако, мы встречаемся с большой трудностью: значение периода (и, возможно, начальные "рентгеновские" фазы нескольких АЯГ) оказывается не зависящим от скорости удаления далеких объектов. Новые данные, следовательно, подтверждают космологическое объяснение "универсальных" 160-минутных осцилляций, выдвинутое авторами несколько лет назад.

THE 160-MINUTE OSCILLATIONS OF SOME EXTRAGALACTIC OBJECTS, *by V.A. Kotov and V.M. Lyuty*. An additional analysis of the UBV-photometric and *X*-ray data on rapid variability of active galactic nuclei (AGN) shows that there is a statistically significant (from 2σ and 5σ level of confidence) period 160.01 min in several AGN, with average harmonic amplitude of about 4% for *X*-rays and 1% for optical data. In this respect the most valuable proved to be the EXOSAT-satellite measurements which showed the presence of one and the same 160-min periodicity for NGC 4051, NGC 4151, Mrk 335 and possibly for NGC 6814 and MCG-6-30-15.

The most fascinating is the circumstance that initial phases of this 160-min variability in the *X*-ray fluxes determined for 5 various AGN are found to be in good coincidence with that for the 160-min oscillations of the Sun seen as a star.

Detailed consideration of the effect shows that 160-min periodicity should be treated as some intrinsic property of AGN themselves. In accordance with this hypothesis, then, one meets with great difficulty that the value of the period (and, perhaps, initial *X*-ray phases for several AGN) appears to be independent on the recession velocity of the distant objects. New data, therefore, give more credit to cosmological explanation of the "universal" 160-min oscillations advanced by the authors several years ago.

* Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва.

Введение

Реальность глобальных осцилляций Солнца с периодом около 160^m [1, 2] недавно подвергнута сомнению на основе измерений лучевой скорости, выполненных на о. Тенериф методом атомной резонансной спектроскопии [3]. Однако работа [4] заставляет относиться с осторожностью к результатам таких измерений в области длиннопериодных солнечных осцилляций. Одновременные наблюдения, выполненные с применением двух разных резонансных ячеек (с парами натрия и калия), показали наличие некоррелированных между двумя инструментами изменений с характерными временами ≈ 1÷4 ч. Авторы [4] считают, что измерения по линии натрия более чувствительны к атмосферным условиям, чем по линии калия. Влияние дифференциальной атмосферной экстинкции, в принципе, можно учесть путем соответствующей коррекции сигналов скорости [5, 6]; однако указанное выше отсутствие корреляции между двумя инструментами указывает на возможное сильное влияние инструментальных помех. Последние, в свою очередь, обусловлены необходимостью жесткой стабилизации инструмента, в котором "сравниваются" две спектральные линии — лабораторная (линия натрия или калия) и солнечная. От этих помех, по-видимому, в значительной мере свободен метод дифференциальных измерений лучевой скорости фотосферы Солнца [1, 5], в котором доплеровский сдвиг фраунгоферовой линии Солнца (точнее; обширной центральной зоны солнечного диска) измеряется относительно той же самой солнечной линии для краевой (кольцевой) зоны диска.

Анализ 14-летнего ряда дифференциальных доплеровских измерений в Крыму [7] дает новые доказательства солнечной природы 160-минутной периодичности. Согласно этим данным, период равен $160^m,0093(\pm 15)$, где число в скобках — стандартная ошибка последних значащих цифр.

Сильным аргументом в пользу реальности 160^m-колебаний Солнца явилось обнаружение того же самого, в пределах ошибки, периода в частоте хромосферных вспышек на Солнце [8]: период $P_0 = 160,^m0101(\pm 1)$, статистическая значимость 4σ.

В [9] мы сообщали об обнаружении периода $160,^m01$ в вариациях блеска ядер некоторых сейфертовских галактик и квазара 3C 273 по данным многолетней UBV-фотометрии. Наиболее поразительно, что такой же периодический эффект найден и в данных о рентгеновской переменности активных ядер галактик (АЯГ).

Такой "повсеместный" характер периода P_0 многими астрофизиками воспринимается как доказательство того, что эффект имеет местную — земную (напр., геофизическую или артефактную, из-за метода обработки данных) или солнечную природу. Была выдвинута и альтернативная гипотеза — о космологическом происхождении 160^m-осцилляций [9, 10].

Здесь с точки зрения обоих предположений — о местном или космологическом происхождении периода P_0 — анализируются новые данные о быстрой переменности АЯГ.

Говоря о переменности сейфертовских галактик, мы всюду подразумеваем их активные ядра. Моменты времени всех наблюдений приведены к Солнцу; нулевая фаза — при свертке измерений с периодом $P_0 = 160,^m0101$ — всюду соответствует моменту UT 00^h00^m, 1.1.1974 г. При обработке оптических и рентгеновских данных медленные тренды удалялись с помощью парабол 2-го порядка. В ряде случаев, напр., для данных наблюдений за одну ночь — анализировались отклонения от среднего уровня; подробнее о методе обработки см. [9].

1. Сейфертовская галактика NGC 4151

Первыми были проанализированы многолетние фотоэлектрические наблюдения в фильтре U ядра сейфертовской галактики NGC 4151 [9], всего $N = 290$ отдельных измерений за 1968—1986 гг. Они показали наличие периода $P = 160,^{m}0099(\pm 5)$ со средней гармонической амплитудой $A_h = 0{,}014(\pm 4)$ зв. величины и уровнем статистической значимости $3{,}8\sigma$*. P_0-периодичность была затем подтверждена анализом данных рентгеновских спутников Ариэль-5 и EXOSAT в диапазоне энергий 2—10 и 0,04—2,0 кэВ соответственно, см. [9].

В [11] опубликованы новые данные о переменности NGC 4151 в области энергий 2—10 кэВ. Измерения сделаны на спутнике EXOSAT 19 и 22.12.1984 г. и 2.1. 1985 г. — всего три непрерывных записи суммарной длительностью около 24,5 ч. Эти данные нами были объединены с записью длительностью около 5,8 ч, полученной тоже на EXOSATе, 11.7.1983 г. в области энергий 0,04—2,0 кэВ [12] и рассмотренной нами ранее [9]. Все четыре записи имеют общую длительность около 30,3 ч; суммарное число отдельных измерений рентгеновского потока $N = 174$, среднеквадратичное значение полученного временнóго ряда (после исключения медленных трендов) $\Delta = 0{,}160$ зв. величины.

Результат свертки с периодом P_0 показан на рис. 1, *б*, где видим более или менее синусоидальную волну с гармонической амплитудой $A_h = 0{,}040 \pm 0{,}014$ зв. величины; фаза максимума синусоиды $\varphi_h = 0{,}43 \pm 0{,}06$. Для сравнения на рис. 1, *а* приведена аналогичная кривая, построенная в [9] по данным спутника Ариэль-5 за 1975—1977 гг. ($N = 219$, $\Delta = 0{,}32$ зв. величины): $A_h = 0{,}070 \pm 0{,}035$ зв. величины, $\varphi_h = 0{,}42 \pm 0{,}08$. Фаза и амплитуды двух кривых, таким образом, совпадают в пределах ошибок.

На рис. 2, *а* показана средняя рентгеновская кривая NGC 4151, полученная по указанным выше данным двух спутников — Ариэль-5 [13] и EXOSAT (общий диапазон энергий 0,04—10 кэВ, $N = 393$, $\Delta = 0{,}214$ зв. величины): $A_h = 0{,}030 \pm 0{,}013$ зв. величины, $\varphi_h = 0{,}43 \pm 0{,}07$.

На рис. 2, *б* приведена оптическая кривая за 1968—1986 гг. согласно [9] (фильтр U; $N = 290$, $\Delta = 0{,}084$ зв. величины): $A_h = 0{,}014(\pm 4)$ зв. вел., фаза $\varphi_h = 0{,}51 \pm 0{,}05$.

В 1987—1988 гг. группа авторов [14] провела серию непрерывных (в течение ночи) фотоэлектрических измерений блеска ядра NGC 4151 для изучения быстрой переменности в фильтре V. Из 13 ночей 5 не показали какой-либо переменности, превосходящей ошибки измерений. Однако три ночи показали сильную переменность на шкале времени $\lesssim 1$ ч и пиковой амплитудой до $\approx 0{,}1$ зв. величины. Измерения, относящиеся к этим трем ночам с сильной переменностью, мы подвергли детальному рассмотрению.

Эти наблюдения выполнены тремя разными группами наблюдателей 3—4.2 и 23—24.3. 1987 г. и 20—21.4.1988 г., в сумме около 12,4 ч наблюдений ($N = 93$, $\Delta = 0{,}022$ зв. величины). Результат свертки с периодом P_0 показан на рис. 2, *в*: $A_h = 0{,}008\ (\pm 3)$ зв. величины, $\varphi_h = 0{,}66 \pm 0{,}07$, значимость волны $\approx 2{,}5\sigma$ (критерий $\sqrt{2}A/\sigma_0 \approx 2{,}5$, где A — пиковая амплитуда, σ_0 — средняя ошибка точки на средней кривой).

Все три кривые на рис. 2 имеют более или менее широкий максимум и узкий, сильно выраженный минимум. Более того, фазы негармонических минимумов блеска (φ_{min}) в пределах ошибок совпадают, см. также табл. 1; небольшие сдвиги

---

* Всюду имеется ввиду нормальное распределение.

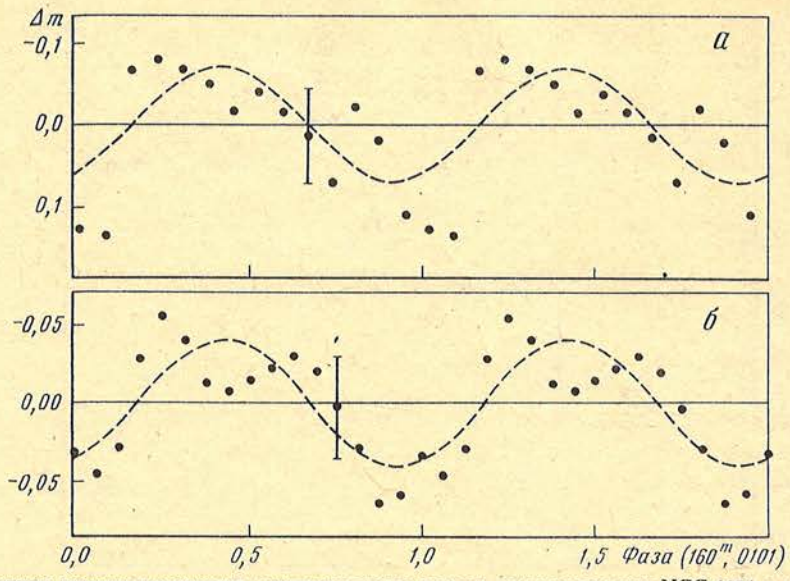


Рис. 1. Средние кривые изменения рентгеновского потока ядра галактики NGC 4151 с периодом P_0 по данным спутников Ариэль-5 (диапазон энергий 2—10 кэВ, 1975—1977 гг., N = 219) (а) и EXOSAT (0,04—10 кэВ, 1983—1985 гг., N = 174) (б)

Пунктирные кривые — синусоиды, проведенные через точки методом наименьших квадратов (МНК); вертикальными черточками указаны типичные ошибки (± σ); точки — средние значения вариаций потока в каждом интервале длительностью 1/7 (а) или 1/8 (б) периода P_0

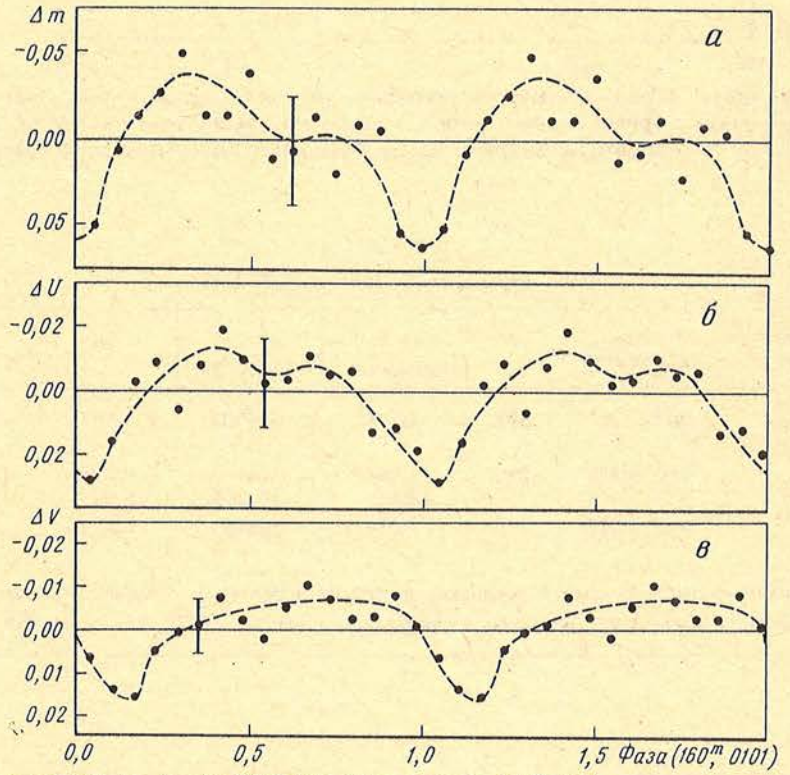


Рис. 2. Средние кривые блеска NGC 4151 для периода 160^m, 0101 согласно (а) рентгеновским измерениям на спутниках Ариэль-5 и EXOSAT (1975—1985 гг.) и фотоэлектрическим измерениям в фильтрах (б) U (1968—1986 гг.) и (в) V (1987—1988 гг.)

Точки — средние значения вариаций потока в каждом 20-минутном интервале фазы, пунктирные кривые проведены "от руки" (то же на других аналогичных рисунках)

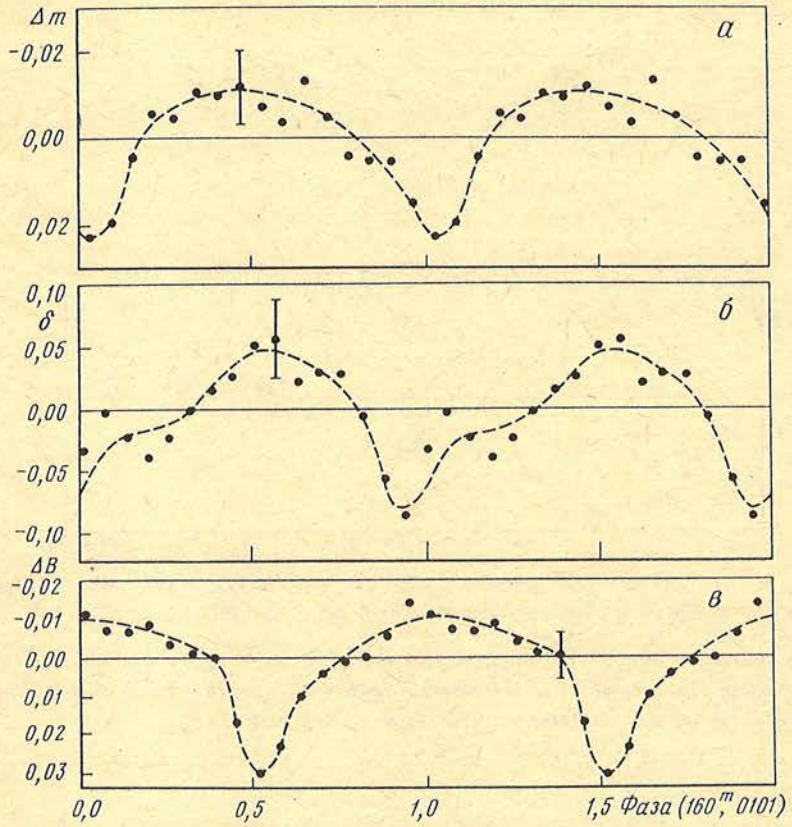


Рис. 3. Средняя кривая блеска NGC 4151 по рентгеновским и оптическим данным 1968—1988 гг.; $N = 776$ (а), рентгеновская кривая переменности Mrk 335 по данным спутника EXOSAT за 21—22 .7. 1985 г. (0,1—6 кэВ; $N = 234$) (б); оптическая кривая блеска квазара 3C 273 (1968—1986 гг., $N = 340$) (в)

Таблица 1

Параметры средних кривых NGC 4151

Спектральный диапазон	Интервал наблюдений	N	Δ, зв. величина	A_h, зв. величина	φ_h	φ_{min}
Рентгеновское излучение	1975—1985	393	0,214	0,030(13)	0,43(7)	0,00(7)
Фильтр U	1968—1986	290	0,084	0,014(4)	0,51(5)	0,03(9)
Фильтр V	1987—1988	93	0,022	0,009(3)	0,66(7)	0,14(12)
Суммарная кривая*	1968—1988	776	0,084	0,015(4)	0,50(4)	0,04(7)

*При вычислении суммарной кривой среднеквадратичные значения Δ временных последовательностей "рентген" и "фильтр V" приводились к значению Δ ряда "фильтр U". Период 160,m0101.

фаз φ_{min} между тремя кривыми могут иметь случайный характер, или могут быть связаны, напр., с общим уровнем активности ядра: в 1987—1988 гг. средний блеск ядра NGC 4151 в фильтре U был почти на величину ниже, чем в 1968—1983 гг.

Все три временные последовательности ("рентген", "фильтр U" и "фильтр V") были затем сведены в один общий временной ряд, причем значения Δ рентгеновского ряда и V-ряда приводились к значению Δ U-ряда. Результирующая кривая для периода P_0 показана на рис. 3, *а*; ее параметры приведены в последнем столбце табл. 1. Значимость кривой, определенная по критерию $\sqrt{2}A/\sigma_0$, составляет примерно $2{,}8\sigma$; по критерию $\sqrt{2}\,A_h/\sigma_h$ (σ_h — ошибка амплитуды A_h) значимость $\approx 4{,}6\sigma$.

2. Mrk 335 и квазар 3C 273

Сейфертовская, 1-го типа, галактика Mrk 335 наблюдалась на EXOSATe 21—22.7.1985 г. одновременно в двух энергетических диапазонах: 2—6 и 0,1—2 кэВ, — с временем интегрирования 10 мин и длительностью непрерывных измерений около 20 ч [15]. Копии записей приведены на рис. 4. При обработке этих измерений было исключено только одно (нулевое), сильно отклоняющееся от среднего уровня, значение, отмеченное звездочкой. Пунктирными линиями показаны параболы, аппроксимирующие медленные тренды и вычисленные МНК. В области переналожения двух парабол (рис. 4, *б*) вычислялись средние значения остатков "измерения минус парабола". Временной ход относительных флуктуаций δ рентгеновского потока после фильтрации трендов и усреднения по двум диапазонам энергий показан на рис. 5. Стрелками указаны моменты экстремумов, соответствующие средней кривой блеска (рис. 3, *б*) для периода P_0. Видно, что распределение вариаций более или менее хорошо согласуется с 5—6 максимумами и 4—5 минимумами, обозначенными стрелками, т.е., в среднем, примерно с 10 экстремумами из [15].

Спектр мощности, вычисленный прямым Фурье-преобразованием данных, приведенных на рис. 5, показан на рис. 6. Уровень значимости 3σ определялся методом, изложенным в [16]. Один из четырех пиков, превосходящих уровень значимости 3σ, отвечает периоду $162^m \pm 4^m$.

Результат сверки относительных флуктуаций δ с периодом P_0 показан на рис. 3, *б*: $N = 234$, $\Delta = 17{,}2\%$, $A_h = 4{,}5 \pm 1{,}4\%$, $\varphi_h = 0{,}55 \pm 0{,}05$, $\varphi_{min} = 0{,}02 \pm 0{,}12$. Критерий значимости $\sqrt{2}A/\sigma_0 \approx 2{,}8$, критерий $\sqrt{2}A_h/\sigma_h \approx 4{,}5$.

Для сравнения с кривыми NGC 4151 и Mrk 335 на рис. 3, *в* показана средняя за 1968—1986 гг. кривая оптической, в фильтре B, переменности квазара 3C 273 согласно [17]: $N = 340$, $\Delta = 0{,}037$ зв. величины, $A_h = 0{,}015(\pm 4)$ зв. величины, $\varphi_h = 0{,}08 \pm 0{,}04$, $\varphi_{min} = 0{,}52 \pm 0{,}07$. Значимость периодичности по двум указанным выше критериям составляет $4{,}6\sigma$ — $5{,}3\sigma$.

3. NGC 4051

Рентгеновское излучение сейфертовской галактики NGC 4051 измерялось на EXOSATe 3—5.12.1985 г. непрерывно в течение около 2,4 сут. в диапазоне 0,05—2 кэВ [18]. Мы подвергли эти данные такому же анализу, как и данные о переменности Mrk 335: медленный тренд фильтровался с помощью полиномов второго порядка, относительные разности "измерения минус тренд" ($N = 197$) подвергались прямому Фурье—преобразованию и методу наложенных эпох.

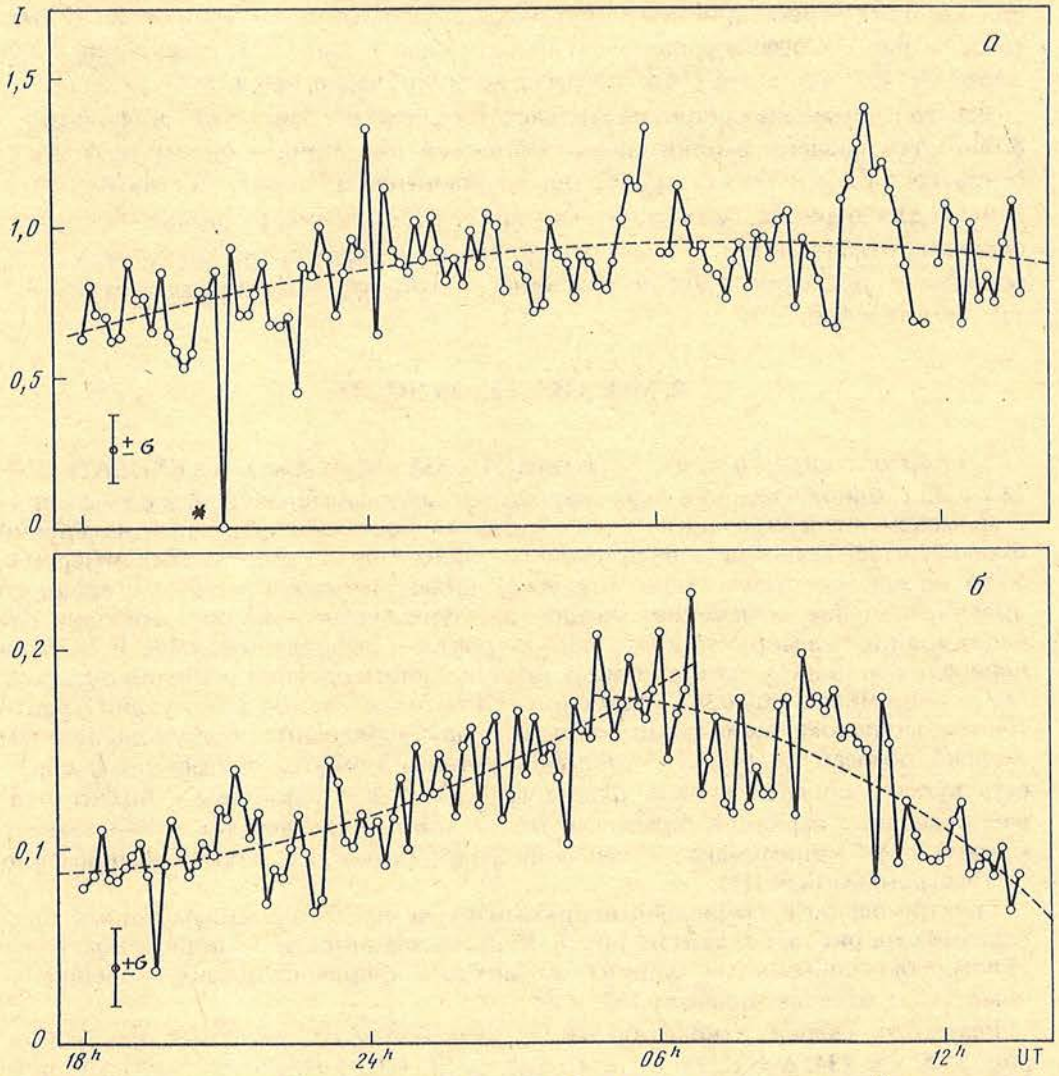


Рис. 4. Кривые изменения рентгеновского потока Mrk 335 по данным измерений на спутнике EXOSAT 21—22.7.1985 г. в диапазонах энергий (а) 2—6 кэВ (б) 0,1—2 кэВ согласно [15]. По оси ординат — скорость счета I (см. [15] и текст)

Спектр мощности, вычисленный с шагом по частоте $\Delta\nu = 0{,}55$ мкГц, показан на рис. 7, где максимальный пик, с уровнем значимости $3{,}3\sigma$, соответствует периоду $161{,}^{m}6 \pm 1{,}^{m}8$. Достоверность всех других пиков значительно ниже, поскольку для них вероятность p случайного появления надо умножать на число независимых частотных интервалов $m \approx 100$. В случае пика $\approx 160^{m}$ вероятность p не надо увеличивать в m раз, так как частота $\nu_0 = P_0^{-1}$ задана *a priori*: проверяется гипотеза, есть ли у объекта периодичность на частоте $\approx \nu_0$, и если есть, то какова ее значимость p.

