

**ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ**

Год основания издания – 1947

ТОМ — 93

КРЫМ — 1996

УДК 523

В 93 томе "Известий Крымской Астрофизической Обсерватории" представлено 18 статей, в которых обсуждаются проблемы физики Солнца и звезд. Рассмотрены также проблемы техники астрофизических наблюдений и интерпретации наблюдательных данных.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

In the 93 volume of the "Izvestiya Krimskoy Astrophisicheskoy Observatorii" presents the 18 original papers discussing the problems of solar and stellar physics. The problems of technique of the astrophysical observations and the interpretation of the observational data are also considered.

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

Редакционная коллегия:

Член-корреспондент РАН и НАНУ Н.В. Стешенко (председатель)
канд. физ.-мат.наук Н.И. Шаховская (ответственный секретарь)
доктор физ.-мат.наук Р.Е. Гершберг
доктор физ.-мат.наук С.И. Гопасюк
канд.физ.-мат.наук Д.Н. Рачковский
канд.физ.-мат.наук И.С. Саванов
канд.физ.-мат.наук Б.М.Владимирский

Рецензенты:

доктор физ.-мат.наук А.В. Брунс
канд. физ.-мат.наук Т.Т. Цап

Адрес редакции:

334413 Украина, Крым, Бахчисарайский р-н, п.Научный
Крымская астрофизическая обсерватория
Тел. (380)65-54-71161
FAX (380)65-54-407054
E-mail nish@crao.crimea.ua

Оригинал-макет изготовлен в редакции журнала
Журнал зарегистрирован Государственным комитетом Украины
по делам издательств, полиграфии и распространения книги
7 февраля 1994г., свидетельство КВ N 424

Длительность и полоса частот солнечных радиовсплесков I типа и пульсаций потока на дециметровых волнах

Ю.Ф. Юровский

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 10 февраля 1995 г.

Аннотация. Рассмотрено общепринятое представление флуктуаций спорадического радиоизлучения Солнца в виде суммы импульсов. На основе анализа опубликованных в мировой печати за 45 лет результатов наблюдений показано, что изучение "изолированных" всплесков соответствует разложению исходного сигнала на импульсы произвольной длительности. Выяснено, что процесс, составленный из этих импульсов, имеет свойства "белого" шума, в котором составляющие любой длительности равноценны. При этом вероятность наблюдения короткоживущих и долгоживущих импульсов оказывается одинаковой, несмотря на то, что короткие всплески происходят чаще. Затраченная на излучение энергия также не зависит от длительности импульсов. Следовательно, гипотеза о том, что солнечные шумовые бури и пульсации потока во время вспышечных всплесков состоят из короткоживущих узкополосных импульсов, не подтверждена результатами наблюдений.

DURATION AND FREQUENCY BANDWIDTH OF THE TYPE I SOLAR RADIO BURSTS AND THE FLUX PULSATIОNS AT DECIMETRIC WAVELENGTH, by Yu. Yurovsky. The wide spread representation of sporadic solar radio fluctuations as a sum of pulses is considered. The analysis of published in world literature during 45 years observational results shown that a study of "isolated" bursts means a decomposition of initial fluctuations on the pulses of different duration. A composed of this pulses process has the properties of "white" noise having the equivalent components. The possibility of observations and the emitted energy were found equal for the both either short or longlived pulses. Therefore, the hypothesis of composition of solar noise storms and decimetric flux pulsations with shortlived narrow band pulses is not confirmed by observations.

Ключевые слова: длительность всплесков радиоизлучения, полоса частот

1 Введение

Обычно предполагается, что солнечные шумовые бури метрового диапазона волн (ШБ) и пульсации потока радиоизлучения вспышечных всплесков на дециметровых волнах состоят из узкополосных короткоживущих импульсов излучения (Уайлд 1950, с.399; Такакура 1959, с.55; Железняков 1964, с.113; Фоккер 1966, с.1; Элгарей 1977, с.27; Гудель и Бенц 1990, с.202; и др.). Длительность импульсов и занимаемая ими полоса частот являются важными параметрами, влияющими на выбор механизма излучения и на оценку физических условий в области генерации. Для определения этих параметров обычно строится гистограмма числа наблюдаемых всплесков в зависимости от их продолжительности или полосы частот (Уайлд 1951; Элгарей 1957; Виткевич и Горелова 1961;

Ецков 1966; Гроот 1966; Састри 1969; Элгарей 1967; Элгарей 1982; Ксиллаги и Бенц 1993 и т.д.). Гистограмма имеет ясно выраженный максимум в области всплесков короткой длительности. Однако найденная таким способом длительность событий получается короткой, а полоса частот узкой, что при значительных наблюдаемых размерах области излучения приводит к противоречивым требованиям к модели импульсного источника.

Попытка уточнить величину длительности и полосы показала, что в общепринятой методике их определения имеются некоторые неясности. Очевидно, например, что количество импульсов можно подсчитать лишь на фиксированной длине реализации исходного сигнала. Следовательно, ось ординат гистограммы имеет размерность *количество импульсов/за время наблюдений = частота Гц*, а в цитируемой литературе ось ординат обозначается как безразмерное количество импульсов. Кроме того, при построении гистограммы участки записи, на которых предполагается наложение импульсов, из рассмотрения исключаются. В связи с этим возникает вопрос о том, как влияет на конечный результат использование для анализа только "нескольких процентов от наблюдаемого количества импульсов" (Элгарей 1982, с.347). Для выяснения отмеченных вопросов мы рассмотрели методику определения длительности импульсов более детально.

Солнечные ШБ изучаются на протяжении всей истории солнечной радиоастрономии, поэтому их свойства известны наиболее полно. В связи с этим нами была рассмотрена в основном методика определения длительности всплесков I типа, а затем результаты были обобщены на другие виды спорадического радиоизлучения Солнца. Анализ заключался в построении аналитическим путем гистограммы "белого" шума и последующем ее сравнении с эмпирическими гистограммами, полученными разными авторами. Во втором параграфе рассматривается последовательность анализа и отмечается, что представление флуктуирующего сигнала в виде суммы импульсов является лишь одним из многих возможных способов разложения сигнала на компоненты. Затем обсуждаются описанные в литературе эмпирические способы разложения и подчеркивается, что исключение налагающихся импульсов соответствует априорной потере долгоживущих компонент. Сходство аналитических распределений с эмпирическими гистограммами, выявленное в четвертом параграфе, позволяет утверждать, что вероятность наблюдения импульсов любой длительности одинакова, как и вероятность наблюдения взаимно равноценных компонент "белого" шума. Таким образом показано, что общепринятые методы исследования не доказывают энергетического преимущества узкополосных короткоживущих импульсов, следовательно, гипотеза о том, что ШБ и пульсации потока дециметровых всплесков состоят из короткоживущих узкополосных импульсов излучения не подтверждена наблюдениями.

2 Анализ общепринятой методики определения длительности импульсов

2.1 Величины, статистические оценки которых необходимы для определения длительности импульсов

Длительность импульсов D и занимаемая ими полоса частот B при каждом измерении принимают несколько отличные значения D_i , B_i и поэтому должны рассматриваться как случайные величины. Метод оценки параметров случайных величин известен (см., например, Тихонов 1982, гл.4, с.427). Для этого по эмпирическим данным строится график плотности вероятности изучаемой величины (гистограмма) и по ней определяется математическое ожидание (среднее значение), дисперсия, моменты и т.д. В радиоастрономии найденные величины используются для разработки механизмов генерации, объясняющих причины излучения энергии в виде импульсов той или иной длительности. Мощность, излученную источником в виде импульсов со средней интенсивностью \overline{I}_k и длительностью \overline{D}_k за время t_Σ можно записать в виде $E_k/t_\Sigma = \overline{I}_k * \overline{D}_k * \frac{n_k}{t_\Sigma}$, где E_k - суммарная энергия всех импульсов за время t_Σ . Отношение n_k/t_Σ можно рассматривать как среднюю частоту следования импульсов \overline{F}_k . Следовательно, для описания характера излучения источника необходимо знать как *распределение интенсивности \overline{I}_k в импульсах различной длительности \overline{D}_k (или энергии $\overline{I}_k * \overline{D}_k$)*, так и *распределение частоты этих импульсов $\overline{F}_k = n_k/t_\Sigma$* .

Однако в цитированной литературе используется только одно распределение, к тому же ось ординат опубликованных гистограмм безразмерна, в связи чем возникает неясность, какую зависимость отражают такие графики. Это заставляет рассмотреть общепринятую методику определения длительности импульсов более внимательно.

2.2 Данные наблюдений

Для определения длительности импульса необходимо иметь сведения об изменении его интенсивности со временем (временной профиль импульса $I(t)$). Такие данные являются результатом наблюдений на фиксированной частоте радиодиапазона f , или могут быть получены как сечение динамического спектра вдоль оси времени t при $f = \text{const}$. Исходные данные для изучения полосы частот B , занимаемой каждым импульсом, определяются путем сечения динамического спектра вдоль оси частот f при (условно) неизменном времени $t = \text{const}$.

Заметим, что кривая зависимости интенсивности от частоты $I(f)$ аналогична вариациям интенсивности вдоль оси времени $I(t)$. В первом приближении можно считать, что обе зависимости являются случайными функциями своих аргументов. Разница заключается в основном в том, что вместо статистического усреднения по достаточно длинной временной реализации $I(t)$ (эргодическое свойство) при изучении $I(f)$ используется множество сечений по частоте f при разных t_i (усреднение по ансамблю). Поскольку оба способа усреднения эквивалентны, то результаты анализа методики определения длительности импульсов будут справедливы и для определения полосы частот импульсов, если во всех полученных выражениях заменить обозначения переменных. Для упрощения изложения будем рассматривать более наглядные временные вариации сигнала $I(t)$.

2.3 Выбор гипотезы о составе исходного сигнала

Непосредственный результат наблюдений представляет собой в общем случае флуктуирующий сигнал. На Рис. 1а приведена запись участка типичной ШБ, полученной на частоте 280 МГц 29.06.93 в Крымской обсерватории. На ее примере мы рассмотрим общепринятый способ определения длительности компонент ШБ. Математические средства анализа предоставляют равнозначную возможность разложения случайного сигнала на различные типы компонент (на импульсы, на детерминированные составляющие с набором случайных параметров и т.д., (Ахманов и др. 1981).

Рассмотрим представление ШБ в виде суммы импульсов как один из вариантов, основанный на классификационном определении ШБ: "термин *шумовая буря* объединяет два тесно связанных между собой события: медленные подъемы интенсивности радиоизлучения с характерным временем порядка часов и дней, ... и многочисленные следующие один за другим *кратковременные всплески длительностью порядка секунд и долей секунд*" (Железняков 1964).

Физическая природа импульсов в данном случае не имеет значения. Они могут быть либо результатом излучения импульсного источника, либо следствием случайной фокусировки излучения в сторону наблюдателя (Фоккер 1960), либо возникать по какой-нибудь другой причине.

2.4 Общепринятый способ разложения исходного сигнала на отдельные компоненты

Для измерения длительности импульса сначала нужно как-то выделить его на записи, т.е. назвать "импульсом" локальное во времени изменение интенсивности. Эта процедура и является *разложением* исходного сигнала на компоненты. Разложение может быть произведено как на короткоживущие импульсы (рис. 1b), так и на импульсы разной (произвольной) длительности (рис. 1c). Очевидно, что параметры импульсов будут различными в этих двух случаях.

В опубликованной литературе (см., например, Уайлд 1951; Элгарей 1957; Виткевич и Горелова 1961; Ецков 1966; Гроот 1966; Састри 1969; Элгарей 1967; Элгарей 1982; Ксиллаги и Бенц 1993; Шварц и др. 1993; и т.д.) предполагается, что в некоторые моменты времени наложение отсутствует и поэтому импульсы, "наименее искаженные наложением" (Элгарей 1961, с.244), "изолированные" (Виткевич и Горелова 1961), "единичные" (Гроот 1966, с.30) или "имеющие сглаженный

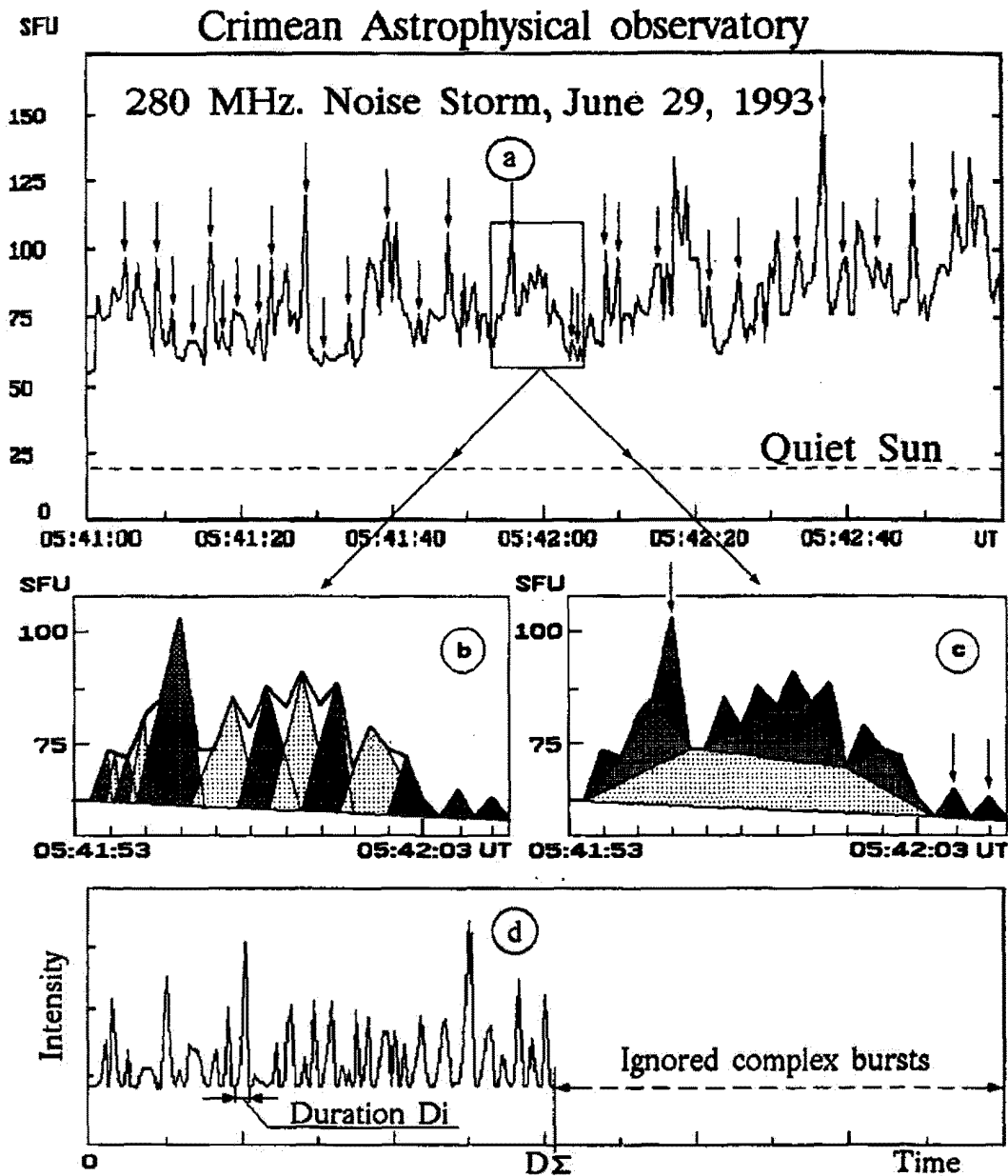


Рис. 1. а - фрагмент записи шумовой бури. Стрелками отмечены флуктуации, принятые нами в качестве "изолированных" импульсов излучения. в - эскиз разложения флуктуаций на импульсы короткой длительности. с - эскиз разложения тех же флуктуаций на импульсы произвольной длительности. d - сигнал, полученный в результате общепринятого разложения флуктуаций путем выделения только "простых" импульсов, значительно отличается от исходного фрагмента (а) из-за исключения "налагающихся" импульсов, содержащих долгоживущие компоненты.

профиль" (Элгарей 1982, с.347) являются готовыми элементами разложения. В результате из исходной записи выбирается для изучения только часть импульсов произвольной длительности. Для иллюстрации этого метода разложения на рис. 1a стрелками отмечены импульсы, которые по нашему мнению соответствуют этим условиям. На рис. 1c выбираемые импульсы показаны наиболее густой штриховкой.

В упомянутых исследованиях солнечного радиоизлучения подчеркивается, что импульсы часто располагаются на оси времени (и частоты) настолько тесно, что разделить их на отдельные компоненты затруднительно. В связи с этим такие участки исходных данных просто исключаются из рассмотрения (Уайлд 1951; Элгарей 1957; Виткевич и Горелова 1961; Ецков 1966; Гроот 1966; Састри 1969; Элгарей 1967; Элгарей 1982; Ксиллаги и Бенц 1993; и т.д.). Выясним, какая информация при этом может быть утрачена.

2.5 Проблема взаимного наложения компонент

В теории случайных процессов доказывается, что средняя частота следования \bar{F} аperiodической последовательности случайных импульсов асимптотически обратно пропорциональна их средней длительности \bar{D} : $\bar{F} \rightarrow 1/\bar{D}$ (Левин 1960, с.532). Подобный результат получен также и при изучении ШБ (Элгарей 1957, с.244): интервал между импульсами P_k линейно зависит от их длительности $P_k = 2D_k$. Поэтому можно ожидать, что в течение времени жизни длительного импульса произойдет несколько коротких импульсов и они наложатся на него. А так как сложные события согласно общепринятой методике не учитываются, то этот участок записи будет исключен из рассмотрения. В результате в составе выборки не окажется долгоживущих импульсов, которые могут присутствовать в исходном сигнале.

Оценим длительность исключаемых импульсов. При разложении исходного сигнала на компоненты из его состава выбираются случайно расположенные на оси времени неперекрывающиеся импульсы. Такая последовательность однородных случайных событий в статистике называется пуассоновским потоком (Тихонов 1982, с.244), в котором число событий, попадающих на любой участок времени Δt распределено по закону Пуассона. Вероятность того, что событие появится на заданном участке времени t раз или более выражается через неполную гамма-функцию (Левин 1960, с.42), значения которой в зависимости от интенсивности потока событий $\nu = N_T/t_T$ приводятся в (Левин, 1960, с.622). По указанным таблицам находим, что $t \geq 1$ событий произойдет за единицу времени с вероятностью 0.995 при интенсивности потока $\nu = 8$. Если единицей времени считать минимальную длительность имеющихся на гистограмме импульсов D_{min} , то это значит, что за время жизни импульса длительностью $8 * D_{min}$ обязательно появится по крайней мере еще один короткий импульс. Этот участок записи с наложением импульсов согласно общепринятой методике будет исключен из рассмотрения вместе с длинным импульсом. Итак, при общепринятой методике разложения относительная ширина гистограммы S_r по нашим оценкам должна составлять приблизительно $S_r = D_{max}/D_{min} = 8$.

Таким образом, долгоживущие импульсы оказываются исключенными еще до измерения их длительности. Фактически отбор "изолированных" импульсов соответствует разложению исходного сигнала на неперекрывающиеся импульсы произвольной длительности, максимальное значение которой получается ограниченным из-за исключения эффектов наложения. В результате изучается сигнал, изображенный на рис. 1d, значительно отличающийся от исходного (рис. 1a).

2.6 Интерпретация эмпирических гистограмм

Полученные описанным выше способом значения длительности импульсов D_i , найденные на интервале времени D_T , служат основой для построения эмпирических гистограмм. По оси абсцисс откладываются интервалы усреднения данных $[D_k, D_{k+1}]$ длиной $\Delta D_k = D_{k+1} - D_k$, а по оси ординат — количество импульсов n_k , попавших в каждый интервал $[D_k, (D_k + \Delta D_k)]$ без учета их интенсивности. Из множества опубликованных гистограмм мы отобрали для иллюстрации только 4, в наибольшей степени отличающиеся по величине максимальной длительности событий (Рис. 2a, b, c, d).

Для дальнейшего обсуждения на том же Рис.2d изображена гистограмма длительности цепочек всплесков I типа.

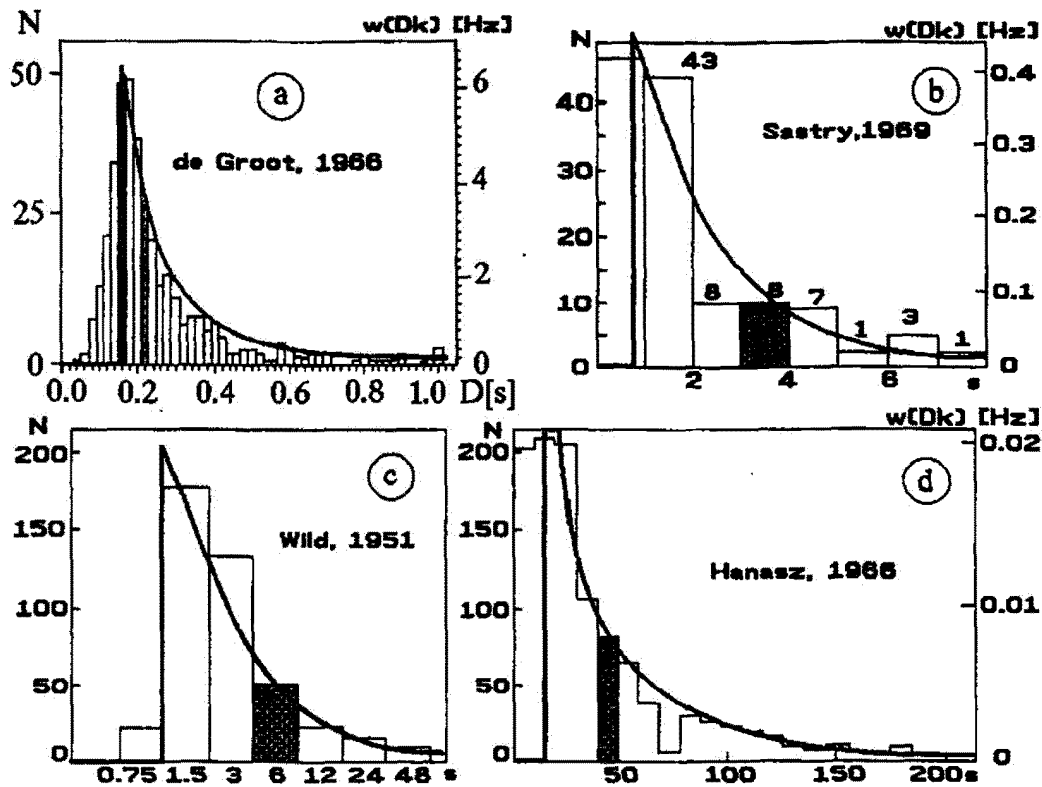


Рис. 2. Гистограммы длительности "изолированных" импульсов ШБ, полученные разными авторами. Распределение длительности импульсов "белого" шума показано плавными кривыми, которые удовлетворительно совпадают с экспериментальными гистограммами в диапазоне длительностей от 0.2 до 200 с.

Все эмпирические гистограммы одинаково асимметричны, имеют максимум, расположенный в области короткоживущих импульсов и плавный спад в сторону долгоживущих событий. Асимметрия гистограммы считается результатом невыявленного наложения импульсов, т.е. предполагается, что "истинная" гистограмма должна иметь симметричный профиль (Уайлд 1951; Элгарей 1957; Ецков 1966; Гроот 1966; Састри 1969; Элгарей 1977, 1982).

Рассмотрим, какую зависимость отражает гистограмма. Во многих случаях по оси ординат откладывается количество импульсов (Уайлд 1951; Гроот 1966; Састри 1969; Ксиллаги и Бенц 1993; Ашванден и др. 1994; и т.д.). Такое обозначение не совсем точно, так как количество событий можно подсчитать только на конечном интервале времени D_{Σ} , иначе задача становится неопределенной. Но n_k/D_{Σ} является средней частотой следования импульсов \overline{F}_k , входящих в каждый интервал $[D_k, (D_k + \Delta D_k)]$. Следовательно, действительная размерность оси ординат в этом случае есть частота \overline{F}_k в Гц и гистограмма отражает зависимость между частотой следования и длительностью компонент.

Другие авторы (например, Элгарей 1957; Ецков 1966; Элгарей 1967; Элгарей 1982; и т.д.) используют для шкалы ординат гистограммы безразмерное отношение n_k/N_Σ , которое может интерпретироваться как вероятность (относительная частота) обнаружения импульса заданной длительности \overline{D}_k среди общего количества импульсов N_Σ , входящих в гистограмму. Следовательно, и при таком обозначении оси ординат гистограмма является зависимостью между частотой (относительной) и длительностью импульсов.

Так как амплитуды импульсов не учитываются, то гистограммы не содержат сведений об энергетическом соотношении между компонентами разложения. Частота же, как известно, не является мерой энергии (мощности или амплитуды). Следовательно, рассматриваемые гистограммы не дают ответа на вопрос, в импульсах какой длительности содержится наибольшее количество энергии. Более того, нельзя даже утверждать, что источник генерации должен излучать импульсы в диапазоне от D_{min} до D_{max} , так как долгоживущие импульсы $D_i > D_{max}$ были исключены из рассмотрения еще при селекции данных.

В связи с изложенным становится ясно, что приводимые в цитированной литературе гистограммы частоты следования не являются достаточным основанием для того, чтобы принимать среднюю длительность импульсов, входящих в них, за среднюю длительность событий, которые должен генерировать источник излучения ШБ. Тем не менее, описываемая методика определения длительности импульсов применялась в течение всей истории солнечной радиоастрономии и применяется поныне (см., например, Ашваден и др. 1994; Ксиллаги и Бенц 1993). Учитывая, что полученные с ее помощью результаты служат основой для разработки многочисленных механизмов генерации узкополосных короткоживущих всплесков, кажется целесообразным произвести дальнейший анализ методики для выяснения, как изменятся результаты, если включить в рассмотрение долгоживущие импульсы, "испорченные" наложением, и рассмотреть распределение энергии импульсов совместно с распределением частоты их следования.

3 Аналитическое построение гистограммы "белого" шума

3.1 Выбор случайного процесса для сравнения распределений

Для того, чтобы выяснить, какие полезные сведения содержатся в эмпирических гистограммах, полезно сравнить их с соответствующей гистограммой какого-либо процесса с известными параметрами. В качестве такого процесса целесообразно использовать сигнал, состоящий из суммы равноценных случайных импульсов. Синтезируем такой процесс из импульсов, длительность которых лежит в диапазоне $[D_{min}, D_{max}]$. Для упрощения выкладок границы спектра будем считать абсолютно резкими, т.е. будем считать, что импульсы длительностью $D_{min} > D_i > D_{max}$ в синтезированном процессе отсутствуют. Будем полагать, что длительность D_i , огибающая $A_i(t)$ и время появления t_i каждого импульса i случайны. Так как в таком процессе вероятность появления импульса заданной длительности равна нулю, то будем рассматривать среднюю длительность импульсов \overline{D}_k , попадающих в некий относительно узкий интервал $[D_k, D_{k+1}]$ размером ΔD_k , лежащий внутри $[D_{min}, D_{max}]$.

Равноценность импульсов будем понимать в том смысле, что средняя интенсивность (мощность) \overline{I}_k всех импульсов одинакова и не зависит от их длительности. Запишем это условие в виде:

$$\frac{E_{k\Sigma}}{t_\Sigma} = \overline{I}_k * \overline{D}_k * n_k / t_\Sigma = const \quad (1)$$

где $E_{k\Sigma}$ – суммарная энергия n_k импульсов длительностью \overline{D}_k за рассматриваемый отрезок времени t_Σ .