К этим данным были добавлены измерения, выполненные на EXOSATe (0,05—2 кэВ) раньше, 8—9.4.1984 г., в течение около 8,5 ч [19]. Общая средняя кривая для

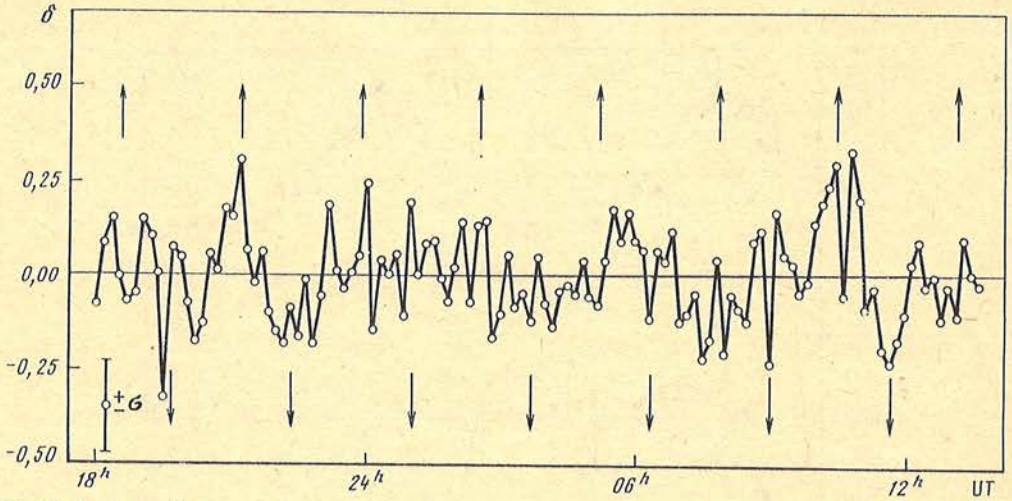


Рис. 5. Временной ход относительных флуктуаций рентгеновского потока Mrk 335 (21—22.7.1985 г.) для энергетического диапазона 0,1—6 кэВ) см. текст (EXOSAT)

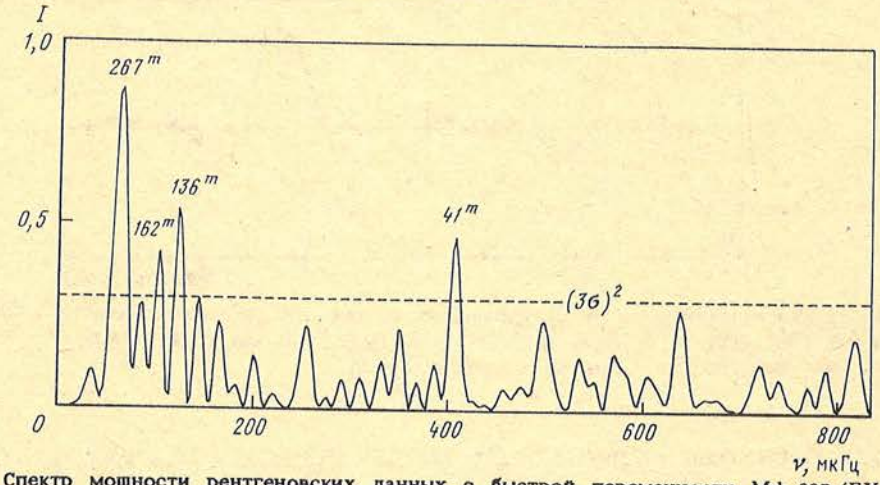


Рис. 6. Спектр мощности рентгеновских данных о быстрой переменности Mrk 335 (EXOSAT, 21—22.7.1985 г.)

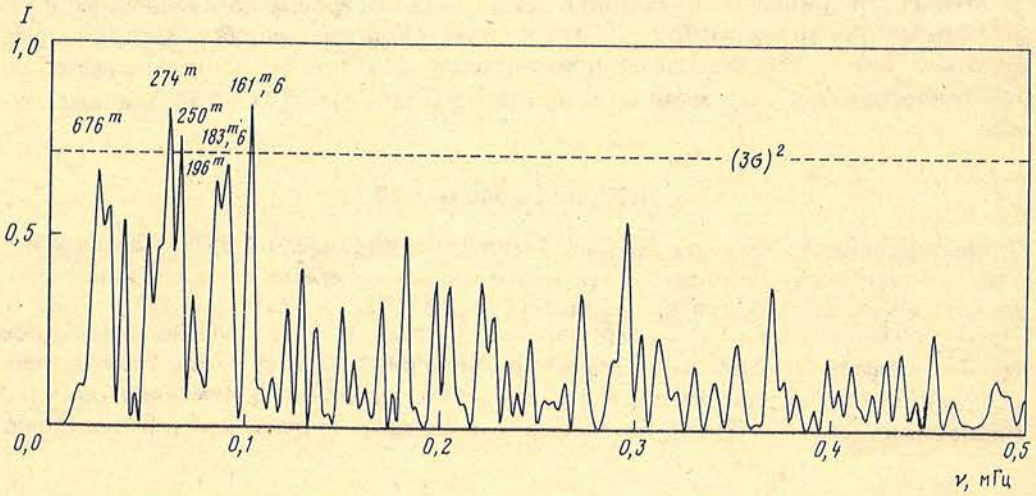


Рис. 7. Спектр мощности вариаций рентгеновского потока NGC 4051 (EXOSAT; 0,05—2 кэВ, 3—5.7.1985 г.)

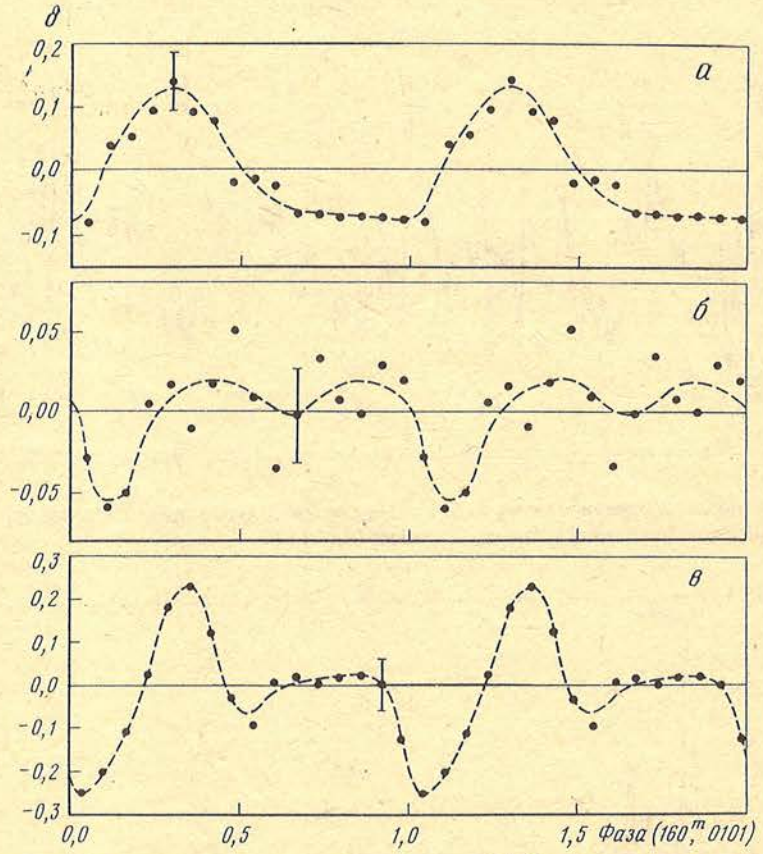


Рис. 8. Средняя кривая изменения рентгеновского потока NGC 4051 (данные спутника EXOSAT; 0,05—2 кэВ, 1984—1985 гг., $N = 228$) (*а*); NGC 6814 (EXOSAT, 2—6 кэВ, 1983—1985 гг., $N = 631$) (*б*); MCG—6—30—15 (EXOSAT, 0,1—6 кэВ, $N = 107$; 20.7.1984 г.) (*в*)

периода P_0 показана на рис. 8, *а*: $N = 228$, $\Delta = 23{,}3\%$, $A_h = 9{,}4 \pm 1{,}8\%$, $\varphi_h = 0{,}30 \pm 0{,}04$, $\varphi_{min} = 0{,}82 \pm 0{,}23$.

Оптическая кривая, не показанная здесь, была построена по измерениям В.М. Лютого, выполненным в 1975—1987 гг., и данным Юннаньской обсерватории [20] в фильтре U ($N = 128$; $\Delta = 5{,}6\%$). Кривая оказалась почти в противофазе с рентгеновской, но мало значимой: $A_h = 0{,}66 \pm 0{,}53\%$, $\varphi_h = 0{,}73 \pm 0{,}13$; значимость $\approx 2\sigma$.

4. NGC 6814 и MCG-6-30-15

Сейфертовская галактика NGC 6814 (тип 1) наблюдалась на EXOSATе в 1983—1985 гг. [21]; было получено пять непрерывных, с временем интегрирования 5 мин, серий записей длительностью 6,2 ч (4.9.1983 г.), 6,0 ч (2.11.1983 г.), 7,5 ч (31.5—1.6.1984 г.), 6,3 ч (13—14.10.1984 г.) и 28,4 ч (16—17.10.1985 г.). Суммарное время наблюдений 54,4 ч. В диапазоне энергий 2—6 кэВ поток значительно варьирует с характерными временами $\lesssim 1000$ с. Авторы [21] отмечают наличие периодичности ≈ 12200 с рентгеновских всплесков во время пятой, наиболее

продолжительной записи, и наличие иногда квазипериодических осцилляций с характерным временем ≈ 3000 с.

В спектре мощности, вычисленном в [21] для наиболее длительной записи (28,4 ч), основные пики соответствуют периоду ≈ 12200 с и его обертонам; амплитуда для периода 160^m не превосходит уровня шумов.

Мы проанализировали все пять записей [21], полученных в диапазоне энергий 2—6 кэВ. Для первых четырех медленные тренды удалялись с помощью полиномов 2-го порядка, для пятой записи анализировались отклонения от среднего уровня. Результат свертки с периодом P_0 значений δ для всех пяти записей (N = =631, Δ = 26,1%) показан на рис. 8, *б*: $A_h = 1{,}7 \pm 1{,}7\%$, $\varphi_h = 0{,}62 \pm 0{,}16$, $\varphi_{\min} = 0{,}11 \pm \pm 0{,}12$. Статистическая значимость эффекта низкая: критерий $\sqrt{2}A/\sigma_0 \approx 2{,}2$; критерий $\sqrt{2}\,A_h/\sigma_h \approx 1{,}4$; по критерию χ^2 значимость составляет $\approx 1{,}4\sigma$. Результат существенно не изменяется, если из пятой записи "вычесть" периодичность $P_1 \approx \approx 12200$ с (это, в свою очередь, может быть связано с тем обстоятельством, что период P_1 кратен P_0: $5P_0 \approx 4P_1$).

Рентгеновское излучение сейфертовской галактики 1-го типа MCG–6–30–15 регистрировалось EXOSATом [22] 20.7.1984 г. непрерывно в течение 8 ч, причем одновременно в двух энергетических диапазонах: 2—6 и 0,1—1,5 кэВ. Обе кривые рентгеновского потока показали переменность с характерными временами 1—3 ч и амплитудой до 40—50%. Средняя кривая с периодом P_0, построенная нами по этим наблюдениям (в среднем для обоих диапазонов энергий) показана на рис. 8, *в*: N =107, Δ = 22,2%; A_h=9,4 ± 6,5%, $\varphi_h = 0{,}48 \pm 0{,}12$; $\varphi_{\min} = 0{,}08 \pm 0{,}13$; формальная значимость волны $\approx 3\sigma$.

5. Анализ фаз

Рентгеновское излучение АЯГ возникает в области, более близкой к гравитационному радиусу (черной дыры?), чем область оптического излучения. Естественно поэтому, что характерное время рентгеновской переменности обычно на порядок меньше, чем для оптического излучения. Если природа P_0-осцилляций связана с центральным массивным объектом (напр., черной дырой), то вариации излучения должны быть более сильно выражены в рентгеновском диапазоне, а сдвиг фаз между оптической и рентгеновской кривыми может быть более или менее случайным (из-за сильного различия размеров излучающих областей). Это согласуется с данными, приведенными в табл. 2. В среднем для оптики (см. также [9]) $A_h \approx 1{,}3\%$, тогда как в случае рентгеновского излучения, измеренного для 5 объектов, $A_h = 5{,}6 \pm 1{,}6\%$.

Фазы φ_h и $\varphi_{\min}$ для оптического излучения распределены более или менее случайно (фазы и амплитуды A_h для NGC 1275, NGC 3516, Mrk 421 и 3C 273 приведены в [9]). Для рентгеновского излучения, однако, фазы φ_h и особенно $\varphi_{\min}$ (см. табл. 2) показывают заметную концентрацию к средним значениям $\overline{\varphi}_h = 0{,}48 \pm 0{,}08$ и $\overline{\varphi}_{\min} = 0{,}01 \pm 0{,}10$. Концентрация $\varphi_{\min}$ к значению $\overline{\varphi}_{\min}$ имеет формальную значимость $\approx 3\sigma$, и это делает целесообразным построить общую рентгеновскую кривую для 5 объектов, перечисленных в табл. 2.

Для этого пять временных рядов, относящихся к пяти объектам, были сведены в один временной ряд с общим числом измерений N = 1593. При этом путем нормировки среднеквадратичные значения Δ пяти рядов приводились к некоторому среднему, одинаковому для всех рядов, значению Δ = 20,8%. Суммарное время наблюдений, по приблизительной оценке, составляет около 250 ч. Ре-

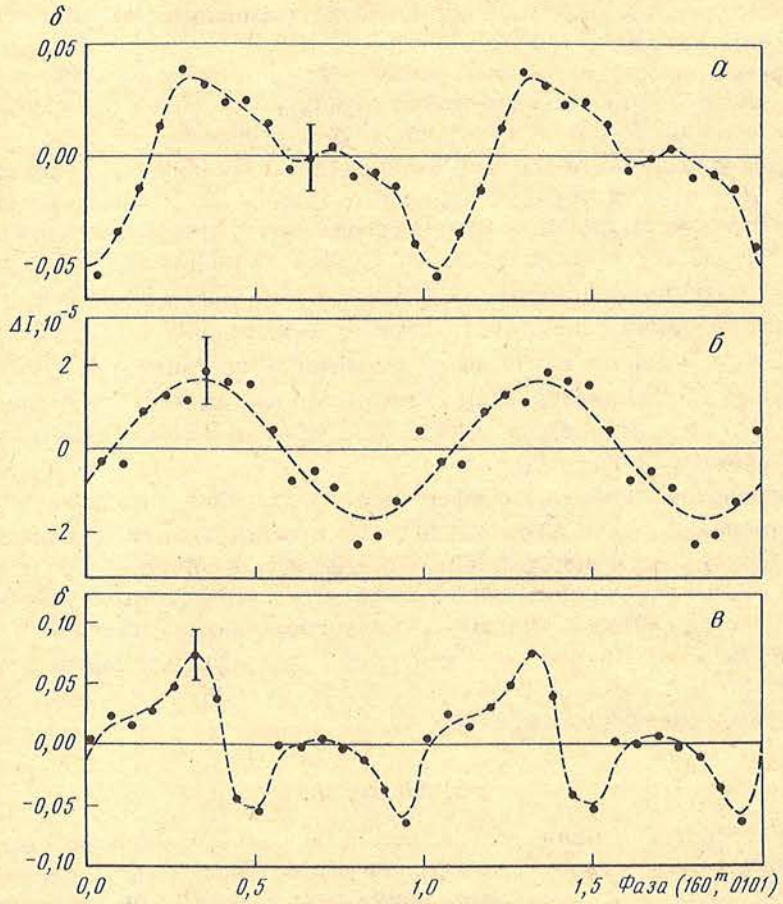


Рис. 9. Средняя рентгеновская кривая с периодом P_0 для пяти АЯГ: NGC 4051, NGC 4151, NGC 6814, Mrk 335 и MCG—6—30—15 (данные спутников Ариэль-5 и EXOSAT, диапазон энергий 0,04—10 кэВ; 1975—1985 гг., $N = 1593$) (*а*) для дифференциальной яркости Солнца (1976—1987 гг., N = 31925) (*б*) и для частоты хромосферных вспышек на Солнце (1947—1980 гг., полное число вспышек N = 18877) (*в*)

Точки — средние значения ординат в каждом 20-минутном (*а, в*) или 10-минутном фазовом интервале (*б*). Синусоида (*б*) проведена МНК

Таблица 2

Анализ оптических и рентгеновских кривых (период P_0)

Объект	A_k, %	φ_k	φ_{min}	Значимость
NGC 4051	0,7 ± 0,5	0,73(13)	0,19(25)	≈ 1,3 σ
	9,4 ± 1,8	0,30(4)	0,82(23)	≈ 3,3σ
NGC 4151	1,5 ± 0,5	0,57(5)	0,08(10)	≈ 4σ
	2,8 ± 1,2	0,43(7)	0,00(7)	≈ 3,5σ
NGC 6814	—	—	—	—
	1,7 ± 1,7	0,62(16)	0,11(12)	≈ 1,8σ
Mrk 335	—	—	—	—
	4,5 ± 1,4	0,55(5)	0,02(12)	≈ 3σ
MCG–6–30–15	—	—	—	—
	9,4 ± 6,5	0,48(12)	0,08(13	≈ 3σ

Примечание: верхняя строчка — для оптических данных, нижняя — для рентгеновских.

Таблица 3

Параметры средних кривых (5 рентгеновских источников и Солнце)

Объект	Интервал наблюдений	N	A_h, %	φ_h	φ_{max}	φ_{min}
Пять АЯГ	1975—1985	1593	$3{,}0 \pm 0{,}8$	$0{,}45 \pm 0{,}05$	$0{,}33 \pm 0{,}1$	$0{,}03 \pm 0{,}06$
Солнце (яркость)	1976—1987	31925	$\sim 4 \cdot 10^{-4}$	$0{,}33 \pm 0{,}03$	$0{,}37 \pm 0{,}09$	$0{,}83 \pm 0{,}08$
Солнце (вспышка)	1947—1980	18877	$2{,}9 \pm 1{,}9$	$0{,}26 \pm 0{,}11$	$0{,}31 \pm 0{,}07$	$0{,}91 \pm 0{,}07$

Примечание. Для Солнца гармоническая амплитуда A_h соответствует оценке вариаций оптической светимости звезды [23], φ_{max} — негармоническая ("пиковая") фаза максимума средней кривой (табл. 3).

зультат наложения эпох с периодом P_0 показан на рис. 9, *а*: $A_h = 3{,}0 \pm 0{,}8\%$, $\varphi_h = 0{,}45 \pm 0{,}05$, $\varphi_{min} = 0{,}03 \pm 0{,}06$. Если бы периодичность P_0 в рассматриваемых данных отсутствовала, то общий временной ряд для пяти разных объектов, наблюдавшихся к тому же в разные годы (на протяжении 12 лет с 1975 г. по 1985 г.), не должен показывать сколько-нибудь значимой P_0-волны. На деле мы видим очень сильный эффект (см. рис. 9, *а*): критерии значимости $A/\sigma_0\sqrt{2} \approx 4{,}0$, $\sqrt{2}\,A_h/\sigma_h \approx 5{,}1$; по критерию χ^2 достоверность $\approx 3{,}9\sigma$.

На рис. 9, *б*, *в* приведены средние за много лет кривые Солнца: вид *б* — для дифференциальной (центр—край) яркости фотосферы согласно [23]: $A_h = (1{,}7 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-5}$ (относительно ед.), $\varphi_h = 0{,}33 \pm 0{,}03$; вид *в* — для частоты хромосферных вспышек на Солнце [8]. Мы видим соответствие трех кривых по фазе (табл. 3).

6. Аргументы за и против

Сейчас является общепринятым, что рентгеновское излучение АЯГ генерируется непосредственно вблизи центрального сверхмассивного объекта. Для размеров источника разные авторы получили сходные между собой оценки, основанные на наблюдаемой шкале быстрой рентгеновской переменности: $R \sim 3 \cdot (10^{13} - 10^{14})$ см (см., напр., [13]). Соответствующее транспортное время света (в секундах)

$$\tau \sim R/c \sim 10^3 \div 10^4,$$

что по порядку величины близко к обсуждаемому периоду $P_0 \approx 10^4$ с.

Основными аргументами противников идеи о 160^m-осцилляциях Солнца и АЯГ являются: (а) близость периода к 1/9 среднесолнечных суток и (*б*) потенциальное влияние земной атмосферы на измерения малоамплитудных флуктуаций светового потока и доплеровской скорости.

В случае наземных оптических наблюдений АЯГ, выполненных в течение многих лет, аргумент "а" несостоятелен по той, например, причине, что всякие артефакты, связанные с суточным вращением Земли, могут приводить к ложной периодичности $P_1^* \approx 159{,}56$, — девятой гармонике сидерических суток, сильно отличающейся от периода P_0 160,01, близкого к 9-й части синодических суток. Для рентгеновских наблюдений на спутниках аргумент "а", естественно, вообще не должен приниматься во внимание, поскольку спутники вращаются с периодами, не кратными суткам. Результаты этих наблюдений делают безо-

Таблица 4

Рентгеновские объекты, наблюдавшиеся на EXOSAT

Объект	Диапазон энергий, кэВ	I, имп/с	L_x, эрг/с	Ссылка
NGC 4051	0,04 — 2	0,25	$\sim 3 \cdot 10^{41}$	[18, 19]
	2—6	1,6		
NGC 4151	0,04 — 2	27	$\sim 7 \cdot 10^{42}$	[11, 12]
	2—10	16		
NGC 6814	2—6	1,4	$\sim 10^{41}$—10^{43}	[21]
Mrk 335	0,1—2	0,11	$\sim 3 \cdot 10^{42}$	[15]
	2—6	0,22		
MCG-6-30-15	0,1—1,5	0,06	$\sim 2 \cdot 10^{43}$	[22]
	2—6	2,3		

сновательными и ссылки на влияние земной атмосферы (более подробное обсуждение см. в [17]).

Беспокойство может вызвать, конечно, совпадение фаз рентгеновских кривых для пяти различных объектов и, сверх того, — их совпадение с фазой Солнца (рис. 9). Это может говорить о местном происхождении P_0-периодичности, наблюдаемой в рентгеновских данных спутников Ариэль-5 и EXOSAT. Прежде всего, речь может тогда идти о влиянии Солнца, например, эффект от жесткого солнечного излучения во время вспышек, а также действие высокоэнергетичных частиц от Солнца: потоки частиц, в принципе, могут влиять на детекторы рентгеновского излучения. Тогда, поскольку 160^m-периодичность присутствует в частоте вспышек на Солнце, появление такого же периода можно ожидать и в рентгеновских данных, причем в фазе с периодичностью Солнца. Совпадение фаз, таким образом, может рассматриваться как свидетельство местной, околосолнечной, природы периода P_0 в вариациях рентгеновского излучения АЯГ.

Однако внимательное рассмотрение работ по анализу данных спутника EXOSAT показывает, что измерения сделаны с большой тщательностью, практически исключающей возмущения потоками частиц от Солнца. В ряде случаев, кроме того, выполнены контрольные наблюдения для объектов, не показывающих сколько-нибудь заметной рентгеновской переменности. И, наконец, систематически проводилась регистрация фона, что также исключает побочные эффекты. Все группы авторов работ по анализу данных EXOSAT убеждены, что быстрая рентгеновская переменность — реальное явление, присущее самим АЯГ.

Рассмотрим табл. 4, где для всех 5 рентгеновских объектов на основе анализируемых нами наблюдений EXOSAT приведены: I — приблизительная оценка средней скорости счета, L_x — рентгеновская светимость. Видно, что в то время как амплитуда A_h для всех объектов примерно одного порядка (табл. 2) — от 1,7 до 9,4%, — то средние измеряемые рентгеновские потоки отличаются более чем на два порядка! Если бы эффект был обусловлен активностью Солнца, то наибольшие относительные амплитуды A_h регистрировались бы у источников с наименьшей средней скоростью счета I. На деле такая корреляция отсутствует, и это однозначно указывает на 160^m-переменность рентгеновского излучения самих АЯГ. Следовательно, имеет смысл снова вернуться к космологической интерпретации 160^m-осцилляций [9, 17].

7. Заключение

Период оказывается в пределах ошибок не зависящим от массы объекта M, направления на источник, расстояния до него, а также красного смещения z (т.е. — от скорости удаления источника), см. табл. 5. Данные для NGC 1275, NGC 3516, Mrk 421 заимствованы из [9]; значения периода P определены путем вычисления спектров мощности.

Факт совпадения периодов Солнца и удаляющихся внегалактических объектов предлагается объяснить эволюционным изменением периода со временем [10]:

$$P_0 = dP_0/dt \sim 2 \cdot 10^{-14}.$$

Это, в свою очередь приводит к идее о "возрасте" периода $P_0/\dot{P}_0$, близким к возрасту Вселенной $T \sim 15 \cdot 10^9$ лет.

За последние три года число АЯГ, в вариациях излучения которых с различной достоверностью (от $\sim 2\sigma$ до $\sim 5\sigma$) обнаружены 160^m-осцилляции, значительно возросло: от одного объекта (NGC 4151) в 1986 г. до 7 объектов в 1989 г. Очень ценными при этом оказались, несомненно, измерения рентгеновского излучения, выполненные на спутнике EXOSAT.

Выше мы привели аргументы, говорящие против местной (околосолнечной) интерпретации периода P_0. Поэтому, какова бы ни была истинная природа "повсеместных" 160^m-осцилляций, — явление, безусловно, представляет трудно разрешимую загадку для теории, особенно ввиду парадоксальной независимости периода от z. Поражает и фазовая когерентность (синфазность) пяти АЯГ по измерениям в рентгеновском диапазоне и, более того, их синхронность с осцилляциями Солнца (рис. 9). Попыткой найти хоть какое-то разумное истолкование является гипотеза [9] о периоде P_0 как некоторой универсальной временной шкале ("мировых часах").

Мы признательны Г. Брандуарди—Раймон (Dr. G. Branduardi—Raymont) за любезное представление данных о рентгеновской переменности NGC 6814 до их публикации, а также благодарны С.А. Бондаренко, Е.И. Лиморенко и Н.Г. Сунице за помощь в обработке материала.

Таблица 5

Экваториальные координаты и физические параметры объектов

Объект	$\alpha_{1950,0}$	$\delta_{1950,0}$	$M/M_\odot$	d^*, Мпк	z	P, мин	Значимость
Солнце	—	—	1	0	0	160,0101(1)	6σ
NGC 1275	03^h16^m	$+41°,3$	$2 \cdot 10^8$	102	0,0178	160,0094(8)	3σ
NGC 3516	11 03	+72,8	$2 \cdot 10^8$	41	0,0088	160,0100(9)	$4,7\sigma$
NGC 4051	12 00	+44,8	$8 \cdot 10^6$	12	0,0023	161,6(1,8)	$3,3\sigma$
NGC 4151	12 08	+39,6	$2 \cdot 10^8$	16	0,0033	160,0099(5)	5σ
NGC 6814	19 39	−10,4	$2 \cdot 10^6$	26	0,0053	?	$1,8\sigma$
Mrk 335	00 03	+19,9	10^7	120	0,0251	162(4)	3σ
Mrk 421	11 02	+38,5	10^6	150	0,03	?	2σ
3C 273	12 26	+2,3	$2 \cdot 10^{10}$	790	0,1580	160,0105(7)	$3,4\sigma$
MCG–6–30–15	13 33	−34,0	$2 \cdot 10^6$	39	0,0078	160?	2σ

*Расстояния d определены по красному смещению (для постоянной Хаббла $H_0 = 60$ км $\cdot$ с$^{-1}\cdot$Мпк$^{-1}$) и/или другими методами, см. [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Severny A.B., Kotov V.A., Tsap T.T.* // Nature. 1976. Vol. 259. P. 87—89.
2. *Kotov V.A.* // Solar Phys. 1985. Vol. 100. P. 101—103.
3. *van der Raay H.B.* // Seismology of the Sun and Sun-like Stars. Proc. Symp. ESA SP—286. Paris. 1988. P. 339—351.
4. *Isaak G.R., McLeod C.P., van der Raay H.B.* et al. // Advances in Helio– and Asteroseismology. Proc. IAU Symp. N 123. D. Reidel. Dordrecht, 1988. P. 53—57.
5. *Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 66. С. 3—71.
6. *Belmonte J.A., Elsworth Y., Isaak G.R.* et al. // Seismology of the Sun and Sun-like stars. Proc. Symp. ESA SP-286. Noordwijk. 1988. P. 177—179.
7. *Котов В.А. Цап Т.Т., Дидковский Л.В.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1990. Т. 82. С. 138—146.
8. *Котов В.А., Левицкий Л.С.* // Там же. 1987. Т. 77. С. 51—72.
9. *Котов В.А., Лютый В.М.* // Там же. 1988. Т. 79. С. 139—157.
10. *Котов В.А., Лютый В.М.* // Там же. 1987. Т. 77. С. 148—157.
11. *Perola G.C., Piro L., Altamore A.* et al. // Astrophys. J. 1986. Vol. 306. P. 508—521.
12. *Whitehouse D.R., Cruise A.M.* // Nature. 1985. Vol. 315. P. 554—555.
13. *Lawrence A.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1980. Vol. 192. P. 83—94.
14. *Лютый В.М., Асланов А.А., Волков И.М.* и др. // Письма в астрон. журн. 1989. Т. 15. С. 579—589.
15. *Turner T.J., Pounds K.A.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1988. Vol. 232. P. 463—471.
16. *Дорошенко В.Т., Ефимов Ю.С., Теребиж В.Ю., Шаховской Н.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 73. С. 143—153.
17. *Котов В.А., Лютый В.М.* // Там же. 1988. Т. 78. С. 89—111.
18. *Lawrence A., Watson M.G., Pounds K.A., Elvis M.* // Nature. 1987. Vol. 325. P. 694—696.
19. *Lawrence A., Watson M.G., Pounds K.A., Elvis M.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1985. Vol. 217. P. 685—699.
20. *Xie Guangzhong, Bao Mengxian, Lu Ruwei* et al. // Publ. Yunnan. Obs. 1986. N 1. P. 88—93.
21. *Mittaz J.P.D., Branduardi—Raymont G.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1989. Vol. 238. P. 1029—1046.
22. *Pounds K.A., Turner T.J., Warwick R.S.* // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1986. Vol. 221. P. 7p—12p.
23. *Котов В.А., Дидковский Л.В., Ханейчук В.И.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1991. Т. 83. С. 34—39.

УДК 524.7:524.33:530.12

СВИДЕТЕЛЬСТВА 160-МИНУТНЫХ КОЛЕБАНИЙ БЛЕСКА NGC 4151 НЕ ОБНАРУЖЕНЫ

В.В. Бирюков, В.Ю. Теребиж

Не подтверждены обсуждаемые в [3—5] указания на колебания оптической светимости ядра сейфертовской галактики NGC 4151 с периодом 160,01 мин.

EVIDENCES OF 160-min BRIGHTNESS OSCILLATIONS OF NGC 4151 ARE NOT FOUND, *by V.V. Biryukov, V.Yu. Terebizh.* We don't confirm the conclusion of [3—5] concerning the optical luminosity variations of Seyfert galaxy NGC 4151 nucleus with a period of 160.01 min.

1. Введение

В течение нескольких последних лет В.А. Котов и В.М. Лютый опубликовали серию статей [1—5], в которых приводятся аргументы в пользу реальности 160-минутного периодического колебания различных характреристик Солнца, планет, астероидов, тесных двойных звезд, переменных типа RR Lyr и δ Sct, сейфертовских галактик и квазаров. Авторы полагают, что "...удивительный факт совпадения периодов и высокая статистическая достоверность полученных результатов (≥ 3,5σ) позволяют говорить о возможном *космологическом* происхождении "универсальных" 160^m-осцилляций. Время существования 160^m-периода...оказывается равным $\sim 16 \cdot 10^9$ лет, что делает 160^m-осцилляцию

свидетелем "рождения" Вселенной в эпоху так называемого Большого взрыва (если он имел место). Период P_0 может представлять собой некоторую константу, аналогичную постоянной Хаббла H_0 ..." [5]. Что касается природы эффекта, то "...трудно избежать мысли, что обсуждаемые 160-минутные осцилляции могут быть связаны, например, с некоторым неизвестным свойством "времени—пространства—тяготения" [3].

В [3—5] предлагается новая космологическая модель, отличная от модели Эйнштейна—Фридмана.

Нужно сказать, что сразу после опубликования сообщения [7] о возможных 160-минутных колебаниях Солнца многие исследователи обратили внимание на то обстоятельство, что близость точного значения периода $P_0 = 160{,}01$ мин к 9-й гармонике суток заставляет с особой тщательностью выяснить роль неравномерности распределения моментов наблюдения или, как говорят, скважности временного ряда. Нам представляется, что обсуждаемому вопросу не уделили должного внимания ни названные выше, ни многие другие авторы, изучавшие возможность 160-минутных колебаний. В этой связи мы предприняли независимое исследование фотоэлектрических оценок блеска ядра сейфертовской галактики NGC 4151, для которой имеются наиболее полные ряды наблюдений среди обсуждавшихся в [1—5] внегалактических объектов. Для определенности мы сначала проанализировали те же данные, которые были рассмотрены в [4], а затем расширили выборку, включив в нее неопубликованные измерения, любезно предоставленные нам В.М. Лютым.

Мы не обнаружили указаний на реальность каких-либо периодических или квазипериодических колебаний светимости ядра галактики NGC 4151. Даже если допустить реальность 160-минутных колебаний потока внегалактических объектов, то космологическая интерпретация этого эффекта в [3—5] основана на ряде недоразумений. Наконец, приводимый в них анализ не вполне удовлетворителен с методической стороны.

2. Данные наблюдений

Поскольку для исследования столь короткого периода как 160 мин необходимы сведения о точных моментах наблюдения, В.М. Лютый ограничился собственными измерениями, выполненными в 1968—1987 гг. Рассматриваемый в [4] ряд включает N = 290 фотоэлектрических оценок видимой величины m_U ядра галактики NGC 4151, полученных с апертурой 27". Вопреки принятому среди исследователей временных рядов правилу авторы [1—5] не приводят значения исходных отсчетов, что сильно ограничивает возможность независимого анализа. Как уже говорилось, нам были предоставлены необходимые данные. Поскольку они будут опубликованы в ближайшее время, мы также вынуждены в настоящей заметке дать результаты анализа, не приводя исходных значений временного ряда. Для краткости указанную совокупность 290 оценок в фильтре U будем называть рядом I.

Помимо ряда I мы рассмотрели также совокупность всех 359 оценок m_U, полученных В.М. Лютым в 1968—1989 гг. (ряд II). При анализе в [4] ряд I был сформирован из ряда II отбрасыванием уединенных наблюдений и оценок, значительно отличающихся от средних по амплитуде, а также добавлением результатов наблюдений в течение двух ночей. Общими для рядов I и II оказались 267 отсчетов. Анализ двух рядов позволил нам оценить роль селекции и субъективных факторов, которые могли проявиться при формировании ряда I.

Как и в [3—5] звездные величины не переводились в потоки, а моменты наблюдений приведены к Солнцу.

3. Анализ ряда I

Кривая блеска ядра галактики NGC 4151, составившая временной ряд I, приведена на рис. 1.

Ввиду того, что моменты наблюдения распределены по времени неравномерно, мы использовали при анализе как классическую периодограмму Шустера

$$P_N(\nu) = \frac{1}{N^2}\left|\sum_{k=0}^{N-1} \overset{(0)}{m_k} e^{-i2\pi\nu t_k}\right|^2, \tag{1}$$

где $\{\overset{(0)}{m_k}\}$ — совокупность центрированных отсчетов, так и LS-спектр [6, 8, 9], специально предназначенный для анализа неравномерных рядов. Отличие результатов оказалось несущественным, поэтому приведены лишь периодограммы рядов, дополненные вычислением спектра скважности

$$P_N^1(\nu) = \frac{1}{N^2}\left|\sum_{k=0}^{N-1} e^{-i2\pi\nu t_k}\right|^2, \tag{2}$$

т.е. той же функции (1), для которой отсчеты заменены единичными. Как известно, (см., напр., [10—13]), наблюдаемая периодограмма (1) является сверткой истинного спектра мощности и спектра скважности. В первом приближении это можно интерпретировать так, как если бы спектр скважности "цеплялся" за каждый подъем истинного спектра, т.е. наблюдаемый спектр получался путем размещения центра (симметрично развернутого на область $\nu < 0$) спектра скважности на каждый заметный максимум истинного спектра и суммирования всех таких графиков.

Спектр скважности и периодограмма ряда I на низких частотах и в районе 9-й гармоники суток представлены на рис. 2 и 3 (масштаб рис. 2, *б* и 3, *б* отличается в 10 раз). По определению $P_N^{(1)}(0) = 1$; при $\nu \simeq 0{,}00273$ циклов/сутки выделяется максимум, отвечающий годичной модуляции моментов наблюдения. В спектре скважности имеются и другие максимумы, отвечающие менее выраженным искусственным цикличностям. Поскольку ряд отсчетов центрирован, мы имеем $P_N(0) = 0$. Наиболее выделяющийся максимум периодограммы расположен при $\nu \simeq 1{,}0 \cdot 10^{-4}$ циклов/сут.,он соответствует общему тренду ряда. Часть других максимумов при $\nu < 0{,}02$ циклов/сут. очевидным образом обусловлена описанной выше суперпозицией тренда и спектра скважности. В высокочастотной области периодограммы (рис. 3, *б*) среди выделяющихся пиков имеется и максимум, соответствующий периоду 160,01 мин. Синусоида с этим периодом, построенная методом наименьших квадратов (МНК), имеет для ряда I амплитуду (половину полного размаха)

$$A_{\mathrm{I}} \simeq 0^m{,}13. \tag{3}$$

Заметим, что весьма сходный с рис. 3, *б* вид имеет и периодограмма в области других, в частности 8-й, гармоник суток.

Как подчеркивалось выше, совсем необязательно, чтобы наблюдающиеся максимумы периодограммы характеризовали именно колебания блеска изучаемого объекта — они могут просто отражать неравномерность и модуляцию моментов наблюдения. Все частоты в периодограмме связаны между

собой, и устранение периодичности на одной из них, скажем, низкочастотной периодичности, радикальным образом может изменить периодограмму. Так, наиболее очевидным и простым образом сказывается наличие тренда ряда: суперпозиция отвечающего ему низкочастотного максимума и спектра скважности искажает периодограмму и на высоких частотах. Поэтому первый шаг в анализе должен заключаться в устранении тренда или, более общо, низкочастотной части вариаций блеска объекта.

Мы проводили выделение медленных вариаций блеска для контроля тремя способами. 1. Ряд сглаживается скользящим полиномом 4-й степени и шириной временного окна 1000 сут. Это означает, что вокруг каждого момента наблюдения t_k выделялся интервал $\pm$ 500 сут, отсчеты в нем аппроксимировались МНК полиномом степени $m = 4$, в качестве сглаженного значения ряда в точке t_k принималось значение полинома в этот момент времени. Более подробно процедура описана в [14]. 2. Проводилось аналогичное сглаживание полиномом 3-й степени при ширине окна 300 сут. 3. Подобно тому, как это делалось в [4], отсчеты каждого сезона наблюдений аппроксимировались при помощи МНК параболой. Во всех трех случаях сглаженные кривые блеска оказались очень близки друг другу; мы приводим на рис. 4 лишь результат сглаживания вторым способом.

Важно подчеркнуть, что и результаты спектрального анализа сглаженных тремя способами рядов, а также соответствующих рядов остатков, т.е. разностей реальных отсчетов и сглаженных рядов, оказались практически одинаковыми. Таким образом, результаты анализа высокочастотной области спектра устойчивы относительно процедуры выделения медленных колебаний ряда.

Для определенности далее всюду говорится о сглаживании с параметрами $m = 3$, $\Delta t = 300$ сут.

Прежде чем анализировать спектр ряда остатков интересно построить перидограмму сглаженного ряда, с очевидностью не содержащую каких-либо быстрых реальных колебаний типа 160-минутных (напомним, что интервал сглаживания составлял 1000 и 300 сут). Такая периодограмма тренда в области 9-й гармоники суток представлена на рис. 5. Мы видим, что высокочастотная область спектра мало изменилась по сравнению с рис. 3, *б* — как реальный, так и сильно сглаженый ряды характеризуются близкими периодограммами в области высоких частот. Это с определенностью говорит, что наблюдающиеся в этой области пики, и в частности пик, отвечающий 160-минутным колебаниям, ложные — они обусловлены неравномерностью моментов наблюдения. Заметим, что синусоида с периодом P_0 = 160,01 мин, построенная при помощи МНК для сглаженного ряда I, имеет амплитуду

$$A_{\mathrm{I}}^{\text{сгл}} \sim 0^m{,}12, \tag{4}$$

т.е.92% мощности на частоте 1/160,01 мин$^{-1}$ устраняется простым снятием тренда. Остающаяся амплитуда $0^m{,}013$ совпадает с найденной в [4] амплитудой "истинной" 160-минутной периодичности.

На рис. 6 представлена периодограмма остатков ряда I после вычитания тренда. Как и следовало ожидать, флуктуация с периодом 160,01 мин ничем не выделяется среди других таких же флуктуаций, так что говорить о значимости этого максимума не приходится.

Хотя ожидаемая периодичность никак не выделяется на периодограмме, то обстоятельство, что ее амплитуда $0^m{,}013$ близка к найденной в [4], оставляет теоретическую возможность того, что при дальнейшем более глубоком сглаживании ряда пик на 160,01 мин останется неизменным, а другие максимумы исчезнут. Мы проверили эту возможность, приняв интервал сглаживания равным

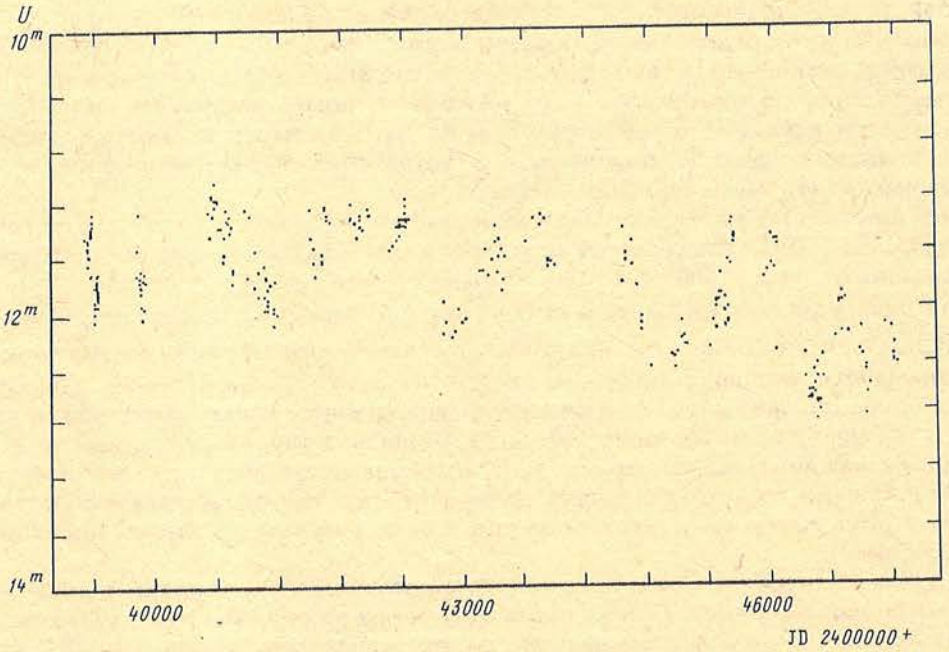


Рис. 1. Оценки завездных величин NGC 4151 в полосе U для ряда I

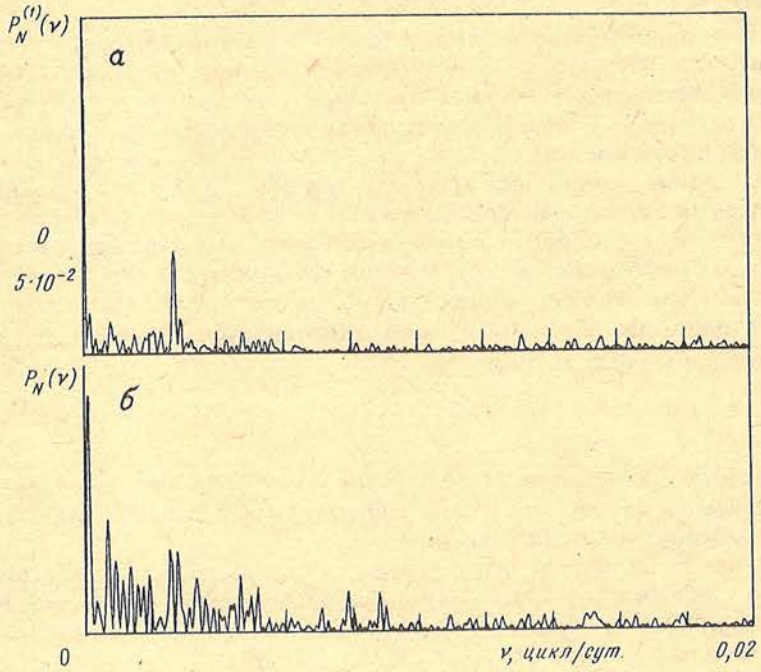


Рис. 2. Спектр скважности (а) и периодограмма (б) ряда I для частот $\nu \leqslant 0{,}02$ цикл/сут. (периодов $\geqslant 50$ сут)

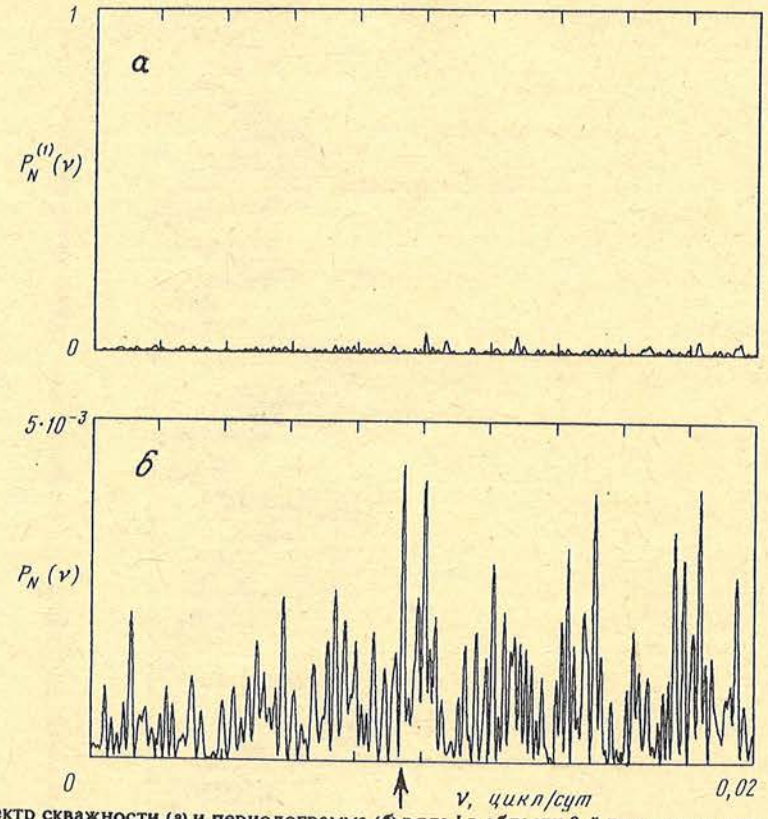


Рис. 3. Спектр скважности (*а*) и периодограмма (*б*) ряда I в области 9-й гармоники суток

Максимум вблизи = 160,01 мин отмечен стрелкой. Масштаб рис. 3,*б* увеличен по сравнению с рис. 2,*б* в 10 раз

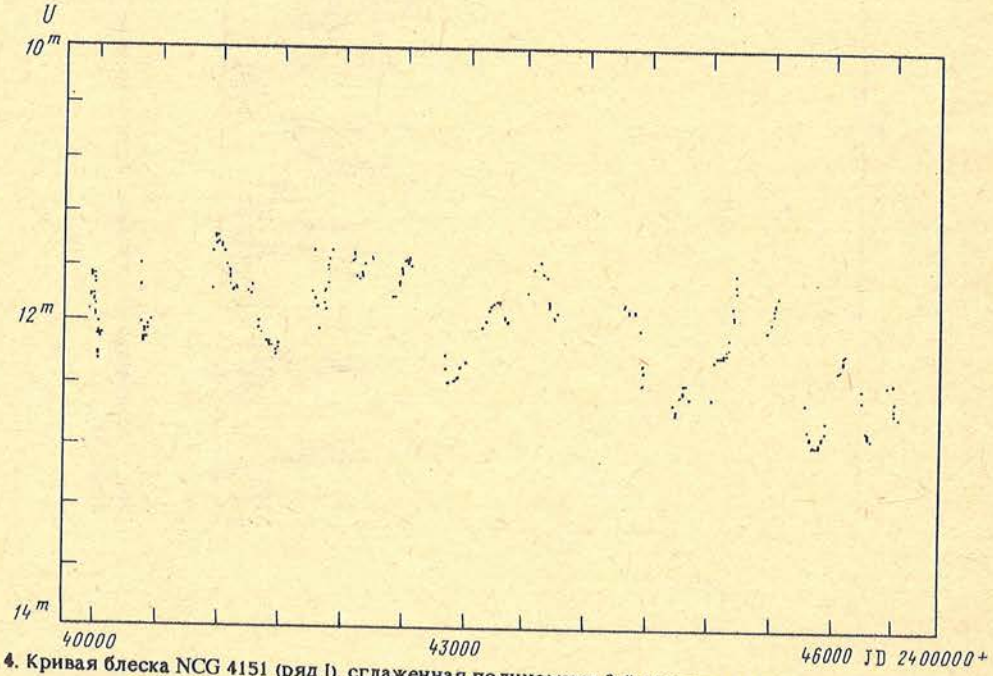


Рис. 4. Кривая блеска NCG 4151 (ряд I), сглаженная полиномами 3-й степени в скользящем интервале времени Δt = 300 сут.

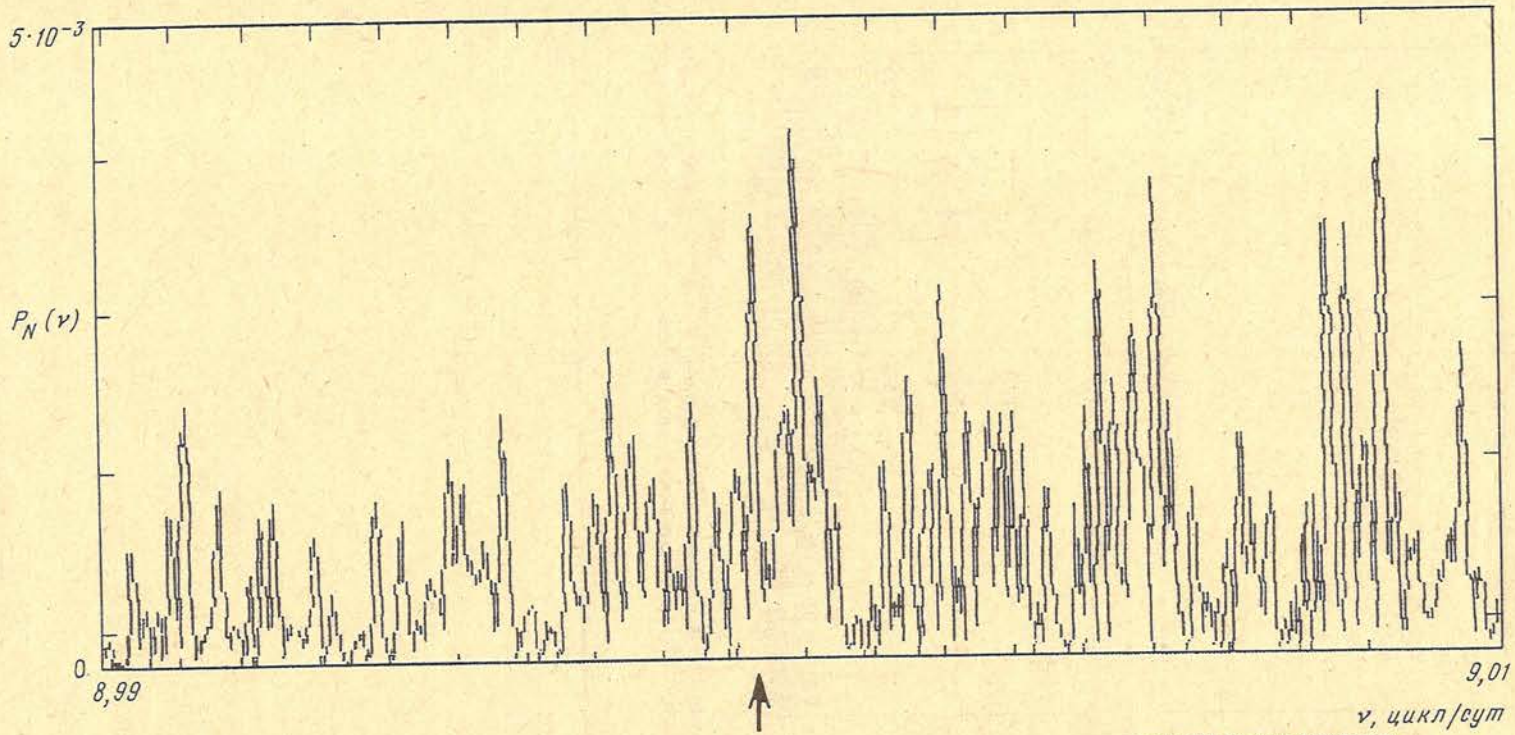


Рис. 5. Периодограмма сглаженного ряда I в области 9-й гармоники суток. Частота, отвечающая периоду 160,01 мин, отмечена стрелкой