Поскольку за время t_Σ появляется n_k импульсов длительностью \overline{D}_k , то можно говорить о среднем "периоде" их повторения $\overline{P}_k = \frac{t_\Sigma}{n_k}$. В соответствии с выражением (1) период \overline{P}_k и длительность \overline{D}_k связаны соотношением $\overline{P}_k = \frac{\overline{D}_k}{q}$, где $q = \overline{D}_k * n_k / t_\Sigma = D_{k\Sigma} / t_\Sigma = const$ и имеет смысл скважности импульсов, определяя, какую часть "периода" занимает импульс. На основе этого запишем также,

что $F_{min} = \frac{q}{D_{max}}$ и $F_{max} = \frac{q}{D_{min}}$. Далее будет показано, что синтезированный сигнал является "белым" шумом с плоским спектром в рассматриваемом диапазоне частот $[F_{min}, F_{max}]$.

3.2 Распределение длительности импульсов (гистограмма) шума

Длительность импульсов случайного процесса зависит от закона распределения интенсивности этого процесса, от формы частотного спектра флуктуаций, от уровня отсчета и т.д. (Каневский и Финкельштейн 1963, с.56). Шум с гауссовским распределением интенсивности не похож на ШБ из-за симметричности флуктуаций относительно среднего уровня. Если же шум является результатом сложения множества синусоид одной частоты со случайной фазой, то распределение его интенсивности описывается экспоненциальным законом (см., например, Левин 1960). Распределение интенсивности ШБ также описывается экспоненциальным законом (Мессероти 1982). Рассеяние радиоизлучения ШБ на неоднородностях солнечной короны может рассматриваться как многолучевое распространение радиоволн (Фоккер 1965; Штейнберг и др. 1971; Ридл 1972). В этом случае сложение колебаний множества лучей в точке наблюдений со случайными фазами должно приводить к флуктуациям интенсивности с экспоненциальным распределением. Сигнал с таким асимметричным односторонним распределением интенсивности зрительно воспринимается как наложение случайных импульсов.

Уровень отсчета длительности зависит от принятых соглашений и амплитуды импульсов и поэтому заранее точно не известен. В связи с этим ограничимся некоторым приближением, приняв во внимание, что средняя длительность импульсов $\bar{D}_k = t_{\Sigma}/n_k$ случайного процесса с плоским спектром обратно пропорциональна ширине спектра флуктуаций ΔF : $t_{\Sigma}/n_k = 1/\Delta F_k$ (Левин 1960, гл.5, п.15, с.281). Отсюда находим, что количество импульсов в полосе частот ΔF_k определяется соотношением:

$$n_k = t_{\Sigma} * \Delta F_k \quad (2)$$

Допустим, что интервал $[D_k, (D_k + \Delta D_k)]$ соответствует основанию одной колонки гистограммы. Выразим ΔF_k через длительность D_k :

$$\Delta F_k = F_{k+1} - F_k = \frac{q}{D_{k+1}} - \frac{q}{D_k} = \frac{q * \Delta D_k}{D_k^2(1 + \frac{\Delta D_k}{D_k})}$$

Отсюда находим количество импульсов в одной колонке гистограммы:

$$n_k = q * \frac{t_{\Sigma} * \Delta D_k}{D_k^2(1 + \frac{\Delta D_k}{D_k})} \quad (3)$$

Полученное выражение (3) позволяет рассчитать гистограмму шума и произвести ее сравнение с эмпирическими гистограммами ШБ (см. Юровский 1985). При этом величину t_{Σ} следует заменить на

$$D_{\Sigma} = \sum_{k=1}^{N_{\Sigma}} \alpha * n_k * \bar{D}_k$$

где коэффициент $\alpha \leq 1$ зависит от уровня, на котором производилось измерение длительности импульсов, а скважность q принять равной единице $q = 1$, так как промежутки между импульсами исключаются при эмпирическом (визуальном) разложении сигнала на компоненты. Однако неточность в обозначении размерности оси ординат гистограммы при этом не устраняется. Кроме того, в выражении (3) для расчета числа импульсов не учитывается ограниченность спектра исследуемого сигнала. В связи с этим целесообразно найти аналитическое выражение для расчета плотности вероятности, свободное от этих недостатков.

Аналитическая плотность вероятности $w_a(D_i)$ определяется как предел отношения вероятности попадания значений D_i случайной величины D в малый интервал $[D_k, (D_k + \Delta D_k)]$ к длине этого интервала ΔD_k при $\Delta D_k \rightarrow 0$. Плотность вероятности является размерной; ее размерность обратна размерности рассматриваемой случайной величины (Тихонов 1982, с.20). Разделим обе

части выражения (3) на $N_{\Sigma} * \Delta D_k$ и учтем, что общее количество импульсов N_{Σ} , входящих в гистограмму, определяется соотношением, аналогичным (2):

$$N_{\Sigma} = t_{\Sigma} * \Delta F_{max} = q \frac{t_{\Sigma} * \Delta D_{max}}{D_{min} * D_{max}}$$

В результате получим:

$$\frac{n_k}{N_{\Sigma} * \Delta D_k} = \frac{D_{min} * D_{max}}{\Delta D_{max}} * \frac{1}{D_k^2 (1 + \frac{\Delta D_k}{D_k})} \quad (4)$$

Поскольку $\frac{n_k}{N_{\Sigma}}$ эквивалентно вероятности попадания величины случайного события в интервал $[D_k, (D_k + \Delta D_k)]$, то обе части выражения (4) описывают распределение плотности вероятности:

$$w_c(D_k) = \frac{n_k}{N_{\Sigma} * \Delta D_k} \quad (5)$$

$$w_c(D_k) = \frac{D_{min} * D_{max}}{\Delta D_{max}} * \frac{1}{D_k^2 (1 + \frac{\Delta D_k}{D_k})} \quad (6)$$

Выражение (5) позволяет пересчитать количество импульсов, указанное на опубликованных эмпирических гистограммах, в величину плотности вероятности. Выражение (6) дает возможность вычислить плотность вероятности шумового сигнала при конечном размере интервала усреднения ΔD_k по известным из гистограммы значениям D_{min}, D_{max} . При этом отпадает необходимость в оценке скважности q и приближенном вычислении D_{Σ} .

Учтем, что аналитическая плотность вероятности определяется при условии $\Delta D_k \rightarrow 0$. При этом слагаемое в знаменателе выражения (6) $\frac{\Delta D_k}{D_k} \rightarrow 0$ и им можно пренебречь по сравнению с единицей. При сокращении размера интервала ΔD_k диапазон возможных значений случайной величины приближается к значению величины самого интервала: $D_i \rightarrow D_k$, поэтому можно записать:

$$w_a(D_k) = \frac{C}{D_k^2} \quad (7)$$

где $C = \frac{D_{min} * D_{max}}{\Delta D_{max}} = const$ в пределах одной гистограммы.

Среднее значение длительности D_c определяется как математическое ожидание случайной величины:

$$D_c = \int_{D_{min}}^{D_{max}} D_k * w_a(D_k) * dD_k = \frac{D_{min} * D_{max}}{D_{max} - D_{min}} * \ln \left(\frac{D_{max}}{D_{min}} \right)$$

Покажем, что синтезированный нами случайный сигнал является "белым" шумом. Для этого сначала найдем плотность вероятности частоты $F_k = \frac{q}{D_k}$ по общим правилам преобразования плотности распределений (Тихонов 1982, с.310):

$$w(F_k) = w_a(D_k) \left| \frac{dD_k}{dF_k} \right| = \frac{C}{q} = const$$

Далее примем во внимание, что плотность вероятности частоты $w(F_k)$ является аналогом спектральной плотности $s_0(F_k)$ (Тихонов 1982, с.146). Поскольку $w(F_k) = const$, то и $s_0(F_k) = const$. Следовательно, синтезированный нами случайный процесс является "белым" шумом с плоским спектром в диапазоне $[F_{min}, F_{max}]$.

В физике иногда пользуются другой моделью "белого" шума, полагая, что он состоит из случайных дельта-импульсов (Тихонов 1982, с.194). Этой модели соответствует разложение флуктуаций на сумму коротких компонент, показанное на рис.1б. Однако в известной нам литературе мы не нашли ни одного случая практического осуществления такого разложения, поэтому его анализ нами не проводился.

3.3 Основные свойства распределения длительности импульсов "белого" шума

График плотности вероятности $w_a(D_k) = \frac{c}{D_k^2}$ представляет собой участок квадратичной гиперболы, определенной на интервале $[D_{min}, D_{max}]$. Ординаты огибающей гистограммы монотонно увеличиваются по мере уменьшения рассматриваемой длительности D_k . После пересечения граничного значения $D_k = D_{min}$ плотность вероятности равна 0, так как по начальному условию шум не содержит импульсов длительностью $D_k < D_{min}$. В результате плотность вероятности имеет максимум при значении $D_k = D_{min}$. Следовательно, гистограмма асимметрична даже без включения в ее состав невыявленных сложных всплесков. Поскольку в синтезированном "белом" шуме все компоненты равноценны по мощности, то положение максимума на оси абсцисс указывает лишь на границу спектра и не связано с энергетическим преимуществом короткоживущих импульсов.

Плотность вероятности имеет размерность частоты в Гц. Поэтому наличие максимума позволяет сделать следующее заключение: короткоживущие импульсы в составе шума имеют более высокую частоту повторения, чем долгоживущие импульсы. Однако это заключение не содержит сведений о том, какие импульсы являются основными в составе шума.

Гистограмму плотности вероятности шума, можно использовать в качестве образца для сравнения. Если обнаружится существенное различие между расчетной и эмпирической гистограммами, то это будет свидетельствовать о том, что наблюдаемый процесс не является "белым" шумом. Если же эмпирическая гистограмма только в какой-то области значений D_k будет иметь отклонения от расчетной, то это будет указывать на то, что частота следования импульсов этой длительности в изучаемом процессе обладает некоторой особенностью. Однако вопрос о том, в импульсах какой длительности сосредоточена энергия излучения, при этом остается не выясненным. Для этого нужно рассматривать распределение энергии импульсов.

3.4 Вероятность наблюдения импульсов различной длительности

Поскольку частота следования короткоживущих импульсов наибольшая, то иногда предполагается, что они *наблюдаются* чаще. Докажем ошибочность этого утверждения.

Если принята гипотеза о разложении сигнала на импульсы произвольной длительности, то за время жизни продолжительного импульса происходит несколько коротких, но в течение этого времени длительный импульс не прекращает своего существования и энергия на его излучение непрерывно расходуется. Найдем среднее время наблюдений (или существования, генерации) коротких и длинных импульсов за фиксированный отрезок времени.

В первую очередь отметим, что событие *наблюдается* (существует) в произвольный момент измерений t_i если его интенсивность $I_k(t_i) > 0$. Далее найдем вероятность *наблюдения* импульса, длительность которого попадает в интервал $[D_k, (D_k + \Delta D_k)]$. Согласно аксиомам теории вероятности (Тихонов 1982, с.11) при условии равновозможности исходов искомая вероятность $W(I_k(t_i) > 0)$ равна отношению суммарного времени $D_{k\Sigma}$ наблюдения события $I_k(t_i) > 0$ к полному времени наблюдений t_Σ , в течение которого могло появиться это событие: $W(I_k(t_i) > 0) = D_{k\Sigma}/t_\Sigma$. Попадание случайной величины в заданный интервал будет равновозможным, если относительная длина интервала постоянна $\Delta D_k/D_k = const$ (одинаковый критерий отбора импульсов в каждый интервал). Перепишем выражение (3) в виде:

$$\frac{n_k * D_k}{t_\Sigma} = \frac{\Delta D_k}{D_k} \frac{q}{1 + \frac{\Delta D_k}{D_k}}$$

Произведение $n_k * D_k$ представляет собой суммарное время $D_{k\Sigma}$, в течение которого наблюдалось n_k импульсов длительностью D_k каждый. Правая часть выражения содержит $\frac{\Delta D_k}{D_k} = const$ и $q = const$. Следовательно, можно записать

$$W(I_k(t_i) > 0) = \frac{D_{k\Sigma}}{t_\Sigma} = const$$

Отсюда следует, что при найденном законе распределения вероятность наблюдения импульсов любой длительности одинакова. Приведем другую (тождественную) формулировку этого заключения: суммарное время, в течение которого механизм генерации излучает короткие импульсы, равно суммарному времени излучения длинных импульсов.

4 Сравнение эмпирических гистограмм с гистограммой шума

4.1 Длительность импульсов

Рассмотрим гистограммы, приведенные на рис.2а,b,c,d. Гистограмма, заимствованная из (Гроот 1966), содержит наибольшее количество деталей (рис.2а), поэтому поясним методику сравнения на примере ее рассмотрения. Шкала по оси ординат в левой части рисунка соответствует данным автора и обозначает число импульсов n_k в каждой колонке гистограммы. Напомним, что в действительности это число импульсов на отрезке времени t_{Σ} , т.е. частота F_k [Гц], но на рис.2 мы сохранили обозначения авторов гистограмм. Правая ось ординат на рис.2а является шкалой плотности вероятности $w_e(D_k)$, вычисленной путем пересчета данных гистограммы с помощью выражения (5).

Общее количество импульсов, вошедших в гистограмму, составило

$$N_{\Sigma} = \sum_{k=1}^{51} n_k = 397$$

. В выражение (6) для расчета аналитической плотности вероятности шума входят также величины D_{min} , D_{max} и ΔD_k . Значение $\Delta D_k = 0.02$ s выбрано автором и указано на гистограмме. Величину $D_{max} = 1.02$ s мы приняли равной крайнему правому значению оси абсцисс.

Некоторые затруднения возникают при оценке граничной длительности D_{min} . Известно, что в реальных физических процессах не бывает абсолютно резких границ спектра. Если же интенсивность импульсов убывает постепенно по мере уменьшения их длительности, то из-за наличия порога чувствительности аппаратуры и случайности амплитуд количество обнаруженных импульсов также будет уменьшаться постепенно. В связи с этим эмпирическая гистограмма имеет сравнительно плавный левый склон, что приводит к некоторой неопределенности величины D_{min} . Поэтому значение D_{min} было найдено путем сравнения эмпирической и расчетной плотности вероятности при некотором одном значении D_k , выбранном в качестве опорного (соответствующие колонки гистограмм заштрихованы на рис.2а,b,c,d). Выражение для расчета получено путем преобразования (6) и имеет вид:

$$D_{min} = \frac{D_{max}}{\frac{D_{max}}{w_e(D_k) \cdot D_k^2 \cdot (1 + \frac{\Delta D_k}{D_k})} + 1}$$

В рассматриваемом примере при $D_k = 0.22$ s D_{min} оказалось равным $D_{min} = 0.16$ s.

Подобным образом были вычислены аналитические гистограммы шума по данным других авторов. Графики полученных гистограмм для лучшей наглядности рисунка показаны в виде сплошных жирных кривых на рис.2а,b,c,d. Левый край расчетных гистограмм вертикален, так как при выводе выражения (6) предполагалась абсолютно резкая граница спектра шума. Тем не менее все они практически являются огибающими эмпирических гистограмм ШБ, включая гистограмму длительности цепочек всплесков I типа (рис.2d).

Таким образом, близкое соответствие расчетных и эмпирических гистограмм свидетельствуют о том, что длительность импульсов ШБ распределена по тому же закону, что и длительность импульсов "белого" шума, принятого за образец для сравнения. Следовательно, время, в течение которого источник ШБ излучает короткие импульсы, равно времени излучения длинных импульсов. Максимум на гистограммах указывает лишь на величину граничной длительности D_{min} , а не на преимущество в энергии короткоживущих импульсов.

Выше отмечалось, что долгоживущие импульсы длительностью $D_i > 8 * D_{min}$ исключаются из рассмотрения при разложении исходного сигнала на компоненты. Для сравнения этого соотношения с эмпирическими результатами мы воспользовались 19 парами величин D_{min} и D_{max} , полученными в диапазоне частот от 25 МГц до 400 МГц в исследованиях, приведенных в обзоре Элгарей (1977), и перечисленных в таблице 1.

Таблица 1

№	Длительность $D_{min} - D_{max}$ [с]	Автор(ы)
1	1.5-24	Уайлд (Wild) 1951
2	1 - 8	Састри (Sastry) 1969
3	0.2-3.0	Иох и Джеймс (Yoh&James) 1967
4	0.15-2.0	Виткевич и Горелова (Vitkevich&Gorelova) 1961
5	0.1-1.0	Угланд (Ugland) 1966
6	0.1-1.2	Пирсен (Peersen) 1970
7	0.05-0.5	Пирсен (Peersen) 1970
8	0.15-1.0	Гроот (Groot) 1966
9	0.08-0.55	Гроот (Groot) 1966
10	0.15-1.2	Ецков (Eckhoff) 1966
11	0.12-1.0	Ецков (Eckhoff) 1966
13	0.1-0.6	Ецков (Eckhoff) 1966
14	0.3-1.2	Ецков (Eckhoff) 1966
15	0.1-0.7	Элгарей (Elgaroy) 1977
16	0.05-0.35	Элгарей (Elgaroy) 1982
17	0.08-0.55	Элгарей (Elgaroy) 1982
18	0.05-0.3	Элгарей (Elgaroy) 1982
19	0.08-0.55	Элгарей (Elgaroy) 1982

Среднее значение ширины гистограмм оказалось равным $\bar{S}_r = (8.5 \pm 0.8)D_{min}$ и находится в удовлетворительном согласии с аналитически найденной величиной $S_r = 8$. Это дает основание полагать, что свойства ШБ близки к характеристикам "белого" шума независимо от частоты наблюдений. При этом диапазон длительности импульсов $[D_{min}, D_{max}]$ определяется не только параметрами сигнала, но и способом обработки результатов наблюдений. Поскольку общепринятая методика разложения исходного сигнала на компоненты исключает из рассмотрения долгоживущие импульсы, то в связи с этим возникает естественный вопрос: а как изменятся результаты исследований, если эти импульсы не исключать?

4.2 Результаты анализа ШБ с помощью методики разложения, выявляющей долгоживущие импульсы

Будем полагать, что переменная составляющая излучения ШБ состоит из взаимно налагающихся импульсов произвольной длительности. Отдельным импульсом будем считать любой максимум, лежащий между двумя минимумами независимо от его интенсивности и от уровня фона, на котором он произошел (Фоккер 1960). При указанных условиях вычитание самых коротких импульсов из суммарной кривой не должно существенно влиять на количество оставшихся более длинных импульсов. На этом основан алгоритм разложения ШБ на импульсные компоненты, описанный в статье Юровского (1985). Иллюстрация способа разложения приведена на рис.1с. На записи сигнала сначала отыскивался самый короткий импульс, определялись такие его параметры, как амплитуда A_i , продолжительность D_i и энергия E_i , после чего он вычитался из исходной кривой. Затем отыскивался следующий самый короткий из оставшихся импульсов, измерялись его параметры и т.д. до тех пор, пока не выявлялся последний импульс, почти равный длине реализации. При таком способе разложения обеспечивается полная воспроизводимость результатов и

включение в рассмотрение всех компонент независимо от их длительности, ограниченной только величиной интервала наблюдений t_{Σ} .

Результаты исследования ШБ, наблюдавшейся 25.02.1985 г., кратко сводятся к следующему (см. подробности в статье (Юровский 1985)):

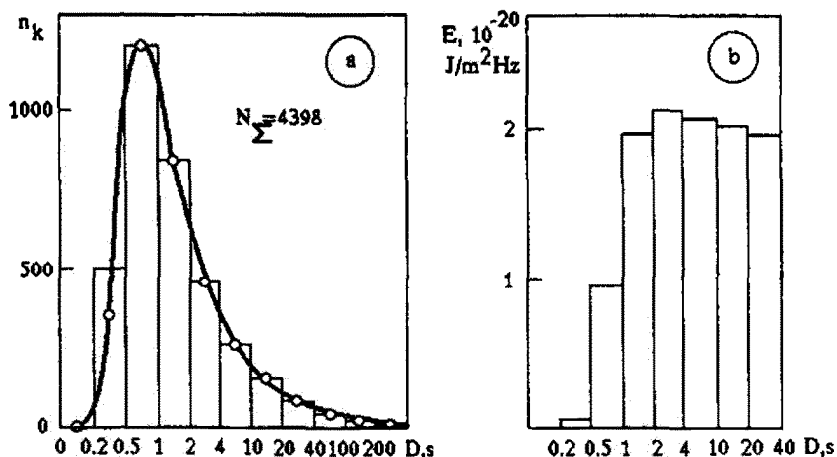


Рис. 3. а – наблюдаемое (ступенчатая гистограмма) и расчетное (плавная кривая) распределение длительности импульсов ШБ, полученное в результате разложения “налагающихся” (“сложных”) импульсов на “простые” произвольной длительности. б – гистограмма суммарной энергии, содержащейся в импульсах различной длительности. Короткоживущие импульсы, образующие максимум на гистограмме а, содержат меньше энергии, чем более длительные импульсы.

1. Огибающая эмпирической гистограммы (рис.3а) с удовлетворительной точностью описывается распределением плотности вероятности “белого” шума в диапазоне длительностей от $D_{min} = 0.2$ s, до $D_{max} = 400$ s, перекрывающим как длительность всплесков I типа, так и длительность “цепочек” всплесков.
2. Суммарная на длине реализации энергия импульсов длительностью 1-40 с одинакова, т.е. энергетический спектр данной ШБ был плоским в указанном диапазоне (рис.3б).
3. Короткоживущие импульсы продолжительностью 0.2–0.5 с были мало существенны в энергетическом балансе механизма генерации ШБ, так как содержали приблизительно в 10 раз меньше энергии, чем импульсы любой другой длительности из диапазона 1–40 с (см. рис.3б).

Таким образом, методика разложения, не исключающая долгоживущие импульсы, значительно расширяет исследуемый диапазон длительностей, обеспечивает воспроизводимость результатов и уменьшает случайный разброс (дисперсию) эмпирических данных. Что же касается природы ШБ, то проведенное исследование свидетельствует о том, что ШБ может рассматриваться как “белый” шум в широком диапазоне длительностей от 0.2 до 400 с. При этом “цепочки” всплесков будут являться естественным результатом наложения коротких импульсов на более длинные. Энергия, расходуемая источником генерации на излучение коротких и длинных импульсов, а также вероятность их излучения оказываются одинаковыми, т.е. традиционное представление ШБ в виде импульсов произвольной длительности не дает оснований утверждать, что ШБ состоит из “кратковременных всплесков длительностью порядка секунд и долей секунды”. Напомним, однако, что вполне возможен другой равноправный способ представления ШБ в виде импульсов по типу, изображенному на рис.1б, априорно не предполагающий наличия долгоживущих компонент. В таком случае та же самая ШБ окажется состоящей из кратковременных всплесков. Следовательно, наблюдения только временных вариаций интенсивности $I(t)$ не позволяют однозначно определить, какие компоненты должен генерировать источник ШБ.

4.3 Полоса частот, занимаемая каждым импульсом

Будем рассматривать вариации интенсивности шума как случайную функцию частоты. Под равноценностью шумовых импульсов будем подразумевать независимость средней интенсивности импульсов от ширины их частотного спектра: $\bar{I}_k(f) = const$. Тогда приведенные выше рассуждения о длительности импульсов будут справедливы и для полосы частот импульсов, если во всех выражениях заменить обозначения переменных: $t \rightarrow f$, $D_k \rightarrow B_k$, $\Delta D_k \rightarrow \Delta B_k$, $D_{min} \rightarrow B_{min}$, $D_{max} \rightarrow B_{max}$ и т.д. Поэтому плотность вероятности полосы частот импульсов "белого" шума $w(B_k)$ также будет описываться квадратичной гиперболой, определенной в интервале $[B_{min}, B_{max}]$, имеющей максимум в районе $B_k = B_{min}$ и монотонно спадающей по мере увеличения B_k . Проведем сравнение этой плотности с эмпирическими гистограммами.

На рис.4 приведены копии некоторых эмпирических гистограмм полосы частот, построенных как по данным наблюдений ШБ (рис.4а, б, Гроот 1966; Элгарей 1977), так и по данным наблюдений миллисекундных пульсаций вспышечных всплесков дециметрового диапазона (рис.4д, Ксиллаги и Бенц 1993). На гистограммах авторов по оси ординат отложено просто количество импульсов, в то время как измерялось количество импульсов в диапазоне частот Δf . Эта неточность приводит к ошибочному заключению, так как позволяет утверждать, что поскольку количество узкополосных импульсов максимально, то исследуемый сигнал состоит в основном из этих узкополосных импульсов. В действительности ось ординат гистограмм имеет размерность $1/\text{Гц}$, т.е. каждая колонка гистограммы пропорциональна количеству максимумов интенсивности в единице полосы частот. Очевидно, что чем узкополоснее максимумы, тем большее их количество может уместиться в заданном интервале частот $[B_k, (B_k + \Delta B_k)]$ в соответствии с выражением, определяющим плотность вероятности: $w(B_k) = c/B_k^2$. Это заключение уже не содержит какого-либо указания на преимущество узкополосных импульсов.

Результаты расчета аналитических гистограмм шума показаны на рис.4 сплошной жирной линией. Вычисления выполнялись с помощью выражений (5) и (6) с использованием той же самой процедуры, что и для расчета плотности вероятности длительности, но с подстановкой величин, соответствующих новым переменным. Можно видеть, что расчетные значения достаточно близко (с учетом точности экспериментальных данных) соответствуют эмпирическим данным. На этом основании можно заключить, что источник генерации должен излучать с равной вероятностью как узкополосные, так и широкополосные импульсы. Распределение интенсивности в зависимости от полосы импульсов нами не исследовалось, поэтому не известно, в узкополосных или широкополосных импульсах сконцентрирована энергия ШБ, или эти импульсы содержат одинаковое количество энергии.

5 Заключение

Изложенное выше позволяет сделать следующие выводы:

- 1) В общепринятой методике определения длительности долгоживущие компоненты исключаются из рассмотрения в связи с выбором из состава сигнала только "простых" импульсов.
- 2) Из-за неправильного обозначения размерности максимум на распределении длительности отобранных импульсов интерпретируется как наиболее вероятное количество коротких импульсов, в то время как положение максимума обозначает лишь высокочастотный край спектра сигнала.
- 3) Проведенный нами более детальный анализ результатов наблюдений показал, что эмпирические гистограммы длительности и полосы частот импульсов ШБ и пульсаций потока вспышечных всплесков дециметрового диапазона удовлетворительно описываются плотностью вероятности "белого" шума. Кроме того, было найдено, что распределение интенсивности импульсов ШБ не зависит от их длительности. Следовательно, если полагать, что сигнал состоит из компонент произвольной продолжительности, то источник генерации должен излучать с одинаковой вероятностью короткие и длинные импульсы равной интенсивности.

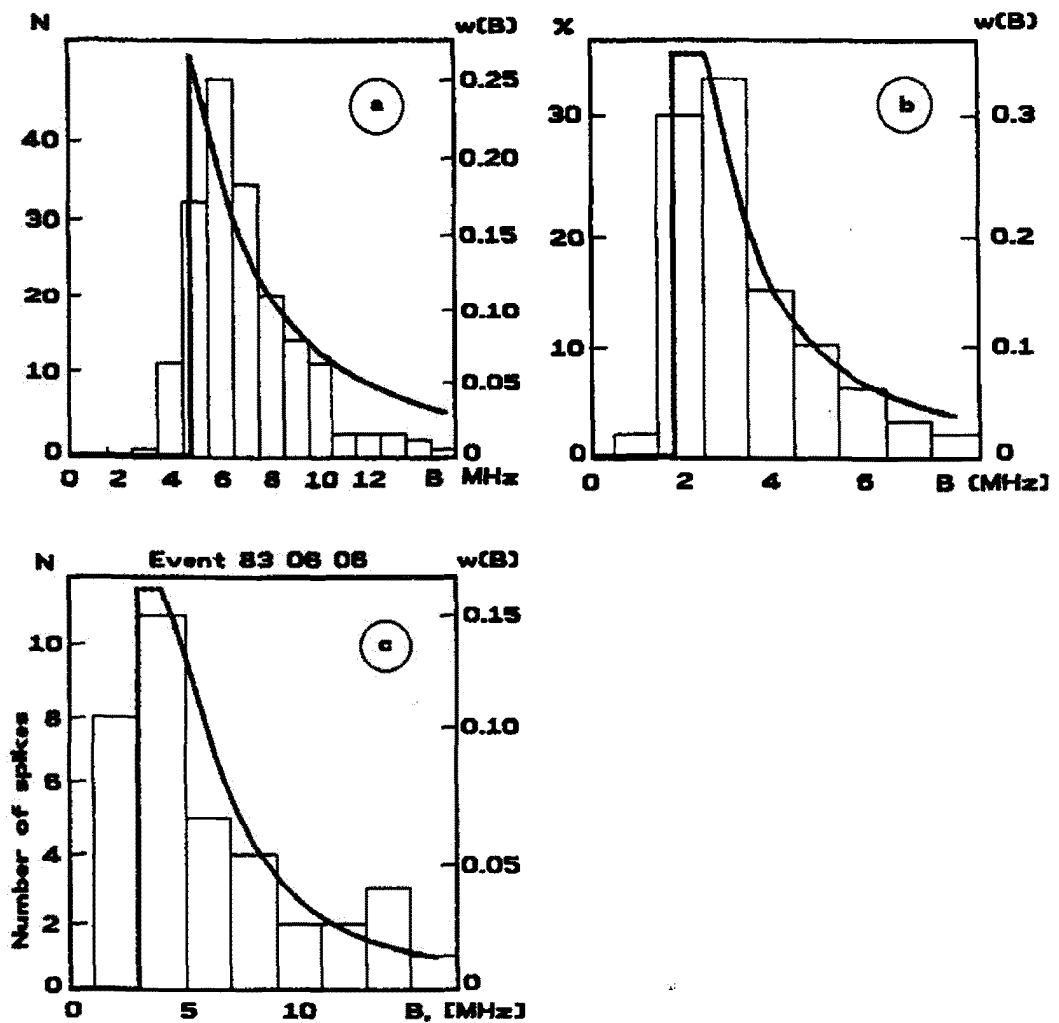


Рис. 4. Наблюдаемые распределения (ступенчатые гистограммы) полосы частот, занимаемой импульсами, удовлетворительно совпадают с распределением полосы частот "белого" шума (плавные кривые), в котором все компоненты равноценны. Поэтому максимум на графиках свидетельствует лишь о том, что в единице полосы частот умещается больше узкополосных импульсов, чем широкополосных.

Таким образом, приводимое в литературе "доказательство" короткой продолжительности элементов разложения на самом деле противоречит гипотезе о том, что флуктуации солнечного радиоизлучения состоят из короткоживущих узкополосных импульсов.

Однако это заключение не обозначает, что флуктуации нужно рассматривать только как сумму равноценных импульсов различной длительности. Наоборот, мы обращаем внимание на то, что вариации интенсивности можно представить в виде суммы составляющих совершенно различного типа, не обязательно даже в виде импульсов. При этом численные значения коэффициентов разложения одного и того же сигнала будут различными. Например, в соответствии с упомянутой гипотезой все рассмотренные ШВ можно было бы представить как сумму "дельта"-импульсов, заведомо не содержащую долгоживущих компонент. Следовательно, путем изучения только вари-

аций интенсивности $I(t)$ (или $I(f)$) невозможно установить, из каких компонент состоит сигнал. Поскольку других доводов в пользу импульсной природы флуктуаций в известной нам литературе не приводится, то мы приходим к заключению, что обоснованность разложения сигнала на короткоживущие узкополосные импульсы не подтверждена результатами наблюдений.

Литература

- Ашванден и др. (Aschwanden A., Benz A.O., Montello M.), 1994, *Astrophys.J.*, **431**, N10 (in press).
- Ахманов С.Ф., Дьяков Ю.Е., Чиркин Ф.С., 1981, Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука.
- Виткевич В.В., Горелова М.В. (Vitkevich, V.V., Gorelova, M.V.), 1961, *Sov.Astron.*, **4** 595.
- Гроот (de Groot T.), 1966, *Rech.Astr.Obs.Utrecht.*, **18**, N1.
- Гудель, Бенц (Gudel M., Benz A.O.), 1990, *Astron.Astrophys.* **231**, 202.
- Ецков (Eckhoff H.K.), 1966, *Rep.18, Inst.Theor.Astrophys.*, Oslo.
- Железняков В.В., 1964, Радиоизлучение Солнца и планет. М.: "Наука", ГРФМЛ.
- Иох, Джеймс (Yoh P., James J.C.), 1967, *Astrophys.J.*, **149**, 441.
- Каневский З.М., Финкельштейн М.И., 1963, Флуктуационная помеха и обнаружение импульсных радиосигналов. Госэнергоиздат.
- Ксиллаги, Бенц (Csillaghy A., Benz A.O.), 1993, *Astron.Astrophys.*, **274**, 487.
- Левин Б.Р., 1960, Теория случайных процессов и ее применение в радиотехнике. М.: Сов.Радио.
- Мессероти (Messerotti M.), 1982, *Pros.4th CESRA Workshop on "Solar Noise Storm. / Eds: Benz A.O., Zlobec P. Trieste, Italy.*, p.119.
- Пирсен (Peersen T.), 1970, Thesis (Oslo Univ.).
- Ридл (Riddle A.C.), 1972, *Proc.A.S.Australia*, **2**, 98.
- Састри (Sastri, C.H.V.), 1969, *Solar.Phys.*, **10**, 429.
- Такакура (Takakura, T.), 1959, *Publ.of the Astron.Soc. of Japan*, **11**, N2, 55.
- Тихонов В.И., 1982, Статистическая радиотехника. Москва, "Радио и Связь".
- Угланд (Ugland O.), 1966, unpublished.
- Уайлд (Wild J.P.), 1950, *Aust.J.Sci.Res.*, A3, p.399.
- Уайлд (Wild J.P.), 1951, *Austr.J.Sci.Res.*, A4, p.36.
- Фоккер (Fokker, A.D.), 1960, *Studies of enhanced solar radio emission at frequencies near 200 MHz. Leiden.*
- Фоккер (Fokker, A.D.), 1965, *Bull.Astr.Inst.Netherlands*, **18**, N2, 111.
- Шварц и др. (Schwarz, U., Benz, A.O., Kurths, J., Witt, A.), 1993, *A&A*, **277**, 215.
- Штейнберг и др. (Steinberg J.L., Auber-Giraud M., Leblanc Y., Boischot A.), 1971, *A&A*, **10**, 362.
- Элгарей (Elgaroy Q.), 1982, *Pros.4th CESRA Workshop on "Solar Noise Storm. / Eds: Benz A.O., Zlobec P., Trieste, Italy.*, p.347.
- Элгарей (Elgaroy Q.), 1967, *Astrophys.Lett.*, **1**, 13.
- Элгарей (Elgaroy Q.), 1977, *Solar Noise Storms. Pergamon Press.*
- Элгарей (Elgaroy Q.), 1957, *Report No 47. Paris Symposium on Radio Astronomy. / Ed. Bracewell. Stanford, California.* p.244.
- Эллис, Мккалоч (Ellis G.R.A., McCulloch P.M.), 1967, *Aust.J.Phys.*, **20**, 583.
- Юровский Ю.Ф., *Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв.*, 1985, **71**, 87. [*Bull. Crimean Astrophys.Obs. (USSR Academy of Sciences)*]. ©1987 by Allerton Press, Inc.]

Некоторые особенности двух солнечных микроволновых всплесков в диапазоне 8.6–15.4 ГГц

А.Д. Гранат

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 15 октября 1995 г.

Аннотация. В работе рассматриваются всплески, зарегистрированные на четырехволновом поляриметре РТ-22 КраО в октябре 1989 г. Отмечены две особенности: тонкая временная структура и инверсия круговой поляризации. Для события 9:40 UT 20.10.89 применяется модель осциллирующей одиночной вспышечной петли, оцениваются концентрация и температура испаряющейся плазмы, а так же среднее магнитное поле в петле. Инверсия поляризации в событии 9:40 UT 20.10.89 связывается с условием выхода необыкновенной волны. Во всплеске 10:13 U 20.10.89 по наблюдаемой инверсии круговой поляризации оценивается максимальная концентрация в неоднородном источнике тормозного излучения.

ON THE SOME PECULARITIES IN TWO SOLAR MICROWAVE BURSTS AT 8.6–15.4 GHz, by A.D. Granat. The solar bursts recorded on October 1989 by four-wavelength polarimeter of RT-22 of Crimean Astrophysical Observatory are presented. Two peculiarities of the bursts were pointed out: fine time structure and inversion of circular polarization. The plasma density, temperature and mean magnetic field in the loop are determined for event of October 20, 1989, 9:40 UT using the model of Alfvénic oscillations of the loop. The inversion of polarization for the event of October 20, 1989, 9:40 UT is interpreted in terms of extraordinary mode escape in magneto-ionic theory. The maximum plasma density in inhomogeneous source of bremsstrahlung emission using inversion of circular polarization in the event of October 20, 1989, 10:13 UT is determined.

Ключевые слова: всплески – диагностика – параметры вспышечной плазмы

1 Введение

Современные методы исследования Солнечной активности требуют создания многочастотных поляриметров с высокими временным разрешением и чувствительностью. Разработанный и созданный в 1988 г. на РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории четырехволновый поляриметр (3.5; 2.8; 2.25; 1.95 см) измеряет поток микроволнового излучения с точностью $\sim 10^{-1}$ с.е.п. при минимальной постоянной интегрирования на выходе ~ 0.1 с и динамическим диапазоном по каналам I и V (I и V – параметры Стокса) около 30 дБ (Цветков и др. 1993). За период с 1988 по 1992 гг. на нем было зарегистрировано более 200 всплесков различной интенсивности (Гранат и Цветков 1993). В числе особенностей этих всплесков можно отметить многообразие и сложность частотных спектров, инверсию круговой поляризации, а так же сложные временные структуры радиоизлучения вспышек. Здесь эти особенности рассматриваются на примере событий 9:40 UT и 10:13 UT

22 ИЮЛЯ 1989
ВОЗМОЖНО
ПОЛУЧИТЬ

20.10.89 Для всплеска с колебательной структурой привлекается модель осциллирующей вспышечной петли, что дает возможность провести диагностику параметров солнечной вспышки. Применение к поляризационным данным моделей, объясняющих смену знака поляризации во всплеске, позволяет получить дополнительную информацию о параметрах вспышечной плазмы.

2 Событие 9:40 UT 20.10.89

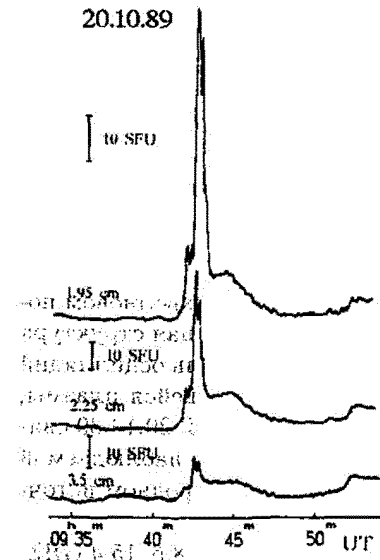


Рис.1. Всплеск 9:40 UT 20.10.89 в интенсивности (R+L) на трех длинах волн: 3.5; 2.25 и 1.95 см.

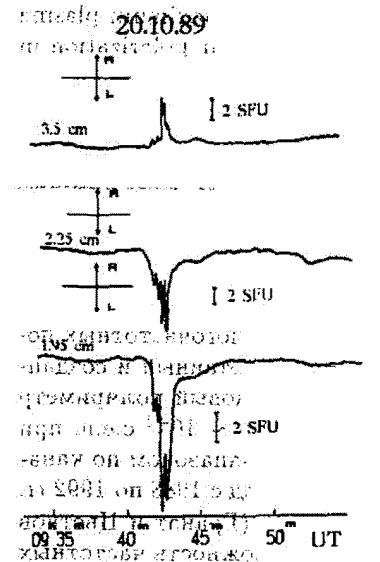


Рис.2. Всплеск 9:40 UT 20.10.89 в круговой поляризации (R-L) на трех длинах волн: 3.5; 2.25 и 1.95 см.

Событие 9:40 UT 20.10.89 представлено в интенсивности (R+L) на рис.1 и в поляризованном по кругу излучении (R-L) на рис.2 на трех частотах. Регистрация излучения на частоте 10.7 ГГц не была проведена по техническим причинам. В данном всплеске можно выделить тонкую структуру, состоящую из четырех элементарных вспышечных всплесков, которая более четко проявляется в поляризованном излучении на частоте 13.3 ГГц. Интенсивность излучения всплеска возрастает в сторону более высоких частот. В табл.1 представлены значения потоков, степеней поляризации и спектральных индексов для каждого из четырех пиков на всех трех частотах.

Если предположить, что временная структура события обусловлена колебаниями одиночной вспышечной петли, то по глубине модуляции, периоду и добротности колебаний можно определить параметры испаряющейся плазмы (Зайцев и Степанов 1987). Потоки последних двух пиков гораздо больше двух предыдущих (табл.1), что может быть связано с вкладом нетеплового механизма в третьем и четвертом пиках. Поэтому для определения глубины модуляции воспользуемся первыми двумя. Тогда глубина модуляции, добротность и период имеют следующие значения: $\Delta \sim 0.24$, $Q \sim 4$, $P \sim 19$ с.

Для определения параметров вспышечной плазмы необходимо еще знать длину петли, которая неизвестна. В работе (Степанов и др. 1992) выражения для концентрации, кинетической температуры и магнитного поля были дополнены соотношением для определения длины петли по параметрам колебательной структуры, использовать которое можно лишь в случае тормозного излучения оптически тонкого источника.

Наблюдательные данные свидетельствуют, что для первых двух элементарных вспышечных всплесков спектр достаточно пологий между частотами 15.4 ГГц и 13.3 ГГц в отличие от двух последующих. Небольшая интенсивность первых двух пиков, сравнительно небольшие значения поляризации для них и "плоский" спектр в области 13.3 - 15.4 ГГц позволяют предположить в рассматриваемом всплеске тормозной механизм излучения. Значение гирочастоты, определяемое по степени круговой поляризации из соотношения для тормозного излучения

$$\rho \sim 2f_B |\cos \alpha| f^{-1} \quad (1)$$

составит $f \sim 0.8$ ГГц для частоты 15.4 ГГц. Высокое отношение $f/f_B \sim 20$ делает маловероятным вклад маг-

нитотормозного механизма. Кроме того, в бюллетене “Солнечные данные” за 20.10.89 указаны места вспышек в наблюдаемой группе пятен, которые приходятся на области с небольшим магнитным полем $B < 300$ Гс. Тогда, используя для нахождения длины петли величину потока на частоте 15.4 ГГц, где наиболее вероятен тормозной механизм излучения, можно оценить параметры вспышечной петли из следующих выражений (Степанов и др. 1992):

$$\begin{cases} n \sim 2.2 \cdot 10^{-10} L^3 Q^{-1} P^{-4} \Delta^{3/2} \text{ см}^{-3}, \\ T \sim 1.2 \cdot 10^{-8} L^2 P^{-2} \Delta \text{ К}, \\ B \sim 6.7 \cdot 10^{-17} L^{5/2} Q^{-1/2} P^{-3} \Delta^{3/4} \text{ Гс}, \\ L \sim 2.7 \cdot 10^7 k^{1/4} F^{1/8} Q^{1/4} P^{7/8} \Delta^{-5/16} \text{ см}, \end{cases} \quad (2)$$

где $r = L/k$ – радиус магнитной трубки, а F – величина потока в с.е.п. В зависимости от того, толстая или тонкая магнитная арка, величина k может меняться от $k=5$ до $k=20$. Тогда, с учетом того, что на частоте 15.4 ГГц величина потока составляет ~ 16.5 с.е.п. (табл.1), длина петли будет заключена в пределах от $L \sim 2.3 \cdot 10^9$ см до $L \sim 1.6 \cdot 10^9$ см. Полагая $k = 10$, получим следующие параметры вспышечной плазмы: $L \sim 2 \cdot 10^9$ см, $n \sim 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 3.2 \cdot 10^7$ К, $B \sim 350$ Гс, $f_P \sim 5.7$ ГГц, $f_B \sim 1$ ГГц, $V_e \sim 2.2 \cdot 10^9$ см/с, $V_i \sim 5.1 \cdot 10^7$ см/с, $V_A \sim 1.2 \cdot 10^8$ см/с (3).

Таблица 1.

номер пика в событии	частота f_{GHz}	поток F_{if_u}	ρ отн.ед.	спектр. индекс α_F	T_b 10^7 К	спектр. индекс α_T	τ^* τ_{ff}
	15.4	16.5	0.1		1.2		0.45 0.4
1	13.3	15.5	0.1	-0.4	1.5	-1.6	0.55 0.5
	8.6	4.4	0.11	-2.8	1.35	0.8	
	15.4	17.3	0.1	-0.3	1.3	-1.7	0.52 0.4
2	13.3	16.6	0.15	-2.7	1.6	0.7	0.65 0.5
	8.6	5.0	0.12		1.5		
	15.4	90.0	0.06	-2.8	8.6	0.8	
3	13.3	60.0	0.1	-3.5	7.7	1.5	
	8.6	13.1	0.2		4.0		
	15.4	62.7	0.08	-1.7	6.0	-0.3	
4	13.3	49.0	0.11	-3.2	6.3	1.2	
	8.6	11.8	0.18		3.6		

Зная длину петли, и ее радиус оценим площадь петли: $S \sim L \cdot 2r \sim 8 \cdot 10^{17}$ см. Так как при заполнении магнитной арки испаряющейся плазмой, источником радиоизлучения будет вся арка, то можно найти яркостную температуру из соотношения

$$T_b \sim 1.43 \cdot 10^9 F_{if_u} f_{GHz}^{-2} S_{17}^{-1}, \quad (3)$$

где $S_{17} \sim 8$. Соответствующие значения яркостных температур приведены в таблице 1, из которых видно, что для третьего и четвертого пиков всплеска яркостная температура превышает кинетическую $T \sim 3.2 \cdot 10^7$ К, что свидетельствует о нетепловом характере излучения.

Для проверки гипотезы о тормозном механизме излучения первых двух пиков, оценим оптические толщины из значений яркостных температур $\tau^* \sim -\ln((T - T_b)/T)$ и τ_{ff} из выражения для оптической толщины источника тормозного излучения (Железняков 1977):

$$\tau_{ff} \approx \frac{f_p^2}{f^2} \frac{\nu_{ei} L_s}{c(1 - f_p^2/f^2)^{1/2}}, \quad (4)$$

где $\nu_{ei} \sim 60nT^{3/2}$ – эффективная частота соударений электронов с ионами, c – скорость света, L_s – длина источника по лучу зрения. Так как наблюдаемая группа пятен находилась не на лимбе и не вблизи центра Солнца, то разумно предположить, что $L_s \sim L/3 \sim 6 \cdot 10^8$ см. Значения τ^* и τ_{ff} приведены в таблице 1, они достаточно близки и меньше единицы. Так как величина L_s точно не известна, то следует заметить, что $\tau_{ff} < 1$ даже при больших значениях $L_s \sim L/2 \sim 10^9$ см.

Так как диапазон частот нашего поляриметра позволяет регистрировать магнитотормозное излучение, то можно проверить эффективность вклада магнитотормозного механизма в радиоизлучение при полученных параметрах всплывающей плазмы. Частотный спектр магнитотормозного излучения при $10^7 \text{ К} < T < 10^8 \text{ К}$ имеет максимум (Далк и Марш 1982):

$$f_{peak} \sim N^{0.05} L^{0.05} T^{0.5} B^{0.95} \sin^{0.6} \alpha \quad (5)$$

При значениях длины петли, концентрации, температуры, магнитного поля, взятых из (3), и $\sin \alpha \sim 1$ получим $f_{peak} \sim 7.8$ ГГц. В основаниях петли магнитное поле больше среднего, но $\sin \alpha < 1$, так как петля расположена не на лимбе. Находим величину магнитного поля по наблюдаемой степени круговой поляризации, воспользовавшись (1), при этом полагая $\alpha \sim 30^\circ$, а значение $\rho \sim 0.1$ на частоте 15.4 ГГц берем из табл.1. Тогда $B \sim 300$ Гс. Подставляя в (6) полученное значение B и $\alpha \sim 30^\circ$, а так же N, L и T из (3), находим $f_{peak} \sim 7$ ГГц. Полученные значения максимума частотного спектра магнитотормозного излучения не соответствуют наблюдательным данным, что является еще одним свидетельством в пользу тормозного механизма излучения. Заметим, что диапазон частот поляриметра достаточно сложен для определения механизмов излучения, а измеряемые заниженные значения круговой поляризации и предположения о размерах петли вносят неопределенность при оценке параметров плазмы, что, в свою очередь так же затрудняет отождествление механизма радиоизлучения. Для более точных оценок необходимы наблюдения в широком спектре частот, включая рентгеновский и оптический диапазоны.

3 Анализ причин смены знака поляризации во всплесках

За период наблюдений октябрь 1989 г. – июль-август 1991 г. у многих всплесков обнаружена инверсия круговой поляризации. Причем переход от одного знака к другому наблюдается по всему диапазону поляриметра 8.6–15.4 ГГц. Это явление может быть обусловлено несколькими причинами:

1. Локализация источника вблизи уровня :

$$\frac{f_p^2}{f^2} = 1 - \frac{f_B}{f}, \quad (6)$$

ниже которого выходит волна только обыкновенного типа.

2. Трансформация одного типа волны в другой при их распространении в квазипоперечном магнитном поле. В этом случае различная поляризация будет по разные стороны от критической частоты, которая задается соотношением (Железняков и Злотник 1977):

$$\omega_t \approx \left(\frac{\pi^2 e^5 n B^3}{2m^4 c^4 (d\alpha/dl)} \right)^{1/4} \quad (7)$$

Для нашего случая данный механизм исключается, так как, например, при $n \sim 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $B \sim 350$ Гс, $L \sim (d\alpha/dl)^{-1} \sim 10^9$ см, значение $\omega_t \sim 300$ ГГц расположено вне диапазона спектрополяриметра РТ-22.

3. Эффект различного вклада в излучение двух оснований одной петли вследствие того, что весь источник излучения попадает в диаграмму направленности радиотелескопа РТ-22, равную $\sim 4.5'$.
4. Преобладание одного типа волны в данном интервале частот в неоднородном источнике тормозного механизма излучения (Железняков и Тихомиров 1982).

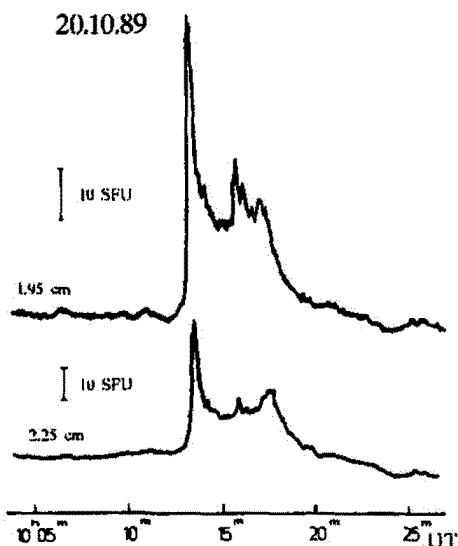


Рис.3. Всплеск 10:13 UT 20.10.89 в интенсивности (R+L) на двух длинах волн: 2.25 и 1.95 см.

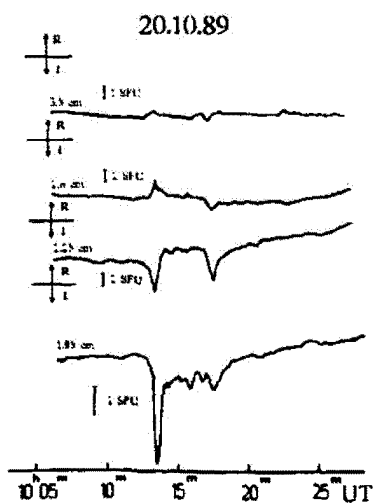


Рис.4. Всплеск 10:13 20.10.89 в круговой поляризации (R-L) на четырех длинах волн: 3.5; 2.8; 2.25 и 1.95 см.

Наблюдаемую инверсию поляризации в событии 9:40 UT 20.10.89 можно объяснить как случаем 3), так и случаем 1). Так, полагая, частоту перехода равной $f_p \sim 9$ ГГц и беря $f_B \sim 1$ ГГц, воспользовавшись соотношением (7) получим значение плазменной частоты $f_p \sim 8$ ГГц и, соответственно, концентрации $n \sim 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Полученные значения достаточно близки к (3).

На рис.3 представлено событие 10:13 UT 20.10.89 в интенсивности (R+L) на волнах 1.95 и 2.25 см. На рис.4 представлено поляризованное по кругу (R-L) излучение этого же события. В данном всплеске хорошо виден пик, имеющий наибольшую амплитуду, после которого спустя минуту уровень радиоизлучения растет и появляется тонкая временная структура. В поляризованном излучении после первого наибольшего пика наблюдается падение левополяризованной компоненты до уровня, ниже предвсплескового. Так как поляриметрический комплекс измеряет разность R-L, то падение интенсивности левополяризованной компоненты может быть обусловлено увеличением правополяризованной составляющей, что позволяет сказать об инверсии круговой поляризации в тонкой структуре всплеска между частотами 13.3 и 15.4 ГГц. Для данного события применим модель неоднородного источника тормозного механизма излучения (случай 4), поскольку случай 1) приводит к отсечке излучения на низких частотах диапазона поляриметра, что противоречит наблюдениям. Тогда излучение необыкновенной и обыкновенной волн имеет два максимума (Железняков и Тихомиров 1982):

$$f_{1,2} \approx \pm \frac{f_B}{2} + \left(\frac{f_B^2}{4} + \frac{f_p^2}{\sin^2 \alpha} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

где индекс "1" и знак "+" соответствуют волне необыкновенного типа, а индекс "2" и знак "-" — обыкновенного. Определяя частоту одного из максимумов (9) и зная гирочастоту, можно найти порядок величины максимальной концентрации плазмы в неоднородном источнике. Гирочастоту найдем по наблюдаемой степени поляризации излучения (Богод и Гельфрейх 1982):

$$\rho \approx |\alpha_T| \left| \frac{f_B}{f} \right| \cos \alpha \quad (9)$$

Величина степени поляризации, определяемая из наблюдений составляет на частоте 15.4 ГГц $\rho \sim 0.1$. Допуская,

что источник имеет одинаковый размер на частотах поляриметра, определим спектральный индекс в (9) следующим образом

$$\alpha_T \approx \frac{\ln\left(\frac{F_1}{F_2} \frac{I_2^2}{I_1^2}\right)}{\ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right)} \quad (10)$$

При наблюдаемых $F_1 \sim 26$ с.е.п. на 15.4 ГГц и при $F_2 \sim 16$ с.е.п. на 13.3 ГГц, получим $|\alpha_T| \sim 1.4$. Задавая величину угла равной $\alpha \sim 60^\circ$, находим $f_B \sim 1.7$ ГГц.

Учитывая, что частота перехода расположена между 13.3 и 15.4 ГГц, а расстояние между максимумами обоих типов волн $\Delta f \simeq f_B$, рассмотрим два случая:

1. частота максимума излучения необыкновенной волны составляет 15.8 ГГц, и
2. максимум обыкновенной приходится на 13 ГГц. Воспользовавшись (9) получим соответственно $n_{max} \sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $n_{max} \sim 1.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Видно, что результат слабо зависит от положения максимумов излучения обоих типов волн.