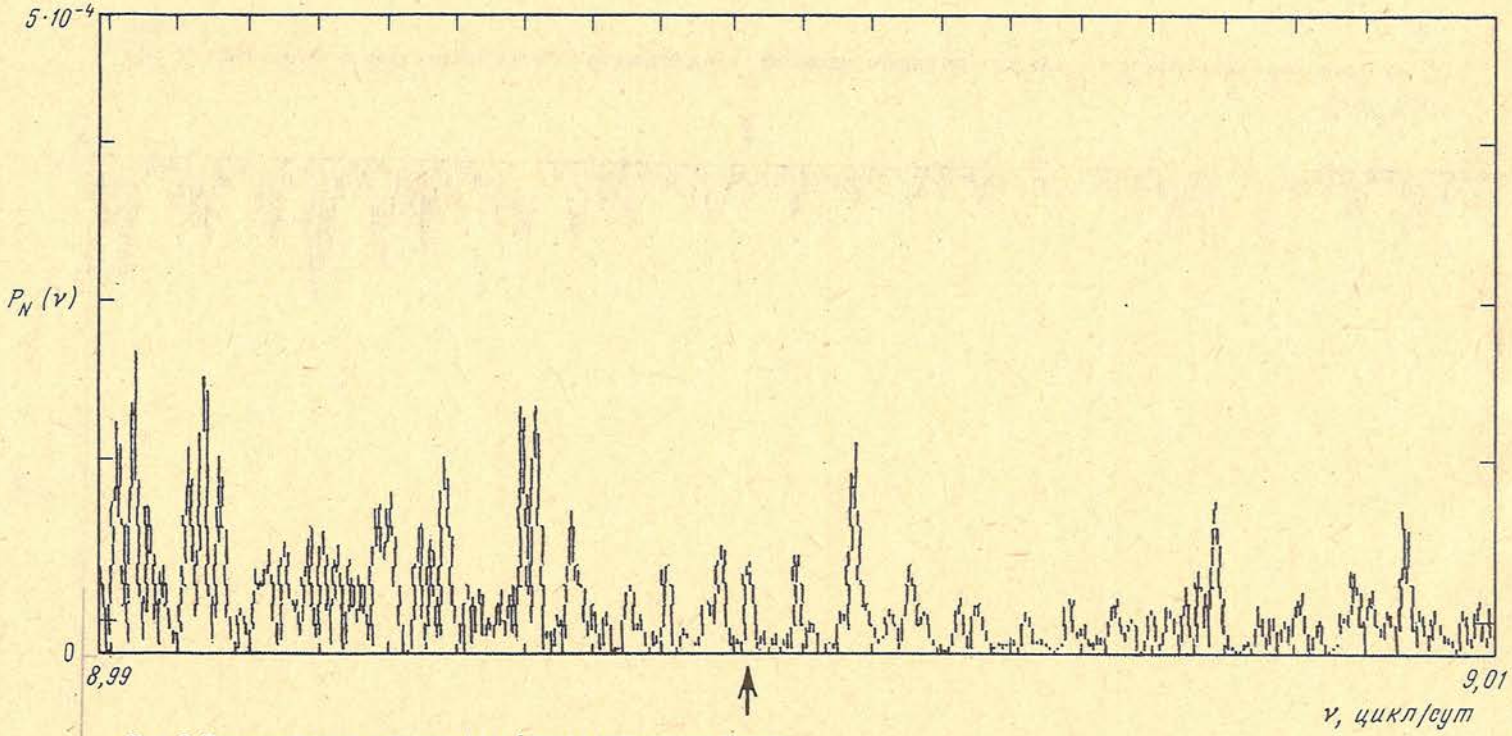


Рис. 6. Периодограмма остатков ряда I после устранения тренда
Частота, отвечающая периоду 160,01 мин, отмечена стрелкой. Масштаб увеличен в 10 раз по сравнению с рис. 3,*б* и рис. 5, и в 100 раз по сравнению с рис. 2,*б*

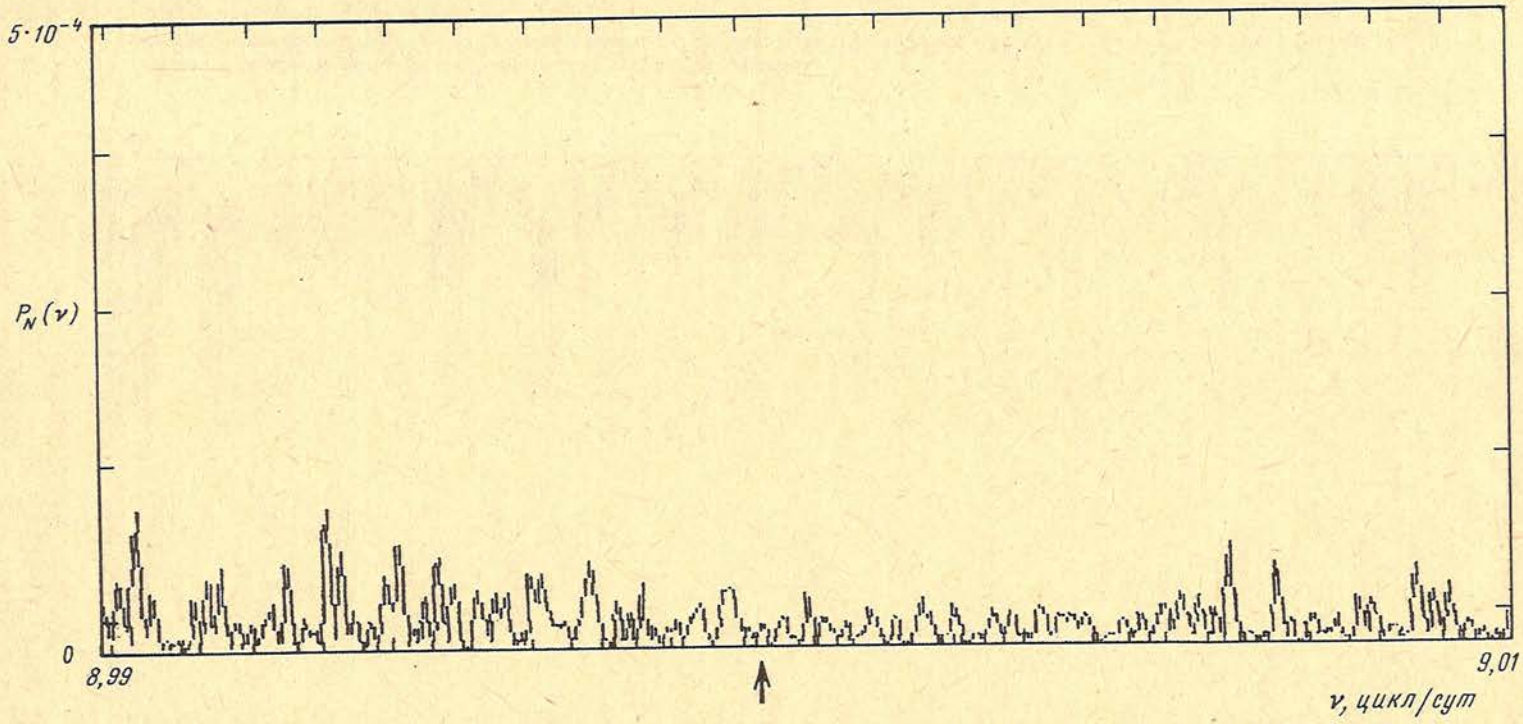


Рис. 7. Периодограмма остатков ряда I после более глубокого детрендирования (Δt = 150 сут., m = 3). Масштаб тот же, что и на рис. 6

150 сут и порядок полинома равным 3. Результат представлен на рис. 7. Мы видим, что обсуждаемый пик уменьшился до $0^m,008$ и почти исчез среди случайных флуктуаций.

Еще раз обратим внимание на тот факт, что сделанный выше вывод устойчив относительно процедуры устранения тренда.

4. Анализ ряда II

В связи с субъективным характером отбора наблюдений для ряда I мы проанализировали все измерения В.М. Лютого блеска NGC 4151 в 1968—1987 гг. (N = 359, кривая блеска приведена в [4]). Эта совокупность отсчетов — ряд II — анализировалась так же , как это было сделано для ряда I. Результаты анализа оказались практически совпадающими с изложенными выше для "выборочного" ряда I, поэтому мы не приводим здесь соответствующих графиков.

Таким образом, субъективность отбора мало сказалась на результатах. Общий вывод сохранился: имеющиеся данные наблюдений NGC 4151 не содержат указаний на быструю (в том числе и 160-минутную) периодичность колебаний блеска.

5. Методические замечания

Ряд наблюдений NGC 4151 подобно другим таким рядам анализировался в [4] так называемым "методом наложенных эпох". Это название не вполне отвечает принятой терминологии, так как все методы, в том числе и анализ Фурье—Шустера, вводят операцию сворачивания ряда с пробными периодами. Под методами наложения эпох (их называют также непараметрическими) обычно подразумевают методы, не требующие предварительного задания референтной кривой блеска [6]. Примененный же в [4] метод опирается на проведение через точки фазовой диаграммы синусоиды, как и в периодограмме Фурье—Шустера. Однако имеется и весьма существенное отличие: перед проведением синусоиды фазовый интервал делится на 16 равных бинов, точки в пределах каждого бина усредняются, и лишь затем через эти средние точки проводится при помощи МНК синусоида.

Не исключено, что сам по себе этот метод имеет право на существование, но нужна весьма тщательная и длительная проверка его эффективности и главное — особенностей при работе с неравномерными рядами, которые только в последние 15 лет выясняются даже для классического анализа Фурье—Шустера. Это замечание тем более справедливо, что в отношении нового метода сразу возникают непростые вопросы: 1) если в наблюдаемую периодограмму Шустера спектр скважности входит путем операции свертки, то как скважность проявляется в предлагаемом методе?; 2) по какой причине отдельные отсчеты входят с разным весом в зависимости от степени заполнения фазовых бинов?; 3) как противодействовать дополнительному шуму, обусловленному флуктуациями в бинах с небольшим количеством точек?; 4) на каком основании в [4] считается, что новая периодограмма подчиняется экспоненциальному распределению?

Вопросы такого рода можно продолжить. Нам представляется, что использованный в [4] метод выделения периодичности страдает недостатками, появление которых не компенсируется какими-либо преимуществами в чувствительности или скорости счета по сравнению с известными апробированными методами. Во всяком случае, следовало предварительно изучить особенности нового метода и сравнить с результатами стандартной методики.

Для достаточно длинных рядов, когда каждый бин содержит много отсчетов,

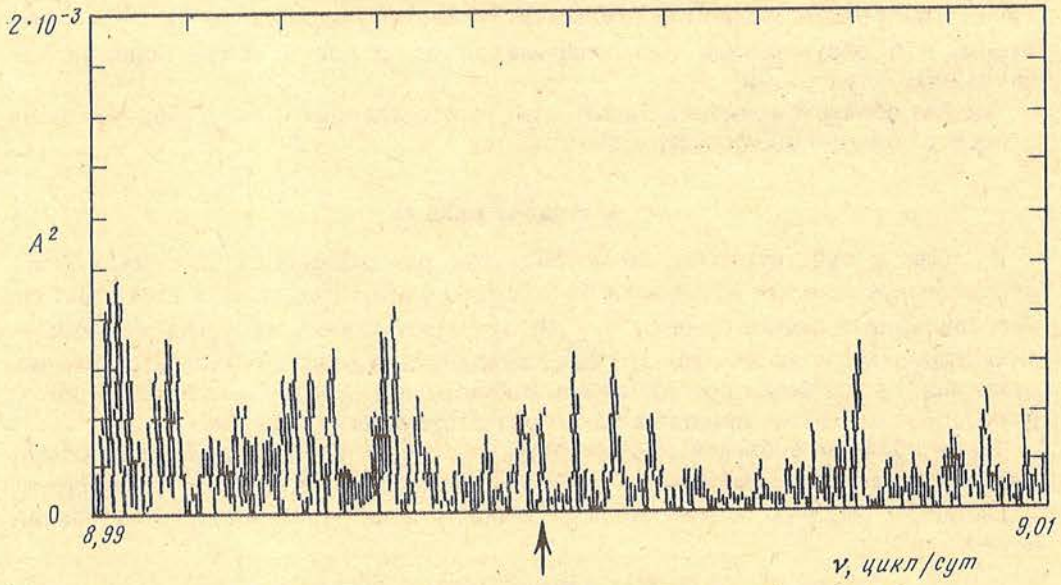


Рис. 8. Периодограмма остатков ряда I для метода, примененного в [4]

следует ожидать близости результатов применения стандартной методики и "метода наложенных эпох" [4]. Так, в случае ряда I среднее заполнение бина при удачном, т.е. приблизительно равномерном, распределении фаз составляет около 18 отсчетов, и вычисленная нами периодограмма метода [4] для остатков ряда I после удаления тренда ($\Delta t = 300^d$, $m = 3$, рис. 8) весьма сходна с периодограммой Шустера, изображенной на рис. 6. Вместе с тем следует подчеркнуть, что рис. 8 разительно отличается от идентичного по смыслу рис. 2 работы [4]; на последнем пик 160,01 превосходит остальные максимумы в представленном диапазоне частот, тогда как на нашем рис. 8 он "тонет" в шуме. Этот результат сохраняется, если тренд устранять параболами или повышать спектральное разрешение.

6. Обсуждение

Полученный выше вывод об отсутствии указаний на 160-минутные колебания потока относится только к галактике NGC 4151; формально мы не можем утверждать это в отношении других внегалактических объектов, рассмотренных в [3—5]. Среди последних имеется и квазар 3C 273 с красным смещением $z = 0{,}158$. Авторы [3—5] утверждают, что для всех объектов — как близких, так и внегалактических — наблюдается одно и то же значение периода $P_0 = 160{,}01$ мин, а затем строят на этом утверждении далеко идущие выводы.

Сначала В.А. Котов и В.М. Лютый получают "...удивительный факт: время существования 160-минутного периода равно возрасту Вселенной (!)" [3]. Делается это следующим образом. Собственный период NGC 4151 в системе покоя галактики равен $P_1 = P_0\,(1-\upsilon/c) \simeq 159{,}487$ мин, где $\upsilon = 980$ км/с — лучевая скорость галактики. Разность локального и собственного значений периода $\Delta P \equiv P_0 - P_1 \simeq 31{,}38$ с. Полагая расстояние галактики равным $D \simeq 15$ Мпк, т.е. время распространения света от нее равным $\tau = D/c \simeq 1{,}5 \cdot 10^{15}$ с, находим скорость

изменения периода $\dot{P}_0 \equiv \Delta P/\tau \sim 2 \cdot 10^{-14}$. Наконец, время существования периода 160,01 мин принимается равным $T \equiv P_0/\dot{P}_0 \sim 15 \cdot 10^9$ лет.

Как легко видеть, при подобном ходе рассуждений время существования любого,— а не только 160-минутного — периода равно хаббловскому времени H_0^{-1}. Для того чтобы убедиться в этом, достаточно выполнить приведенные выкладки не арифметическим, а алгебраическим образом. В итоге получим $T = D/\upsilon$, т.е. значение T, во-первых, не зависит от P_0, и во-вторых, для всякого достаточно близкого внегалактического объекта, подчиняющегося закону Хаббла $\upsilon = H_0 D$, равно H_0^{-1}.

Считая $P_0 = 160{,}01$ мин локальным значением изменяющегося с космологической эпохой периода $P(z)$, авторы [3—5] вводят предположение о постоянстве произведения $P(z)\ H(z)$. Заметим прежде всего, что это предположение находится, вообще говоря, в противоречии с фридмановскими моделями Вселенной. Действительно, постоянство наблюдаемого значения периода P_0 для разных объектов предполагает, что $P(z)$ изменяется специальным образом: $P(z) = \mathrm{const} \cdot (1+z)^{-1}$, в то время как параметр Хаббла $H(z) = H_0(1+z)\sqrt{1+2q_0 z}$, где q_0 — параметр замедления. Но главное — неясны соображения, заставляющие требовать выполнения именно соотношения $PH = \mathrm{const}$.

Наконец, локальную *оценку* характерного времени $T \equiv P_0\,\tau/\Delta P$, основанную на *линейном приближении* функций $P(z)$ и $\tau(z)$, авторы [4] преобразуют к виду $dP/dt = PH$, полагая это *уравнением*, справедливым для произвольной космологической эпохи. Некорректность дальнейших выводов [3—5] очевидна.

Мы признательны В.М. Лютому за предоставление данных наблюдений до публикации и полезное обсуждение вопроса.

ЛИТЕРАТУРА

1 *Kotov V.A.* // Solar Phys. 1985. Vol. 100. P. 101—113.
2. *Котов В.А.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1986. Т.75. С. 90—113; 113—119.
3. *Котов В.А., Лютый В.М.* // Там же. 1987. Т. 77. С. 148—156.
4. *Котов В.А., Лютый В.М.* // Там же. 1988. Т. 78. С. 89—111.
5. *Котов В.А., Лютый В.М.* // Там же. 1988. Т. 79. С. 139—157.
6. *Теребиж В.Ю.* Анализ временных рядов в астрофизике. М.: Наука. 1991. 350 с.
7. *Severny A.B., Kotov V.A., Tsap T.T.* // Nature. 1976. Vol. 259. P. 87—89.
8. *Barning F.J.M.* // Bull. Astron. Inst. Neth. 1963. Vol. 17. P. 22—28.
9. *Lomb N.R.* // Astrophys. Space Sci. 1976. Vol. 39. P. 447—462.
10. *Fitch W.S.* // Astrophys. J. 1967. Vol. 148. P. 481—496.
11. *Fellgett P.* // Astrophys. Space Sci. 1972. Vol. 16. P. 437—444.
12. *Gray D.F., Desikachary K.* // Astrophys. J. 1973. Vol. 181. P. 523—530.
13. *Deeming T.J.* // Astrophys. Space Sci. 1975. Vol. 36. P. 137—158.
14. *Теребиж В.Ю., Теребиж А.В., Бирюков В.В.* // Астрофизика, 1989. Т. 31. С. 75—86.

УДК 523.854.22

К ВОПРОСУ О ВОЗРАСТЕ ПУЛЬСАРОВ

Ю.И. Нешпор

Проведен анализ параметров 293 пульсаров. Для каждого пульсара определен его возраст и начальное значение периода. Средний возраст пульсара составляет $t = 1{,}2 \cdot 10^6$ лет, рождение пульсара происходит каждые десять лет. Период пульсара от начального значения до современного изменяется в среднем по всем пульсарам всего на 16%.

TO THE PROBLEM OF THE AGE OF PULSARS *by Yu.I. Neshpor*. The parameters of 293 pulsars have been studied. The age and the primary value of the period for each pulsar have been determined. The mean age of a pulsar is $t = 1.2 \cdot 10^6$ years, the frequency of pulsars' birth is 10 years. The period of a pulsar changes by 16% from the primary to the latest value.

1. Дисперсия возраста пульсаров

Уже более двадцати лет ведутся непрерывные наблюдения и исследования пульсаров. Получен ряд интересных результатов, однако такой важный параметр, как возраст, до сих пор слабо изучен. При первых оценках возраст пульсара определялся из соотношения $\tau = {}^1/_2\ P/\dot{P}$, где $\dot{P}$ — период пульсара, $\dot{P}$ — производная периода, при этом предполагают, что начальный период пульсара много меньше современного [1—3]. Величина τ получила название характеристического возраста пульсара. Однако в дальнейшем было показано [2—4], что величина τ есть лишь верхний предел возраста пульсара, но близка по своему значению к истинному возрасту для молодых пульсаров. Если это так, то дисперсия величины $D(\lg \tau)$ должна быть верхним предельным значением дисперсии $D(\lg t)$ истинного возраста, если их распределения подобны.

На рис. 1,*а* приведено частотное распределение величины $\lg \tau$ для 293 пульсаров [5]. Приведенная гистограмма величины $\lg \tau$ хорошо описывается нормальным распределением с величиной дисперсии $D(\lg \tau) = 0{,}64 \pm 0{,}04$. Таким образом, если наши рассуждения относительно соотношения между характеристическим возрастом τ и истинным возрастом пульсаров t справедливы, то мы можем записать, что

$$D(\lg t) < 0{,}64.$$

2. Полная светимость пульсара

В [3] указывается, что в среднем пульсары, имеющие большие расстояния $|z|$ до плоскости Галактики, имеют больший возраст. Проведем качественный анализ зависимости полной светимости $E(t)$ от возраста пульсара, привлекая для этой цели данные о расстоянии $|z|$. Расстояние $|z|$ принято называть кинематическим возрастом пульсара. Такой анализ проводился следующим образом. Весь диапазон значений $\lg \dot{E}(t)$ был разбит на равные интервалы, для каждого из которых было найдено среднее значение $|z|$. Результаты представлены на рис. 2. Из рис. 2 видно, что с уменьшением величины $\lg \dot{E}(t)$ среднее значение $|z|$ увеличивается. Это означает, что значение полной светимости пульсара уменьшается в среднем с увеличением возраста. На основании такого вывода, по-видимому, можно полагать, что различие пульсаров по величине полной

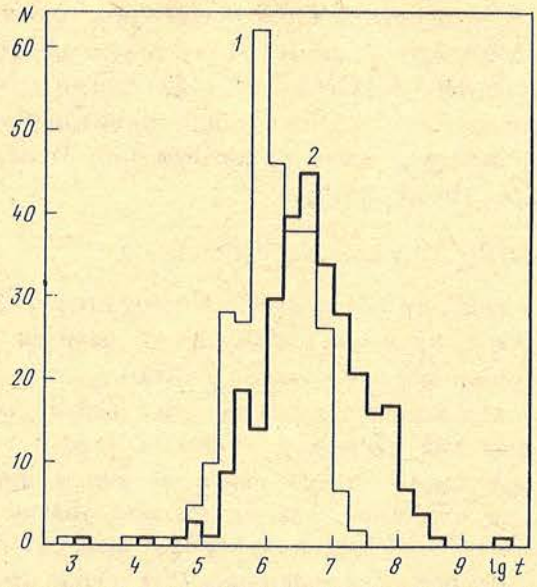


Рис. 1. Частотное распределение пульсаров (*1*) в зависимости от характристического возраста τ и (*2*) в зависимости от возраста t

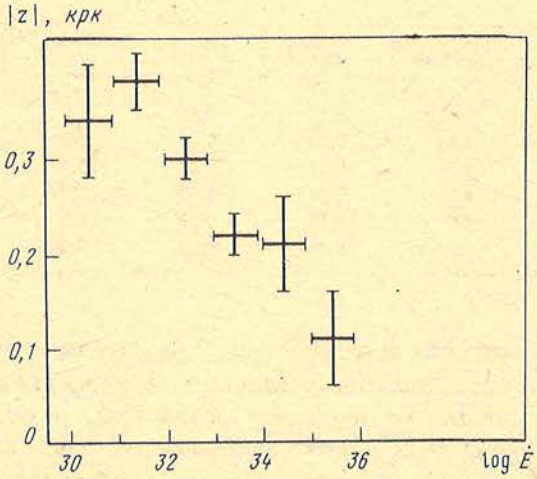


Рис. 2. Зависимость расстояния |z| до плоскости Галактики от lg $\dot{E}(t)$

светимости $\dot{E}(t)$ может быть обусловлена в какой-то степени их возрастом. Безусловно, некоторый вклад в дисперсию значений $\dot{E}(t)$ также вносит и разброс начальных величин полных светимостей.

Оценим величину дисперсии начальных значений $\dot{E}_0$ следующим образом. Зависимость полной светимости $\dot{E}(t)$ от времени можно представить в виде [6, 7]

$$\dot{E}(t) = \dot{E}_0(1 + t/t_n)^{-\gamma}, \tag{1}$$

где $\dot{E}_0$ — начальная полная светимость пульсара, t_n — характерное время падения светимости за счет магнитодипольного торможения, γ — параметр, описывающий характер торможения (для магнитодипольного излучения $\gamma = 2$).

В [8] было показано на основе анализа параметров трехсот пульсаров, что значение показателя γ близко к двум. Из общих соображений можно полагать, что между величинами $\dot{E}(t)$ и $\dot{E}_0$ может быть только положительная корреляция.

По-видимому, можно считать, что $t/t_n >> 1$ (для магнитодипольного излучения $t_n \sim 5 \cdot 10^7$ с [7]) и $D(\lg t) >> D(\lg t_n)$, тогда из соотношения (1), получим следующие выражения для дисперсии величины $\lg t$:

$$4\,D(\lg t) = D(\lg \dot{E}(t)) + D(\lg \dot{E}_0) + 2r\sqrt{D(\lg \dot{E}(t))D(\lg \dot{E}_0)}. \qquad (2)$$

Из анализа данных каталога [5] следует, что $D(\lg \dot{E}(t)) = 1{,}32 \pm 0{,}12$. Нижний предел значения $D(\lg t)$ получим из выражения (2), если положим $D(\lg E_0) = 0$, тогда $D(\lg t) = 0{,}33$. Таким образом, можно считать, что значение дисперсии возраста пульсаров лежит в пределах $0{,}64 > D(\lg t) > 0{,}33$. Из выражения (2) видно, что для известных значений дисперсии $D(\lg t)$ и $D(\lg \dot{E}(t))$, а также заданного коэффициента корреляции r можно найти величину дисперсии $D(\lg \dot{E}_0)$. Выражение (2) есть не что иное, как квадратное уравнение относительно величины $D(\lg E_0)$, поэтому будем иметь два корня $D_1(\lg \dot{E}_0)$ и $D_2(\lg \dot{E}_0)$. Результаты решения уравнения (2) относительно величины $D(\lg \dot{E}_0)$ для нескольких значений $D(\lg t)$ (первая колонка) и "r" (вторая колонка) представлены в таблице.

$D(\lg t)$	r	$D_1(\lg \dot{E}_0)$.	$D_2(\lg \dot{E}_0)$	$D(\lg t)$	r	$D_1(\lg \dot{E}_0)$.	$D_2(\lg \dot{E}_0)$.
0,64	0,1	9,2	0,16	0,45	1,0	7,9	0,03
0,64	0,5	3,8	0,40	0,45	0,5	1,9	0,09
0,64	0,4	3,1	0,50	0,45	0,4	1,7	0,12
0,50	1,0	8,3	0,06	0,40	1,0	7,5	0,010
0,50	0,5	2,9	0,16	0,40	0,5	2,3	0,034
0,50	0,4	2,3	0,20	0,40	0,4	1,6	0,050

Из таблицы видно, что для всех значений $D(\lg t)$ и r имеет место соотношение $D_1(\lg \dot{E}_0) > D(\lg \dot{E}(t) = 1{,}32$. Однако из общих соображений следует, что дисперсия величины полного потока со временем возрастает, и должно выполняться соотношение $D(\lg \dot{E}_0) < D(\lg \dot{E}(t))$, поэтому будем считать, что величина $D_1(\lg \dot{E}_0)$ (первый корень уравнения) не соответствует действительности, а величина $D_2(\lg \dot{E}_0)$ является действительным корнем уравнения (2). Из таблицы видно, что, во-первых, всегда $D_2(\lg \dot{E}_0) < D(\lg \dot{E}(t)) = 1{,}32$, а при определенных условиях $D_2(\lg \dot{E}_0)$ очень малое значение ($D\lg(t)) = 0{,}45$, $r = 0{,}4$, $D_2(\lg \dot{E}_0) = 0{,}12$ меньше на порядок величины $D(\lg \dot{E}(t)) = 1{,}32$). Таким образом, разброс значений E_0 не велик, и можно полагать, что все пульсары рождаются с довольно близкими величинами полных светимостей.