4 Заключение

В данной работе проанализированы некоторые особенности двух всплесков в сантиметровом диапазоне длин волн и проиллюстрированы возможности диагностики вспышечной плазмы по наблюдениям на четырехволновом поляриметре. Определены параметры вспышечной петли для события 9:40 UT 20.10.89: Первые два пика во всплеске 9:40 UT 20.10.89 связываются с тормозным механизмом излучения в районе частоты 15.4 ГГц, а последующие два – с нетепловым. Магнитотормозное излучение при полученных значениях имеет максимум в области 7 ГГц, что не согласуется с наблюдаемым спектром, в котором излучение растет в сторону частоты 15.4 ГГц. Полученные параметры испаряющейся плазмы хромосферы согласуются с результатами других работ (Степанов и Зайцев 1987; Степанов и др. 1992). Не смотря на сложность отождествления механизмов радиоизлучения в области частот поляриметра, модель осцилляций одиночной вспышечной петли позволяет оценивать параметры вспышечной петли. Полученные значения, тем не менее, справедливы лишь по порядку величины и не претендуют на высокую точность.

Рассмотрены возможные причины смены знака поляризации во всплесках. В предположении, что источник всплеска 9:40 UT 20.10.89 расположен вблизи уровня, ниже которого выходит волна только обыкновенного типа, делается оценка концентрации плазмы в источнике, которая не сильно отличается от значения, полученного из модели осциллирующей петли. Применение к событию 10:13 UT 20.10.89 модели неоднородного источника тормозного излучения так же делает возможным оценить значение максимальной концентрации.

Благодарности. Автор выражает глубокую признательность А.В. Степанову за помощь в работе, Л.И. Цветкову за полезные советы.

Литература

- Богод В.М., Гельфрейх Г.Б. (Bogod V.M. & Gelfreikh G.B.), 1980, *Solar Physics*, **67**, 29.
 Гранат А.Д., Цветков Л.И., 1993, *Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв.*, **88**, 85.
 Далк и Марш (Dulk G.A. & Marsh K.A.), 1982, *Astrophys.J.*, **259**, 350.
 Железняков В.В., 1977, *Электромагнитные волны в космической плазме.*, М.; Наука, с. 54.
 Железняков В.В., Злотник Е.Я., 1977, *Радиофизика*, **9**, 1445.
 Железняков В.В., Тихомиров Ю.В. (Zheleznyakov V.V. & Tikhomirov Yu.V.), 1982, *Solar Phys.*, **81**, 121.
 Зайцев В.В., Степанов А.В., 1987, *Солнечная активность и солнечно-земные связи*, с. 15-46.
 Степанов и др. (Stepanov A.V., Urpo S., Zaitsev V.V.), 1992, *Solar Phys.*, **140**, 139.

Цветков Л.И., Миронов М.А., Поздняков М.М., Бачурин А.Ф., 1993, Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв., 88, 146.

Влияние факелов на фигуру Солнечного лимба

Л.А. Акимов, И.Л. Белкина, Н.П. Дятел

Астрономическая обсерватория Харьковского Государственного Университета, 310022, Украина, Харьков, Сумская, 35

Поступила в редакцию 20 апреля 1993 г.

Аннотация. Для определения положения лимба в факелах принято, что среднеквадратичные флуктуации радиуса Солнца в неоднородной атмосфере факела распределены по нормальному закону. Показано, что в этом случае высота лимба в факелах возрастает на величину $\sigma^2/2H$, где H – шкала высот, σ – среднеквадратичная флуктуация радиуса.

Чтобы получить наблюдаемое значение возвышения лимба в факелах порядка 100 км, которое дают затменные наблюдения, величина σ должна принимать значение $H\sqrt{3}$.

EFFECT OF FACULAE ON THE SOLAR LIMB FIGURE, by *Akimov L.A., Belkina I.L., Dyatel N.P.*
To derive the limb position in faculae we consider the rms radius fluctuations in the inhomogeneous atmosphere of faculae to follow the normal distribution. This causes the limb height in faculae to increase by the value $\sigma^2/2H$, where H is the scale height, σ – the rms radius fluctuations. The comparison with an observed limb height in faculae (≈ 100 km) obtained from eclipse observations gives for σ the value $H\sqrt{3}$.

Ключевые слова: Солнце, факелы

Влияние неоднородностей в самых верхних слоях фотосферы на функцию потемнения вблизи края и фигуру солнечного лимба можно изучать, используя кинематографические наблюдения континуума в спектре вспышки во время полных солнечных затмений. При этом, имея достаточно высокую частоту съемки, можно получить разрешение по одной координате вдоль радиуса до 10 – 20 км.

В работе Акимов и др. (1984) нами был исследован рельеф западного лимба Солнца по спектрам, полученным вблизи третьего контакта затмения 31 июля 1981 г. с таким разрешением по высоте. Западный лимб на момент затмения обладал высокой активностью. На самом краю находились 2 группы пятен и несколько флоккульных областей различной интенсивности. Проведенные измерения распределения поверхностной яркости фотосферы с высотой (функции потемнения) показали существенные различия яркости от точки к точке, особенно на высотах 200 – 400 км. Эти различия указывают на неоднородность западного лимба во время наблюдения.

Из сравнения наблюдаемых и вычисленных моментов локальных контактов лунного и солнечного лимбов для невозмущенной фотосферы и факелов было найдено, что превышение видимого края в активной области над невозмущенной фотосферой в среднем составляет 120 км. Этот результат подтвержден в работе Акимов и др. (1993), где сделаны оценки радиуса Солнца по материалам того же затмения с использованием моментов локальных контактов для точек на восточном и западном лимбах Солнца. На обоих лимбах было выбрано 24 точки: 14 в факельных областях и 10 в спокойной фотосфере. Нуль-пункты шкалы высот (моменты наблюдаемых локальных контактов) определялись также, как в (Акимов и др. 1984), по кривым зависимости поверхностной яркости от

высоты как точка перегиба этих кривых. Результаты расчетов, проведенных методом наименьших квадратов отдельно для факельных областей и участков, относящихся к невозмущенной фотосфере, следующие:

$$R_{fac} = 960.02 \pm 0.03''$$

$$R_{tot} = 959.88 \pm 0.06''$$

Отметим, что доверительные интервалы полученных значений радиуса с доверительной вероятностью 0.99 найдены, пользуясь распределением Стьюдента. Поэтому различие в значении радиуса Солнца при определении его по факельным и невозмущенным точкам значимо и составляет $0.14''$, что согласуется с результатами Акимов и др. (1984).

Таким образом, по результатам наблюдений во время затмения мы получили, что радиус Солнца в активных областях больше, чем в спокойных на величину около 100 км. Этот факт можно объяснить существованием на краю в областях, занятых факелами, значительных неоднородностей солнечной атмосферы. В работе Акимов и др. (1988) мы показали, что ход по диску кривых контраста факелов удовлетворительно описывается моделью с горизонтальными неоднородностями. В этой модели при движении вдоль поверхности мы встречаем области разной плотности. Предположим, что радиус Солнца R в каждой точке отличается от среднего значения R_0 на величину l , причем величина l распределена по нормальному закону

$$W(l) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp(-l^2/2\sigma^2), \quad (1)$$

где σ – среднеквадратичная флуктуация радиуса. Такое предположение означает, что в среднем равновесие атмосферы не нарушено, но факельные области отличаются значительной дисперсией неоднородностей атмосферы.

Расчет яркости на краю для однородной атмосферы приведен Вресе (1983), где предполагалось, что плотность атмосферы распределена по экспоненциальному закону

$$\rho(r) = \rho_0 \exp(-r/H),$$

где H – шкала высот, r – ближайшее расстояние от поверхности Солнца до данной точки на луче зрения. Приращение оптической глубины $d\tau$ связано с приращением dr следующим образом:

$$d\tau = -k \rho dr,$$

где k – коэффициент поглощения. Для однородной атмосферы общая оптическая глубина вдоль луча будет:

$$\tau = - \int_{-\infty}^{\infty} k \rho_0 \exp(-r(x)/H) dx;$$

$$r(x) = [(R + r_0)^2 + x^2]^{1/2} - R,$$

где x – расстояние по лучу зрения, r_0 – минимальное расстояние от луча зрения до поверхности Солнца, R – радиус Солнца на уровне фотосферы.

Разлагая показатель экспоненты в ряд по степеням $x^2/(R + r_0)^2$ и пренебрегая членами со степенями выше второй, получим:

$$\begin{aligned} \tau &= 2k \rho_0 \exp[(R - r_0)/H] \int_0^{\infty} \exp[-x^2/2H(R + r_0)] dx = \\ &= \rho_0 \exp[(R - r_0)/H] [2\pi H(R + r_0)]^{1/2} = A \exp(-r_0/H) \end{aligned} \quad (2)$$

Интенсивность рассеянного излучения:

$$I = \int_0^{\tau} j(\tau') \exp(-\tau') d\tau',$$

где $j(\tau')$ - функция источника. Если $j(\tau)$ - величина постоянная, то $I = j(1-e)^{-\tau}$. По определению край диска находится в точке, где $\frac{d^2 I}{d\tau^2} = 0$. Согласно (Бруц 1983), в этом случае оптическая глубина по лучу зрения τ , вычисленная по формуле (2), достигает единицы. Тогда из (2) следует, что высота лимба

$$r_{\text{л}} = H \ln A \quad (3)$$

Если атмосфера неоднородна, и эту неоднородность можно описать флуктуациями радиуса, распределенными по нормальному закону (1), то

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{-\infty}^{\infty} A \exp\left(-\frac{r_0 + l}{H} - \frac{l^2}{2\sigma^2}\right) dl = A \exp\left(\frac{\sigma^2}{2H^2} - \frac{r_0}{H}\right) \quad (4)$$

Для высоты лимба мы получаем выражение (при $\tau = 1$):

$$r_{\text{л}} = H \ln A + \sigma^2/2H \quad (5)$$

Таким образом, высота лимба для неоднородной атмосферы возрастает на величину $\sigma^2/2H$, т.е. зависит как от среднеквадратичной флуктуации радиуса σ , так и от шкалы высот H . Не исключено, что в факельных областях шкала высот не является постоянной. Неоднородности типа облачных образований могут вызвать ее рост. Распределение таких облаков по высотам и плотности плазмы в них будут отличаться от распределения плотности в однородной атмосфере, если концентрация плазмы в облаках инициируется и поддерживается магнитным полем.

Если же принять, что H в факельных областях постоянна, то положение лимба будет зависеть только от σ . В этом случае в соответствии с (5) наблюдаемые возвышения лимба в факелах (порядка 100 км) мы получим при $H = 70$ км и $\sigma = H\sqrt{3}$.

Литература

- Акимов Л.А., Белкина И.Л., Дятел Н.П., 1984, Высоты факелов над фотосферой по наблюдениям затмения 31 июля 1981 г. Астрон.Ж., 61, вып.3, 530.
 Акимов Л.А., Белкина И.Л., Дятел Н.П., Марченко Г.П., 1993, Радиус Солнца по наблюдениям полного солнечного затмения 31.07.81г. Кинематика и физика небесных тел., (в печати).
 Акимов Л.А., Белкина И.Л., Дятел Н.П., 1988, Исследование зависимости хода контраста фотосферного факела от яркости факела Астрон.Ж., 65, вып.6, 1266.
 Бруц (Bruce W.), 1983, Lites An Estimation of the Fluctuations in the Extreme Limb of the Sun Solar Phys. 85, 193.

Поиск эффектов инерционных колебаний Солнца в геомагнитном аа-индексе

В.П. Бобова, Б.М. Владимирский

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 2 октября 1995 г.

Аннотация. Методом наложенных эпох построен спектр вариаций геомагнитного аа-индекса в диапазоне периодов 44^d-8^d . Большая длительность ряда (115 лет) позволила обнаружить периоды, остающиеся стабильными с точностью 0.1 % на протяжении векового цикла солнечной активности. Существование таких высокостабильных периодов является аргументом в пользу реального присутствия на Солнце инерционных колебаний. Модель таких колебаний, предложенная Вольфом и Близардом (1986), позволяет понять основные структурные особенности изученного спектра, но при этом требуется предположить, что существует несколько семейств этих осцилляций.

SEARCH FOR THE INERTIAL OSCILLATIONS OF THE SUN USING THE GEOMAGNETIC aa-INDEX, by V.P. Bobova & B.M. Vladimirovski. The spectrum of variations of the geomagnetic aa-index is constructed in a range of periods of 44–8 days using the method of superimposed epochs. A long duration of the set of observations (115 years) permits to discover the periods remaining stable with the accuracy of 0.1 % during the century cycle of the solar activity. The existence of these high-stable periods has come as a convincing reason for the reality of the solar inertial oscillations. The model of the oscillations by Wolf & Blizard (1986) permits to understand the main structural features of the examined spectrum but an assumption on the existence of several families of the oscillations is incidentally needed.

Ключевые слова: Солнечная активность, инерционные колебания, геомагнитные индексы

1 Введение

“Расщепление” 27-дневного периода вращения Солнца на отдельные дискретные периоды в различных видах измерений известно давно. В последнее десятилетие это явление стало предметом разносторонних и весьма углубленных исследований, что позволило установить целый ряд интересных закономерностей. В частности, было найдено, что очень близкие или тождественные наборы дискретных периодов близ 27^d наблюдаются в самых разных видах данных, таких как общее магнитное поле Солнца (Котов и Левицкий 1984), полярность межпланетного магнитного поля (Куллин и Обридо 1988; Тавасшерна и др. 1988) и S-компонента солнечного радиоизлучения на высоких частотах (Нестеров 1986; Андрианов и др. 1984). Одновременно были заново подвергнуты анализу традиционные показатели солнечной активности (Чистяков 1990) и геомагнитной возмущенности (Кейн 1986). Аналогичные явления были найдены в вариациях космических лучей (Базиловская и др. 1987). Важным результатом перечисленных исследований было обнаружение весьма сложной картины динамических изменений в упомянутом наборе дискретных периодов.

Приходится констатировать, что, несмотря на ощутимое увеличение наблюдательных данных, значительного прогресса в их теоретическом истолковании не последовало. В литературе можно встретить множество соображений, которые так или иначе связаны с двумя основными идеями:

1) совокупность периодов близ 27^d являются из-за того, что имеет место дискретная стратификация широтных зон дифференциального вращения Солнца;

2) наблюдаемый дискретный набор периодов возникает вследствие существования собственных инерционных осцилляций Солнца. Возвращающей силой для этих колебаний являются сила Кориолиса (аналог волн Россби в земной атмосфере). Волны захватываются в конвективной зоне, причем отражения и интерференция приводят к появлению стоячих волн (τ -моды). Стоячие волны оказывают влияние на конвекцию, что должно приводить к некоторым изменениям параметров фотосферы (вариациям напряженности фоновых магнитных полей). При этом образуется некоторый "узор", который согласно модели (Вольф и Близард 1986) дрейфует в сторону, противоположную вращению.

Идея о реальном существовании на Солнце инерционных колебаний привлекательна по многим причинам. Такие колебания, вообще, должны быть распространенным явлением для звезд класса Солнца (Джембовский и Косовичев 1987; Горкин и Косовичев 1988). τ -моды позволяют понять основные особенности спектров вариаций различных гелиофизических показателей, связанных с солнечной активностью и вращением (периоды $\approx 27^d$, $\approx 13.5^d$, $\approx 9^d$ и т.д.), наличие периодов близ 27^d , существенно меньших среднего периода вращения на гелиоэкваторе ($< 26^d 9$), а также парадоксальное "твердотельное вращение" активных долгот – в том числе, с периодами меньше кэрингтоновского периода $27^d 275$ (Бумба и Хейна 1990).

В нашем предыдущем сообщении (Бобова и др. 1990) была предпринята попытка обнаружить основные гармоника инерционных колебаний в геомагнитном АЕ-индексе. По разным причинам результат оказался не вполне однозначным. В частности, осталось совершенно неясным происхождение некоторых устойчивых периодов. Ниже излагаются результаты анализа более длительного ряда аа-индекса (Майо 1972) родственного АЕ-индексу.

2 Исходный материал и его обработка

аа – индекс строится по трехчасовым данным двух антиподальных обсерваторий (Гринвич и Мельбурн). Непрерывный ряд охватывает 115 лет (1968–1982). Данные в машиночитаемой форме были получены из МЦД Б (Москва). При их анализе важно ясно представлять, какие именно вариации отражают этот индекс. Подобно другим геомагнитным индексам, аа – индекс является мерой флуктуаций величины тока в ионосферной токовой системе. Величина тока может изменяться по двум причинам. Во-первых, вследствие вариаций разности потенциалов, что обусловлено, в конечном итоге, изменениями в электрическом поле системы "солнечный ветер" – магнитосфера. Вариации аа-индекса отражают в данном случае локальные изменения параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля в плоскости эклиптики. Хотя линии тока солнечного ветра в меридиональной плоскости неизвестны, все же представляется маловероятным, что в аа-индексе отражаются какие-либо пространственно-временные изменения солнечного ветра в зоне высоких гелиоширот. Из-за изменений гелиошироты Земли и известных различий в периодах дифференциального вращения по обе стороны гелиоэкватора, данные содержат неустраняемую полугодовую амплитудно-частотную модуляцию.

Вторая причина появления вариаций в рассматриваемом индексе обусловлена изменениями тока в токовых системах вследствие изменений ионосферной проводимости. Эти последние возникают из-за изменений электронной концентрации в связи с изменением потока ионизирующей волновой радиации (ультрафиолетовое излучение с длинами волн короче L_α , мягкое рентгеновское излучение). В данном случае ситуация вполне эквивалентна наблюдению всего солнечного диска на уровне фотосферы – хромосферы коротковолновым фотометром. Обе названные причины вариаций действуют совместно и независимо, причем для первой из них данные относятся к приэкваториальной зоне, для второй – ко всему диску.

Исходный ряд был подвержен фильтрации с целью подавления периодов большой длительности ($> 90^d$) и исключению длительных спорадических возмущений. Спектры строились, как правило, для односуточных значений, получаемых как отклонение от трехмесячных средних, нормированное на стандартное отклонение (вычисленное для того же интервала). Для построения спектров использовался метод наложения эпох с последующим вычислением коэффициентов Фурье (Рачковский 1983).

Периоды, обусловленные инерционными колебаниями, должны быть устойчивыми на довольно длительных интервалах времени. Основным методом их выделения было детальное сопоставление спектров, построенных на независимых частях анализируемого массива данных с помощью одной и той же процедуры. Для контроля подробному сравнению были подвергнуты спектры АЕ-индекса и aa-индекса, относящиеся к одному и тому же временному интервалу (9 лет). Было найдено, что спектры хорошо совпадают, включая мелкие детали.

3 Основные результаты

Панорамное изображение спектра во всем представляющем интерес диапазоне периодов показано на рис.1, чтобы иллюстрировать его важнейшие структурные особенности. Хорошо видны известные в других видах измерений мультиплеты $\simeq 28^d$, $\simeq 13^d 5$ и $\simeq 9^d 0$, $\simeq 7^d 0$. Характерно, что в области первого из них имеется довольно много периодов $26^d - 23^d$ (можно напомнить, что для средней кривой дифференциального вращения минимальный возможный период на гелиоэкваторе составляет $26^d 9$). Интересно отметить далее, что для совокупности всех линий в пределах мультиплета спектральные плотности близ периодов 28^d и $13^d 5$ вполне сопоставимы. В пределах мультиплетов видна "вторичная" однотипная структура. Рис.2 показывает масштабы изменений в спектрах при переходе от низкой солнечной активности к высокой (вековой цикл). При переходе от одного полувекового интервала к другому структура мультиплета в общих чертах сохраняется.

В табл.1 представлены цифровые данные, иллюстрирующие процедуру выделения устойчивых периодов для мультиплета $\simeq 28^d$. В первой колонке перечислены периоды, найденные в спектре для всего массива данных. В последующих трех - для неперекрывающихся интервалов времени около 40 лет (соответственно 1868-1902; 1903-1942; 1943-1982 гг.). Некоторое различие в критическом уровне 3σ для указанных интервалов не принималось во внимание. Период считается устойчивым и тождественным с "основным" списком (1-я колонка), если он обнаруживается по крайней мере в двух колонках, при этом, его значение отличается не более чем на $\pm 0^d 03$. Приведенная ошибка больше, чем обусловленная только спектральным разрешением, что учитывает наличие в спектрах относительно широких несимметричных линий. В последних двух колонках приведены для сравнения значения периодов, найденных цитируемыми авторами в других видах данных при сопоставимых интервалах времени (знак межпланетного магнитного поля и радиоизлучение на частоте 3.3 ГГц). Из рассмотрения таблицы 1 видно, что существуют периоды, устойчивые на протяжении более 100 лет и присутствующие в разных независимых видах измерений. Видимо, имеются периоды, присутствующие всегда - $29^d, 596; 27^d, 034; 26^d, 853; 25^d, 944$ и т.д.

Итогом проведенного анализа является табл.2, где представлен весь перечень устойчивых периодов в диапазоне $43^d - 24^d$. Возможно, что он является неполным. В отличие от большого числа эфемерных колебаний, присутствующих в рассматриваемых спектрах, именно периоды табл.2 должны содержать возможные периоды инерционных собственных колебаний Солнца.

4 Сопоставление с теоретическими данными

Периоды, соответствующие пространственному распределению г-мод при наблюдениях с Земли, описываются следующим соотношением (Вольф и Близард 1986):

$$\nu = m\nu_c \left[1 - \frac{2}{\ell(\ell+1)} \right] - \nu_c$$

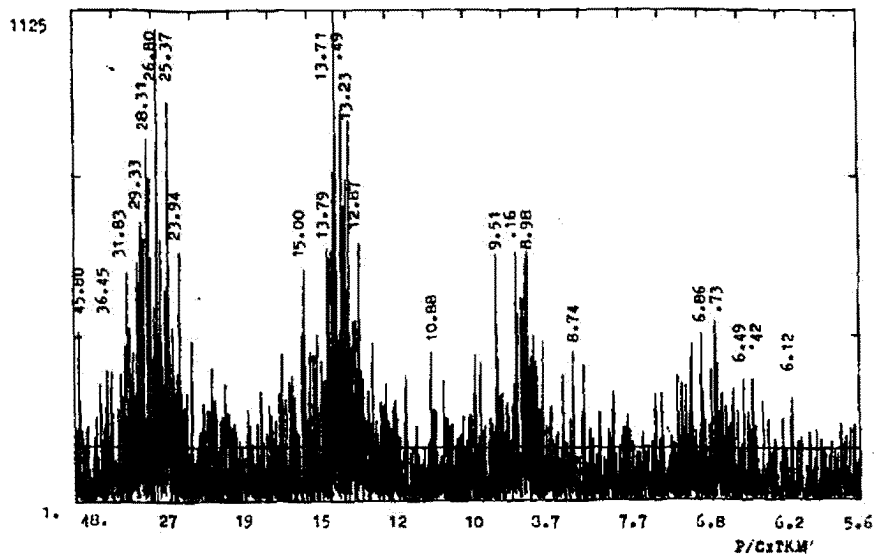


Рис. 1. Общий вид спектра мощности вариаций aa-индекса в диапазоне периодов $5^d - 48^d$ (115 лет). Ордината – спектральная плотность (условные единицы), абсцисса – периоды (сутки). Линия, почти параллельная абсциссе соответствует уровню 3σ . Только периоды с амплитудой спектральной плотности выше этого условного уровня, подлежали дальнейшему рассмотрению. Шаг по периоду = $1.2 \cdot 10^{-2}$ суток

Здесь ν_c – сидерическая частота вращения конвективной зоны, ν_e – частота, соответствующая орбитальному движению Земли ($31,69$ нГц); ℓ, m – номера сферических гармоник ($\ell = 1, 2, \dots, m = 1, 2, \dots$). Если принять, что период $42^d 61$ соответствует $\ell = 2, m = 1$ (как это сделали Вольф и Близард 1986), нетрудно получить набор периодов для основного мультиплета 28^d . Этот набор включает в себя, конечно, основные комбинационные частоты и учитывает расщепление, обусловленное годовым изменением гелиошироты Земли. Из соответствующего сопоставления можно убедиться, что полученная совокупность периодов не соответствует основным структурным особенностям рассматриваемого мультиплета: отсутствует большая группа линий близ $26^d - 25^d$. Упомянутые особенности можно в общих чертах воспроизвести, если допустить, что существует по крайней мере еще одно семейство таких же γ -мод. В качестве гармоники $\ell = 2, m = 1$ этого семейства можно выбрать устойчивый период $37^d 677$ ($\nu_c = 508$ нГц). Насколько полное соответствие при этом имеет место для более высоких гармоник (до $\ell = 15$) можно видеть из табл.3. Здесь вычисленные значения периодов сопоставляются с наблюдаемыми для трех величин параметра ν_c : использованное Вольфом и Близардом $\nu_c = 455$; $\nu_c = 444$ нГц, что соответствует стабильному периоду $43^d 739$; $\nu_c = 508$ нГц период ($\ell = 2; m = 1$) $37^d 679$. Из рассмотрения табл.3 следует, что во многих случаях предвычисленным значениям высоких гармоник ℓ можно подыскать близкие наблюдаемые значения периодов (с использованием табл.1,2). Однако, в общем согласии слабое: только в последнем случае среди сравниваемых значений периодов ощутимо присутствуют данные табл.2; наиболее стабильные периоды из этого списка отмечены значком (*).

5 Заключение

Изучение спектра вариации aa-индекса и последующее его сравнение с моделью инерционных колебаний позволяет сформулировать следующие основные выводы:

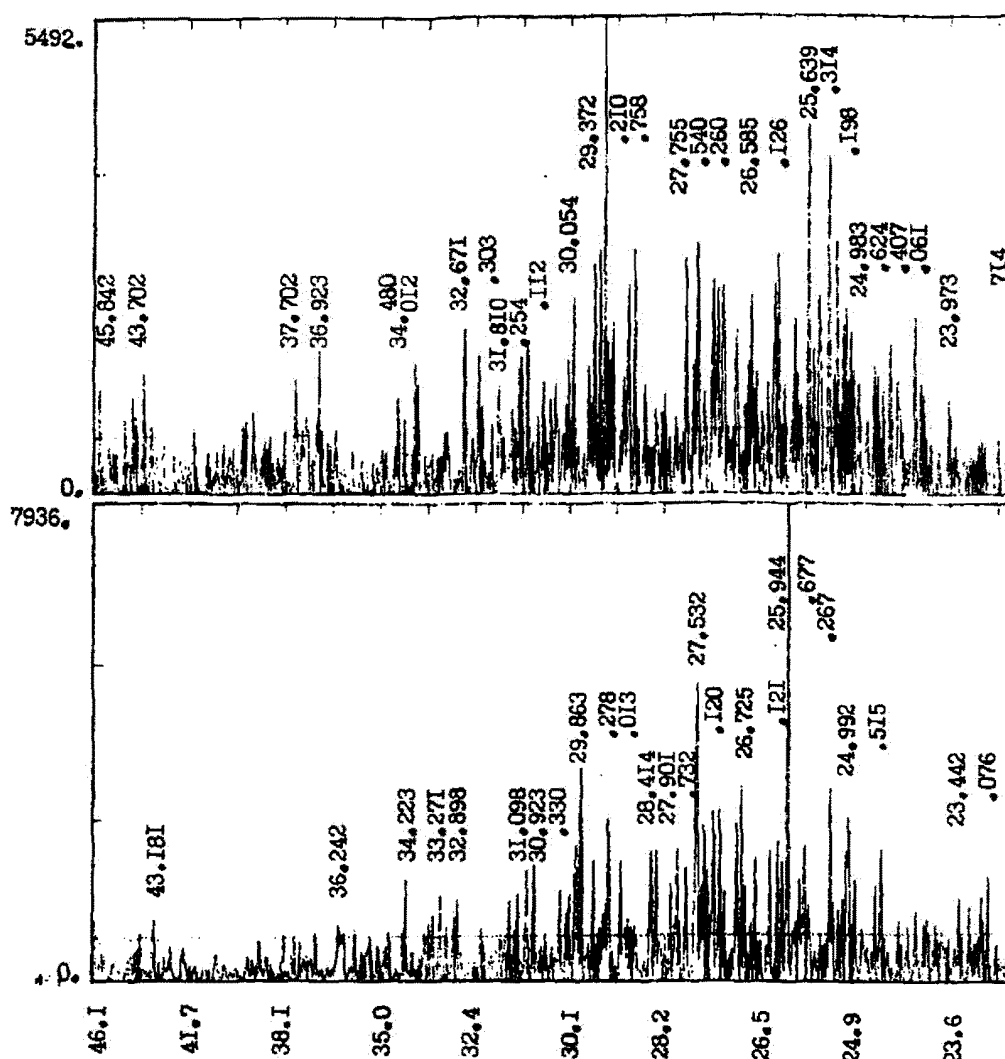


Рис. 2. Спектры мощности aa-индекса близ главного мультиплета $\approx 27^d$, построенные для двух отрезков времени по 56 лет: нижний график интервал 1868-1923 гг., верхний - 1926-1981 гг. (последний интервал включает в себя максимум векового цикла). Шаг по периоду = $7.5 \cdot 10^{-3}$ суток

1. Общие особенности структуры изученного спектра могут быть описаны моделью инерционных колебаний Солнца, предложенной Вольфом и Близардом (1986), причем мультиплеты 28^d , 13^d и 9^d соответствуют азимутальным числам $m = 1, 2, 3$.
2. Для описания структурных особенностей мультиплета необходимо предположить, что существует еще одно семейство γ -мод, либо их имеется вообще несколько.
3. С помощью простой процедуры сравнения спектров, построенных для независимых частей изученного массива данных, оказывается возможным выделить периоды, остающиеся стабильными в пределах ($\pm 0.1\%$) на протяжении столетия.
4. Сравнение вычисленных по модели (Вольф и Близард 1986) высоких гармоник инерционных осцилляций (до $\ell = 15$) с эмпирическими значениями периодов не выявило полного согласия. Отождествление гармоник следует, возможно, проводить с одновременным использованием устойчивых периодов в других мультиплетах.