3. Возраст пульсаров

Выражение (1) (зависимость полной светимости от возраста) запишем для двух пульсаров: пульсара в Крабовидной туманности и исследуемого пульсара, после совместного их решения получим следующее соотношение:

$$\lg t = ({}^1/_2\ \lg \dot{E}(t)_{кр}/\dot{E}(t) + \lg t_{кр}) - {}^1/_2\ \lg \dot{E}_{0кр}/\dot{E}_0, \qquad (3)$$

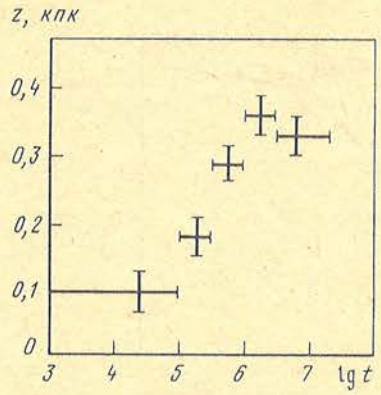


Рис. 3. Зависимость расстояния $|z|$ до плоскости Галактики от возраста t

где t — возраст исследуемого пульсара, $t_{кр}$ — возраст пульсара в Крабовидной туманности, $\dot{E}(t)_{кр}$ — значение полной светимости пульсара в Крабовидной туманности, $\dot{E}(t)$ — значение полной светимости исследуемого пульсара, $E_{0кр}$ — значение полной светимости пульсара в Крабовидной туманности в начальный момент времени, E_0 — значение полной светимости исследуемого пульсара в начальный момент времени.

В выражении (3) пренебрегаем логарифмом отношения начальных значений полных светимостей (выше было показано, что величины E_0 от пульсара к пульсару мало отличаются друг от друга) и подставив в выражение (3) параметры пульсара в Крабовидной туманности, получим простое выражение для возраста исследуемого пульсара:

$$\lg t = 22{,}3 + {}^1/_2 \lg \dot{E}(t). \qquad (4)$$

Отношение характеристического возраста τ к истинному для пульсара в Крабовидной туманности составляет величину, близкую к 1,3. Для пульсара в созвездии Парусов (PSR 0833 — 45) из выражения (4) следует, что $t = 7450$ лет ($\lg \dot{E}(t) = 36{,}85$ [5]), это меньше характеристического возраста $\tau = 11330$ лет в 1,5 раза, что хорошо согласуется с аналогичным отношением для пульсара PSR 0531+21, если еще учесть, что это отношение должно расти с увеличением возраста.

Для каждого пульсара, приведенного в каталоге [5], была определена из соотношения (4) величина t. На рис. 1,*б* приведено частотное распределение величины $\lg t$. Из рис. 1,*б* видно, что каких-либо особенностей в распределении не наблюдается. Среднее значение возраста по 293 пульсарам [5] составляет $t = 1{,}2 \cdot 10^6$ лет, что хорошо согласуется с результатами [3]. Далее сопоставим кинематический возраст пульсара $|z|$ со значением t (рис. 3). На рис. 3 горизонтальными линиями отмечен интервал величин $\lg t$, в котором найдено среднее значение $|z|$ для пульсаров, имеющих этот возраст. Вертикальная линия — средняя ошибка в определении $|z|$. Из рис. 3 видно, что между значениями $|z|$ и t имеется высокая положительная корреляция.

Определим теперь частоту рождения пульсаров — величину dN/dt из распредения интегрального числа пульсаров N в зависимости от возраста t (рис. 4). Из рис. 4 видно, что в области до величины $\lg t = 6{,}25$ зависимость $\lg N = f(\lg t)$ можно считать линейной, имеющей наклон 45° (масштабы по осям равны), это означает, что $dN/dt = \text{const}$.

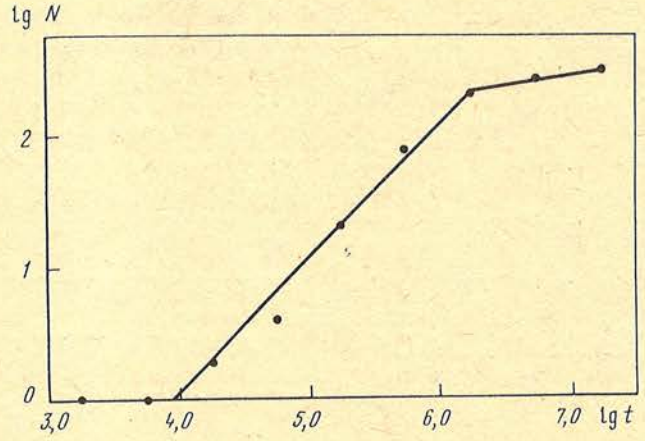


Рис. 4. Интегральное распределение числа пульсаров в зависимости от возраста t

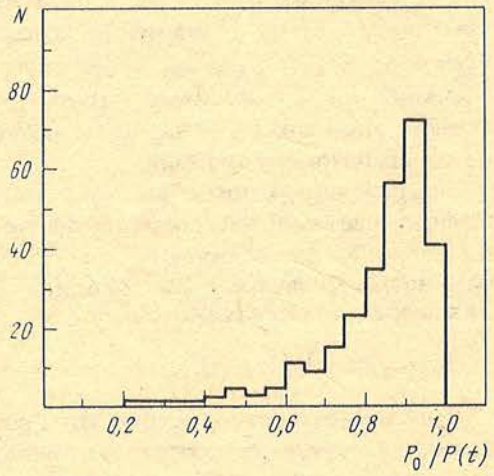


Рис. 5. Частотное распределение отношения начального периода к современному $P_0/P(t)$

Из рис. 4 получаем величину, близкую к $dN/dt = 10^{-4}$ лет$^{-1}$, т.е. один пульсар рождается за 10^4 лет. Это для пульсаров, которые зарегистрированы [5], а если исходить из количества пульсаров, которые потенциально возможно наблюдать [3], то получим, что частота рождения пульсаров в Галактике составляет один пульсар в десять лет. В [3] приходят к заключению, что рождение пульсаров в Галактике происходит каждые 40—6 лет. Таким образом, наши результаты хорошо согласуются с выводами работы [3].

4. Начальный период пульсаров

Для случая торможения магнито-дипольным излучением можно записать следующее соотношение [3]:

$$P_0 = P(t)\sqrt{(P(t) - 2\dot{P}t)\,/\,2\dot{P}t}, \tag{5}$$

где P_0 — начальное значение периода пульсара, P — текущее значение периода, t — возраст пульсара, $\dot{P}$ — производная периода.

По данным каталога [5] и соответствующего значения t, найденного из соотношения (4), для каждого пульсара из выражения (5) было определено значение начального периода P_0. На рис. 5 приведено частотное распределение

отношения начального периода к современному ($P_0 / P(t)$). Из рис. 5 следует, что 90% составляют пульсары, для которых период возрос менее чем в 1,5 раза, а в среднем по всем пульсарам всего лишь на 16%. Такой результат хорошо согласуется с выводами в [3, 4] о том, что пульсары рождаются в среднем с периодами, близкими по своему значению к современным.

В заключение автор выражает свою благодарность А.А. Степаняну и Б.М. Владимирскому за ценные замечания при обсуждении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ostriker J.P., Gunn J.E.* // Astrophys. J. 1969. Vol. 157. P. 1395.
2. *Смит Ф.Г.* // Пульсары. М.: Мир. 1979.
3. *Манчестер Р., Тейлор Дж.* // Пульсары. М.: Мир, 1980.
4. *Герасимов С.А., Нешпор Ю.И., Степанян А.А.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1982. Т. 65. С. 163.
5. *Manchester R.N., Taylor J.H.* // Astron. J. 1981. Vol. 86. № 12. P. 1953.
6. *Pacini F., Salvati M.* // Astrophys. J. 1973. Vol. 186. P. 249.
7. *Гинзбург В.А., Птускин В.С.* // Письма в Астрон. журн. 1981. Т. 7. № 10. С. 585.
8. *Нешпор Ю.И.* // Астрон. журн. 1985. Т. 62, вып. 2. С. 408.

УДК 524.1 : 519.237

ПРИЛОЖЕНИЕ МЕТОДОВ МНОГОМЕРНОГО СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА К КЛАССИФИКАЦИИ РАДИОПУЛЬСАРОВ

А.П. Корниенко, Э.Р. Корниенко

Методом кластерного анализа проведено исследование 267 пульсаров. Результат свидетельствует о неоднородности пульсаров. Наиболее вероятные причины неоднородности — возраст пульсаров и различие в механизмах генерации радиоизлучения.

THE APPLICATION OF MULTI-DIMENSIONAL STATISTICAL ANALYSIS TO THE CLASSIFICATION OF RADIOPULSARS, by *A.P. Kornienko, E.R. Kornienko*. 267 radio–pulsars were investigated by cluster–analysis method. It was shown that observable population of the pulsars is inhomogeneity. The most probable cause of this inhomogeneity are differens of the mechanisms of radio emission and the ages of pulsars.

Введение

Вопрос о том, является ли наблюдаемая популяция радиопульсаров однородной или допустима какая-то их классификация, до сих пор остается открытым. К этой проблеме обращались многие авторы [1—10], однако однозначного и убедительного ответа пока не получено. Ниже излагается результат применения к решению этой актуальной задачи астрофизики кластерного анализа — метода естественной классификации, позволяющего ответить на вопрос о возможной неоднородности объектов в многомерном пространстве признаков.

Математическая модель

В многомерном статистическом анализе существует ряд методов, позволяющих определить, является ли исследуемая совокупность объектов однородной, либо в ней можно выделить однородные группы (кластеры).

Суть этих методов заключается в следующем: каждый объект рассматривается как точка в многомерном пространстве. Размерность пространства определяется количеством измеренных для каждого объекта признаков. Естественно пред-

положить, что геометрическая близость двух или нескольких точек в этом пространстве означает близость физических состояний соответствующих объектов, их однородность.

Но прежде чем решать задачу о возможной классификации объектов, желательно предварительно выяснить, какие из признаков являются наиблее информативными, т.е. по возможности снизить размерность пространства, так как чем меньшим числом признаков мы обходимся при классификации, тем проще математическая модель, тем нагляднее и содержательнее интрепретация.

В качестве такого алгоритма снижения размерности может быть применен метод главных компонент (МГК) [11—13].

В этом методе совокупность наблюдательных данных записывается в виде прямоугольной матрицы $X = (x_{ij})$, где $i = \overline{1,N}$ — число объектов, $j = \overline{1,p}$ — количество измеренных на них признаков.

Данные центрируются и нормируются:

$$\tilde{x}_{ij} = (x_{ij} - \bar{x}_j)/\sigma_j, \tag{1}$$

где $\bar{x}_j$ — среднее значение j-го признака, σ_j — стандартное отклонение. Или в матричной форме:

$$\tilde{X} = (X - \bar{X})/\sigma. \tag{2}$$

Это преобразование позволяет перенести центр координат нашего p-мерного пространства в центр тяжести изучаемого облака точек, и перейти к безразмерной системе признаков, одновременно сделав облако точек более шарообразным. Кроме этого, преобразование (2) позволяет довольно просто определить матрицу парных коэффициентов корреляции R, анализ которой и положен в основу МГК:

$$R = \tilde{X}\tilde{X}^{\mathrm{T}}/\ 1/N \tag{3}$$

(здесь и далее т — знак транспонирования).

МГК приводит к новой системе признаков $f_1,\ldots,f_p$, каждый из которых получается в виде линейной комбинации непосредственно замеренных:

$$F = U^{\mathrm{T}}\tilde{X}, \tag{4}$$

где F — матрица главных компонент, U — матрица ортогонального линейного преобразования матрицы:

$$U^{\mathrm{T}}RU = \Lambda, \tag{5}$$

Λ — диагональная матрица упорядоченных по убыванию собственных чисел матрицы R, являющихся одновременно дисперсиями главных компонент (ГК), так что

$$Df_1 \geqslant Df_2 \geqslant \ldots \geqslant Df_p. \tag{6}$$

Сущность метода главных компонент (МГК) состоит в том, что такое преобразование U не меняет сумму дисперсий $\tilde{x}$, а только перераспределение ее таким образом, чтобы на первые компоненты приходилась большая часть всей дисперсии. Благодаря этому появляется возможность перехода к меньшему числу переменных путем отбрасывания последних компонент, соответствующих малым значениям λ_r.

Геометрически преобразование (4) соответствует переходу к новой системе координат или повороту координатных осей так, чтобы f_1 извлекала максимум дисперсии.

f_2 некоррелирована с f_1 и извлекает максимум оставшейся дисперсии и т.д. Ориентацию новых координатных осей определяет матрица U, составляющие которой являются косинусами и синусами углов поворота новых координатных осей относительно старых.

Теперь, выделив наиболее информативные признаки, можно решить задачу о возможной классификации объектов. Решать подобные задачи призваны методы кластерного анализа. Если число классов заранее неизвестно, применяются иерархические схемы кластер-анализа [14]. При их использовании каждый объект вначале рассматривается как отдельный кластер. Затем два ближайших друг к другу класса (объекта) объединяются, образуя новый кластер; этот шаг повторяется вплоть до получения единственного класса, объединяющего все точки [14]. Каждый многоэлементный кластер характеризуется количеством входящих в него объектов и расстоянием между двумя образовавшими его кластерами.

Анализируя гистограмму расстояний, можно ответить на вопрос: делится ли исследуемая совокупность точек на кластеры, и если да, то на сколько? [15].

Результаты анализа

Описанными выше методами исследован массив данных о пульсарах (ПСР) [16]. В качестве исходных параметров были взяты следующие характеристики ПСР:

P — период,
$\dot{P}$ — производная периода,
$\tilde{L}_R$ — светимость в радиодиапазоне,
$\tilde{W}_e$ — ширина импульса,
ДМ — мера дисперсии,

а также определенные разными способами углы между осью магнитного диполя и осью вращения β_1[17] и β_2[18].

Из 330 пульсаров, приведенных в каталоге [16], для анализа были отобраны 267 ПСР, для которых известны все перечисленные характеристики, и определены коэффициенты корреляции между признаками (3). Получены следующие собственные значения корреляционной матрицы (5):

$$\lambda_1 = 2{,}3830; \quad \lambda_2 = 1{,}8953; \quad \lambda_3 = 1{,}0436;$$
$$\lambda_4 = 0{,}8068; \quad \lambda_5 = 0{,}5568; \quad \lambda_6 = 0{,}2083. \qquad (7)$$
$$\lambda_7 = 0{,}1062.$$

Для дальнейшего рассмотрения были оставлены первые четыре ГК, извлекающие 87,5% суммарной дисперсии. Соответствующие им собственные вектора (5) имеют вид

$$u_1 = (0{,}07, -0{,}10, 0{,}33, 0{,}36, 0{,}35, -0{,}57, -0{,}55),$$
$$u_2 = (0{,}50, -0{,}21, -0{,}55, 0{,}32, -0{,}49, -0{,}21, -0{,}11),$$
$$u_3 = (0{,}38, 0{,}84, 0{,}10, 0{,}32, 0{,}04, 0{,}18, 0{,}00), \qquad (8)$$
$$u_4 = (-0{,}48, 0{,}42, -0{,}21, -0{,}29, -0{,}42, -0{,}21, -0{,}49).$$

Первая ГК определяется следующим образом (4):

$$f_1 = 0{,}07P - 0{,}10\dot{P} + 0{,}33L_R + 0{,}36W_e + 0{,}35\text{ДМ} - 0{,}57\beta_1 - 0{,}55\beta_2. \qquad (9)$$

Аналогично определяются f_2, f_3 и f_4, принимая в качестве коэффициентов составляющие векторов u_2, u_3 и u_4 из (8).

Дальнейшее исследование распределения точек в полученном четырехмерном

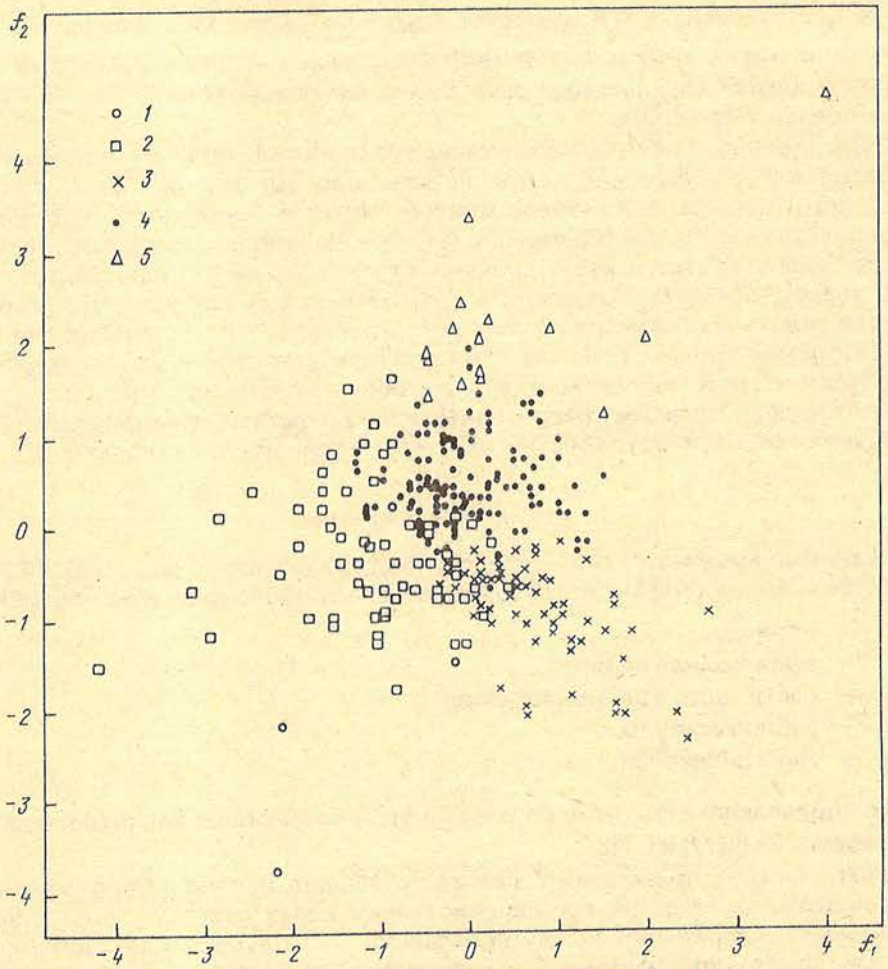


Рис. 1. Распределение пульсаров в плоскости главных компонентов. f_1—f_2

Объекты, принадлежащие к различным кластерам, выделены разными символами: *1* — I кластер; *2* — II кластер; *3* — III кластер; *4* — IV кластер; *5* — V кластер

пространстве методом кластерного анализа дало следующие результаты: исследованная популяция ПСР неоднородна — в ней выделено 5 кластеров. Расположение кластеров в плоскости f_1 — f_2 представлено на рис. 1. Здесь представители разных кластеров выделены различными символами. Два кластера сравнительно малочисленны (кластер I содержит 4 ПСР, кластер V — 15 ПСР). Более многочисленные (массивные) кластеры I, III и IV содержат, соответственно, 65, 62 и 121 ПСР.

Для понимания причин неоднородности ПСР обратимся к выражениям (9) и (8). Из (9) видно, что в первую ГК с наибольшими весами вошли параметры β_1 и β_2, причем оба — с отрицательным знаком. Значит можно сделать вывод, что ГК f_1 определяет взаимное расположение осей магнитного диполя и оси вращения ПСР. Составляющие вектора u_2 (8) определяют веса, с которыми входят исходные признаки в f_2. Наибольшие веса имеют признаки P, L_R и ДМ. Т.е. можно сказать, что f_2 определяет энергетические характеристики ПСР. Вернемся к рис. 1. На

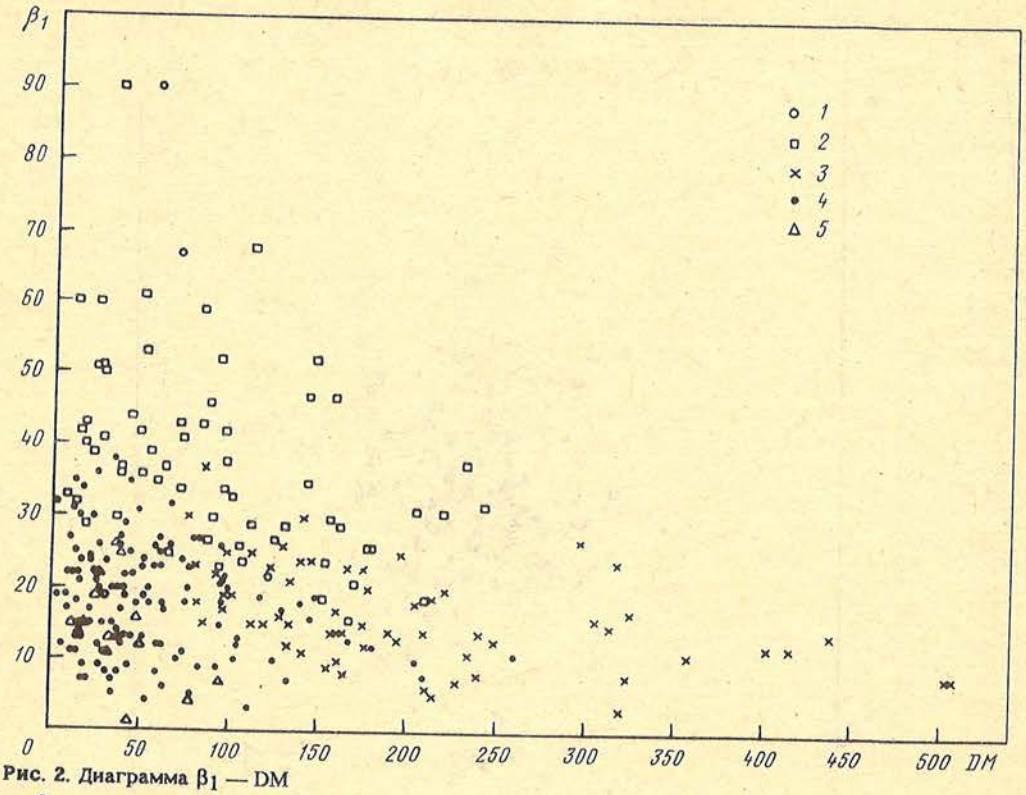


Рис. 2. Диаграмма β_1 — DM

β — угол между осью магнитного дополя и осью вращения пульсара, DM (см.$^{-3}$·Пк) мера дисперсии. Обозначения см. рис. 1

основании приведенных выше рассуждений можно отметить следующее. В кластеры II и I вошли ПСР с относительно большими значениями углов β_1 и β_2 (отрицательные значения f_1). Кластеры III, IV и V объединяют ПСР с меньшими значениями β_1 и β_2, но эти кластеры различаются по f_2 (энергетическим характеристикам). А именно, в кластер III вошли ПСР с более низкими значениями P и высокими значениями L_R и ДМ; кластер IV объединяет ПСР с более низкими значениями L_R и ДМ; пульсары V кластера отличаются наиболее высокими значениями P и низкими L_R и ДМ. Ниже приведены два рисунка, на которых показана проекция кластеров на плоскость исходных признаков: на рис. 2 — кластеры в плоскости β_1— ДМ, на рис. 3 — в плоскости $\log P$ —$\log \dot{P}$. Кластеры на этих рисунках в значительной мере перекрываются, но и по ним можно судить об обоснованности такого разделения на классы.

Для проверки устойчивости разделения ПСР на кластеры в рассмотрение вводились дополнительные характеристики ПСР такие, как характеристический возраст пульсара $\tau = {}^1/_2\, P/\dot{P}$, магнитное поле $B \sim \sqrt{P\dot{P}}$, эффективность генерации радиоизлучения η [4]. Кроме этого, ограничивалось расстояние до исследуемых ПСР. В частности, рассматривались ПСР удаленные не более, чем на 3,5 кпк (184 ПСР). Во всех вариантах кластер-анализ свидетельствует о неоднородности пульсаров. Имеет место некоторое перераспределение ПСР по кластерам, но всегда выделяются три массивных кластера, один из которых объединяет ПСР с большими значениями углов, а два других (с $\beta_1 \lesssim 35°$) разделяются в плоскости L_R

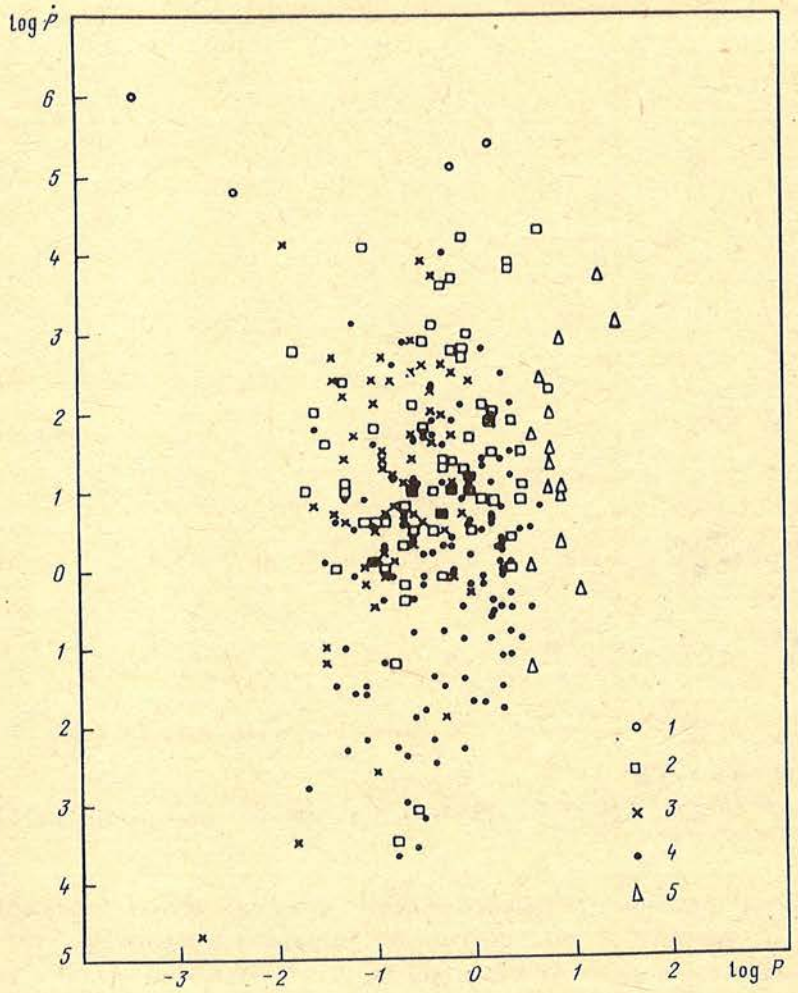


Рис. 3. Диаграмма P—$\dot{P}$

P (с) — период пульсара, $\dot{P}$ (10^{-15} сс$^{-1}$) — приводная периода. Шкала логарифмическая. Обозначения см. рис. 1

— ДМ. Кластер V (с большими значениями P) в ряде случаев сливается с кластером IV (малые значения β, L_R, ДМ).

Сравнение полученных результатов с данными, приведенными в [2—5, 10] показало, что полученное разбиение не противоречит предложенным ранее схемам классификации.

Наиболее вероятные причины неоднородности ПСР — их возраст и различие в механизмах генерации излучения.

Выводы

Кластерный анализ популяции пульсаров показал, что ПСР неоднородны по ряду физических характеристик. Наиболее вероятные причины различия — возраст ПСР и разные механизмы генерации радиоизлучения.

Авторы глубоко признательны Б.М. Владимирскому за обсуждение и критические замечания, а также С.Г. Кочетковой за помощь в подготовке рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Мнацаканян М.А.* // Астрофизика, 1979. Т. 15. С. 515.
2. *Малов И.Ф., Сулейманова С.А.* // Астрофизика. 1982. Т. 18. С. 107.
3. *Малов И.Ф.* // Астрон. журн. 1985. Т. 62. С. 252.
4. *Vladimirsky B.M.* // Papers of 17-th Intern. cosmic ray conference. Paris, 1981. Vol. 1. P. 38.
5. *Владимирский Б.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 66. С. 192.
6. *Alpar M.A., Cheng A.F., Ruderman M.A., Shaham J.* // Nature. 1982. Vol. 300. P. 728.
7. *Radhaknishnan V., Shukre C.S.* // Astr. Space Sci. 1986. Vol. 118. P. 329.
8. *Клякотко М.А.* // Письма в Астрон. журн. 1977. Т. 3. С. 129.
9. *Эйгенсон А.М., Керницкий Б.С.* // Циркуляр Льв. АО. 1980. № 55.
10. *Fracassini M., Pasinetti L.E., Raffaelli G.* // Proc. of a Cource and Workshop on Plasma Astrophysics. Varenna. Italy. 1984. ESA SP–207. P. 315.
11. *Айвазян С.А., Бежаева З.И., Староверов О.В.* Классификация многомерных наблюдений. М.: Статистика, 1974.
12. *Андрукович П.Ф.* Применение метода главных компонент в практических исследованиях. Межфакультетская лаборатория статистических методов МГУ, 1973, вып. 36.
13. *Дубров А.М.* Обработка статистических данных методом главных компонент. М.: Статистика, 1977.
14. *Дюран Б., Оделл П.* Кластерный анализ. М.: Статистика 1977.
15. *Плюта В.* Сравнительный многомерный анализ в экономических исследованиях. М. Статистика, 1980.
16. *Manchester R.N., Taylor J.H.* // Astron. J. 1981. Vol. 86. N 12. P. 1953.
17. *Кузьмин А.Д., Дагкесаманская И.М.* // Письма в Астрон. журн. 1983. Т. 9, вып. 3. С. 149.
18. *Малов И.Ф.* // Астрофизика. 1986. Т. 24. С. 507.

УДК 524.1:520.88:519.237.7

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ ПРИ ПОИСКЕ ГАММА-ИСТОЧНИКОВ

Ю.Л. Зыскин, А.П. Корниенко

На массиве данных о черенковских вспышках ШАЛ с энергией ~10^{12} эВ от первичных гамма-квантов и от ядерно-активной компоненты КЛ, полученном в результате моделирования методом Монте-Карло, испытано применение метода главных компонент для выделения гамма-вспышек. Показано, что метод может успешно применяться при обработке данных наблюдений на гамма-телескопах с многоэлементными светоприемниками.

THE APPLICATION OF MAJOR COMPONENT METHOD TO SEARCH FOR GAMMA-SOURCES, *by Yu. L. Zyskin, A.P. Kornienko.* Using the data on Cerenkov EAS flashes with the energy ~10^{12} eV from the primary gamma-quanta and from nuclear component of cosmic rays, obtained as a result of simulation using the Monte-Carlo technique, the application of the major component method to search for gamma-flashes has been estimated. It is shown, that this method can be successfully applied while treating the observational data obtained at gamma-ray telescope with multielement light detectors.

Введение

Среди установок, предназначенных для наблюдений источников гамма-квантов с энергией ~10^{12} эВ, все большее распространение получают гамма-телескопы с многоэлементными светоприемниками [1—4]. Такие установки позволяют измерять довольно большое число характеристик изображения черенковской вспышки ШАЛ: интенсивность, положение, размер и ориентацию изображения в фокальной плоскости телескопа и (на установке ГТ-48 [2]) относительное содержание УФ-излучения в ее спектре. При обработке наблюдений по этим характеристикам вспышек производится выделение событий, инициированных первичными гамма-квантами, или электромагнитных ливней.

Методика такого отбора достаточно хорошо исследована теоретически [5—7]

и получила убедительное подтверждение при наблюдениях Крабовидной туманности на установке обсерватории им. Уиппла [8]. Однако существует возможность, пользуясь теми же измеряемыми характеристиками вспышки, сделать отбор более эффективным, применив метод главных компонент.

Метод главных компонент

В [5—7] отбор γ-событий состоит в том, что для каждого измеряемого параметра вспышки P_i выбирается граница отбора h_{pi} и отбрасываются все события, не удовлетворяющие условию $P_i \leq h_{pi}$ ($i = 1,2 .. M$, где M — число независимых измеряемых параметров вспышки). Полученный массив оказывается обогащенным γ-событиями так, что эффективность отбора

$$Q = (N_\gamma/\sqrt{N_p}) / (N_{\gamma 0} / \sqrt{N_{p0}}) > 1,$$

$N_{\gamma_0}, N_{p_0}, N_\gamma, N_p$ — число гамма-ливней γ и фоновых ядерных ливней (p) в исходном и в отобранном массивах соответственно.

Иными словами, если рассматривать черенковскую вспышку как точку в M-мерном пространстве измеряемых параметров изображения, то отобранные события заключены в M-мерный параллелепипед с осями, параллельными осям параметров. В действительности же в этих координатах гамма-события и ядерные события образуют 2 частично перекрывающихся облака, ориентированных не параллельно осям параметров. Поэтому, повернув M-мерный параллелепипед отбираемых событий определенным образом, можно более эффективно отобрать γ-вспышки.

Вышесказанная процедура проиллюстрирована на рис. 1 для случая двух измеряемых параметров вспышки — длины изображения a и ширины b. На рис. 1, *а* показан обычный отбор по a и b (отобранными являются события, попавшие в заштрихованный прямоугольник ($[0 \leq a \leq h_a, 0 \leq b \leq h_b]$). На рис. 1, *б* показан предлагаемый принцип отбора. Этот способ улучшения эффективности отбора легко реализовать, применив метод главных компонент (МГК), детально описанный в [9—11].

В данном приложении МГК состоит в следующем. Для предварительно центрированного и нормированного массива данных, записанного в виде матрицы со столбцами j и строками i:

$$\tilde{x}_{ij} = (x_{ij} - \bar{x}_j) / \sigma_j, \quad i = 1,..., N, \quad J = 1,..., P,$$

где $\bar{x}_j$ — среднее значение j-го параметра, σ_j — стандартное отклонение, N — количество исследуемых точек, P — количество измеренных признаков, определяется матрица коэффициентов корреляции

$$R = \tilde{x}\tilde{x}^{\mathrm{T}}\ 1/N$$

(т — знак транспонирования), анализ которой дает возможность посредством ортогонального линейного преобразования

$$U^{\mathrm{T}}RU = \Lambda,$$

где Λ — диагональная матрица, по диагонали которой в порядке убывания расположены собственные числа матрицы R;U — матрица, столбцы которой являются собственными векторами матрицы R, перейти к новой системе приз-

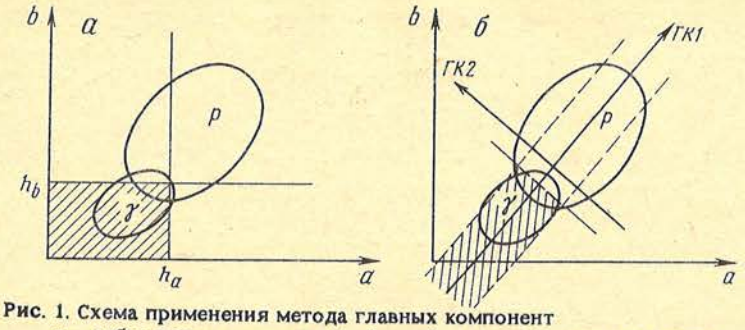


Рис. 1. Схема применения метода главных компонент
а — отбор в координатах (*a*, *в*), *б* — отбор в координатах (ГК1, ГК2)

наков — главным компонентом (ГК):

$$F = U^{\mathrm{T}}\tilde{x}.$$

Таким образом, каждая ГК определяется как некая линейная комбинация исходных параметров, выбранных так, что первая ГК извлекает максимум дисперсии распределения точек (см. рис. 1, *б*), вторая, ортогональная к первой и не коррелированная с ней, извлекает максимум оставшейся дисперсии и т.д. [11].

Величина дисперсии, извлекаемой j-й ГК, определяется соответствующим собственным числом λ_j, причем сумма дисперсий остается неизменной, а происходит только перераспределение по признакам, что позволяет, перейдя к новой системе признаков — ГК, снизить размерность пространства, отбросив последние ГК, соответствующие малым значениям λ.

В случае двумерного пространства при выполнении условий нормировки и ортогональности собственных векторов для любого коэффициента корреляции между исходными параметрами метод определяет однозначный поворот осей координат на $\pi/4$ [10, 11]. Поэтому МГК имеет смысл применять в том случае, когда в исследуемом массиве данных определено не менее трех признаков.

Моделирование применения МГК

Для проверки возможности МГК применительно к данной задаче был использован массив черенковских вспышек ШАЛ от первичных γ-квантов и от первичных протонов КЛ, полученный в результате моделирования методом Монте-Карло [7, 12] для энергий $E \geqslant 10^{12}$ эВ. При этом рассматривался самый простой (и, вместе с тем, наиболее общий) случай, когда координаты источника неизвестны и измеряемыми параметрами вспышки являются длина и ширина ее изображения a и b. Поскольку, как сказано выше, для применения МГК необходимо не менее трех признаков, в качестве третьего признака был выбран характеристический размер вспышки $\theta = \sqrt{ab}$.

Анализ корреляционной матрицы показал, что первые две главные компоненты извлекают 99,9% суммарной дисперсии, что позволило, практически не потеряв информации о распределении точек, рассматривать их в плоскости первых двух ГК. Характерные значения ГК составляют:

$$\text{ГК1} = 0{,}56a' + 0{,}57b' + 0{,}60\theta',$$

$$\text{ГК2} = -0{,}71a' + 0{,}70b' + 0{,}01\theta',$$

где $a' = (a - 0{,}353)/0{,}117$; $b' = (b - 0{,}262)/0{,}073$; $\theta' = (\theta - 0{,}302)/0{,}087$.

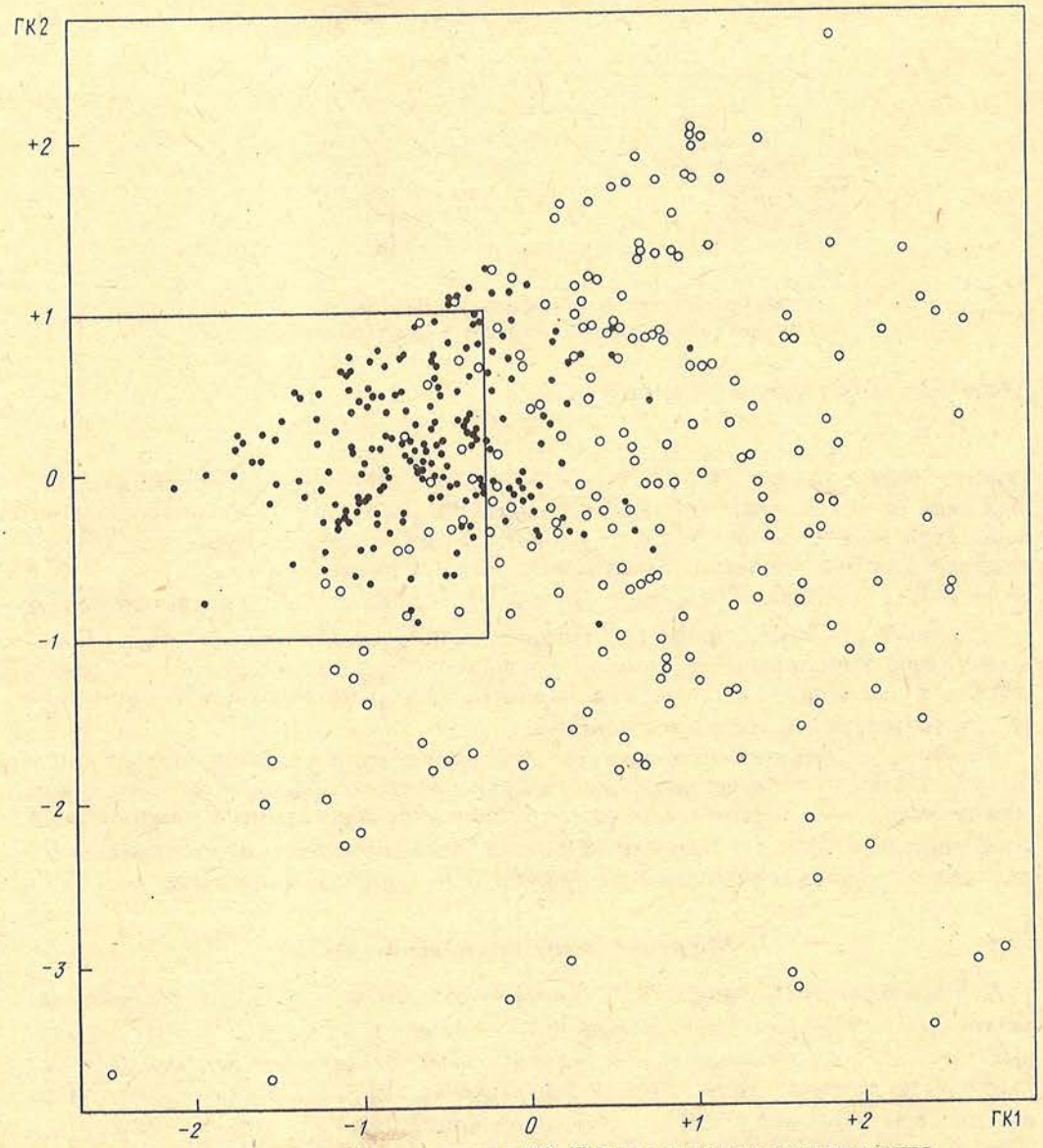


Рис. 2. Выделение гамма-ливней в координатах (ГК1, ГК2) по результатам моделирования
Кружками показаны ядерные ливни, точками — гамма-ливни. Линия ограничивает область оптимального отбора

Алгоритм отбора γ-событий в плоскости (ГК1, ГК2) таков (рис. 2):

1) на плоскости (ГК1, ГК2) вырезается полоса $-1 \leqslant$ ГК2 $\leqslant 1$;

2) в этой полосе определяется граница отбора по ГК1: $h_{ГК1} + -0{,}24$, т.е. ГК1 $\leqslant$ $\leqslant -0{,}24$.

Исследовалась также зависимость эффективности применения МГК от объема обрабатываемого массива вспышек и от амплитуды источника и с этой целью моделирование было проведено для следующих смесей ядерных (P) и γ-событий: $N_\gamma/N_p = 0{,}01$; 0,05; 0,10; 1,0 и для $N_\gamma + N_p = 400$; 1000.

Найдено, что эффективность МГК от объема и амплитуды практически не зависит.

Полученные значения эффективности отбора с применением МГК лежат в диапазоне

$$Q_{ГК} = 2{,}1 \div 2{,}7 \ (\overline{Q}_{ГК} \simeq 2{,}3),$$

коэффициенты режекции

$$R_{ГК} = N_\gamma / N_p = 7 \div 15 \ (\tilde{R} = 9{,}7),$$

что соответствует уменьшению времени обнаружения источника

$$\tau_0/\tau = 4{,}5 \div 7{,}2 \ (\overline{\tau_0/\tau} = 5{,}6).$$

В то же время эффективность обычного отбора по a и b по тому же массиву данных, составляет [7]: $Q_a = 1{,}76$, $Q_b = 1{,}4$, $Q_{a+b} = 2{,}0$, коэффициент режекции $R \sim 6$, уменьшение времени обнаружения $\tau_0/\tau = 4$.

Выводы

1. Применение метода главных компонент позволяет выделить γ-вспышки с ощутимо большой эффективностью, чем применение обычного отбора.
2. Эффективность применения метода главных компонент практически не зависит от объема обрабатываемого материала и от содержания γ-событий в нем.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Cawley M.F., Fegan D.J., Gibbs K.* et al. // Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf. USA. 1985. Vol. 3. P. 449.
2. *Владимирский Б.М., Зыскин Ю.Л., Нешпор Ю.Н.* и др. Космические лучи. 1988. № 25. С. 76.
3. *Бейсембаев Р.У., Никольский С.И., Синицына В.Г.* Препр. ФИАН. № 127. 1985.
4. *Aghadjanian S.A., Aharonian F.A., Amatuni A.Ts.* et al. // Proc. 20th Intern. Cosmic Ray Conf. USSR. 1987. Vol. 2. P. 332.
5. *Степанян А.А., Фомин В.П., Владимирский Б.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 66. С. 234.
6. *Hallas A.M.* // Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf. USA. 1985. Vol. 3. P. 445.
7. *Зыскин Ю.Л.* // Вопросы атомной науки и техники, 1987. Т. 2(33). С. 37.
8. *Weekes T.C., Cawley M.F., Fegan D.J.* et al. // Astrophys. J. 1989. Vol. 342. P. 379–395.
9. *Айвазян С.А., Бухштабер В.М., Енюков И.С.* // Прикладная статистика: классификация и снижение размерности. М.: Финансы и статистика. 1988.
10. *Дубров А.М.* // Обработка статистических данных методом главных компонентов. М.: Статистика. 1978.
11. *Андрукович П.Ф.* // Применение метода главных компонент в практических исследованиях. МЛСМ МГУ. 1973. Вып. 36.
12. *Зыскин Ю.Л.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 78. С. 192.

УДК 524.1:520.88

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ КРИТЕРИЙ ОТБОРА ГАММА-ЛИВНЕЙ ПРИ ИЗВЕСТНЫХ КООРДИНАТАХ ИСТОЧНИКА

Ю.Л. Зыскин

Применительно к многоканальному гамма-телескопу, позволяющему измерять параметры черенковской вспышки ШАЛ, проанализирована эффективность отбора гамма-ливней для случая известных координат источника. Предложен новый критерий отбора, эффективность которого, согласно расчетам, существенно выше, чем у предлагавшихся ранее.

HIGH-EFFICIENCY CRITERIUM FOR GAMMA-SHOWER SELECTION FOR THE SOURCE WITH KNOWN COORDINATES, *by Yu. L. Zyskin*. The efficiency of gamma-chowers selection for the source with known coordinates has been analized for the multichannel gamma-ray telescope. A new selection criterium has been proposed, whose efficiency, according the computations, is significantly higher, than of the conventional ones.

Введение

В настоящее время созданы и разрабатываются установки, предназначенные для наблюдений первичного γ-излучения в диапазоне энергий ~ТэВ, общей чертой которых является применение многоканальных светоприемников. Их использование позволяет реализовать отбор гамма-ливней, т.е. выделение ШАЛ, (широких атмосферных ливней), инициированных γ-квантами, по характеристикам их черенковского изучения на уровне наблюдения. Для реализации такого отбора в [1, 2] предложен ряд параметров, т.е. характеристик изображения черенковской вспышки ШАЛ, чувствительных к природе первичной частицы. Эффективность применения этих параметров оценена в [2—4] расчетным путем. Кроме того, недавно получены первые, но весьма яркие подтверждения высокой эффективности применения отбора в наблюдениях [5]. Однако относительная новизна проблемы выделения γ-ливней дает основания ожидать появления новых алгоритмов отбора, найденных как расчетым, так и экспериментальным путем.

1. Критерии отбора γ-ливней

Параметры, предложенные различными авторами [1—3] для отбора γ-ливней, можно разделить на "универсальные" и "координатно-зависимые", т.е. требующие для своего применения знания точных координат исследуемого источника. Физической основой параметров первой группы является их чувствительность к развитию ШАЛ по глубине или, иными словами, к глубине максимума черенковского излучения ШАЛ.

Естественно, сфера применения критериев первой группы значительно шире: ими можно пользоваться при поиске неизвестных источников (т.е. проведении обзоров), для измерения электронно-позитронной компоненты первичных КЛ, при неточно известных координатах объекта и при наличии более чем одного объекта в поле зрения γ-телескопа. К этой группе параметров относятся размеры изображения черенковской вспышки ("LENGTH", "WIDTH", "SIZE" [2]), эллиптичность его, степень сконцентрированности яркости изображения ("FRAC", "FRAC2" [1, 2]), относительное содержание ультрафиолетового излучения в ее спектре U/V [1], "скошенность изображения" ("skewness" [3]). В качестве меры для оценки возможностей отбора гамма-вспышек используются: эффективность отбора $Q = (N_\gamma / \sqrt{N_p}) / (N_{\gamma_0} / \sqrt{N_{p_0}})$, показывающая, во сколько раз улучшается в ре-

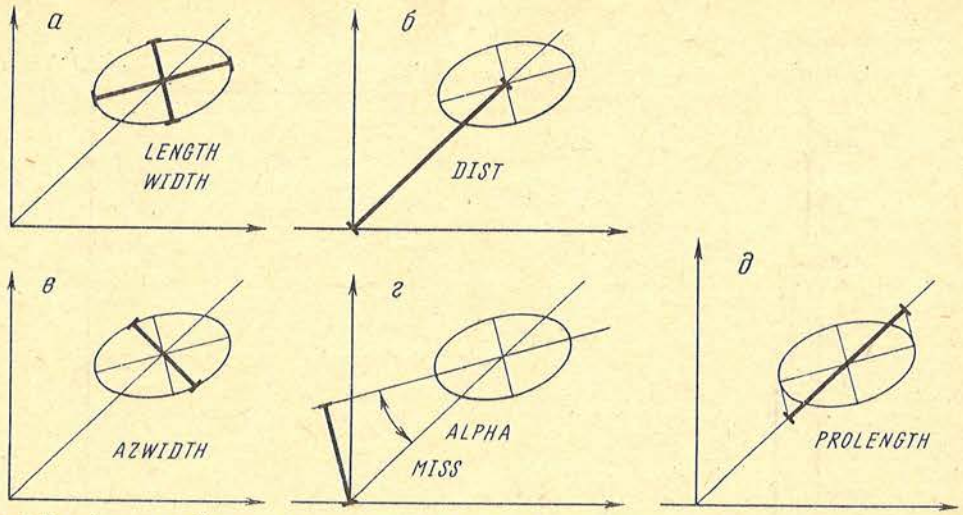


Рис. 1. Параметры изображения черенковских вспышек, используемые для выделения гамма-ливней
а — размеры изображения, *б* — азимутальная дистанция центроида изображения; *в* — азимутальная ширина изображения; *г* — параметры ориентации изображения, *д* — предлагаемый параметр

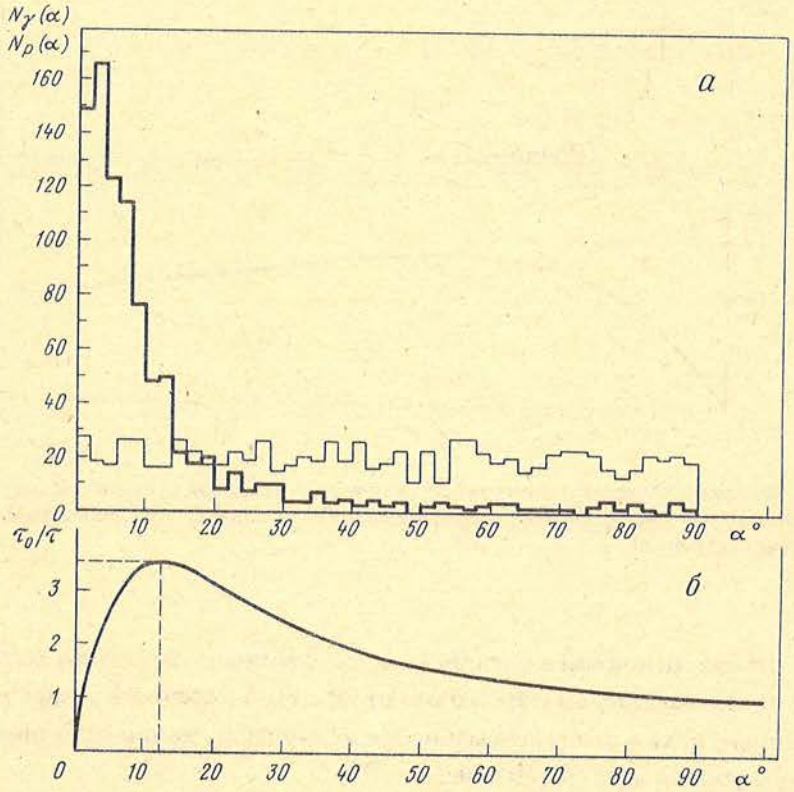


Рис. 2. Частотное распределение позиционного угла α для γ-ливней (жирная линия) и для ядерных ливней (тонкая линия) (*а*); уменьшение времени обнаружения источника при применении отбора по α как функция границы отбора (*б*)

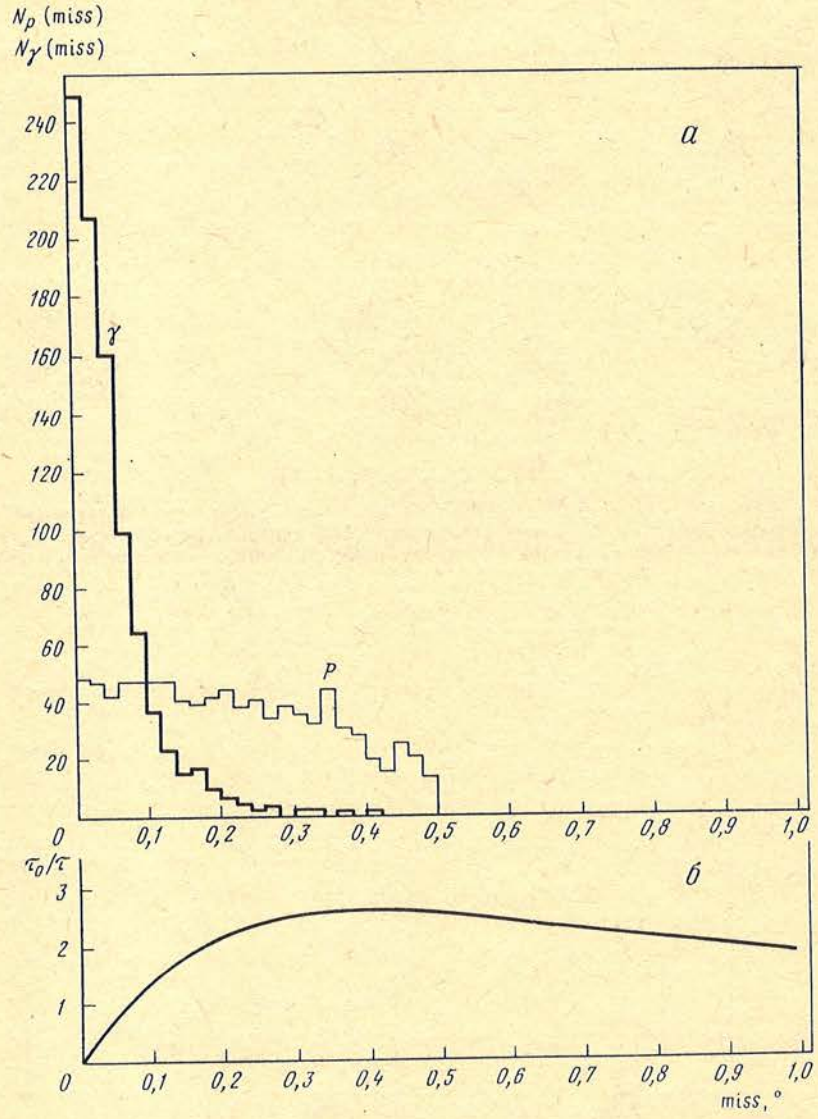


Рис. 3. Частотное распределение параметра MISS для γ-ливней (жирная линия) и для ядерных ливней (тонкая линия) (а); уменьшение времени обнаружения источника при применении отбора по MISS как функция границы отбора (б)

зультате отбора отношение сигнал/шум; коэффициент режекции $R = (N_\gamma / N_p) / (N_{\gamma_0} / N_{p_0})$, показывающий, во сколько раз отобранный массив обогащен γ-ливнями по сравнению с исходным, уменьшение времени обнаружения источника на фиксированном уровне достоверности $\tau_0/\tau = Q^2$.