Таблица 1.

N	Периоды в аа-индексе				ММП Радиоэл.	
	1868	1868	1903	1943	Kotov Levitsky	Nesterov 1986
	1982гг.	1902гг.	1942гг.	1982гг.	1984	
1	29.995					
2	.962					
3	.852		29.88			
4	.732			29.69		
5	.596	29.60	29.58	.59		
6	.486			.47		
7	.361		.34	.38	29.36	
8	.284	.30		.29		
9	.226		.22			
10	28.922	28.940	28.97		28.90	
11	.878		.88			
12	.761		.79	28.77	.79	28.74
13	.403		.39		.41	
14	.328	.30				
15	.230				.21	28.23
16		.10			28.09	
17	27.950			27.96		27.99
18	.891	27.88	27.91		27.87	
19	.752	.75	.76	.76		.76
20	.525	27.53	27.50	.53		
21	.457	.44			.48	
22	.415	.42	.43		.38	.47
23	.280		.29			
24	.235		.23	.18	.20	.25
25	.112	.10	.11		.13	
26	.034		.04	.03	.03	.04
27					26.95	
28	26.853	26.82	26.87	26.84	26.86	26.85
29	.799					
30	.726	.74	.74			.72
31	.576		.53	.57		
32	.507				.40	
33	.242	.24		.23		

N	Периоды в аа-индексе				ММП Радиоэл.	
	1868	1868	1903	1943	Kotov Levitsky	Nesterov 1986
	1982гг.	1902гг.	1942гг.	1982гг.	1984	
34	.174			.19		.16
35	.111	.12		.08	.08	.10
36	.034					
37	25.944	25.94	25.93			
38	.854			25.88		
39	.818					
40	.760		.72			
41	.681					
42	.636		.67	.64		
43	.563		.54	.57		
44	.460			.45		
45	.317			.31	25.37	
46	.270	.26				
47	.240					
48	.190		.21	.19		
49	.134					
50	.098		.09	.09		
51	.056					
52	.021	.02	.03			
53	24.980		24.97			
54	.947			24.95		24.84
55	.896	24.91	.87	.88		
56	.800			.80		
57	.760					
58	.732					
59	.708			.67		
60	.635					
61	.618	.61		.58		.62
62	.537					
63	.515	.51	.52	.52		
64	.405			.40		
65	.269	.25	.26			
66	.064		.08	.07		
67	.022					

Общее заключение проведенного анализа таково, что спектр аа-индекса обнаруживает несомненные признаки реального присутствия инерционных колебаний. Однако, конкретное отождествление определенных гармоник этих колебаний с наблюдаемыми периодами требует дополнительных исследований.

Таблица 2.

aa (сутки)	aa (сутки)
1 43.739 *	21 27.525 *
2 .200	22 .415
3 41.939	23 .112
4 37.677 *	24 .034 *
5 34.305 *	25 26.853 *
6 33.948	26 .728 *
7 .571	27 .574
8 .272	28 .242
9 .120	29 .111
10 32.474	30 25.944 *
11 31.511	31 .636
12 .094	32 .563
13 30.165	33 .190
14 29.598 *	34 .098 *
15 .368	35 .021
16 .284	36 24.980 *
17 28.922	37 .896
18 .761	38 .618
19 27.891	39 .515 *
20 .752	40 .264
	41 .064

Таблица 3.

m	l	$S_c = 455 \text{ nHz}$	$V_{cc} = 444 \text{ nHz}$	$V_{cc} = 508 \text{ nHz}$			
		aa	aa	aa			
1	2	42.61	42.707	43.79	43.739	37.69	37.677
	3	33.31	33.272	34.21	34.305	29.54	29.596
	4	30.64	30.750(?)	31.46	31.511	27.19	27.235
	5	29.45	29.486	30.24	30.119	26.15	26.174
	6	28.82	28.878	29.59	29.596	25.59	25.563
	7	.43	.403	29.19	.226	.25	.240
	8	.28	.328	28.94	28.922	.03	.021
	9	.01	-	.76	.761	24.88	24.896
	10	27.89	27.891	28.63	-	24.77	24.760
	11	.80	-	.54	-	.69	.708
	12	.72	.752	.46	-	.63	.635
	13	.67	-	.41	.403	.58	.618
	14	27.63	-	28.36	-	24.54	24.537
	15	.59	27.525	.33	28.328	.51	.515
	∞	27.30	27.280	28.00	27.950	24.30	24.269

Литература

- Андрианаов С.А., Ипатова Л.П., Яснов Л.В., 1986, Спектрально-временной анализ радиоизлучения Солнца в области 27 периода на 10 частотах 1986, Солнечные данные, N7, с.55.
- Базилевская Г.А., Вернова Е.С., Тясто М.И., 1987, Известия Академии Наук СССР, сер физ., 51, 1842.
- Бобова В.П., Владимирский Б.М., Пудовкин М.И., 1990, Поиск периодов инерционных колебаний Солнца в вариациях геофизических индексов, Магнитосферные исследования, 14, с. 86-95.
- Бумба В., Хейна Л., Геомагнетизм и Аэрономия, 1990, 30, N4, 663.
- Воробьева Г.П., Чистяков В.Ф., 1986, Периодичность вспышек и вращение Солнца, Солнечные данные, N9, с. 55.
- Вольф и Близард (Wolff C.L., Blizzard J.B.), 1986, Properties of r-Modes in the Sun., Solar Physics, 105, N1, 1.
- Вольф и Хикей (Wolff C.L., Hickey J.R.), 1987, Solar Irradiance Change and Special Longitudes due to r-modes, Science, 235, N4796, 1631.
- Горкин Л.В., Косовичев А.Г., 1988, Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв., Пространственная структура собственных колебаний Солнца, 80, 157.
- Джембовский и Косовичев (Dziembovski W., Kosovichev A.G.), 1987, Asta Astronomica, 37, 57.
- Котов В. А., Левицкий Л. С., 1984, Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв., Периодические изменения общего магнитного поля Солнца, 69, 90.
- Куклин Г.В., Обридко В.Н., 1988, Динамические и структурные характеристики ОМП Солнца, Физика СА, М., Наука, с.147-167.
- Кейн (Kane R.P.), 1986, Proc. Indian Acad. Sei. (Earth Planet.Sci), 95, N1, p.1.
- Майо (Mayaud P.N.), 1972, The aa-index a 100 year series charactering the magnetic activity, J.Geophysic.Res., 77, N34, 6870.
- Нестеров Н.С., 1986, Спектр мощности колебаний радиоизлучения и активные широтные зоны Солнца, Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв., 75, 67.

Рачковский Д.Н., 1983, Исследование влияния квазипериодичности на значимость результатов обработки астрономических данных по методу наложенных эпох, Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв., 71, 25.

Тавасшерна К.С., Макаров В.И., Петрова Л.И., 1988, О вращении структуры ММП в период 1926-1986 гг., Солн. данные, N2, с.84.

Модифицированный метод диаграммной модуляции и его применение при наблюдениях Солнца

Н.В. Баранов, А.Д. Гранат, М.А. Миронов, Л.И. Цветков

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 15 октября 1995 г.

Аннотация. Излагается методика диаграммной модуляции, реализованная на РТ-22 КрАО на волне 2.2 см в совокупности с нулевым методом приема на волнах 2.8 и 3.5 см. Многолучевой прием сигналов на трех волнах осуществляется с помощью специального устройства, выполняющего функции мультиплексера и суммарно-разностного моста. Кратко описываются схемы компоновки приемной аппаратуры. На ряде примеров демонстрируется применение разработанного аппаратного комплекса для повышения контраста радиоизображения локальных источников на Солнце, локализации источников радиовсплесков, ослабления влияния поглощения тропосферы и инструментальных эффектов при наблюдениях нестационарных процессов в солнечном радиоизлучении.

MODIFICATE METHOD OF A DIAGRAM MODULATION AND THE USING IT FOR THE SOLAR OBSERVATIONS, by N.V. Baranov, A.D. Granat, M.A. Mironov, L.I. Tsvetkov. The method of an antenna beam switching what adopted at RT-22 CAO at a wavelength of 2.2 cm in the aggregate with a quasi-zero regime measurements at the 2.8 and 3.5 cm wave-lengths is given. The multiple-beam receiving of the signals at the three waves is made by means of the multiplexer connected together with monopulse comparator. The installation diagrams of a radiometer equipment are described. This receiving system is used for the improvement of a contrast of the Sun radio image and the location of radio burst sources, for the attention of the troposphere fluctuations and the instrumental effects during of solar observations.

Ключевые слова: модифицированный метод – наблюдения Солнца

1 Введение

Вблизи минимума солнечной активности возникают благоприятные условия для изучения слабых повышений радиояркости Солнца, корональных дыр и пульсаций радиоизлучения, инициированных глобальными колебаниями. Гелиосейсмологические наблюдения, выполненные на радиотелескопе РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории в сантиметровом диапазоне волн, позволили получить некоторые доказательства проявления g -мод и p -мод осцилляций Солнца в модуляции его микроволнового излучения с относительными амплитудами 0.001–0.0001 (Цветков 1986; Цветков и др. 1989). При исследованиях слабых вариаций микроволнового солнечного излучения возникает необходимость исключения влияния флуктуаций тропосферы Земли. Как показано в (Белов и др. 1982) применение суммарно-разностной обработки принимаемых сигналов обеспечивает пространственную фильтрацию фона атмосферы и выделение локальных источников излучения. Суммарно-разностная обработка сигналов широко применяется в радиолокации (Бахрах и Воскресенский

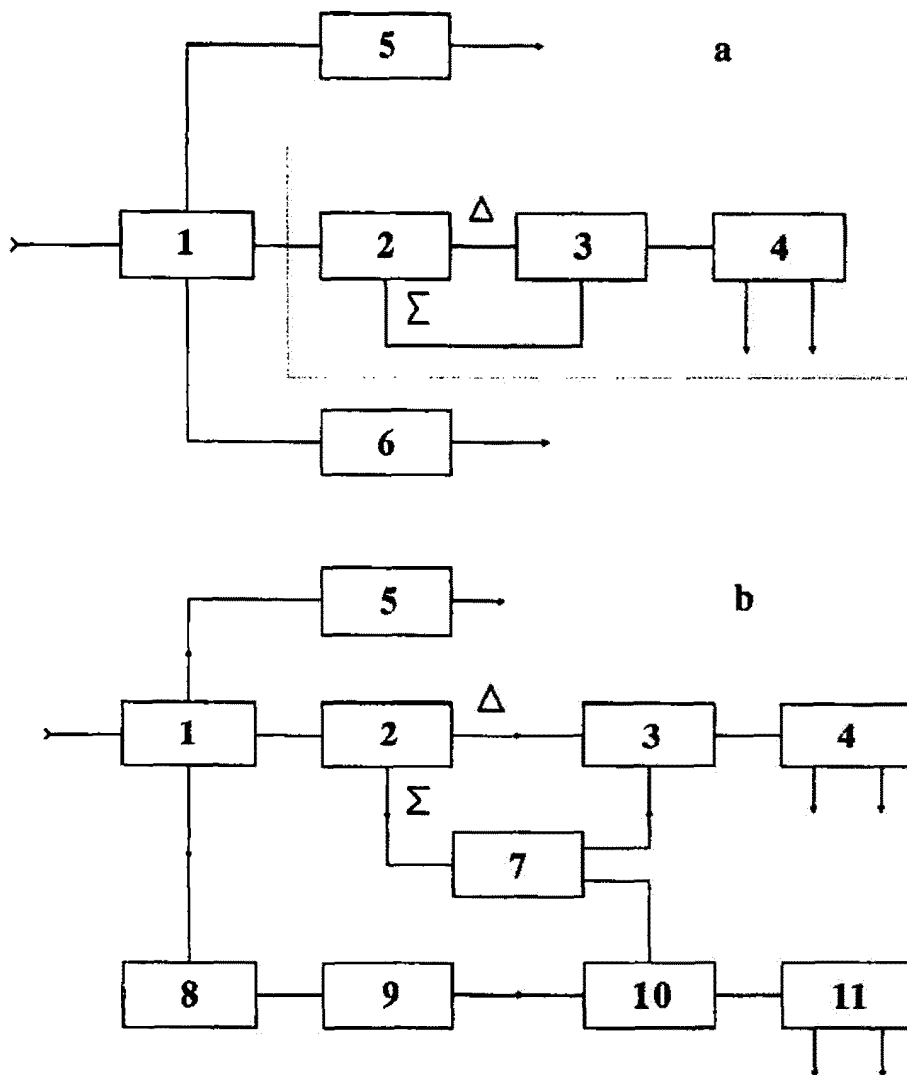


Рис. 1. (а,б) Структурные схемы измерений. 1 - мультиплексер, 2 - компаратор, 3 - модулятор, 4 - радиометр на волну 2.2 см, 5 - радиометр на волну 2.8 см, 6 - радиометр на волну 3.5 см, 7 - делитель мощности, 8 - плавный фазовращатель, 9 - фазовый модулятор, 10 - волноводный тройник, 11 - радиометр на волну 2.3 см.

1989), а также для решения ряда задач в радиоастрономии (Арбузов и др. 1976). Относительная новизна предлагаемого метода заключается в его применении на большом радиотелескопе, антенна которого оснащена современным широкополосным многомодовым облучателем, формирующим несколько типов осесимметричных диаграмм направленности. Применение многолучевой техники приема на больших радиотелескопах (Парийский и Верходаев 1993; Рейн 1988) рассматривается в настоящее время как наиболее перспективный способ улучшения наблюдательных возможностей крупных радиоастрономических инструментов.

В первом разделе статьи излагается методика переключения приема сигналов, принятых суммарной и разностной диаграммами направленности антенны радиотелескопа, в совокупности с нулевым методом приема сигналов на ряде волн сантиметрового диапазона. В последующих раз-

делах на оригинальных примерах продемонстрировано приложение метода для радиофизических исследований Солнца.

Здесь следует пояснить, что далее при изложении сути модифицированного метода диаграммной модуляции, мы также будем применять термин “метод суммарно-разностной обработки сигналов” – термин, более широко распространенный в радиолокации, чем в радиоастрономической практике.

2 Синтез диаграмм направленности антенны радиотелескопа, аппаратура и методика наблюдений

Существует широкий класс моноимпульсных антенных систем, в которых с одного раскрыва вместо одного луча одновременно формируется две-три так называемые суммарно-разностные диаграммы направленности (Бахрах и Воскресенский 1989). Для связи с искусственными спутниками Земли (ИСЗ) в последнее время широко применяются многомодовые моноимпульсные системы. В этих системах в качестве облучателей зеркальных антенн применяются скалярные конические рупора, возбуждаемые гибридными модами колебаний (Ву 1973). Для реализации суммарно-разностной обработки сигналов на РТ-22 КрАО нами была проведена модернизация существующих облучателей сантиметрового диапазона волн (Поздняков и Цветков 1992; Бахрах и др. 1973), которые были оснащены многомодовыми преобразователями (компараторами). Применяемые нами облучатели существенно отличаются от классического двухрупорного облучателя со щелевым мостом (Арбузов и др. 1976).

В течение 1992–1993 гг. на РТ-22 КрАО апробированы три варианта схемных решений. В антенных измерениях марта 1992 г. суммарная и разностная диаграммы направленности антенны на волне 2.2 см формировались широкополосным скалярным рупором (Поздняков и Цветков 1992), нагруженным на многомодовый компаратор. Структурная схема измерений представлена на рис. 1а (обведена пунктирной линией), где выходы компаратора обозначены Σ – для суммарного канала и Δ – для разностного канала.

Сигналы с выходов компаратора поступают на поляризатор, который может функционировать в качестве внешнего модулятора. Радиометр на волну 2.2 см имеет возможность работать как в режиме измерений полусуммы $(I_{\Sigma} + I_{\Delta})/2$ и полуразности $(I_{\Sigma} - I_{\Delta})/2$ мощностей сигналов, поступающих на каждый из входов внешнего модулятора, так и в режиме последовательного измерения этих мощностей. В апреле-мае 1992 г. применялась модифицированная схема измерений, изображенная на рис. 1а. Конструкция компаратора была выполнена по прототипу, описанному в (Пател 1988). Для совмещения приема сигналов из одного направления на трех волнах одновременно служит волноводный мультиплексер. Переходное затухание каналов мультиплексера на волнах 3.5; 2.8 и 2.2 см составляет 1.0, 1.5 и 2.0 дБ, соответственно. Модуляционные радиометры на волны 3.5 и 2.8 см взяты из комплекта четырехволнового поляриметра (Цветков и др. 1993).

В июле 1992 г. была испытана схема измерений, представленная на рис. 1б. Здесь половина мощности с выхода компаратора ответвляется в канал измерения поляризации радиоизлучения. Одно из плеч мультиплексера, настроенного на волну 2.3 см, было ортогонально плечу Σ компаратора. Далее применялась схема фазовой модуляции, традиционная в практике наших поляризационных измерений (Цветков и др. 1993). Модуляционные радиометры на волны 2.8 и 2.3 см взяты из комплекта четырехволнового поляриметра. Канал измерения поляризации мог настраиваться на регистрацию параметров Стокса V или Q . Вследствие того, что не удалось исключить взаимного влияния гетеродинов радиометров, измерения поляризации радиоизлучения локальных источников на волне 2.3 см и измерения методом диаграммной модуляции на волне 2.2 см велись последовательно.

Антенные измерения и сопоставление параметров обеих схем показали, что на ближайшую перспективу более предпочтительна схема, изображенная на рис. 1а. Наблюдения на РТ-22 в мае и августе 1993 г. были проведены с помощью приемной аппаратуры, скомпонованной по схеме рис. 1а. Модуляционные радиометры на волны 3.5 и 2.8 см позволили реализовать нулевой метод приема с

компенсацией сигнала от Солнца сигналом от внутреннего генератора шума (Цветков и др. 1993). На волне 2.2 см суммарно-разностная обработка принятых сигналов позволила реализовать дифференциальный метод измерений. Таким образом, из одного направления осуществлялся прием сигналов с угловым разрешением 6.0 и 5.0 угл. мин. на волнах 3.5 и 2.8 см и с угловым разрешением 4.0 угл. мин. на волне 2.2 см в режиме измерений по суммарному каналу. Разностная диаграмма направленности антенны на волне 2.2 см почти осесимметрична (с провалом в направлении главной оси) и имеет сечение по уровню 0.5 в виде кольца с внутренним угловым размером 1.8 угл. мин., а внешним 5.4 угл. мин. Расстояние между максимумами одномерного сечения разностной диаграммы направленности 3.8 угл. мин. Поскольку формы переключаемых диаграмм направленности антенны существенно отличаются, то при сканировании диска Солнца сигнал $(I_{\Sigma} - I_{\Delta})/2$ на выходе радиометра меняет знак вблизи краев диска, - возникает эффект "отрицательных" лепестков в отклике радиотелескопа на прохождение источника радиоизлучения через диаграмму направленности антенны. Уровень "отрицательных" лепестков зависит от соотношения мощностей, принятых суммарной и разностной диаграммами направленности I_{Σ}/I_{Δ} при наведении радиотелескопа на участок спокойного Солнца. Этот уровень может изменяться с помощью микроаттенуаторов, смонтированных в плечи модулятора (см. рис.1).

Чувствительность радиотелескопа РТ-22 на волнах 3.5; 2.8 и 2.2 см составляла 10-20 Ян. Это обстоятельство вынуждало настраивать систему облучения антенны только по наиболее мощным дискретным источникам радиоизлучения 3С144 и 3С461. Наблюдения источника 3С144, в частности, показали, что отклик антенной системы с суммарно-разностной обработкой сигнала эквивалентен отклику радиотелескопа на прохождение дискретного источника через диаграмму направленности с размерами 2.6×3.0 угл. мин. в угломерной и азимутальной плоскостях, соответственно. При оценках угловых размеров этого "синтезированного" луча использовались радиокарты источника 3С144, полученные на Боннском радиотелескопе на волне 2.0 см с разрешением 1 угл. мин. (Грин и др. 1975), а также методика, опубликованная в (Кузьмин и Соломонович 1964). Таким образом, на базе РТ-22 и приемной аппаратуры сантиметрового диапазона волн удалось реализовать антенную систему с многолучевым приемом и суммарно-разностной обработкой сигнала.

Процесс наблюдений и регистрации сигналов осуществлялся как с помощью автономной системы управления РТ-22 на базе ЭВМ "Электроника-60М" (Ларионов и др. 1986), так и с помощью измерительно-вычислительного комплекса ИВК-2 на базе ЭВМ СМ-4 и аппаратуры КАМАК (Моисеев и др. 1992). Комплекс функционировал в режимах картографирования и слежения за выбранными участками Солнца. Сбор информации производился последовательным опросом каналов радиометров (от 2-х до 5-ти, согласно рис.1) с дискретностью 1.3 с и записью данных на магнитный диск. Дальнейшая обработка данных наблюдений проводилась на ПЭВМ ИВМ РС-ХТ.

3 Повышение контраста радиоизображения локальных источников на Солнце

Как утверждается в (Белов и др. 1982), метод суммарно-разностной обработки принятых сигналов близок к оптимальному при фильтрации фона и выделении локальных источников. Поскольку размеры Солнца много больше диаграмм направленности антенны по суммарному и разностному каналам, то при вычитании сигналов, принятых по указанным каналам, постоянная составляющая излучения равна нулю в центре диска. Это справедливо при равенстве коэффициентов передачи обоих каналов. В нашем случае соотношение сигналов можно регулировать. В качестве примера на рис.2 представлены копии записей сканов диска Солнца на волне 2.2 см, выполненные в режиме диаграммной модуляции [кривые $(T_{a\Sigma} - T_{a\Delta})/2$ и $(T_{a\Sigma} + T_{a\Delta})/2$] и совмещенные с ними записи сканов диска Солнца суммарной и разностной диаграммами направленности (кривые $T_{a\Sigma}$ и $T_{a\Delta}$). Соотношение уровней сигналов в каналах $T_{a\Sigma}/T_{a\Delta}$ равно 2.5.

По верхней кривой видно, что контраст радиоизображения локальных источников $T_{a\Sigma}/T_{a\Delta}$ примерно в 1.5 раза выше при незначительном проявлении "отрицательных" лепестков "синтезированного" луча.

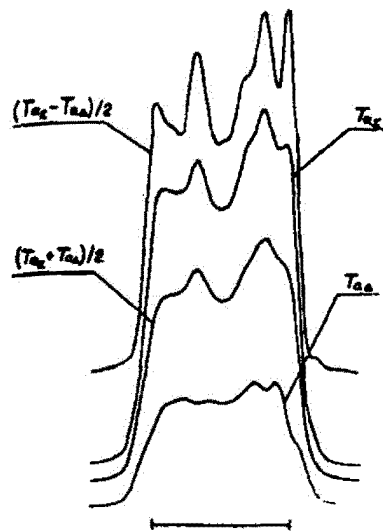
10.03.1992 . 10^h00^m - 10^h30^m UT

Рис. 2. Копии записей сканов диска Солнца на волне 2.2 см в режиме диаграммной модуляции. Соотношение $I_{\Sigma}/I_{\Delta} = 2.5$ при наведении антенны на центр диска Солнца. Внизу показан размер диска Солнца

4 Локализация источников всплесков.

Для определения параметров солнечной вспышечной плазмы по наблюдениям на РТ-22 КраО в сантиметровом диапазоне волн важно знать местоположение источников всплесков. Координаты слабых вспышек часто не совпадают с координатами максимума радиоизлучения локальных источников на Солнце. Поэтому значения потоков радиовсплесков, зарегистрированных на волнах 3.5; 2.8 и 2.2 см, будут зависеть от углового разрешения радиотелескопа на этих волнах. Суммарно-разностная обработка сигналов на волне 2.2 см, кроме того, позволяет сделать определенное заключение о местоположении источников всплесков по соотношению их интенсивностей и фаз в соответствующих каналах.

За четыре цикла наблюдений Солнца на РТ-22 с помощью описанной в первом разделе аппаратуры, нами зарегистрировано более десятка всплесков радиоизлучения. В качестве примера на рис.3 представлены записи радиоизлучения групп пятен, расположенных почти симметрично относительно центрального меридиана Солнца с координатами (E10, N18) и (W10, N15) в 5 : 00 UT 10.05.1993 г. Радиотелескоп сопровождал точку на диске Солнца с координатами (E2, N17), соответствующую центру тяжести радиоизлучения этих групп пятен.

На волнах 3.5 и 2.8 см (кривые "а", "б") записи сделаны компенсационным методом, а на волне 2.2 см (кривые "в", "г") – дифференциальным. Кривая "в" отражает изменения сигнала в канале $(I_{\Sigma} + I_{\Delta})/2$, а кривая "г" – изменения сигнала в канале $(I_{\Sigma} - I_{\Delta})/2$.