Для технических характеристик γ-телескопа ГТ-48 Крымской астрофизической обсерватории эффективность вышеперечисленных критериев была найдена посредством численного моделирования методом Монте-Карло ШАЛ, инициированных как первичными гамма-квантами, так и частицами ядерной компоненты

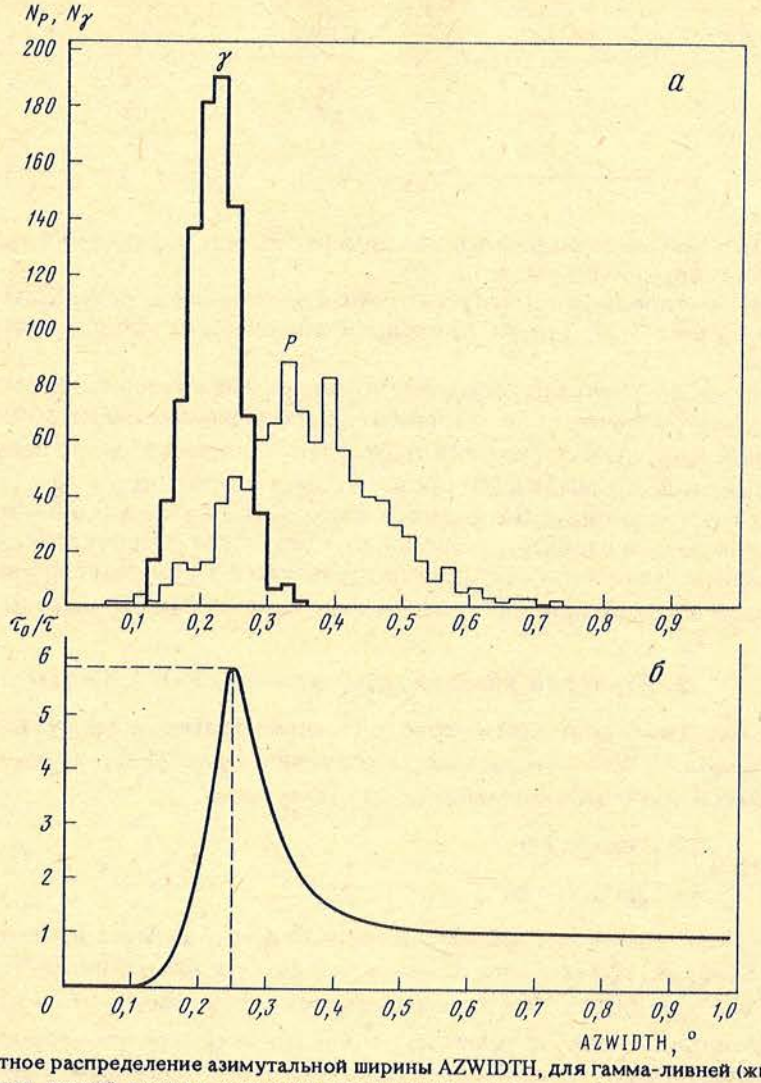


Рис. 4. Частотное распределение азимутальной ширины AZWIDTH, для гамма-ливней (жирная линия) и для ядерных ливней (тонкая линия) (*а*); уменьшение времени обнаружения источника при применении отбора по AZWIDTH как функция границы отбора (*б*)

космических лучей (подробное описание методики расчета приведено в [4, 6]). В результате этих расчетов было найдено, что эффективность применения универсальных критериев сравнительно невелика и лежит в диапазоне $1{,}2 < Q < 1{,}9$ ($1{,}4 < \tau_0/\tau < 3{,}6$).

Ко второй группе критериев следует отнести параметры, предложенные Hillas'om [2] ("MISS", "DIST", "ALPHA", "AZWIDTH"). Геометрический смысл этих параметров проиллюстрирован на рис. 1, *б—г*. Положение исследуемого источника находится на рис. 1 в начале координат (телескоп направлен точно на объект), эллипсом условно показано изображение черенковской вспышки, жирными отрезками — вышеназванные параметры. Видно, что все они чувствительны к ориентации изображения вспышки относительно направления на источник.

Параметр	MISS	ALPHA	DIST	AZWIDTH
Q_{max}	1,6	1,9	1,4	2,3
$R(Q_{max})$	4,1	5,0	1,5	6,6
$(\tau_0/\tau)_{max}$	2,6	3,5	1,2	5,2

По результатам моделирования найдена расчетная эффективность их применения на установке ГТ-48 (см. таблицу)

Частотные распределения этих величин, полученные в результате расчетов, приведены на рис. 2—4. Там же приведены зависимости эффективности от границы отбора.

Видим, что эффективность координатно-зависимых критериев в целом заметно выше, чем универсальных, причем наиболее эффективным оказывается критерий азимутальной ширины изображения AZWIDTH. Это прекрасно согласуется как с результатами моделирования [2], так и с экспериментальными данными [5] (несмотря на то, что описываемые расчеты выполнены для установки с несколько иными техническими характеристиками, чем установка обсерватории им. Уиппла [2, 5]). Уменьшение времени обнаружения объекта в 5 раз, безусловно, является значительным достижением в технике γ-астрономических наблюдений.

2. Критерий проекционной длины (PROLENGTH)

Детальное рассмотрение физического смысла параметра азимутальной ширины изображения AZWIDTH показывает следующее. Преобразовав точное выражение AZWIDTH в приближении малых углов, получаем:

$$\mathrm{AZWIDTH} = \begin{cases} b / \cos\alpha, & \alpha \sim 0^\circ, \\ a / \sin\alpha, & \alpha \sim 90^\circ, \end{cases} \qquad (1)$$

где a и b — длина и ширина изображения вспышки, α — азимутальный угол ее (см. рис. 1, *в*). Большая эффективность этого параметра объясняется тем, что он учитывает как характеристики размера вспышек a, b (различные для ядерных и γ-ливней), так и ориентацию вспышек α, т.е. является критерием второго порядка. Однако разложение (1) показывает и недостатки этого параметра. Так, при малых α определяющую роль играет ширина изображения b, различия которой для ядерных и γ-ливней меньше, чем длины изображения a (согласно расчетам [2, 4]). При больших же значениях α параметр AZWIDTH опирается преимущественно на длину a, но при этом угол α входит в выражение в форме $\sim 1/\sin\alpha$ (убывающей с возрастанием угла), что снижает различие AZWIDTH для n- и γ-вспышек.

Учитывая сказанное, легко построить параметр, свободный от этих недостатков. Таким параметром является длина отрезка азимутальной линии изображения (показанного на рис. 1, *д* жирным), проекция которого на большую ось изображения равна длине вспышки, или "азимутальная длина", равная

$$\mathrm{PROLENGTH} = a / \cos\alpha.$$

Геометрический смысл этого параметра показан на рис. 1, *д*, а принцип действия его заключается в следующем. Гамма-ливни имеют в среднем меньшие (по сравнению с ядерными ливнями) значения длины a и ориентированы преиму-

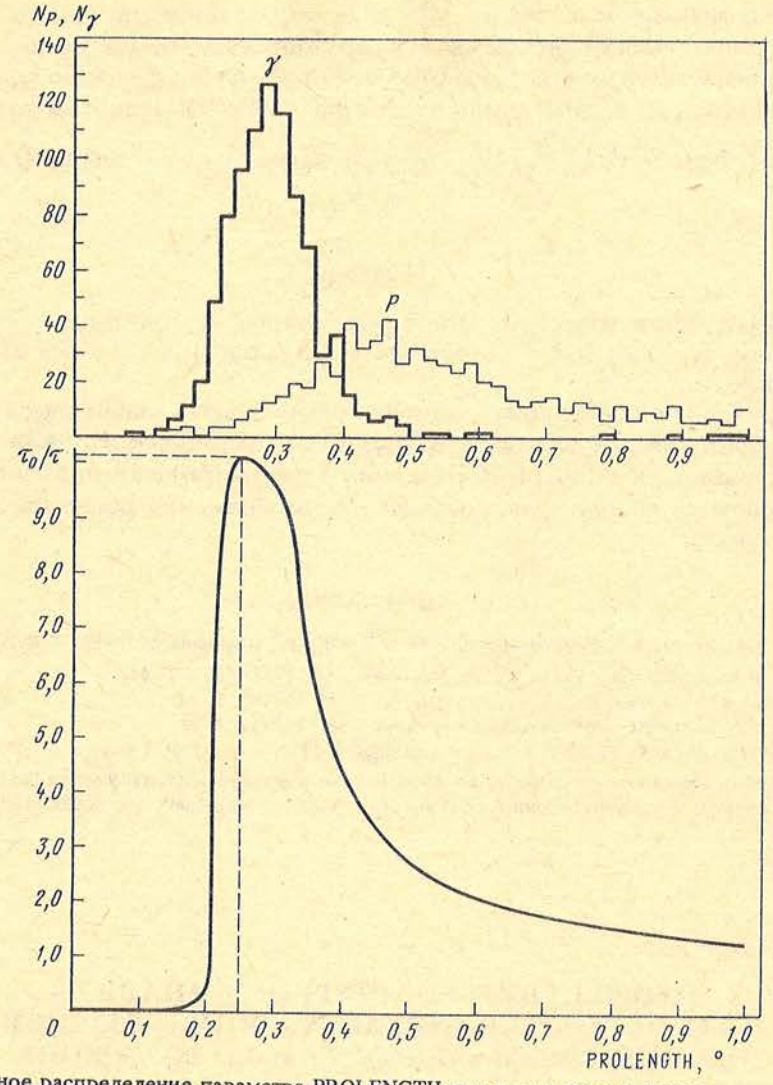


Рис. 5. Частотное распределение параметра PROLENGTH для гамма-ливней (жирная линия) и для ядерных ливней (тонкая линия) (*а*); уменьшение времени обнаружения источника при применении отбора по параметру PROLENGTH как функция границы отбора (*б*)

щественно вдоль азимутальной линии, т.е. имеют малые значения α и, следовательно, малые значения $1 / \cos \alpha$. Изображения ядерных вспышек имеют большие a и (вследствие изотропности ядерных ливней) большие значения α, таким образом, отношения $a / \cos\alpha$ весьма значительно различаются для ядерных и γ-ливней.

Результаты численного моделирования для параметра PROLENGTH показаны на рис. 5. Гистрограммами изображены частотные распределения величины PROLENGTH (тонкая линия — для γ-ливней, жирная — для первичных протонов). Плавной кривой показана зависимость времени обнаружения источника τ_0/τ от границы отбора по параметру PROLENGTH. Из рис. 5 следует, что, отбирая

вспышки со значением $a / \cos\alpha \leqslant 0{,}25°$ (для характеристики установки ГТ-48), можно достичь уменьшения времени обнаружения источника более чем в 10 раз по сравнению с наблюдениями без отбора. Это значение примерно вдвое превосходит аналогичную величину для параметра AZWIDTH. При этом коэффициент подавления фона $R = (N_\gamma / N_{\gamma_0})\,(N_{p_0} / N_p) = 36$, эффективность отбора $Q = (N_\gamma \sqrt{N_{p_0}}) / (N_{\gamma_0}\sqrt{N_p}) = 3{,}2$.

Выводы

1. Эффективность известных критериев отбора, использующих ориентацию изображения вспышки (т.е. требующих знания координат объекта) выше, чем универсальных.

2. Из критериев, основанных на ориентации вспышки, наибольшей эффективности следует ожидать (согласно расчетам) от предлагаемого нами параметра "проекционной длины" PROLENGTH (длины отрезка азимутальной линии изображения, проекция которого на большую ось изображения равна длине изображения вспышки).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Степанян А.А., Фомин В.П., Владимирский Б.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 66. С. 234.
2. *Hillas A.M.* // Proceedings 20th Intern. Cosmic Ray Conf. USA. 1985. Vol. 3. P. 445.
3. *Plyaheshnikov A.V., Bignami G.F.* // Il Nuovo Cimento. 1985. Vol. 8C. P. 39.
4. *Зыскин Ю.Л.* // Вопросы атомной науки и техники, 1987. Т. 2 (33). С. 37.
5. *Weekes T.C., Cawley M.F., Fegan D.J.* et al. // Astrophys. J. 1989. Vol. 342. P. 379–395.
6. *Зыскин Ю.Л.* Угловые и спектральные характеристики черенковского излучения ШАЛ и их применение в гамма-астрономии сверхвысоких энергий // Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Л., 1988.

УДК 524.1:520.88:519.237.8

ПРИМЕНЕНИЕ КЛАСТЕРНОГО АНАЛИЗА ПРИ ОБРАБОТКЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ НА МНОГОКАНАЛЬНОМ ГАММА-ТЕЛЕСКОПЕ

А.П. Корниенко

На примере исследования массива данных, полученного численным моделированием, показана возможность эффективного применения кластерного анализа для классификации черенковских вспышек ШАЛ, регистрируемых при наблюдениях на многоканальном гамма-телескопе.

Результаты анализа приведены в таблице.

THE APPLICATION OF CLUSTER ANALYSIS FOR THE RESULTS OBTAINED AT γ-TELESCOPE, *by A.P. Kornienko.* A possibility to apply a cluster analysis method to classify Cerenkov EAS flashes registered by the multichannel γ-telescope is demonstrated. The events generated by numerical calculations were used for illustration. The results of the analysis are presented in Table.

Введение

В гамма-астрономии сверхвысоких энергий все большее распространение получают телескопы с многоканальными светоприемниками [1—6], позволяющими получать информацию о распределении интенсивности черенковского излучения во вспышке и геометрических характеристиках ее изображения в фокальной плоскости телескопа, и на основании этой информации из массива

наблюдательных данных производить отбор событий, инициируемых первичными γ-квантами [7—9]. На установке ГТ-48, кроме перечисленных выше характеристик, измеряется также относительное содержание УФ-излучения в спектре черенковской вспышки, что позволяет применить еще один метод отбора, предложенный в [10] и детально изученный в [11].

Отбор событий, инициированных первичными γ-квантами, производится по одному или нескольким параметрам следующим образом: для каждой вспышки определяется значение данного параметра и отбрасываются все вспышки, для которых это значение превышает некоторое граничное.

Оптимальное значение границы для каждого из параметров определено в результате численного моделирования и является фиксированным при реальных наблюдениях, хотя для некоторых параметров отбора желательно иметь возможность варьировать граничное значение [10]. Кроме того, в основу расчетов ШАЛ положен ряд модельных представлений, которые для энергий $\sim 10^{12}$ эВ могут быть не вполне корректными. В частности, данные о сечении взаимодействия, спектрах вторичных частиц являются экстраполяцией данных, полученных на ускорителях при более низких энергиях, что может привести к некоторому отличию расчетных характеристик черенковских вспышек от реальных.

Таким образом, возникает задача выделения гамма-ливней, не основываясь на модельных допущениях. Одним из путей ее решения представляется исследование совокупности наблюдательных данных одним из методов многомерного статистического анализа — методом кластерного анализа. Достоинство метода в том, что он позволяет определить естественное разбиение точек многомерного пространства на группы (кластеры), основываясь при этом только на координатах точек в этом пространстве.

Метод кластерного анализа

В многомерном статистическом анализе существует ряд методов, объединенных целью классификации и выявления однородных в некотором смысле групп, называемых кластерами, а методы их нахождения — кластер-анализом.

Если число классов разбиения заранее неизвестно, применяются иерархические схемы классификации [12], представляющие собой последовательную процедуру объединения двух наиболее близких кластеров. Схема последовательной кластеризации может быть описана следующим образом [12]. Рассмотрим совокупность исследуемых точек $I = \{I_1, I_2, ..., I_n\}$ как множество кластеров $\{I_1\}$, $\{I_2\}$, ..., $\{I_n\}$; выберем два из них, скажем, I_i и I_j, которые в некотором смысле наиболее близки друг к другу, и объединим их в один кластер. Новое множество кластеров, состоящее уже из $n-1$ кластеров, будет

$$\{I_1\}, \{I_2\}, ..., \{I_i, I_j\}, ..., \{I_n\}.$$

Повторяя процесс, мы получим последовательные множества, состоящие из $n-2$, $n-3$ и т.д. кластеров. В конце этой процедуры получится кластер, состоящий из n объектов и совпадающий с первоначальным множеством

$$I = \{I_1, I_2, ..., I_n\}.$$

Каждый многоэлементный кластер характеризуется мерой близости, т.е. расстоянием между двумя кластерами, в результате объединения которых он образован, количеством входящих в него одноэлементных кластеров и своими координатами в исследуемом пространстве. В качестве меры расстояния чаще принимается эвклидова метрика.

Анализируя гистограмму расстояний, можно дать ответ на вопрос: делится ли исследуемая совокупность точек на кластеры, и если да, то на сколько? [13].

Применение кластерного анализа для выделения гамма-вспышек

Методом кластерного анализа был исследован расчетный массив черенковских вспышек ШАЛ от первичных гамма-квантов и первичных протонов КЛ с энергией $E \geqslant 10^{12}$ эВ, полученный в результате численного моделирования, описанного в [14].

В качестве исходных параметров были взяты следующие величины: a — продольный размер изображения вспышки в фокальной плоскости телескопа, b — поперечный размер вспышки, θ — эффективный размер вспышки, u/v — относительное содержание УФ излучения в спектре вспышки.

Исследовались выборки $N_p + N_\gamma \approx 400$ и $N_p + N_\gamma \approx 1000$, где N_p — количество p-событий, N_γ — количество γ-событий при отношениях $N_\gamma/N_p = 1{,}0;\ 0{,}1;\ 0{,}05$. Для всех перечисленных выборок метод дает уверенное разделение на два кластера, один из которых, протонный, содержит вспышки с большими значениями a, b, θ, u/v, второй кластер содержит вспышки с малыми значениями перечисленных параметров.

В таблице приведены полученные для каждой выборки составы кластеров и определенные для них коэффициенты режекции $R = (N'_\gamma/N'_p)/(N_\gamma/N_p)$ и эффективность отбора $Q = (N'_\gamma/\sqrt{N'_p})/(N_\gamma/\sqrt{N_p})$, где N'_γ и N'_p — соответственно количество γ и p в гамма-кластере.

Исследуемая выборка		Кластер P		Кластер γ		R	Q
N_p	N_γ	N''_p	N''_γ	N'_p	N'_γ		
200	200	144	10	56	190	3,39	1,80
400	40	214	0	186	40	2,15	1,47
400	20	240	0	160	20	2,5	1,58
500	500	411	116	89	384	4,31	1,82
900	90	734	22	166	68	4,10	1,76
900	45	662	6	238	39	3,28	1,69

Здесь N''_γ и N''_p — количество γ и p в P-кластере.

Сравнение полученных результатов с результатами определения эффективности отбора по параметрам a, b, θ, u/v, приведенными в [11] для этого массива данных: $Q_a = 1{,}76$; $Q_b = 1{,}40$; $Q_\theta = 1{,}60$; $Q_{u/v} = 1{,}89$; показало, что полученные нами значения Q близки к эффективности отбора по каждому из перечисленных параметров, но кластер-анализ позволяет осуществлять отбор, не опираясь на какую-либо информацию о распределении точек и изначально не лимитируя число кластеров.

В реальных ливнях параметры вспышек, возможно, будут несколько отличаться от полученных численным моделированием, что может отрицательно сказаться на эффективности отбора по параметрам с фиксированной границей.

Для кластерного анализа флуктуации параметров вспышек не важны. Важно, что p- и γ-вспышки имеют различия, следовательно, метод будет столь же эффективно проводить отбор γ-событий при любых наборах данных. Более того, в качестве исходных признаков могут быть взяты любые параметры ШАЛ. Объем выборки ограничен только возможностями ЭВМ.

Заключение

Показано, что метод кластерного анализа позволяет проводить эффективный отбор гамма-ливней.

Поскольку метод свободен от каких-либо модельных представлений, его наиболее целесообразно применять на начальном этапе наблюдений при поиске источников гамма-квантов и уточнения средних характеристик черенковских вспышек ШАЛ, после чего можно наиболее эффективно проводить отбор по известным ныне критериям.

Кроме того, следует отметить, что объем выборки и число параметров обрабатываемого массива ограничено только возможностями ЭВМ, поэтому предложенный метод применим для произвольного набора параметров ШАЛ, измеряемых на установках различных типов.

Автор глубоко признателен Ю.Л. Зыскину за предоставленный массив вспышек ШАЛ, полученный численным моделированием, и за постановку задачи, а также А.А. Степаняну за постоянное внимание к работе и полезное обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Cawley M.F., Fegan D.J., Gibbs K.* et al. // Proc. 19th International Cosmic Ray Conf. La Jolla, USA. 1985. Vol. 3. P. 449—452.
2. *Levis D.A., Cawley M.F., Fegan D.J.* et al. // Proc. 20th Internat. Cosmic Ray. Conf., Moscow. USSR. 1987. Vol. 2. P. 338—341.
3. *Weekes T.C., Lamb R.C., Hillas A.M.* // Very High Energy Gamma Ray Astronomy, D.Reidel P.C., Dordrecht, Holland. 1987. series. Vol. 199. P. 235—242.
4. *Владимирский Б.М., Зыскин Ю.Л., Нешпор Ю.И.* и др. // Космические лучи. № 25.
5. *Бейсембаев Р.У., Никольский С.И., Синицина В.Г.* Препр. ФИАН. № 175. 1985.
6. *Aghadhanian S.A., Aharonian J.A., Amatini A.T.* et al. // Proc. 20th Intern. Cosmic Ray Conf., Moscow, USSR. 1985. Vol. 2. P. 332—335.
7. *Hillas A.M.* // Proc. 19th Intern. Cosmic Ray Conf., La Jolla, USA. 1985. Vol. 3. P. 445—448.
8. *Plyasheshnikov A.V., Bignami G.F.* // Nuovo Cimento. 1985. Vol. 8c. P. 39, 54.
9. *Weekes T.C., Cawley M.F., Fegan D.J.* et al. // Astrophys. J. 1989. Vol. 342. P. 379—395.
10. *Степанян А.А., Фомин В.П., Владимирский Б.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 66. С. 234. 241.
11. *Зыскин Ю.Л.* // Вопросы атомной науки и техники, серия: Техника физического эксперимента, 1987. Вып. 2(33). С. 37—44.
12. *Дюран Б., Оделл П.* Кластерный анализ. М.: Статистика. 1977.
13. *Плюта В.* Сравнительный многомерный анализ в экономических исследованиях. М.: Статистика. 1980.
14. *Зыскин Ю.Л.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 78. С. 192—200.

УДК 524.1

СИСТЕМА КОНТРОЛЯ ЮСТИРОВКИ ТЕЛЕСКОПА "Спика"

А.Ф. Лагутин

Описана созданная в КрАО АН СССР оптико-механическая система для контроля сохранения юстировки орбитального телескопа, которая использует метод автоколлимационного контроля, но допускает быстрый перевод телескопа с режима наблюдения на контроль и обратно; рассмотрен способ реализации контрольного источника света с использованием оптических элементов спектрофотометра; дано описание конструкции узла контрольного зеркала.

THE ADJASTMENT SYSTEM FOR SPACE TELESCOPE "SPIKA", *by A.F. Lagutin.* The ophical-mechanical system to test and maintain the adjastment of the orbital telescope constructed at the Crimean Astrophysical Observatory is described. The system is based on the method of autocollimator control being flexible enough either for the mode of observations or tests and vice versa. The feasibility of the test light source using the optical elements of spectrophotometer is considered. The design of the unit of fest mirror is described.

При разработке ультрафиолетового телескопа для автоматической орбитальной станции "Астрон" большое внимание уделялось надежности его систем и узлов, принимались всевозможные меры для сохранения работоспособности точного оптического инструмента после значительных механических и прочих воздействий на него при выведении на орбиту и в процессе эксплуатации в космосе. Многократные изменения компоновки, конструирование в нескольких вариантах и выбор оптимальных решений, применение специальных компенсаторов температурных деформаций, дублирование ответственных деталей, рациональное расположение недублируемых юстировочно-крепежных элементов и прочие подобные приемы и конструкции были использованы нами при разработке оптико-механических узлов нового прибора.

Применение различного рода систем контроля также повышает надежность работы орбитального телескопа и достоверность результатов наблюдений на нем. Контролируются температура и деформации элементов конструкции, точность наведения телескопа на наблюдаемый объект и многое другое.

Весьма важно иметь представление о сохранении юстировки — или о степени разъюстировки — орбитального телескопа. Для этой цели автором была предложена и разработана специальная система контроля сохранения юстировки[1].

Проверять юстировку телескопа можно несколькими методами. Один из них — автоколлимационный — состоит в следующем. В фокусе телескопа помещается светящаяся точка; свет от нее, пройдя сквозь оптическую систему телескопа, выходит из последнего параллельным пучком; перед телескопом перпендикулярно его визирной оси [1] устанавливается высококачественное плоское контрольное зеркало, которое отражает параллельный пучок обратно в телескоп; свет снова проходит сквозь телескоп и в его фокальной плоскости (теоретически в фокусе — при совпадении визирной и оптической осей) строит автоколлимационное изображение светящейся точки. По виду изображения можно судить о юстировке системы телескоп—зеркало. Смещение элементов этой системы дает в общем случае смещение изображения точки. (Кроме того, о разъюстировке системы свидетельствуют искажения или расфокусировки автоколлимационного изображения по сравнению с изображением в отъюстированной системе). Для осуществления такой проверки необходимо каждый раз проводить сложную операцию установки, юстировки и жесткой фиксации контрольного зеркала относительно телескопа; наблюдения при этом исключены, поскольку контрольное зеркало полностью (или в значительной мере) перекрывает рабочий пучок света, идущий в телескоп от наблюдаемого объекта.

Принятая на "Спике" система контроля также позволяет судить о сохранении юстировки по неизменности координат автоколлимационного изображения точки. Но от описанной выше она отличается тем, что вместо одного большого контрольного зеркала в телескопе установлены четыре маленьких. Каждое из них отъюстировано и жестко закреплено на спайдере вторичного зеркала телескопа; малый размер контрольного зеркала дает возможность использовать для его размещения в основном "тень" спайдера, благодаря чему сечение рабочего пучка телескопа почти не теряет полезной площади; поэтому убирать контрольные зеркала при наблюдениях нет надобности.