Из рис.3 видно, что на записях "а", "б", "в" микровсплеск с началом в 9 : 28 UT, предвестник в 9 : 47 UT и импульсный всплеск с максимумом в 10 : 05 UT записаны в виде повышенный уровня сигнала. В то же время, предвестник и импульсный всплеск на канале полуразности интенсивностей записаны как понижение сигнала. Таким образом, с определенной долей уверенности можно сказать, что первый микровсплеск возник в области, охватываемой "синтезированным" лучом ($\Theta_{\text{min}} \sim 3.0$ угл. мин.), а предвестник и импульсный всплеск, связанные с поярчением и вспышкой, возникли в области, охватываемой кольцом с внутренним размером ~ 2.0 угл. мин. и с внешним размером ~ 5.0 угл. мин. При наличии оптических данных можно будет точно установить местоположение вспышек: или они возникали в пределах одной группы пятен (E10, N15), или данное

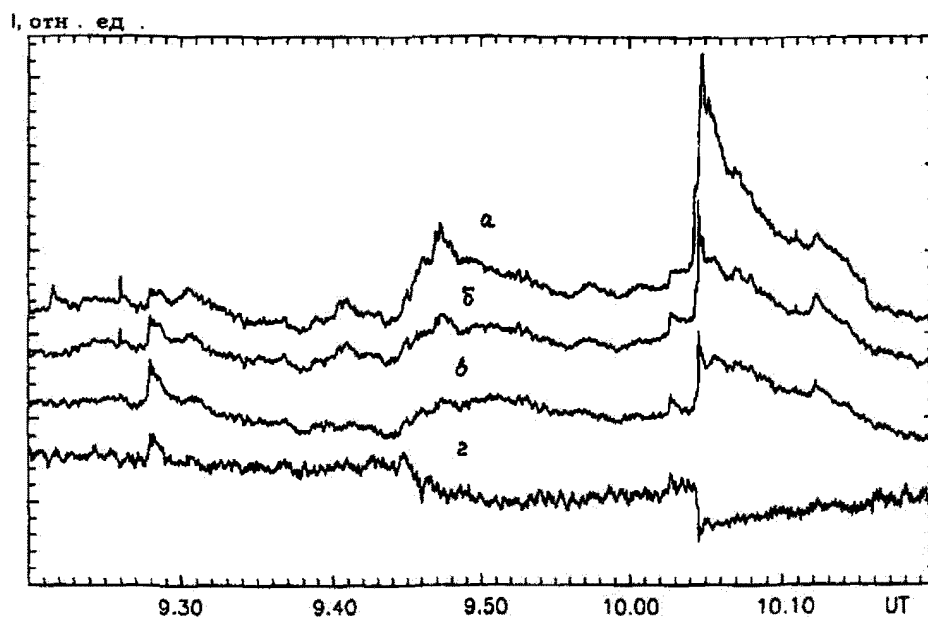


Рис. 3. Пример записи последовательности всплесков события 10.05.93 г. "а" – канал I 3.5 см; "б" – канал I 2.8 см; "в" – канал $(I_{\Sigma} + I_{\Delta})/2$ и "г" – канал $(I_{\Sigma} - I_{\Delta})/2$ для волны 2.2 см.

событие свидетельствует о взаимодействии двух активных областей – явлении, представляющем для нас определенный интерес (Баранов и Цветков 1994).

5 Ослабление влияния флуктуаций поглощения тропосферы и инструментальных флуктуаций при наблюдениях пульсаций радиоизлучения

При наблюдениях пульсаций микроволнового радиоизлучения Солнца в интервале периодов 1-10 мин. вариации поглощения водяных паров в атмосфере на высотах 2-5 км существенно превышают флуктуации коэффициента усиления радиометра. Поэтому дифференциальный метод измерения на волне 2.2 см, в совокупности с измерениями компенсационным методом на волнах 3.5 и 2.8 см позволяет ослабить влияние тропосферы при идентификации p -мод осцилляций Солнца и получать длительные ряды наблюдательных данных. Оценки эффективности дифференциального метода, выполненные по нескольким записям солнечного радиоизлучения на волне 2.2 см, показали, что влияние флуктуаций поглощения тропосферы ослабляется не менее, чем на порядок (Баранов и др. 1993). Это несколько хуже, чем в случае суммарно-разностной обработки сигналов в стандартной моноимпульсной антенне (Арбузов и др. 1976), поскольку при наблюдениях пульсаций радиоизлучения на РТ-22 проводилось выравнивание коэффициентов передачи каналов путем ввода затухания $\lesssim 3$ дБ в суммарный канал.

Здесь мы считаем возможным обсудить образцы записей радиоизлучения локального источника на Солнце 07. 05. 93 г., представленные на рис.4. Обозначения те же, что и на рис.3.

Наблюдения проводились в неблагоприятных погодных условиях: облачно, скорость ветра $\gtrsim 20$ м/сек. Пульсации радиоизлучения на волнах 3.5 и 2.8 см могут быть обусловлены не только предвсплесковыми вариациями излучения, но и влиянием флуктуаций поглощения тропосферы и собственными колебаниями конструкции радиотелескопа. По рис.4 видно, что колебания с периодом несколько минут более четко проявляются на канале с суммарно-разностной обработкой

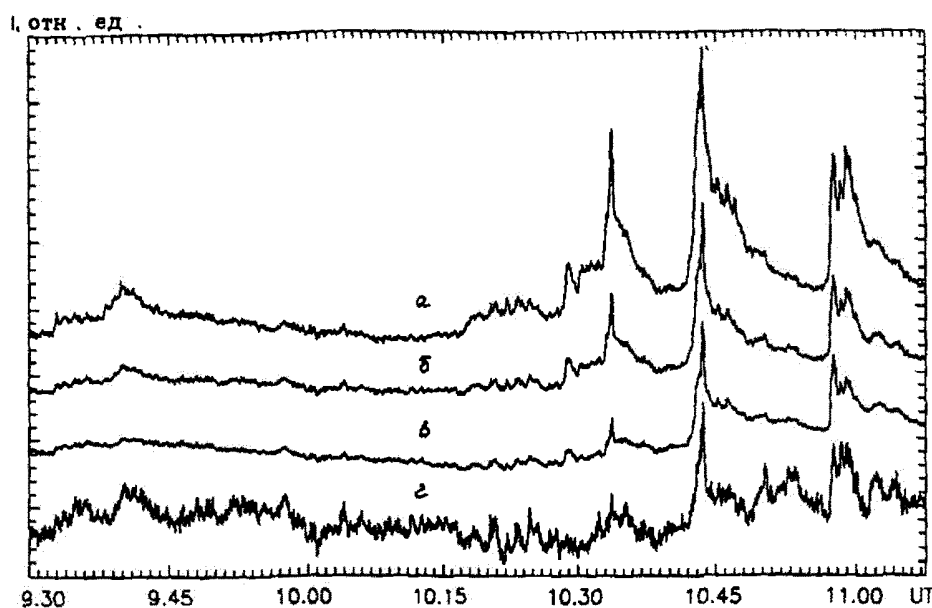


Рис. 4. То же, что на рис.3, для события 07.05.93 г.

сигналов на волне 2.2 см. Вторичная модуляция этих колебаний пульсациями радиоизлучения длительностью в несколько секунд обусловлена "рысканием" антенны радиотелескопа, исключение этого инструментального эффекта не представляет особых трудностей (Кисляков и др. 1992).

6 Обсуждение результатов

Как показали первые наблюдения, модифицированный метод диаграммной модуляции на РТ-22 и радиометрический комплекс сантиметрового диапазона волн, обеспечивающий его реализацию, успешно могут быть применены при исследовании слабых возмущений в солнечном радиоизлучении. Представленные нами результаты наблюдений демонстрируют преимущества этого метода при изучении параметров микроволновых всплесков, проблем модуляции радиоизлучения Солнца его глобальными колебаниями, структуры корональных дыр.

Реализация на РТ-22 КраО многолучевого приема на трех волнах сантиметрового диапазона с суммарно-разностной обработкой принимаемых сигналов, обладает определенным элементом новизны в радиоастрономических измерениях.

Спектрально-поляризационный анализ результатов наблюдений пульсаций солнечного радиоизлучения, позволит, на наш взгляд, выявить тип волн и параметры коронального резонатора, фильтрующего отдельные составляющие из спектра p -мод осцилляций Солнца. В мае и августе 1993 г. нами получен обширный наблюдательный материал по исследованию пульсаций радиоизлучения спокойного Солнца и слабых локальных источников. Результаты наблюдений предполагается обработать в ближайшем будущем.

Литература

- Арбузов С.И., Белов И.Ф., Фридман В.М., 1976, Изв. ВУЗов. Радиофизика, т. XIX, 11, 1630.
 Белов И.Ф., Дивакова Е.К., Фридман В.М., 1982, в: Тезисы доклада XIV Всесоюзной радиоастрономической конференции, под ред. Р.Х. Геворкян, Ереван, с.351.

- Бахрах Л.Д., Воскресенский Д.И., 1989, Проблемы антенной техники, М:Радио и связь, с.368.
- Бахрах Л.Д., Григорьева М.И., Ефанов В.А. и др., 1973, Изв. ВУЗов, Радиофизика, 14, 5, 675.
- Баранов Н.В., Цветков Л.И., 1994, Письма в АЖ, 20, N5, 388.
- Баранов Н.В., Гранат А.Д., Миронов М.А., Цветков Л.И., 1993, в: Тезисы докладов XXV Радио-астрономической конференции, под ред. В.А. Извековой, Пушино, с.210-211.
- Бу (Vu T.B.), 1973, Int.J.Electronics., 34, 4, 433.
- Грин и др. (Green A.J., Baker J.R., Landecker T.L.), 1975, Astron.Astrophys., 44, 1, 187.
- Кузьмин А.Д., Соломонович А.Е., 1964, Радиоастрономические методы измерений параметров антенн, М:Сов. Радио, с. 182.
- Кисляков А.Г., Носов В.И., Цветков Л.И., Поздняков М.М., Шевченко Г.И., 1992, Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв., 86, 167.
- Ларионов М.Г., Моисеев И.Г., Мясников А.Г. и др., 1986, в: Тезисы доклада XVII Всесоюзной радиоастрономической конференции, под ред. Г.Я. Смолькова, Иркутск, 1986, с.92-93.
- Моисеев И.Г., Нестеров Н.С., Никитин П.С., Стрелка И.Д., 1992, Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв., 85, 35.
- Парийский Ю.Н., Верходанов О.В., 1993, Препринт Специальной Астрофиз.Обсер., РАН, 90 СПб, 21.
- Поздняков М.М., Цветков Л.И., 1992, Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв., 84, 186.
- Пател (Patel P.D.), 1988, IEEE Proceedings., 135, 6, 381.
- Рейн (Rayne J.M.), 1988, Rev.Sci.Instrum., 59, 9, 1911.
- Цветков Л.И., 1986, Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв., 75, 77.
- Цветков Л.И., Пахомова О.А., Снегирев С.Д., 1989, Солнечные данные, 11, 77.
- Цветков Л.И., Миронов М.А., Поздняков М.М., Бачурин А.Ф., 1993, Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв., 88, 141.

Проявление хромосферных осцилляций в радиоизлучении Солнца на волне 3.3 мм

А.Г. Кисляков¹, В.И. Носов¹, Л.И. Цветков²

¹ НИИПФ РАН, 603600, Россия, г.Нижний Новгород, ГСП Ульянова 46

² Крымская Астрофизическая Обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 20 октября 1995 г.

Аннотация. Обсуждаются результаты наблюдений пульсаций радиоизлучения Солнца на волне 3.3 мм, выполненных на РТ-22 КраО в течение 1987–1991 гг. В вариациях радиоизлучения флоккулов, групп пятен и супергранул обнаружен ряд дискретных модуляционных частот, наиболее стабильные из которых имеют значения периодов 244 и 189 с. Спектральный состав пульсаций миллиметрового радиоизлучения интерпретируется как спектр биений продольных мод хромосферного резонатора типа эталона Фабри-Перо. В соответствии с известными моделями хромосферы рассчитана скорость медленных акустических волн, которая оказалась равной 10–40 км/с.

EXHIBITION OF CHROMOSPHERIC OSCILLATIONS IN SOLAR RADIOEMISSION AT 3-mm WAVELENGTH, by A.G. Kislyakov, V.I. Nosov, L.I. Tsvetkov. Results of observations of solar pulsations using the 22-m radio telescope of the Crimean Astrophysical Observatory at the 3-mm wavelength are presented. In variations of radioemission of flocculae, sunspots and supergranules are developed a set discrete modulation frequencies that more stable ones from them have periods 244 s and 189 s. The setting-up of the mm-wave emission pulsations are interpreted by the spectrum of longitudinal mode beatings of the chromospheric resonator as similiary as a Fabry-Perot etalon. Accordingly the well-know models of chromosphere has been calculated the velocities of acoustic slow waves which finded in interval 10–40 km/s.

Ключевые слова: хромосферные осцилляции – радиоизлучение Солнца

1 Введение

Исследования процессов возбуждения и трансформации волн в атмосфере Солнца по-прежнему актуальны. Прогресс в области гелиосейсмологии солнечных пятен связан с совершенствованием оптических методов наблюдений. В обзоре (Книр 1990) изложены результаты спектральных наблюдений осцилляций в пятнах, полутени пятен и соседних областях на фотосферном уровне, а также результаты внеатмосферных (на космических станциях) наблюдений колебательных движений в хромосфере и переходном (к короне) слое Солнца. Однако, по-прежнему остается неясной роль магнитного поля в колебаниях интенсивности и поля скоростей, важно уточнить соотношение амплитуд в интервалах 3-х – 5-минутных периодов, соотношение между амплитудами и фазами фотосферных и хромосферных осцилляций. Важно также знать механизм трансформации глобальных *p*-мод осцилляций и других типов волн в корону. Радиоастрономические наблюдения могут внести определенную ясность в понимание волновых процессов на Солнце. Так, в (Цветков и др.

1990; Цветков и Тарасова 1988) представлены некоторые доказательства проявления пятиминутных осцилляций в радиоизлучении Солнца на волне 22.5 мм по наблюдениям в 1985–1986 гг. В дальнейшем наблюдения пульсаций радиоизлучения Солнца были продолжены на волне 3.3 мм и первые результаты опубликованы в (Кисляков и др. 1990). Пространственный спектр радиогрануляции Солнца на волне 3.3 мм рассмотрен нами в (Кисляков и др. 1993), где выявлены характерные размеры источников излучения и их положение на карте крупномасштабных магнитных полей. Здесь рассматриваются результаты излучения вариаций радиогрануляции в интервале периодов 100–1000 с. Стабильные периоды колебаний радиояркости на волне 3.3 мм сопоставляются с параметрами хромосферных и корональных волн. Дается качественная модель возбуждения колебаний в хромосферном резонаторе типа Фабри-Перо в виде биений основных колебаний на кратных гармониках диапазона медленных акустических волн.

2 Наблюдения и обработка результатов

Наблюдения были выполнены в 1987–1991 гг. на РТ-22 КраО с помощью автоматизированного радиометрического комплекса на волне 3.3 мм, кратко описанного в (Кисляков и др. 1990, 1993), угловое разрешение телескопа на этой волне составляет 40 угл.сек. В июне 1987 г., октябре 1990 г. и апреле 1991 г. применялся однолучевой прием солнечного радиоизлучения. В мае 1988 г. проводились линейные сканы через центр диска Солнца, в мае 1989 г. применялась диаграммная модуляция с разнесением лучей на 5 угл.мин. При этом основные лепестки диаграммы направленности радиотелескопа располагались в азимутальной плоскости симметрично относительно геометрической оси телескопа. Один луч направлялся на локальные повышения радиояркости, связанные с флоккулами и группами пятен, а другой в близлежащие участки Солнца. Согласно бюллетеню "Солнечные данные", объектами наблюдений были следующие: 13; 14; 16 июня 1987 г. – группа пятен СД 100 и флоккул; 5–7, 10, 12 мая 1989 г. – группы пятен СД 159, 170, 171, 182 (без вспышек); 16–20 октября 1990 г. – группы пятен СД 402, 404, 405, 414 (вспышечно активные); 24 апреля 1991 г. – центр диска Солнца (слежение в течение 4 часов 36 минут); 16, 17 мая 1988 г. – радиогрануляция.

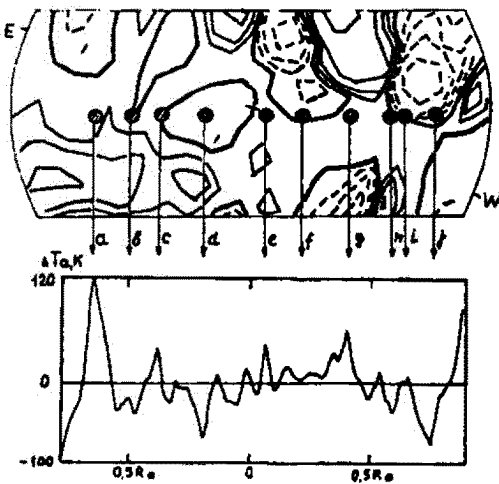


Рис.1. Сопоставление структуры магнитных полей с радиогрануляцией на волне 3.3 мм для 17.05.1988 г. Пояснения в тексте временной облачности режим диаграммной модуляции обеспечивает фильтрацию флуктуаций тропосферы не менее, чем в 10 раз.

Спектры мощности вариаций интенсивности радиоизлучения в частотном диапазоне 1–10 МГц рассчитывались методом быстрого преобразования Фурье по усеченным ($N = 80 \div 400$ отсчетов) массивам данных. Оценки достоверности гармонических составляющих в спектрах мощности колебаний проводились по методикам, описанным в (Кисляков и др. 1990; Цветков и Тарасова 1988). Методические исследования по обработке данных наблюдений (Кисляков и др. 1990) показали, что среднеквадратичные отклонения флуктуаций радиоизлучения Солнца при ясной безветренной погоде составляют ~ 1 К при $\tau = 1$ с. Полный размах исследуемых вариаций в интервале 1000–100 с находится в пределах (2–10) К. Оценка атмосферных эффектов при наблюдениях в однолучевом режиме и в режиме диаграммной модуляции делалась по усредненным спектрам мощности флуктуаций радиоизлучения, полученным в сходных погодных условиях. Интенсивность спектральных составляющих в ясную и облачную погоду отличаются на порядок для обоих режимов наблюдений. При переменной облачности режим диаграммной модуляции обеспечивает фильтрацию флуктуаций тропосферы не менее, чем в 10 раз.

Программа наблюдений 1988 г. содержала многократное сканирование по прямому восхождению α через центр диска в течение 120 минут с дискретностью 90 сек. Длина полосы сканирования 26 угл. мин., скорость сканирования $v_\alpha = 3$ угл.сек/с. Время скана $t_{sc} \sim 36$ с. Процедура наблюдений поясняется на рис.1. Наверху представлен фрагмент из магнитограммы (Solar Geophysical Data, Stanford magnetogram) за 17.05.1988 в 20^h39^m UT. Напомним, что здесь сплошными линиями изображены изолинии магнитного поля (+): N – полярности, штриховыми линиями – изолинии магнитного поля (-): S – полярности. Утолщенными линиями показаны нулевые линии магнитного поля. Заштрихованными кружками показаны площадки интегрирования $a, b, c \dots j$ размером $d \approx 50''$, выбранном с учетом ошибок сопровождения телескопа. Внизу представлено распределение радиояркости на волне 3.3 мм вдоль линии сканирования (линии расположения кружков) после низкочастотной фильтрации (вычитания среднего уровня радиоизлучения спокойного Солнца). Регистрация выполнена на момент 8:20:00 – 8:20:36 UT. По оси абсцисс отложено положение оси диаграммы направленности телескопа в радиусах R_\odot относительно центра со смещением, учитывающим разницу во времени наблюдений. По оси ординат – изменение радиояркости в значениях яркостной температуры ΔT_a К. Стрелками от десяти участков интегрирования указаны некоторые максимумы и минимумы в распределении радиояркости. Радиогрануляция на волне 3.3 мм для 17 мая 1988 г. (нижняя часть рис.1) соответствует результатам (Кисляков и др. 1993), где показано, что радиогрануляционная структура масштаба 40–90 угл.сек. наилучшим образом проявляется вдоль линии инверсии магнитного поля. Яркостная температура радиогрануляционных образований ~ 100 К.

3 Временной спектр радиогрануляции

Массивы данных, составленные из восьмидесяти значений ΔT_a для 10 площадок $a, b, c \dots j$ (см. рис.1), были подвергнуты спектральному анализу в диапазоне $1 \div 5.5$ мГц. Достоверные составляющие в спектрах мощности вариаций радиогрануляции отмечены черточками на рис.2, где представлена зависимость доминирующих частот от углового расположения площадок интегрирования в значениях солнечной долготы.

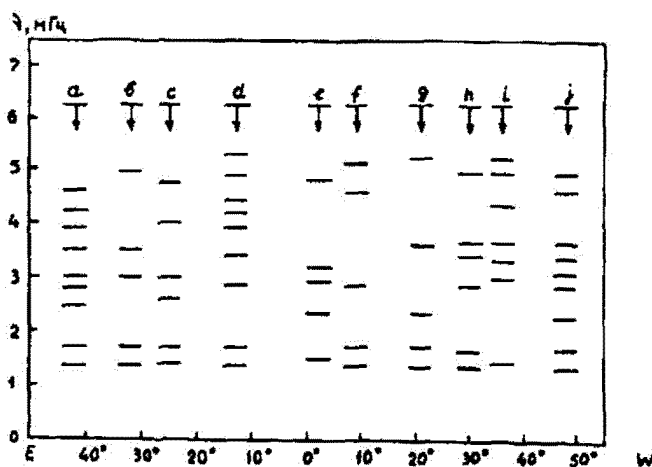


Рис.2. Зависимость доминирующих частот в спектрах мощности вариаций радиогрануляции от “долготы” расположения площадок интегрирования. Пояснения в тексте

В нашем распоряжении имеется информация, что на волне ~ 10 см это соотношение – 1:0.33:0.08 (Цветков и др. 1991). Таким образом, относительный вклад колебаний радиоизлучения с перио-

По оси ординат отложена частота гармонических составляющих ν в миллигерцах. Из рис.2 видно, что в локальных повышениях радиояркости спектр мощности вариаций менее насыщенный гармониками, чем в участках депрессии радиояркости, где так же более отчетливо проявляются гармоники в окрестности 3 мГц. Среднее расщепление в спектрах мощности здесь равно $266 \text{ мГц} \approx (4 \times 68 \text{ мГц})$.

Усредненные по 10 спектрам амплитуды вариаций радиогрануляции в частотных интервалах (1–2) мГц; (2.5–3.5) мГц и (4.5–5.5) мГц соотносятся как 1:0, 37:0.54. Сразу же заметим, что для минутных колебаний радиоизлучения спокойного Солнца на волне 22.5 мм (Цветков и Тарасова 1988) средние амплитуды колебаний в тех же интервалах соотносятся как 1:0.58:0.24.

дом ~ 3 мин существенно уменьшается при переходе от хромосферных к корональным уровням генерации радиоизлучения.

Целесообразно сопоставить спектры мощности вариаций радиоизлучения различных оптических образований на диске Солнца со спектрами осцилляций хромосферы и переходного слоя над пятнами. Результаты наших вычислений представлены в таблице. Диапазон исследуемых вариаций условно разбит на поддиапазоны $\Delta\nu = 0.5$ мГц.

Таблица 1. Частоты достоверных гармонических составляющих

Интервал $\Delta\nu$, мГц	июнь 1987 г.	май 1988 г.	май 1989 г.	октябрь 1990 г.	апрель 1991 г.	1985 – 1986 гг.	(Абделатиф); (Гурман)
1.0-1.5		1.36			1.30	1.373	
1.5-2.0		1.66		1.80	1.80	1.826	
2.0-2.5		2.30	2.00		2.30		
2.5-3.0		2.80		2.60	2.64; 2.80	2.685*	2.75
3.0-3.5	3.30	3.00; 3.30		3.10	3.10	3.308*	3.10; 3.40
3.5-4.0		3.60			3.60; 3.90	3.548	3.60; 3.85
4.0-4.5	4.10	4.20	4.10	4.10	4.10; 4.30	4.105	4.15
4.5-5.0		4.60; 4.95		4.70			
5.0-5.5	5.30	5.25	5.30	5.30	5.40	5.295*	5.25; 5.40
6.5-7.0			6.60			5.423	6.61
объекты набл.	Лок. пов. радио- набл.	радио- грануляция	Лок. пов. радио- набл.	Лок. пов. радио- набл.	Спокойное Солище	λ 22.5 мм Спок. Солищ.	Ti I 6304 Mg II 2795

В первых вертикальных столбцах помещены частоты достоверных и наиболее стабильных составляющих, проявившихся в спектрах мощности вариаций радиоизлучения по наблюдениям на РТ-22 в пяти циклах. Далее для сравнения приведены стабильные частоты из спектров мощности колебаний радиоизлучения на волне 22.5 мм (Цветков и Тарасова 1988), частоты осцилляций хромосферы (в линии Ti I 6304) (Абделатиф и др. 1986) и переходного слоя (линия Mg II 2795) (Гурман 1987). В нижней части таблицы указаны объекты наблюдений. Из таблицы следует, что, во-первых, в солнечном радиоизлучении на волне 3.3 мм областей над флоккулами и пятнами, а также в радиогрануляционных образованиях существуют стабильные гармоники на частотах ~ 4.1 мГц и 5.3 мГц. Во-вторых, многие осцилляции хромосферы и переходного уровня близки по периоду к вариациям в радиоизлучении. В-третьих, отчетливо проявляются поддиапазоны частот основных колебаний (1–2) мГц, их вторых (2.5–4.5) мГц и третьих гармоник (5.0–7.0) мГц. В-четвертых, некоторые составляющие колебаний радиоизлучения на волне 22.5 мм, отмеченные звездочкой, и близкие к ним по частоте гармоники вариаций миллиметрового радиоизлучения также проявляются в спектре глобальных р-мод осцилляций (Цветков и Тарасова 1988). Сопоставление амплитуд вариаций радиоизлучения по всем циклам наблюдений не представляется возможным, однако среднее значение амплитуды вариаций радиогрануляции ΔT_a , определенное по 10 спектрам мощности составляет 2.0 К в интервале 2.5–3.5 мГц. Согласно (Цветков и Тарасова 1988), средняя амплитуда колебаний радиоизлучения спокойного Солнца на волне 22.5 мм в том же интервале частот соответствует изменениям яркостной температуры источников на ± 0.7 К.

4 Спектр биений основных мод хромосферного резонатора

Модель хромосферного резонатора, предложенная Ю.Д.Жугждой и др. (см. например, Жугжда и др. (1985) и Жугжда и др. (1983)) упоминается в ряде публикаций (Книр 1990). В этой модели волны трансформируются из фотосферы в хромосферный резонатор, образованный в атмосфере между температурным минимумом и переходным слоем. Резонатор действует подобно эталону

Фабри-Перо. Модель позволяет диагностировать хромосферу над пятнами, например, величину $T_{\text{мин}}$ и температурный градиент в хромосфере через ширину линии, интенсивность и положение на оси частот резонансных пиков. Ранее полученные радиоастрономические результаты (Цветков и Тарасова 1988) и это исследование не подтверждают наличие фундаментальных частот резонансных колебаний в хромосфере (183, 161 и 145 с), однако, результаты наблюдений в миллиметровом диапазоне можно интерпретировать в рамках модели колебаний в резонаторе Фабри-Перо. При интерпретации будем полагаться на экспериментальные результаты исследования газовых лазеров (Беннет 1963), в конструкциях которых применяются эталоны Фабри-Перо. Фурье-спектр биений в квантовом генераторе содержит резонансные частоты $(c/2L)$; $2(c/2L)$ и $3(c/2L)$ и т.д., где c – скорость света, L – длина резонатора. Эти пики соответствуют разностям между четно-симметричными типами колебаний. В реальных устройствах имеет место расщепление основных пиков биений, которые обусловлены мощностью генерации и непараллельностью “зеркал” резонатора. Нам представляется возможным рассматривать спектральный состав вариаций миллиметрового излучения (см. таблицу) как спектр биений между основными частотами генерации. В условиях солнечной атмосферы “рабочее тело” генератора может сформироваться над местом стыка супергранул с радиальным направлением магнитного поля. “Зеркалами” резонатора служат слои с резким изменением электронной температуры. Согласно радиоастрономическим измерениям (Урпо и др. 1988) хромосферный резонатор простирается с высот $H \simeq 1400$ км до $H \simeq 2000$ км (для флоккулов) и до $H \simeq 3000$ км (для участков спокойного Солнца). Отсюда характерный размер резонатора $600 \div 1600$ км. В резонаторе возбуждаются медленные акустические волны с частотой $\omega_a = v_0/2H$, где v_0 – локальная скорость акустических волн. Согласно таблицы, область первых гармоник (1–2) мГц, следовательно $v_0 = 10 \div 40$ км/с. Здесь следует заметить, что спектр пульсаций радиоизлучения групп пятен (1,3,4 столбцы таблицы) смещен в сторону больших значений частоты. Это согласуется с понижением переходного слоя над пятнами (Гибсон 1977). Режим биений в хромосферном резонаторе обеспечивается, по-видимому, распространением и отражением медленных акустических волн. Полную диагностику хромосферы, вероятно, следует проводить по результатам исследования спектра биений с высоким частотным разрешением, для чего необходимы длительные ряды наблюдений. Совершенно очевидно, что основная частота генератора значительно выше. Предложенная качественная модель раскрывает возможности диагностики хромосферной плазмы по радиоастрономическим данным. Эта модель не противоречит представлениям о селективных свойствах хромосферного резонатора, а дополняет известные модели (Жугжда и др. 1985, 1983).

5 Выводы

Фурье-спектры пульсаций радиоизлучения на волне 3.3 мм содержат ряд дискретных гармоник со значениями периодов, близкими к периодам осцилляций фотосферы, хромосферы, переходного слоя и нижней короны. Наиболее стабильные периоды: 244 с и 189 с. Амплитуды пульсаций миллиметрового излучения в интервалах (1–2); (2.5–3.5) и (4.5–5.5) мГц соотносятся как 1:0.37:0.54.

Обнаружены поддиапазоны первых, вторых и третьих гармоник пульсаций миллиметрового излучения, что позволяет интерпретировать Фурье-спектр пульсаций как спектр биений продольных мод в хромосферном резонаторе. Скорость медленных акустических волн в таком резонаторе, рассчитанная по модели (Урпо и др. 1988) лежит в интервале 10–40 км/с.

Анализ временного спектра пульсаций миллиметрового радиоизлучения солнца подтверждает выводы работ (Цветков и др. 1990; Цветков и Тарасова 1988) и вселяет уверенность в том, что гелиосейсмологические исследования можно проводить вполне доступными радиоастрономическими методами.

Литература

Абделатиф и др. (Abdelatif T.E., Lites B.W., Thomas J.H.), 1986, *Astrophys.J.*, **311**, 368.

- Беннет, 1963, в: Сб. статей под ред. Жаботинского М.Е. и Шмакова Т.А., М.: Изд. Иностран.Л., с.207-242.
- Гурман (Gurman J.V.), 1987, *Solar Phys.*, **108**, 61.
- Гибсон Э., 1977, *Спокойное Солнце*, М: Мир, с.404.
- Жугжда и др. (Zhugzda Y.D., Losans V., Staude J.), 1985, *Astron.Astrophys.*, **143**, 201.
- Жугжда и др. (Zhugzda Y.D., Losans V., Staude J.), 1983, *Solar Phys.*, **82**, 369.
- Кисляков А.Г., Носов В.И., Цветков Л.И., 1993, *Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв.*, **87**, 44.
- Кисляков А.Г., Носов В.И., Цветков Л.И., 1990, *Кинематика и физика небесных тел*, **6**, N4, 36.
- Книр (Kneer F.), 1990, *Publication of Debrecen Heliophysical observatory*, **7**, 277.
- Урпо С., Моисеев И.Г., Хильдебрант Й., Крюгер А., 1988, *Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв.*, **80**, 142.
- Цветков Л.И., Пахомова О.А., Снегирев С.Д., 1990, *Солнечные данные*, **11**, 77.
- Цветков Л.И., Тарасова Т.Н., 1988, *Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв.*, **80**, 130.
- Цветков Л.И., Новиков А.М., Руднев Ю.Ф. и др., 1991, в: Тезисы докладов. 5-й научный семинар рабочей группы "Волны в атмосфере Солнца", Иркутск, с.22.

К вопросу о резонансных свойствах Солнечной системы

А.К. Панкратов, В.Я. Нарманский, Н.С. Черныш, А.П. Корниенко, Б.М. Владимирский

НПП "Гелиоритм", Украина, Крым, Симферопольский Университет, Крымская астрофизическая обсерватория

Поступила в редакцию 20 марта 1992 г.

Аннотация. Обнаружено, что периоды осевого вращения Юпитера, Сатурна и Урана находятся в целочисленном отношении с периодами орбитального движения их систем спутников. Отклонения от целочисленности в большинстве случаев не превышают 10^{-3} . Если минимизировать эти отклонения, возможно уточнение периодов вращения упомянутых планет. Для Юпитера уточненный период составляет $9^h 55^m 34^s.62$, что очень близко к периоду в системе долгот III, но не совпадает с ним. Если предположить, что вращение Солнца синхронизовано с обращением планет подобно тому, как это имеет место в системах Юпитера, Сатурна и Урана, то наиболее вероятный период синодического вращения Солнца составляет $27^d 3833$ (что не совпадает с кэррингтоновским периодом). Этот период следует, видимо, считать периодом вращения дна конвективной зоны. Имеющиеся наблюдательные данные не позволяют непосредственно найти указанный период из-за наличия сложной картины движений на уровне фотосферы.

ABOUT RESONANCE AFFINITY OF SOLAR SYSTEM, by *A.K. Pankratov, V.Ya. Narmansky, N.S. Chernysh, A.P. Kornienko and B.M. Vladimirovsky*. It is revealed that the periods of axial rotation of Jupiter, Saturn and Uran are in integer relations with the orbital periods of the systems of their satellites. The deviations from these integer relations are not more than 10^{-3} for the most cases. The more precise determination of the rotational periods of these planets are possible if to minimize abovementioned deviations. The more precise period of Jupiter is $9^h 55^m 34^s.62$. It is very nearly to the period of the system of longitudes 111 but it is not coincide with it. It is possible to assume that the rotation of the Sun is synchronized with the orbital motion of the planets as for satellite's systems of Jupiter – Saturn – Uran. The most probable value of the sinodic period is $27^d 3833$ (it is not coincide with the Carrington period). This period is probably the rotational period of the bottom of convective zone. There are no possibilities to find out this period directly taking into account the complisity of the motions at the photospheric level.

Ключевые слова: Солнечная система, резонансы

1 Введение

Хорошо известная особенность Солнечной системы – наличие разного рода соизмеримостей, резонансов в параметрах движения планет и их спутников. Даже орбиты спорадических метеоров, как недавно выяснилось, обнаруживают те же свойства. Рассмотрению и обсуждению всех этих вопросов посвящена обширная литература (см. в качестве обзора Альфвен и Аррениус 1975).

Для теоретического описания упомянутых явлений предложено немало идей и конкретных моделей. Особый интерес вызывают, естественно, те из них, которые носят общий характер, ибо резонансы и соизмеримости известны и вне Солнечной системы. Такими общими концепциями являются, например, представление о "максимальной резонансности" Солнечной системы (Молчанов 1966) или попытка развить особую феноменологическую "мегаквантовую механику" (Чечельницкий 1980). Весьма важным является также вопрос о степени вовлеченности в общий синхронный режим колебательных движений системы центрального тела - Солнца (Козелов 1977).

Несмотря на большую литературу, изучение резонансных свойств Солнечной системы отнюдь не исчерпано. Ниже представлены некоторые дополнительные данные о жесткой взаимной согласованности вращения Юпитера, Сатурна и Урана с орбитальным движением их спутников. Обнаруженные закономерности позволяют высказать предположение о возможном синхронном вращении Солнца относительно орбитального движения планет.

2 Синхронизация вращения Юпитера, Сатурна и Урана с орбитальным движением их спутников

Припишем галилеевским спутникам Юпитера Ио, Европе, Ганимеду и Каллисто индексы соответственно 1,2,3 и 4, а центральному телу - индекс 0. Синодический период вращения Юпитера относительно i -го спутника получен из соотношения $1/T_{oi} = 1/T_0 - 1/T_i$, цифровые данные взяты из соответствующей справочной литературы (Аллен 1985). Оказывается, что период парных соединений Европы - Каллисто T₂₃ подчиняется следующим целочисленным соотношениям (в скобках приведены значения отклонения от целочисленности, %) $T_{23} = 7^d 050927$ (земных суток) $= 2 \cdot T_{12}(0.00004) = 3 \cdot T_{13}(0.00003) = 13 \cdot T_{01}(0.46) = 15 \cdot T_{02}(0.40) = 16 \cdot T_{03}(0.37) = 17 \cdot T_0(0.28)$. Здесь в качестве T_0 взята величина $9^h 55^m 40^s$. Как видно, Юпитер за 7 суток совершает ровно 13 оборотов относительно Ио, 15 оборотов относительно Европы, 16 оборотов относительно Ганимеда и 17 оборотов относительно звезд. Относительно Каллисто Юпитер совершает 16,5 оборотов. Это не снижает общности результата, так как целое число оборотов (33), имеет место за $2 \cdot T_{23}$. Среди множества соотношений, связывающих T_i и T_{ij} , есть замечательные. Так, $P = 112^d 81485$ (земных суток) $= 32 \cdot T_{12}(0.00002) = 48 \cdot T_{13}(0.0000) = 57 \cdot T_{14}(0.015) = 16 \cdot T_{23}(0.00002) = 25 \cdot T_{24}(0.034) = 9 \cdot T_{34}(0.094) = 209 \cdot T_{01}(-0.021) = 241 \cdot T_{02}(-0.018) = 257 \cdot T_{03}(-0.017) = 266 \cdot T_{04}(-0.013)$.

Здесь, как и выше было использовано $T_0 = 9^h 55^m 40^s$. Минимизируем погрешности при T_{oi} , изменив надлежащим образом величину T_0 .

При $T_0 = 9^h 55^m 34^s 62$ получаем:

$$P = 112^d 81485 = 209 \cdot T_{01}(-0.0009) = 241 \cdot T_{02}(-0.0008) = 257 \cdot T_{03}(-0.0007) = 266 \cdot T_{04}(+0.0025).$$

Среднеарифметическое по четырем значениям T_{oi} отношение менее 0.0001%. При отбрасывании 0°02 это среднее увеличивается более чем на порядок. Уточненный период довольно близок к периоду системы долгот III: $T_{III} = 9^h 55^m 29^s 37$. Можно напомнить, что эта система долгот связана с магнитным полем планеты и, вероятно, позволяет более точно вычислить реальный период вращения твердой части по сравнению с системой долгот, привязанной к атмосфере (где имеет место сложная система циркуляции). Хотя упомянутый период и был принят IAU, как уже отмечалось Л.В. Ксанфомалити (1978), он должен быть несколько увеличен и, возможно, отличается от приведенной выше уточненной величины менее, чем 5^s .

Использованный выше прием уточнения периода эффективен, когда этот период уже достаточно точно известен из каких-либо независимых наблюдений. Для Сатурна ситуация сложнее: по деталям экваториального пояса период вращения составляет $10^h 14^m$, для умеренных широт эта величина достигает $10^h 38^m$. Для такого широкого диапазона периодов существует, как можно убедиться, по меньшей мере три набора целочисленных соотношений, отвечающих трем точным значениям периодов. Если принять, что твердотельное вращение имеет период более близкий к экваториальному, тогда следует, возможно, отдать предпочтение значению $\approx 10^h 20^m$. Используя ту же систему обозначений - индексы 1, 2 ... 6 теперь будут относиться соответственно к Мимасу,

Энцеладе, Тефии, Дионе, Рее и Титану, имеем:

$$38 \cdot T_{01}(-0.043) = 48 \cdot T_{02}(-0.086) = 54 \cdot T_{03}(-0.030) = 59 \cdot T_{04}(-0.115) = 68 \cdot T_{06}(+0.067) = 70 \cdot T_0(-0.095).$$

В скобках преобладают отрицательные отклонения. Поэтому, после их минимизации получаем несколько меньшее значение $T_0 = 10^h 19^m 46^s$. Дальнейшее уточнение проведем в два этапа. В-первых, для интервала $P = 1083^d 785$ имеем:

$$1150 \cdot T_1(0.0000) = 792 \cdot T_2(-0.0053) = 574 \cdot T_3(+0.0172) = 396 \cdot T_4(-0.0031) = 240 \cdot T_5(-0.0383) = 68 \cdot T_6(-0.0466) = 359 \cdot T_{12}(+0.0116) = 576 \cdot T_{13}(-0.0172) = 754 \cdot T_{14}(+0.0016) = 910 \cdot T_{15}(+0.0101) = 1082 \cdot T_{16}(+0.0029) = 217 \cdot T_{23}(-0.0648) = 395 \cdot T_{24}(-0.0075) = 551 \cdot T_{25}(+0.0091) = 723 \cdot T_{26}(-0.0014) = 178 \cdot T_{34}(+0.0625) = 334 \cdot T_{35}(+0.0572) = 506 \cdot T_{36}(+0.0258) = 156 \cdot T_{45}(+0.0511) = 328 \cdot T_{46}(+0.0059) = 172 \cdot T_{56}(-0.0350).$$

Минимизируя эти отклонения, уточним сначала величину P . Для нового значения $P = 1083^d 767$, среднее отклонение составляет теперь 0.001%. Далее, во-вторых, уточняем T_0 :

$$P = 1083, 767 = 1368 \cdot T_{01}(+0.0075) = 1727 \cdot T_{02}(+0.0080) = 1944 \cdot T_{03}(-0.0003) = 2122 \cdot T_{04}(+0.0048) = 2278 \cdot T_{05}(+0.0078) = 2450 \cdot T_{06}(+0.0047) = 2518 \cdot T_0(+0.0033) \text{ при } T_0 = 10^h 19^m 46^s.$$

Минимизируя отклонения при T_{oi} , получаем $T_0 = 10^h 19^m 47^s 53$ (среднее значение отклонений от целочисленности составляет менее 0.0001%).

Рассмотрим, наконец, систему Урана (индексы 1,2,3 и 4 относятся в данном случае к Ариэлю, Умбриэлю, Титании и Оберону). Если в качестве T_0 взять период $17^h 24$, найденный по повторению радиовсплесков [9], то оказывается, что

$$T_{23} = 7.90905 = 8 \cdot T_{01}(-1, 6) = 9 \cdot T_{02}(+1, 1) = 10 \cdot T_{03}(+1, 0) = 11 \cdot T_0(+0.1).$$

Среди множества соотношений, связывающих между собой T_i и T_{ij} , есть, как и в предыдущих случаях, замечательное. Так

$$P = 862^d 006 = 243 \cdot T_{13}(0.0000) = 342 \cdot T_1(+0.0041) = 208 \cdot T_2(+0.0019) = 99 \cdot T_3(+0.0143) = 64 \cdot T_4(+0.0414) = 134 \cdot T_{12}(+0.0076) = 278 \cdot T_{14}(-0.0044) = 109 \cdot T_{23}(-0.0094) = 144 \cdot T_{24}(-0.0158) = 350 \cdot T_{34}(-0.0352).$$

Минимизируем сначала отклонения для уточнения P . При $P = 862^d 002$ среднее отклонение не превышает 0.0001%. Далее,

$$P = 862^d 002 = 858 \cdot T_{01}(-0.0012) = 992 \cdot T_{02}(-0.0001) = 1101 \cdot T_{03}(-0.0010) = 1136 \cdot T_{04}(-0.0021) = 1200 \cdot T_0(+0.0002).$$

Наконец, минимизируя эти отклонения, находим $T_0 = 17^h 14^m 23^s 42$ причем среднее отклонение от целочисленности опять не превышает 0.0001%. Для периода $T_0 = 16^h 5$ полученного из наблюдений с "Вояжера 2" имеем:

$$T_{23} = 7.90905 = 8.4 \cdot T_{01} = 9.6 \cdot T_{02} = 10.6 \cdot T_{03} = 11.5 \cdot T_0.$$

При попытке переписать это соотношение в целых числах, мы опять приходим к периоду $17^h 24^m$, уже рассмотренному выше. Таким образом, период $16^h 5$ не соответствует резонансной структуре системы Урана и, видимо, включает в себя эффекты циркуляции атмосферы на уровне облачного слоя.

3 Возможная синхронизация вращения Солнца с орбитальным движением планет

Если обращение спутников синхронизовано с вращением их центральных тел, то вполне правомерна постановка вопроса о возможности синхронизации вращения Солнца с обращением планет Солнечной системы. Как известно, взаимное перемещение планет жестко синхронизовано. Иллюстрацией этого может служить следующая таблица (обозначения остаются теми же но индексы 1,2,3... теперь относятся к планетам).

Таблица 1.

P_k	P_k/T_{12}	P_k/T_{13}	P_k/T_{23}	P_k/T_1	P_k/T_2	P_k/T
2896.91	20(0.2)	25(0)	5(0.8)	33(0.2)	13(0.8)	8(0.9)
4055.67	28(0.2)	35(0)	7(0.8)	46(0.2)	18(0.3)	11(0.9)
4750.93	33(0.5)	41(0)	8(1.7)	54(0.02)	21(0.7)	13(0.06)
6952.58	48(0.2)	60(0)	12(0.8)	79(0.05)	31(0.2)	19(0.2)
7648.83	53(0.2)	66(0)	13(0.8)	87(0.08)	34(0.1)	21(0.3)
8806.60	61(0.2)	76(0)	15(0.6)	100(0.1)	39(0.5)	24(0.5)
10544.74	73(0.08)	91(0)	18(0.4)	120(0.1)	47(0.2)	29(0.5)
11008.25	76(0.2)	95(0)	19(0.8)	125(0.1)	49(0.02)	30(0.5)
14600.41	101(0.005)	126(0)	25(0.02)	166(0.02)	65(0.04)	40(0.07)
22711.75	157(0.07)	196(0)	39(0.3)	258(0.07)	101(0.08)	62(0.3)
26303.91	182(0.03)	227(0)	45(0.1)	299(0.005)	117(0.06)	72(0.02)

Замечательным является соотношение

$$P_{60} = 21550^d 010 = 240 \cdot T_{15}(0.0000) = 245 \cdot T_1(0.01) = 96 \cdot T_2(0.1) = 59 \cdot T_3(0.0007) = 5 \cdot T_5(0.6) = 2 \cdot T_6(0.2) = 149 \cdot T_{12}(0.05) = 186 \cdot T_{13}(0.02) = 243 \cdot T_{16}(0.02) = 33 \cdot T_{23}(0.3) = 91 \cdot T_{25}(0.08) = 94 \cdot T_{26}(0.1) = 54 \cdot T_{35}(0.05) = 57 \cdot T_{36}(0.004) = 3 \cdot T_{56}(1).$$

$$P_{60} = 601 \cdot T_{01}(+0.016) = 750 \cdot T_{02}(+0.022) = 787 \cdot T_{03}(+0.009) = 841 \cdot T_{05}(+0.012) = 844 \cdot T_{06}(+0.008) = 846 \cdot T_0(+0.008).$$

Эти соотношения были открыты, видимо, в глубокой древности. Они служат основой известного восточного 60-летнего календаря животных, имеющих глубокий экологический смысл. В P_{60} содержится более двух десятков периодов, так что по истечении этого цикла характерные ситуации в солнечной системе в значительной степени воспроизводятся.

Еще одним замечательным примером синхронизации взаимных движений является вовлеченность в общий синхронный режим движения перемещений - вращений Луны. В Табл.2 представлены некоторые из периодов P_k , которые практически нацело делятся на сидерический период обращения Луны T_m , а также Венеры T_2 и Земли T_3 и на синодические периоды T_{23} , T_{m3} , T_{m2} (эти последние следует понимать как получаемые формально из известного соотношения $1/T_{ij} = 1/T_i - 1/T_j$

Особый интерес представляет для нас период $P = 3 \cdot T_{12}$. Он замечателен тем, что в течение его Солнце совершает ровно 16 кэррингтоновских оборотов. Если T_0 - сидерический период вращения Солнца, а T_{0i} - его синодические периоды относительно i -ой планеты, имеем $P = 433,6934 = 3 \cdot T_{12}(0.00) = 12 \cdot T_{01}(+1.31) = 15 \cdot T_{02}(+1.05) = 16 \cdot T_{03}(-0.63) = 17 \cdot T_{05}(-0.07) = 17 \cdot T_{06}(+0.28) = 17 \cdot T_0(+0.51)$.

Процентные отклонения от целых чисел достигают минимума при $T_{03} = 27^d 38$. Применяя процедуру уточнения, аналогичную использованной в предыдущем разделе к P_{60} , можно получить $T_{03} = 27^d 3833$. При этом среднее отклонение уменьшается до $+0.00016\%$, а при $T_{03} = 27^d 3834$ оно меняет знак и составляет -0.00022% .

Конечно, остается неясным является ли этот период истинным "твердотельным" периодом вращения Солнца. Общеизвестно, что поверхность Солнца на уровне фотосферы участвует в сложном циркуляционно-пульсационном движении. Например, для фотосферных магнитных полей общая картина вращения Солнца - дифференциальная или твердотельная - зависит от принятой процедуры обработки наблюдательных данных (Стенфло 1990). Твердотельное вращение так называемых "активных долгот" является, скорее всего, проявлением инерционных глобальных осцилляций Солнца (Вольф и Близзард 1986) и представляет собой дрейф системы стоячих волн (γ -

То есть, спустя интервал времени P_k к очередному соединению некоторой пары планет ij проходит целое число синодических и сидерических периодов обращения планет данной группы. Конечно, соотношения, аналогичны приведенным выше, можно получить и с включением внешних планет.

Таблица 2.

P_k	P_k/T_m	P_k/T_2	P_k/T_3	P_k/T_2	P_k/T_3	P_k/T_{23}
1801.37	66(0.1)	8(0.2)	5(1.4)	58(0.2)	61(0)	3(3)
4045.69	148(0.05)	18(0.03)	11(0.7)	130(0.06)	137(0)	7(1)
4724.89	173(0.04)	21(0.2)	13(0.5)	152(0.07)	160(0)	8(1)
6969.22	255(0.03)	31(0.05)	19(0.5)	224(0.03)	236(0)	12(0.6)
9892.75	362(0.03)	44(0.06)	27(0.3)	318(0.02)	335(0)	17(0.4)
10571.95	387(0.02)	47(0.1)	29(0.2)	340(0.03)	358(0)	18(0.6)
12816.27	469(0.02)	57(0.07)	35(0.3)	412(0.02)	434(0)	22(0.3)
13495.48	494(0.01)	60(0.1)	37(0.2)	434(0.03)	457(0)	23(0.5)
15739.80	576(0.02)	70(0.07)	43(0.2)	506(0.01)	533(0)	27(0.2)

моды). Синхронизованный период вращения Солнца – с точки зрения авторов его существование представляется весьма вероятным – должен быть периодом вращения дна конвективной зоны. К сожалению, найденное точное значение периода пока не представляется возможным проверить сравнением с наблюдениями. Соответствующие косвенные данные весьма неточные. Они не позволяют также выбрать значение периода однозначно: попадание на ближайший соседний набор целых чисел привело бы к изменению периода вращения Солнца на $0^d 0348 (50^m)$.

4 Выводы

Приведенные данные и соображения позволяют сформулировать следующие основные заключения:

1. Имеются дополнительные аргументы в пользу представления о жесткой согласованности обращения планет вокруг Солнца. В это согласованное движение включено и обращение Луны вокруг Земли.
2. Для систем Юпитера, Сатурна и Урана осевое вращение центрального тела тесно согласовано с обращением спутников. К известным периодам вращения центральных тел, таким образом, можно придти, исходя из известных периодов обращения их спутников. В некоторых случаях периоды осевого вращения могут быть уточнены.
3. Представления о резонансности Солнечной системы, рассматриваемые до сих пор как гипотетические, могут стать рабочим инструментом в исследовании ее динамики и эволюции. В частности, вполне вероятно, что вращение Солнца жестко согласовано с обращением планет. При этом, можно найти точное значение периода вращения, которое следует отнести к вращению на уровне дна конвективной зоны.

Благодарности. Авторы признательны главному специалисту НПП "Электрон" В.А. Гавриленко за постоянные консультации по программному обеспечению вычислений.

Литература

- Альфвен Х., Арениус Г., 1975, Структура и эволюционная история Солнечной системы. Киев. Наукова думка, с.331.
- Аллен (Allen C.W.), 1985, Astrophysical quantities. London.
- Вольф, Блиггард (Wolf C.I., Blizard J.B.), 1986, Solar Physics, 105, 1.
- Козелов В.П., 1977, в кн. Физические основы прогнозирования магнитосферных возмущений. Л.Наука, с.86-147.
- Ксанфомалити Л.В., 1978, Планеты, открытые заново. М. Наука, с.152.
- Молчанов А.М., 1966, ДАН СССР, 168, 284.
- Стенфло (Stenflo J.O.), 1990, Astron. and Astrophysics, 233, 220.
- Чечельницкий А.М., 1986, в кн. Динамика космических аппаратов и исследование космического пространства. М. Машиностроение, с.56-76.

***BVR*-фотометрия компактных объектов вблизи ядер активных галактик: NGC 1275, NGC 7469, Mrk 290, Mrk 298, 3C 120, 3C 390.3**

И.И. Проник, В.В. Прокофьева, Л.М. Шарипова

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 13 ноября 1995 г.

Аннотация. Определены *BVR* величины шести компактных объектов, расположенных вблизи активных галактик NGC 1275, NGC 7469, Mrk 290, Mrk 298, 3C 120, 3C 390.3. Наблюдения получены в цветовой системе Джонсона на телевизионном комплексе 50-см телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Звездные величины и показатели цвета компактных объектов заключены в пределах $16^m 00 \leq V \leq 19^m 86$; $-0^m 10 \leq (B - V) \leq 1^m 08$; $0^m 95 \leq (V - R) \leq 1^m 65$. Сопоставление на двухцветной диаграмме положений компактных объектов и звезд разных спектральных типов и классов светимости, а также галактик разных морфологических типов и шаровых скоплений показало, что объекты, по-видимому, содержат звезды как поздних, так и ранних спектральных классов. Наши данные не противоречат ранее высказанным предположениям о том, что компактные объекты принадлежат активным галактикам. Абсолютные величины пяти из них оказались практически одинаковыми $M_v \sim -18^m 5$, а у объекта 3C 390.3 – на величину слабее.

BVR – PHOTOMETRY OF COMPACT OBJECTS NEAR THE NUCLEI OF ACTIVE GALAXIES NGC 1275, NGC 7469, Mrk 290, Mrk 298, 3C 120, 3C 390.3, by I.I. Pronik, V.V. Prokof'eva, L.M. Sharipova. *BVR* – photometrical observations of compact objects near the nuclei of active galaxies NGC 1275, NGC 7469, Mrk 290, Mrk 298, 3C 120, 3C 390.3 are obtained on TV-complex of 0,5-metre telescope of Crimean astrophysical observatory. Stellar magnitudes and colour index of this objects are calculated in the Johnson system. They are: $16^m 00 \leq V \leq 19^m 86$; $-0^m 10 \leq B - V \leq 1^m 08$; $0^m 95 \leq V - R \leq 1^m 65$. Comparison of the positions of the compact objects on two-colour diagram with the positions of the stars of different spectral types, galaxies of different morphological types and globular clusters permit to suppose that objects contain stars both the late and early spectral types. Our data do not contradict the previous supposition that the compact objects belong to the host galaxies. Absolute magnitudes of five compact objects are equal to $M_v \sim -18^m 5$ and of the object of 3C 390.3 is one magnitude weaker.