Дублирование контрольных зеркал повышает достоверность результатов контроля, поскольку крепление на механических элементах телескопа не гарантирует сохранения юстировки самого контрольного зеркала (в этом отношении лучше вариант, при котором контрольное зеркало изготовлено как одно целое со вторичным).

Существенно уменьшенное сечение контрольных световых пучков компен-

---

[1] Энергетические расчеты контрольных систем проводились Л.В. Границким.

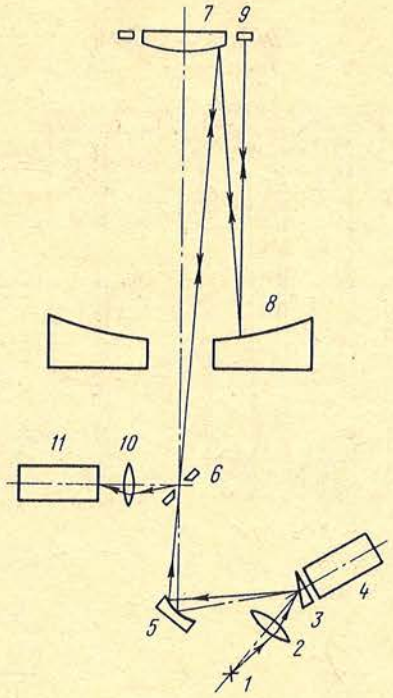


Рис. 1. Схема телескопа со спектрофотометром

1 — источник света, *2* — линза источника, *3* — зеркало на заслонке, *4* — фотоумножитель нулевого порядка, *5* — дифракционная решетка, *6* — зеркальная входная диафрагма, *7* — вторичное зеркало телескопа, *8* — главное зеркало телескопа, *9* — контрольное зеркало, *10* — объектив анализатора, *11* — анализатор изображения, определяющий координаты его элементов

сируется при наземных испытаниях применением мощного источника света (лазер) при визуальном контроле и соответствующей экспозицией при фотографическом. Высокочувствительное штатное устройство, предназначенное для определения координат изображений наблюдаемых светил в поле зрения телескопа, по замыслу, должно было сделать возможным контроль юстировки телескопа во всех его состояниях: при "перекладке" на земной монтировке, в термобарокамере, на вибростенде, при транспортировании в земных условиях, при работе в космосе.

Телескоп оснащен спектрофотометром с неподвижной тороидальной дифракционной решеткой, со сканирующими выходными щелями на круге Роуланда [2, 3] и с контрольным фотоумножителем в нулевом порядке спектра. (Описанный в [3] прибор разрабатывался и испытывался в качестве прототипа спектрофотометра для "Спики"). Входная диафрагма спектрофотометра, подсвеченная сзади, в принятой системе служит точечным источником света в фокусе телескопа. Осуществлено это следующим образом. На заслонке фотоумножителя (рис. 1), установленного в нулевом порядке, укреплено малое зеркало. Оно наклонено так, чтобы изображение источника света в нем совпадало с нулевым порядком спектра, когда заслонка умножителя закрыта. Источник — лампа накаливания — включается только при закрытой заслонке. Свет из нулевого порядка попадает на вогнутую дифракционную решетку и, "отразившись" от нее, заполняет апертуру телескопа сквозь малое входное отверстие ("щель" ø 40 мкм) спектрофотометра; далее, пройдя известным путем к контрольным зеркалам и обратно, свет собирается вблизи фокуса телескопа в действительные изображения светящейся

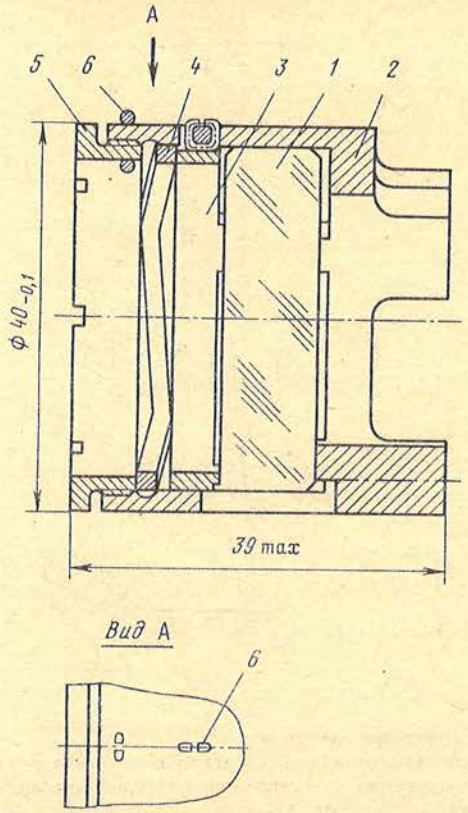


Рис. 2. Контрольное зеркало

1 — контрольное зеркало, *2* — оправа зеркала, *3* — промежуточное кольцо, *4* — компенсатор, *5* — резьбовое кольцо, *6* — шпонка — шплинт

диафрагмы спектрофотометра; это "созвездие" автоколлимационных изображений и анализируется тем или иным способом.

Таким образом, перевод телескопа с режима наблюдения на режим контроля и обратно может быть осуществлен простым переключением заслонки и источника.

При световом диаметре 32 мм каждое контрольное зеркало (рис. 2) имеет оправу с наружным диаметром 40 мм. Температурный компенсатор заложен с лицевой стороны, а задней плоскостью оптическая деталь лежит на трех площадках, являющихся передними торцами коротких ножек оправы, выполненных как одно целое с ней и стоящих на соответствующей плоскости спайдера. Вынужденно малые размеры конструкции препятствуют значительному развитию опорной базы контрольного зеркала; соотношение размеров таково, что изменение высоты ножки на 1 мкм дает смещение автоколлимационного изображения порядка 1 мм. Поэтому вместо традиционных систем с юстировочными подвижками принята была конструкция, предусматривающая юстировку методом пришабривания и притирания, т.е. путем тонкого послойного снятия материала ножек для изменения их высоты. Отъюстированное таким образом контрольное зеркало жестко притягивается дублированными на каждой ножке крепежными винтами к площадке спайдера.

Многочисленные и жесткие наземные испытания телескопа показали достаточную надежность описанного устройства. Вместе с тем была обнаружена настолько высокая способность телескопа противостоять деюстирующим воздействиям, что отпала необходимость в контроле сохранения юстировки на орбите. Поэтому система перед запуском была снята и в космосе не использовалась.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лагутин А.Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1971. Т. 44. С. 122.
2. *Прокофьев В.К.* // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1977. Т. 56. С. 105.
3. *Лагутин А.Ф.* // Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979. Т. 60. С. 180.

УДК 520.3

МОДИФИЦИРОВАННАЯ СИСТЕМА ШМИДТА

Г.М. Попов

Система Шмидта модифицирована перемещением входного зрачка на вогнутое зеркало с целью уменьшения габаритов зеркала и веса оптики. Возможно почти трехкратное снижение веса оптики в новой системе при соответствующем уменьшении веса механики и стоимости прибора. Проведено численное исследование качества изображения путем расчета хода лучей и показано, что модифицированная система практически не уступает классической системе Шмидта по качеству изображения при малых углах поля зрения ($2w < 7°$)

ADVANCED SCHMIDT SYSTEM, *by G.M. Popov*. Schmidt system is improved by means of rearranging the entrance pupil to concave mirror for diminishing dimensions and weight of the telescope. It is possible to reduce weight of the new system almost three times and diminish weight of the mecanical parts and cost of the telescope. Image quality of the new system is investigated by computer. It is shown that the new system has almost so good quality of the image as well-known Schimdt system if the field of vision is small ($2w < 7°$).

1. Введение

Система Шмидта, изобретенная более полувека назад, получила широкое распространение в астрономии. Шмидту впервые удалось создать камеру, обладающую высокой светосилой при большом поле зрения и высоком качестве изображения. В системе Шмидта исправлены сферическая аберрация, кома и астигматизм; наиболее существенной является кривизна поля, а также полевые аберрации высших порядков. При работе в широкой области спектра следует учитывать также и хроматические аберрации, вносимые коррекционной пластиной. Система Шмидта, благодаря высокой светосиле, применяется в спектрографах, а также для регистрации метеоров и их спектров [1].

Другая область применения систем Шмидта — непосредственное фотографирование больших участков неба, нередко с объективной призмой или решеткой. С этой целью используются системы с большим диаметром входного отверстия (до 1,37 м), но с умеренной светосилой (обычно 1 : 2,5—1 : 4), поскольку при больших относительных отверстиях происходит быстрое вуалирование фотоматериала фоном ночного неба. Как известно [1], оптическая схема системы Шмидта имеет вид, представленный на рис. 1. Из рис. 1 ясно, что диаметр зеркала превосходит диаметр коррекционной пластины, поскольку она находится в плоскости, проходящей через центр кривизны c зеркала. Из геометрических соображений (рис. 1) очевидно, что

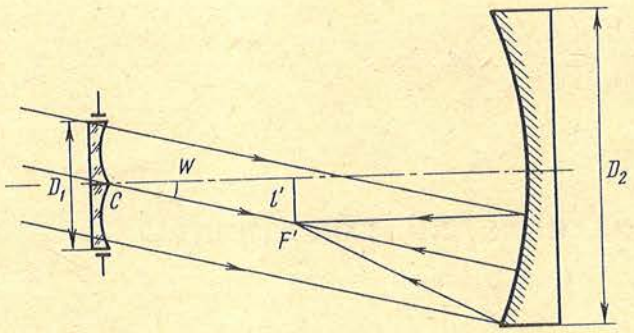
$$D_2 \cong -4l + D_1, \tag{1}$$

где D_1 — диаметр пластины, D_2 — минимальный диаметр зеркала, обеспечивающий отсутствие виньетирования наклонных пучков, l — полудиаметр поля зрения. Поскольку $l \cong f'w$, можно переписать (1) в виде (f' — фокусное расстояние системы)

$$D_2{}' = -4f'w + D_1. \tag{2}$$

Очевидно, что D_2 линейно зависит от f' и w и при больших полях и значи-

Рис. 1. Классическая система Шмидта



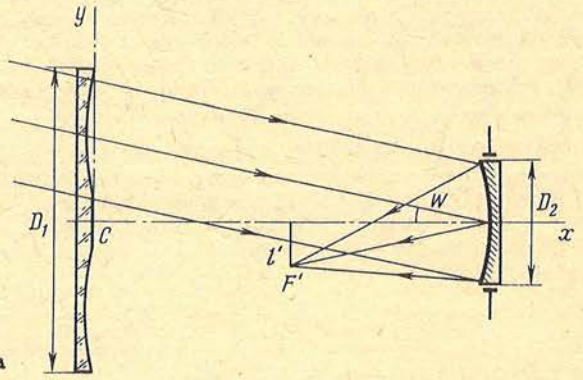


Рис. 2. Модифицированная система Шмидта

тельных f существенно превосходит диаметр пластины D_1. Например, для исторически первого экземпляра системы, изготовленного Шмидтом, диаметр пластины $D_1 = 36$ см, $f = -62{,}9$ см, $w = 0{,}13 = 7°{,}5$. Из (2) находим минимальный диаметр главного зеркала $D_2 = 68{,}7$ см, т.е. он почти вдвое превышает диаметр коррекционной пластины. Для знаменитого "Паломарского Шмидта" ($D_1 = 126$ см, $f = -307$ см, $w = 2°{,}7$) находим $D_2 = 183$ см.

Таким образом, большой диаметр главного зеркала (по сравнению с диаметром пластины) является существенным недостатком системы Шмидта. Зеркало большого диаметра имеет значительный вес, поскольку толщина зеркала обычно приблизительно в 8 раз меньше его диаметра (более тонкие зеркала требуют сложной системы разгрузки). Коррекционная пластина может иметь весьма малую толщину (и вес), поскольку ее гнутие практически не влияет на качество изображения. Например, вышеупомянутые системы Шмидта с $D_1 = 36$ см и $D_1 = 126$ см имеют пластины толщиной 5 мм и ~10 мм соответственно (они изготовлены из витринного стекла) при отличном качестве изображения.

Естественно возникает идея модифицировать систему Шмидта таким образом, чтобы при заданном диаметре D входного отверстия диаметр D_2 зеркала был минимальным, что уменьшило бы габариты и вес главного зеркала, а следовательно, и всей оптики. Этой цели можно достигнуть, уменьшив диаметр главного зеркала (рис. 2) и увеличив диаметр коррекционной пластины. Очевидно, при этом аберрации третьего порядка не изменятся, но аберрации по полю высших порядков могут измениться. Диаметр коррекционной пластины D_1 модифицированной системы и диаметр $D_2 = D$ ее зеркала связаны простым

выражением, очевидным из геометрических соображений:

$$D_1 \cong -4f'w + D_2 = -4f'w + D,$$

где f' — фокусное расстояние системы, D — диаметр входного зрачка. Первую поверхность коррекционной пластины будем считать плоской; найдем профиль второй (асферической) поверхности пластины, при котором достигается исправление сферической аберрации на оси.

2. Расчет системы

Поместим точечный источник света S на оси системы вблизи фокуса сферического зеркала на расстоянии P от его центра C кривизны (рис. 3). Можно написать

$$P = f_0' - \Delta = r - s_0', \tag{3}$$

где $f_0' = r/2$ — фокусное расстояние зеркала, r — радиус кривизны его, Δ — дефокусировка или расстояние точки S от фокуса зеркала. Угол u' луча, отраженного от сферического зеркала, с оптической осью определяется формулой, очевидной из геометрических соображений

$$u' = \arcsin H/P - 2\arcsin H/r, \tag{4}$$

где H — расстояние луча от центра кривизны зеркала. Разлагая u' в степенной ряд по степеням H, получим

$$u' = \sum_{i=0}^{\infty} A_i H^{2i+1},$$

где $A_0 = 1/P - 2/r$ и где $A_1 = {}^1/_6(1/P^3 - 2/r^3)$,

$$A_2 = {}^3/_{40}(1/P^5 - 2/r^5),$$

$$A_3 = {}^5/_{112}(1/P^7 - 2/r^7), \ldots \tag{5}$$

Очевидно, u' является угловой сферической аберрацией зеркала. Согласно Максутову [2], зная угловую аберрацию, можно найти волновую аберрацию N по приближенной, но достаточно точной для наших целей формуле

$$N \cong \int u' dH. \tag{6}$$

Или, подставив значение u', находим

$$N \cong \frac{A_0}{2} H^2 + \frac{A_1}{4} H^4 + \frac{A_2}{6} H^6 + \frac{A_3}{8} H^8 + \ldots \tag{7}$$

Зная волновую аберрацию зеркала, можно найти профиль $x(H)$ асферической поверхности пластины, вносящей такую же аберрацию, но противоположного знака, по известной формуле [2] (ось x совмещена с оптической осью)

$$x(H) = N/(1 - n),$$

где n— показатель преломления стекла пластины. Или, в явном виде

$$x(H) \cong \frac{1}{1-n}\left(\frac{A_0}{2} H^2 + \frac{A_1}{4} H^4 + \frac{A_2}{6} H^6 + \frac{A_3}{8} H^8 + \ldots\right), \tag{8}$$

где A_0, A_1, A_2, A_3 определяется из (5). Обычно достаточно четырех членов в (8). Более точное значение $x(H)$ можно получить, подставив (4) в (6):

$$x(H) \cong (H\arcsin H/P + \sqrt{P^2 - H^2} - 2H\arcsin H/r - 2\sqrt{r^2 - H^2}). \tag{9}$$

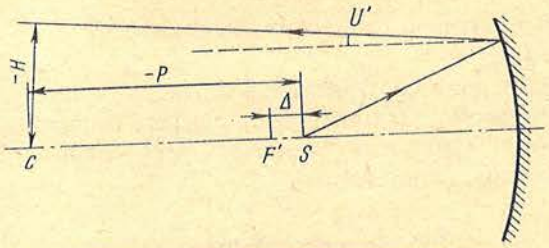


Рис. 3. Отражение луча от сферического зеркала

Можно получить и значение профиля в декартовых координатах x, y, учитывая, что

$$y = -H/\cos u'. \tag{10}$$

В большинстве случаев, учитывая малость угла u', можно принять

$$y \cong -H. \tag{10a}$$

В (8) и (9) входит неявно (3) свободный параметр Δ (дефокусировка), варьируя который, можно менять параксиальную оптическую силу системы (что влияет на хроматизм системы). Кроме того, как показало исследование, Δ влияет и на полевые аберрации системы. Другим параметром, влияющим главным образом на полевые аберрации системы, является d — расстояние коррекционной пластины от зеркала (обычно принимают $d \cong r$). Толщина пластины не влияет на аберрации и может быть произвольной. Как указывалось выше, целесообразно применять тонкую пластину с целью уменьшения ее массы; кроме того, в тонкой пластине меньше поглощение света и влияние неоднородностей стекла.

Расчет системы сводится к вычислению профиля асферической поверхности (8) или (9) при заданных n, r, H, Δ, d. Задается также диаметр входного зрачка D, совмещенного с главным зеркалом, т.е. диаметр зеркала; очевидно, $|H| \leq D/2$.

Остаточные аберрации рассчитываются на ЭВМ путем расчета хода лучей для нескольких углов w.

Заметим, что хроматические аберрации как в обычной, так и в модифицированной системе Шмидта зависят от Δ, или при фиксированном r, от P. Как известно, минимальный хроматизм в системе Шмидта имеет место, если зона корректора H_0, не дающая отклонения проходящего через корректор луча ("нейтральная" зона), расположена на высоте [4]

$$H_0 \cong (-\sqrt{3}/4)D. \tag{11}$$

При этом фокальная поверхность смещается из параксиального фокуса на величину Δ [3]

$$\Delta \cong \frac{-3}{64} D^2/r. \tag{12}$$

Это приближенная формула, дающая, впрочем, достаточно точный результат при $A < 1:2$. Точное выражение, связывающее положение нулевой зоны корректора с дефокусировкой Δ, может быть получено из (4). Действительно, поскольку на нулевой зоне $u' = 0$, из (4) находим, задавая требуемые значения H_0 и r

$$\Delta = r/2 - H_0/\sin(2\arcsin H_0/r). \tag{13}$$

Исследование показало, что если требуется улучшить исправление полевых аберраций, то $|H_0| > D/2$ в ущерб исправлению хроматизма.

Результаты численных исследований

Поскольку не представляется возможным дать аналитическое представление аберраций модифицированной системы Шмидта, мы предприняли численное исследование ряда вариантов ее на ЭВМ с помощью специально составленной программы. Фокусное расстояние всех систем $f' \cong -1$ м, стекло коррекционной пластины *K8*, диаметры входного зрачка $D = 0{,}25$ ($A = 1{:}4$, система № 1), $D = 0{,}286$ м ($A = 1{:}3{,}5$, система № 2), $D = 0{,}4$ м ($A = 1{:}2{,}5$, система № 3 и № 4). Для всех вариантов $r = d = -2$ м. Системы № 1, № 2 и № 4 имеют минимальный хроматизм, а потому дефокусировка Δ для них найдена из (12),. Для системы № 3 значение Δ выбиралось так, чтобы уменьшить размеры пятен рассеяния вне оси (что приводит к ухудшению коррекции хроматических аберраций), поэтому система № 3 имеет значительный хроматизм положения и может применяться только в узкой области спектра. Для сравнения рассчитана классическая система Шмидта (№ 4) с теми же исходными данными, что и № 3.

Профиль $x(y)$ пластины для всех систем определялся по (8) с учетом (5) и (10а). Результаты расчетов точечных диаграмм, полученных расчетом хода лучей, даны в таблице: порядковый номер системы, относительное отверстие A, диаметр входного зрачка D, значение длины волны света λ, для которого выполнен расчет; R — радиус кривизны поля. Далее даны $\operatorname{tg} w$, s' (расстояние от вершины зеркала до пятна наименьшего рассеяния), l' — расстояние "центра тяжести" изображения от оси системы, σ — среднеквадратичное уклонение лучей в пятне от "центра тяжести" изображения, δ' — размер пятна наименьшего рассеяния. Из таблицы можно сделать следующие выводы о свойствах модифицированной системы (рис. 2): 1) при $A \leqslant 1{:}4$ размеры пятен наименьшего рассеяния δ' меньше 1" для угла поля $2w < 7°$ и меньше 0",2 при $2w < 4°{,}6$; 2) при $A \leqslant 1{:}3{,}5$ размеры δ' меньше 1",72 для $2w < 7°$ и меньше 0",34 — для $2w < 4°{,}6$; 3) для $A \leqslant 1{:}2{,}5$ размеры δ' меньше 2" для $2w < 7°$ и не превышают 0",57 — для $2w < 4°{,}6$; 4) при пониженных требованиях к качеству изображения ($\delta' = 3'' \div 6''$) возможно увеличение угла поля до $2w \approx 10°$, разумеется ценой увеличения экранирования света кассетой.

Исследование показало, что все системы не имеют хроматизма увеличения; хроматизм положения может быть вычислен по обычной формуле [4, с. 269]. Заметим, что в системах № 1 и № 2 хроматизм положения исправлен столь же совершенно, как и в классической системе Шмидта. Сравнение модифицированной системы № 3 и аналогичной системы Шмидта (см. таблицу) показывает, что модифицированная система имеет меньший размер пятен наименьшего рассеяния при малых углах w, нежели система Шмидта и это преимущество сохраняется почти до угла поля $2w = 6°{,}9$.

Продольная хроматическая аберрация модифицированной системы $\delta s' = -0{,}12$ мм (λ 5890—8000 Å), в то время как классический Шмидт имеет $\delta s' = -0{,}01$ мм. Поэтому система № 3 предпочтительнее для исследований в монохроматических лучах (наблюдения со светофильтрами, *etc.*), а систему Шмидта следует применять в широкой области спектра. Системы № 1 и № 2 могут применяться и в широкой спектральной области (аналогично системе Шмидта), поскольку имеют хорошее исправление как хроматических, так и монохроматических аберраций. Их преимущество перед системой Шмидта, как указывалось выше, меньшие размеры зеркала, следовательно, и меньший вес оптики и механической конструкции, что особенно важно для космических приборов.

Для наземных приборов модифицированная система потребует более легкую монтировку, следовательно, меньшей стоимости, нежели для эквивалентной системы Шмидта.

Таблица

w	tg$w$	s', м	l', м	σ, м	δ'
		λ = 4047 Å, система № 1, A = 1 : 4, D = 0,25 м			
0°	0	−0,999063	0	0	0",037
1°,15	0,02	−0,999260	0,0200152	$1{,}51\cdot10^{-8}$	0",068
2°,3	0,04	−0,999864	0,0400062	$4{,}36\cdot10^{-8}$	0",181
3°,44	0,06	−1,00088	0,0599486	$2{,}14\cdot10^{-7}$	0",95
4°,58	0,08	−1,00228	0,0798206	$8{,}19\cdot10^{-7}$	3",16
		λ = 4047 Å, система № 2, A = 1 : 3,5, D = 0,286 м			
0°	0	−0,998282	0	0	0",029
1°,15	0,02	−0,998482	0,0200304	$3{,}93\cdot10^{-9}$	0",05
2°,3	0,04	−0,999087	0,0400367	$4{,}94\cdot10^{-8}$	0",34
3°,44	0,06	−1,00010	0,0599942	$2{,}06\cdot10^{-7}$	1",72
4°,58	0,08	−1,0015	0,0798812	$6{,}43\cdot10^{-7}$	3",73
		λ = 5890 Å, система № 3, A = 1 : 2,5, D = 0,4 м			
0°	0	−0,985176	0	$3{,}93\cdot10^{-8}$	0",22
1°,15	0,02	−0,985376	0,020297	$4{,}77\cdot10^{-8}$	0",25
2°,3	0,04	−0,985978	0,040569	$1{,}17\cdot10^{-7}$	0",57
3°,44	0,06	−0,986990	0,060793	$3{,}5\cdot10^{-7}$	2",0
4°,58	0,08	−0,988415	0,080944	$9{,}37\cdot10^{-7}$	5",7
		λ = 5890 Å, система № 4, A = 1 : 2,5, D = 0,4 м			
0°	0	−0,995716	0	$2{,}16\cdot10^{-8}$	0",27
1°,15	0,02	−0,995917	0,020082	$2{,}77\cdot10^{-8}$	0",45
2°,3	0,04	−0,996520	0,0401395	$4{,}8\cdot10^{-8}$	0",95
3°,44	0,06	−0,997522	0,0601492	$8{,}35\cdot10^{-8}$	1",8
4°,58	0,08	−0,998921	0,080087	$1{,}34\cdot10^{-7}$	3",0

В качестве примера рассмотрим возможность преобразования системы Шмидта на Паломарской обсерватории. Система имеет $D = D_1$ = 1,26 м (диаметр корректора), r = −6,12 м, D_2 = 1,83 м (диаметр зеркала). Невиньетируемое поле зрения $2w = 5^\circ{,}4$ = 0,0945 радиана; f_0' = −3,07 м. Модифицированный Шмидт с аналогичными характеристиками будет иметь: $D_1 = D$ = 1,83 м (диаметр корректора), D_2 = 1,26 м (диаметр зеркала), r = −6,12 м; f_0 = −3,07 м. Как известно, вес зеркала при постоянном отношении диаметра к толщине (обычно принято отношение около 8) растет пропорционально кубу диаметра, т.е. вес зеркала уменьшится в модифицированной системе в $(1{,}83/1{,}26)^3 \cong 3$ раза.

Вес пластины в модифицированном Шмидте также возрастет, но ввиду ее малой толщины (около 1 см) она несущественно увеличит вес оптики (приблизительно на 5—7%). Почти трехкратное снижение веса приведет к пропорциональному (или даже более значительному) уменьшению веса оправ и трубы, а также и монтировки, что резко упростит и удешевит ее. Конечно, это достигается ценой увеличения габаритов корректора, но успехи стекловарения вполне могут обеспечить изготовление заготовок оптического стекла диаметром до 2 м и более при малой толщине. Изготовление корректора может быть осуществлено вакуумным методом Шмидта (это было опробовано нами на корректорах диаметром до 200 мм при A = 1:2,5 для модифицированного

Шмидта) с последующей доводкой в собранной системе. Модифицированная система может применяться всюду, где используется система Шмидта, как в наземных, так и в космических приборах.

Автор признателен Бондаренко С.А. за составление программы и расчеты на ЭВМ, а также П.П. Добронравину за просмотр рукописи и ценные указания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Мюрсепп П.В., Вейсманн У.К.* Бернхард Шмидт. Л.: Наука, 1984. 134 с.
2. *Максутов Д.Д.* Астрономическая оптика. Л.: Наука, 1979. 396 с.
3. *Linfoot E.* Recent Advances in Optics. Oxford, 1955. P. 288.
4. *Михельсон Н.Н.* Оптические телескопы. Теория и конструкции. М.: Наука, 1976. 512 с.