Ключевые слова: ядро активной галактики, хозяйские галактики с активными ядрами

1 Введение

Проблема особенностей родительских галактик, содержащих сейфертовские ядра была поставлена, по-видимому, Вокулерами (1968), которые обратили внимание на то, что почти все яркие представители этого типа являются членами пар или групп галактик. Было высказано предположение, что сейфертовские ядра образуются на определенном этапе эволюции галактик, содержащих в

основном звезды старого населения типа G и K (Проник 1972). Засов и Лютый (1973) обнаружили высокий градиент яркости центральных областей сейфертовских галактик, который сочетается с наличием ультрафиолетового избытка излучения этих областей, обусловленного взрывом звездообразования в современную эпоху (Засов и Лютый 1981; Неизвестный 1988). Свойства родительских галактик, содержащих активные ядра, обсуждались многосторонне Адамсон (1977) и Рисом (1978), Баликом и Хекманом (1982), Фрике и Коллашным (1989), Засовым и Неизвестным (1989) и другими. Новые исследования в этой области, основанные на большом наблюдательном материале, представлены в ряде статей Виттлом (1992,а,б,с). Установлено, что для этих галактик характерно нарушение регулярной структуры, которая несет следы гравитационного взаимодействия. Важными факторами, определяющими эту структуру, могут быть как процессы накопления массы на центральную область и ядро (наблюдаются случаи, которые можно интерпретировать, как слияние объектов), так и выбросы материи из ядер. У ряда активных галактик Виттл обнаружил существенные отклонения от вириальных скоростей. Такие отклонения стимулируют нестабильность дисков галактик, которая сопровождается падением материи на центр галактики, а это в свою очередь способствует современному звездообразованию вокруг ядер, а также генерации сейфертовских ядер. При этом возможны нарушения регулярной структуры самих родительских галактик. Нарушения структуры и поля скоростей объясняют взаимодействием со спутником, но иногда таких спутников нет. Метик и Проник предполагают, что в последних случаях "возмутителями" могут быть компактные объекты, расположенные вблизи ядер галактик (Метик и Проник 1976, 1977, 1979, 1981, 1990; Проник и Метик 1981, 1988, 1990; Афанасьев и Проник 1980).

Таблица 1. Характеристики избранных активных галактик и их компактных объектов

Галактика	z	M _v	Тип ядра по		R, мпс	Число парсек в 1"	r, сек дуги	Ссылки
			Верон-Цети, Верон (1984)	Хачикян, Видман (1974)				
NGC 1275	0.017	-21 ^m 6	BL Lac	Sy2	70	350	7"	Метик и Проник (1976,1979) Проник и Метик (1988,1990)
NGC 7469	0.017	-21.1	Sy 1	Sy1	70	350	14	Метик и Проник (1990) Проник и Метик (1990)
Mrk 290	0.029	-20.4	Sy1	Sy1	120	550	7	Метик и Проник (1976) Проник и Метик (1981,1990)
Mrk 298	0.034	-20.4	III	Sy2	130	650	36	Амбарцумян и Шахбазян (1957); Воронцов-Вельяминов (1972); Бербидж и др. (19636) Стоктон (1972) Метик и Проник (1977); Проник и Метик (1990)
3C 120	0.033	-20.5	Sy1	Sy1	130	650	22	Данная работа
3C 390.3	0.057	-21.4	Sy1	Sy1	220	1100	36	Бабаджаниянц и др. (1981) Барышев (1985)

Здесь мы рассмотрим компактные объекты вблизи ядер шести активных галактик, сведения о которых помещены в столбцах таблицы 1: 1 - название галактики; 2 - красное смещение - z; 3 - абсолютная звездная величина - M_v, по Верон-Цети, Верону (1984); 4,5 - тип активного ядра по Верон-Цети, Верону (1984), Хачикяну, Видману (1974); расстояние до галактики - R; 7 - число парсек в 1 секунде дуги на расстоянии галактики; 8 - расстояние компактного объекта от ядра галактики - r, в секундах дуги; 9 - ссылки на источники, в которых упоминается связь компактного

объекта с близлежащей галактикой. Было принято $H = 75$ км/с·Мпс. На рис.1 представлены карты объектов.

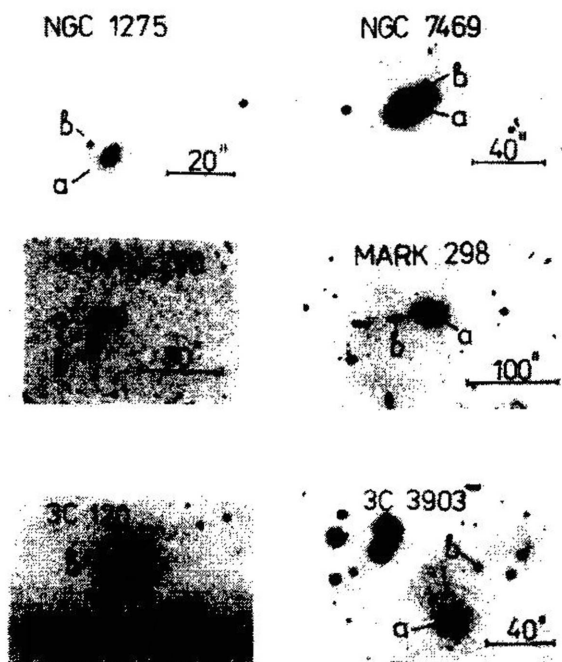


Рис. 1. Карты для отождествления компактных объектов, расположенных около активных галактик; NGC 1275 – копия карты, опубликованной Бербиджами (1965); NGC 7469 – копия карты из работы Бербидж и др. (1963а); Маркарян 290 – карта, полученная с фильтром 7100\AA (Метик и Проник 1976); Маркарян 298 – копия карты, полученной Бааде (Бербидж и др. 1963б); 3C 120 – копия карты, опубликованной Арпом (1968); 3C 390.3 – карта получена Бабаджаняном и др. (1981) на 6-м телескопе. а – ядро галактики, б – компактный объект

2 Данные, характеризующие связь компактных объектов с галактиками

Из таблицы 1 следует, что все выбранные галактики – известные гигантские и хорошо изученные системы. Данные, позволяющие предполагать связь компактных объектов с активными галактиками, а также противоречащие этой связи, были собраны нами из литературы.

NGC 1275. Гигантская галактика – ядро скопления галактик в Персее. Она имеет много peculiarных особенностей. Среди них выделяют две системы газа, размером, близким размеру самой галактики, имеющие разные лучевые скорости – 5000 км/с и 8000 км/с. Системы газа были обнаружены Минковским (1957) и исследовались многими авторами – Бербиджами (1965), Рубин и др. (1977) и другими. Лучевая скорость первой системы газа как раз совпадает с лучевой скоростью галактики NGC 1275.

О компактном объекте, как о звезде нашей Галактики, известно из работы Минковского (1968). В настоящее время большинство исследователей приводят много аргументов в пользу того, что объект является звездой нашей Галактики. Одним из главных таких аргументов является факт наличия в его спектре линии поглощения H и K, Ca^+ нулевой лучевой скорости. В частности, Рубин и др. (1977), любезно прислала нам копии спектров объекта, полученные на 5-м телескопе, где ясно видно, что эти линии совпадают с такими же линиями в спектре ночного неба. Хьюге

и др. (1989) провели многоцветную BVJHK фотометрию этого объекта – показатели цвета его оказались близкими показателям цвета звезд типа F8-G2.

Наблюдения, проведенные на горе Майданак при изображении 0'7, показали, что в фотометрической системе В объект по размеру не отличается от звезд (Дудинов и др. 1990). Хьюге и Робсон (1991) получили инфракрасное изображение и спектр объекта в области длин волн 3600–4600 Å. Они считают, что их материал однозначно свидетельствует о том, что объект – звезда спектрального класса F4–F6.

Предположение о том, что компактный объект может принадлежать системе галактики NGC 1275, было высказано Метик, Проник (1976). По данным многоцветной фотометрии было получено распределение энергии в спектре объекта. При этом оказалось, что в нем есть полоса поглощения в области длин волн 4900–5300 Å, напоминающая полосу поглощения MgH в спектрах dK звезд. Спектры объекта и окружающих его областей галактики были получены на 6-м телескопе. Они показали, что спектральный тип объекта разный в голубой и красной областях (Метик и Проник 1979, 1987; Афанасьев и Проник 1980; Проник и Метик 1988, 1990). В спектре объекта высокого спектрального разрешения, опубликованном Хьюге и Робсоном (1991), Метик и Проник (1996) наряду с линиями поглощения H ϵ , H δ и K Ca⁺ нулевого красного смещения обнаружили такие же линии красного смещения галактики NGC 1275.

Спектры области, окружающей объект, также необычны. Интенсивность линий [OII] 3727, H β , [OIII] 4959+5007, H α , [NII] 6584 в спектре газа высокой скорости ($V_r \sim 8000$ км/с), расположенного к западу от объекта, увеличивается при приближении к объекту. Радиальные скорости газа низкой скорости ($V_r \sim 5000$ км/с) в этой же области галактики NGC 1275 непрерывно возрастают при приближении к объекту. Вблизи самого объекта увеличение скорости достигает 600 км/с. Это явление напоминает ситуацию, как будто объект “тянет” волокна газа низкой скорости в сторону волокон газа высокой скорости.

Радиоструктура галактики NGC 1275 на волнах 18–73 см также оказалась нарушенной в позиционном угле, в котором расположен компактный объект вблизи ядра: в этом позиционном угле существует изогнутая цепочка радиосгустков, проходящая точно через компактный объект (Проник и Матвиенко 1990).

NGC 7469 = MCG 1-58-25 = Арп 298 – спиральная галактика с кольцом бурного звездообразования около сейфертовского ядра (Вилсон и др. 1991). Имеет спутника – неправильную галактику IC 5283 (Бербидж и др. 1963,а). Область центрального звездообразования подробно исследовалась в оптическом и радиодиапазонах (Бербидж и др. 1963 а; Барбьери и др. 1977; Кути Рок и др. 1984; Улвестад и др. 1981; Хекман 1986; Метик и Проник 1990). Де Робертис, Погг (1986) считали, что компактный объект – звезда нашей Галактики, хотя никаких аргументов в пользу этого представления не привели.

Предположение, что компактный объект, расположенный на конце западной яркой спиральной ветви, принадлежит галактике NGC 7469, было высказано Метик, Проник (1990). Они показали, что в структуре этой галактики как в оптике, так и в радиодиапазоне есть особенности, которые позволяют предполагать существование взаимодействия галактики со звездообразным объектом. Западная спиральная ветвь делает крутой излом в сторону этого объекта и заканчивается этим объектом. Радиоизофоты на волне 6 см. показывают вытянутость в направлении этого объекта. Газовые образования вблизи объекта имеют относительные интенсивности эмиссионных линий в спектрах их излучения [NII]/H α и [OIII]/H β характерные для спектров туманностей ударного возбуждения, что может служить указанием на сильные ударные волны, развивающиеся в районе взаимодействия компактного объекта с галактикой.

Спектры компактного объекта, полученные на 6-м телескопе в области длин волн 3700–7000 Å, показали, что в них нет ни ярких линий излучения, ни ярких линий поглощения. В оптической области спектр имеет признаки раннего спектрального типа.

Mrk 290. Согласно исследованию Мак Кенти (1990) это галактика эллипсоидальной формы с отношением осей $b/a = 1.0$. Структура ее аморфная, взаимодействия с другими объектами не наблюдается. Предположение о связи Mrk 290 и компактного объекта, расположенного на юго-востоке вблизи этой галактики, было высказано Метик и Проник (1976). По данным многоцвет-

ной фотометрии были обнаружены следы взаимодействия галактики с объектом. Околоядерная область галактики вблизи компактного объекта оказалась более голубой по сравнению с ее другими областями. Спектры галактики Mrk 290, полученные на 6-м телескопе, позволили заключить, что в области между ее ядром и компактным объектом имеется избыток излучения в эмиссионных линиях $H\beta$, [OIII] 5007 Å и $H\alpha$. Было сделано предположение, что вблизи ядра галактики и в направлении на компактный объект существует группировка молодых звезд и газовых туманностей (Проник и Метик 1981).

По данным многоцветной фотометрии распределение энергии в спектре объекта не похоже на распределение энергии звезды, испытавшей покраснение от пылевых облаков. Спектры компактного объекта, полученные на 6-м телескопе в области длин волн 3700–7000 Å, не имеют ни ярких линий излучения, ни ярких линий поглощения.

Mrk 298 = IC 1182-84 = MCG 3-41-104 – член скопления галактик в Геркулесе. Она замечательна тем, что имеет голубую струю, направленную на восток и содержащую несколько сгустков звезд и газа. Струя была обнаружена Амбарцумяном и Шахбазян (1957). Амбарцумян (1962) привел пример IC 1182-84, как гигантской системы с истекающей струей, содержащей голубые галактики. Бербидж и др. (1963,6) выдвинули предположение, что эта галактика вместе с группой других галактик в Геркулесе является примером происходящей в настоящее время конденсации вещества в межгалактическом пространстве. Воронцов-Вельяминов (1972) считает, что IC 1182-84 – это система, где группа голубых карликовых галактик была выброшена из центрального тела.

Стоктон (1972) получил спектр компактного объекта и отметил, что в нем нет ярких деталей поглощения и излучения. Его исследование показало, что объект связан со слабой диффузной эмиссией галактики Mrk 298. Исследование, проведенное Метик и Проник (1977,1981) по данным многоцветной фотометрии и спектрам, подтвердило предположение Стоктона о принадлежности компактного объекта к восточной струе галактики Mrk 298. Распределение энергии объекта имеет максимум излучения в сине-зеленой области спектра, оно заметно ослабевает в области длин волн 6000–7000 Å. Метик и Проник (1981) выдвинули гипотезу, что компактный объект есть ядро разрушенного спутника галактики Mrk 298. Часть вещества спутника могла быть поглощена главной галактикой, а его другая часть наблюдается как вытянутая восточная структура.

3C 120 = Марк 1506 = MCG 1-12-9 = II ZW 14. Морфологический тип галактики определил Сендидж (1972), как N – галактика. Этот тип он выделил по форме, цвету, спектру и красному смещению, оптической и радио переменности и по контрасту центрального нетеплового компонента на фоне общего излучения галактической системы, как промежуточный между сейфертовскими галактиками и квазарами. Фотометрические и спектральные характеристики хозяйской галактики 3C 120 исследовались в оптике и радиодиапазоне: Уокером, Пайн (1974), Арпом (1975), Леливрье (1976), Рэдхадом (1979), Балдвинном и др. (1980), Влериком и др. (1981), Бридлом, Перлеем (1985), Уокером и др. (1987), Хуа (1988), Фрайкс-Бернет и др. (1991) и другими.

Структура околоядерной области в непрерывном спектре и эмиссионных линиях [OIII] 5007 Å и $H\alpha$ клочковата, было отмечено образование типа выброса размером около 11 кпс, направленного от ядра примерно на запад, а также контрвыброс меньшего размера. Выделяются гигантские III области, характерные для околоядерных областей сейфертовских галактик. При этом прослеживается корреляция между деталями структуры в линии [OIII] 5007 Å и радиоизлучения на сантиметровых волнах (Уокер и др. 1987; Хуа 1988). Хекман и др. (1986) отметили, что сильно возмущенная структура околоядерной области галактики 3C 120 существует в отсутствие возмущающей галактики-спутника.

Очень подробно галактику 3C 120 и ее окружение исследовал Арп (1987). На рис.2 мы воспроизвели из его работы фотографию этой галактики, совмещенную с картой радиоизофот на волне 18 см. Арп отметил, что внутренний оптический северо-западный выброс примерно совпадает по направлению с радиовыбросом. В струе этого выброса на расстоянии около 2' от 3C 120 Арп обнаружил необычную галактику (см.рис.2), в спектре которой есть эмиссионные линии [OII] и линии поглощения, характерные для звездного населения ранних спектральных типов. Оценка лучевой скорости показала, что необычная галактика удаляется от 3C 120 со скоростью +4800 км/с. Арп сделал предположение, что эта галактика, а также ряд квазаров, галактик низкой поверхност-

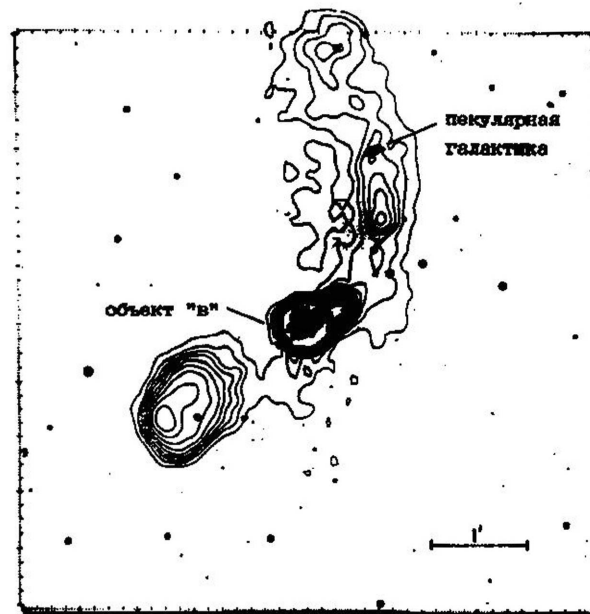


Рис. 2. Карта 3С 120 из работы Арпа (1987)

ной яркости и газ волоконистой структуры, которые он обнаружил в окрестностях 3С 120, были выброшены из ядра последней.

На необычный звездообразный объект, расположенный на востоке – в $20''$ от ядра 3С 120, наше внимание обратил д-р Хуа. Этот объект как звезду нашей Галактики, использовали в качестве фотометрического стандарта при исследовании структуры хозяйской галактики 3С 120 Леливрье (1976 – звезда N12), Моле и др. (1988 – звезда N1) и другие. Они привели соответственно: $V = 17^m 47 \pm 0^m 08$, $(B - V) = 0^m 71$, $(U - B) = -0^m 05$ и $V = 17^m 23$, $(B - V) = 0^m 83$, $(V - R) = 0^m 68$, $(V - I) = 1^m 10$. Д-р Хуа (1988) обнаружил волокна, светящиеся в непрерывном спектре и эмиссионных линиях, направленные в сторону компактного объекта. В сторону от ядра к этому объекту можно видеть выступ изофот в радиодиапазоне на нашем рис. 2, а также на рисунках в работах Бридла, Перлея (1985) и Уокера и др. (1987), а в непрерывном спектре оптической области – в работе Влерики и др. (1981). Согласно исследованиям Балдвина и др. (1980) в хаотичном поле скоростей газа околоядерной области 3С 120 можно выделить два направления, где скорости упорядочены: в направлении на компактный объект они имеют отрицательный знак, а в противоположном направлении – положительный. Заметим, что Леливрье (1976) не обратил внимание, что его стандартная звезда N12 имеет показатели цвета $(B - V) = 0^m 71$ и $(U - B) = -0^m 05$ несовместимые с показателями цвета одиночной звезды.

Все приведенные наблюдения позволяют предполагать, что исследуемый нами компактный объект взаимодействует с галактикой 3С 120. Он может быть тем “возмущающим” фактором, который способствует нарушениям структуры этой галактики.

3С 390.3 = VII Zw 838. Морфологический тип галактики определен Вайндхамом (1966) и Сендиджем (1972) – N-галактика с ярким ядром на фоне маленькой слабой оболочки. Большая часть работ посвящена исследованию ядра этой галактики в оптике, радиодиапазоне и рентгене: Пройс и др. (1980), Линфилд (1981), Вилье и Ценг (1991), Тернер и Пондс (1989), Лехи и Перлея (1991) и другие. На рис. 3 мы привели карту радиоизофот на волне 20 см этой галактики из работы Лехи и Перли (1991). По обе стороны от ядра радиоизофоты вытянулись почти до 2 минут дуги и заканчиваются “горячими пятнами”. Общая длина протяженной радиоструктуры составляет примерно 130 кпс.

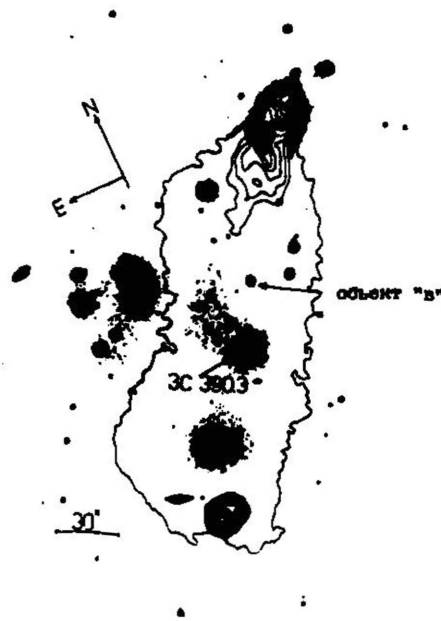


Рис. 3. Фотография 3C.390.3, полученная Бабаджаняцем и др., с наложенными на нее контурами радиоизотоп на волне 20 см по Лехи и Перли (1991)

Компактный объект обнаружен Бабаджаняцем, Белоконь и Барышевым в 1981 году на прямых снимках, полученных на 6-м телескопе при поиске оптических деталей на пути переноса энергии от центрального источника к его протяженным радиоструктурам. Объект находится в конусе радиовыброса почти посередине между ядром и северо-западным горячим пятном. Согласно Барышеву (1985) такой объект может быть образован в результате взаимодействия радиоструи с межгалактической материей.

Все приведенные факты как будто свидетельствуют в пользу того, что компактные объекты, расположенные вблизи ядер активных галактик NGC 1275, NGC 7469, Mrk 290, Mrk 298, 3C 120 и 3C 390.3 (см.рис.1), взаимодействуют с этими галактиками. Тем не менее в некоторых случаях высказываются сомнения в их внегалактической природе. Кроме того, все эти компактные объекты очень слабы и для большинства из них неизвестны фотометрические характеристики, которые могли бы пролить свет на их природу. Это дало основание для получения их *BVR* характеристик, которые как раз оказываются очень полезными при выяснении природы объектов, состоящих из звезд как ранних, так и поздних спектральных классов. Ниже приводятся результаты такой фотометрии.

3 Наблюдательный материал

Фотометрические *BVR* - наблюдения звездообразных объектов, расположенных вблизи ядер активных галактик, проводились на телевизионном комплексе менискового телескопа МТМ-500 ($D = 0.5$ м, $F = 6.5$ м) Крымской астрофизической обсерватории (Абраменко и др. 1988). С целью получения максимальной точности измерения блеска слабых объектов наблюдения велись лишь в ночи с хорошим качеством изображений и устойчивой прозрачностью земной атмосферы.

Приемником света служила передающая телевизионная трубка ЛИ-804, имеющая мультищелочной входной фотокатод с максимумом чувствительности около 400 нм (Абраменко и др. 1991).

Рабочее поле составляло около 10 угловых минут. Информация накапливалась на мишени передающей телевизионной трубки в виде потенциального рельефа в течение 3 или 6 секунд, считывалась и регистрировалась на фотопленке, причем на одном фотоснимке усреднялось обычно 63 или 31 телевизионных кадров. Общее время экспозиции одного наблюдения составляло 3 минуты. Наблюдения объектов и звезд-стандартов проводилось строго при одном и том же режиме работы телевизионной аппаратуры. Масштаб телевизионных снимков был равен 40 угловым секундам в одном миллиметре. При этом изображения всех компактных объектов не отличались по виду от звездных.

Цветовая система телевизионного комплекса описана Прокофьевой и др. (1993). Кривые реакции и эффективные длины волн спектральных полос *BVR* близки к таковым цветовой системы Джонсона (Джонсон и Морган 1951; Джонсон и Митчел 1962). Фотометрическая привязка была сделана к звездам-стандартам рассеянного скопления NGC 188 (Сендидж 1962). Блеск звезд в полосе *R* был взят из работы Медведева и др. (1985).

Наблюдения проводились по схеме: исследуемый объект в трех фотометрических полосах (в каждой полосе от двух до пяти снимков), – звезды-стандарты (в каждой полосе не менее двух снимков). Иногда наблюдения начинались и заканчивались регистрацией звезд-стандартов, а между ними проводилось наблюдение одного или нескольких объектов. Моменты наблюдений объектов выбирались так, чтобы значения воздушных масс объектов и звезд-стандартов были по возможности близкими.

Весь наблюдательный материал был разбит на сеансы, в которые входили наблюдения одного из объектов и близкие к ним по времени и воздушным массам наблюдения звезд-стандартов. Каждый сеанс наблюдений, таким образом, являлся независимой фотометрической привязкой объекта к звездам-стандартам.

Таблица 2. Сводка наблюдений компактных объектов

Название Галактики	Число сеансов (привязок)	Число снимков в полосах		
		<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>
NGC 1275	4	15	15	14
NGC 7469	3	12	12	12
Mrk 290	3	7	7	8
Mrk 298	2	6	5	6
3C 120	4	14	14	14
3C 390.3	5	12	12	12

Наблюдения проводились: 20 марта, 29 и 30 октября и 5 ноября 1989 года, а также 26 февраля, 19, 20 и 21 марта 1990 года.

В столбцах таблицы 2 представлены данные о наблюдательном материале: 1 – название галактики, 2 – число сеансов наблюдений, 3–5 – число снимков, полученных в спектральных полосах *B*, *V* и *R* соответственно.

4 Обработка наблюдений

Фотометрирование снимков проводилось на микрофотометре типа МФ-4, снабженном набором круглых диафрагм разного диаметра. Диаметр рабочей диафрагмы подбирался по размеру фотометрического объекта таким образом, чтобы его изображение было чуть меньше размера диафрагмы. При фотометрировании звездообразных объектов вблизи ядер галактик NGC 1275, NGC 7469, 3C 120, Mrk 290 размер диафрагмы составлял 6 угловых секунд, а объектов вблизи ядер 3C 390.3, Mrk 298 – 5 угловых секунд.

Плотность почернения измеряемых изображений объектов вычислялась из выражения:

$$D = \lg \left(\frac{N_{cp}}{N_*} - 1 \right),$$

где N_* – отсчет микрофотометра при наведении диафрагмы на изображение объекта, N_{cp} – среднее значение отсчетов микрофотометра на подложке около изображений объектов. Использование этого выражения, а также подбор размера диафрагмы позволяли продлить линейный участок характеристической кривой в область малых плотностей почернения (Прокофьев 1951, Де Вокулер

1968). Все полученные снимки были измерены. Плотность почернения для каждого объекта и звезд-стандартов усреднялись по 2–5 снимкам, полученным при одном и том же сеансе наблюдений. Результат усреднения принимался за единичное измерение плотности почернения исследуемого объекта или каждой звезды-стандарта. При фотометрировании околоядерных образований галактик 3C 120, 3C 390.3, Mrk 290, Mrk 298 измерение подложки проводилось с четырех сторон от объекта. Фотометрирование звездообразных объектов вблизи ядер NGC 1275, NGC 7469 потребовало более тщательного учета влияния подложки: в первом случае оно усилено близостью ядра, во втором – спиральной ветвью галактики. Измерение подложки для двух объектов проводилось следующим образом. Диафрагма микрофотометра наводилась на участки, расположенные с двух сторон от объекта на таком же расстоянии от ядра галактики, на каком находился исследуемый объект. Отсчеты микрофотометра усреднялись.

Характеристические кривые в цветовых полосах BVR строились по плотностям почернения примерно 50 звезд-стандартов в рассеянном скоплении NGC 188. Отметим, что кривые для разных спектральных полос отличаются лишь нуль-пунктами шкалы звездных величин, так как фотографирование телевизионного изображения звездного поля ведется с экрана черно-белого монитора. Поэтому для коррекции характеристических кривых в полосах V и R в диапазоне слабых звезд использованы измерения, полученные в полосе B , где этот участок кривой был хорошо проработан. Для получения внеатмосферных значений B, V, R были внесены поправки, определенные по разности воздушных масс звезд-стандартов и объектов и средне-сезонным коэффициентам экстинкции, известным для Крыма (Ворошилов и Метлов 1988).

5 BVR – величины, $(B - V)$ и $(V - R)$ – показатели цвета компактных объектов и точности их определения

Результаты определения BVR – величин и показателей цвета $(B - V)$, $(V - R)$ компактных объектов, расположенных около ядер активных галактик, а также погрешности их измерений приведены в таблице 3. Столбцы соответственно содержат: 1 – название галактики, 2,3,4 – значения B, V, R величин объектов и их средне-квадратические ошибки, 5,6 – показатели цвета и средне-квадратические ошибки их определения. Данные, представленные в таблице 3, показывают, что в полосе B звездные величины исследуемых объектов лежат в интервале $16^m 5 - 19^m 8$, в полосе $V - 16^m 0 - 19^m 9$, в полосе R объекты ярче: диапазон их звездных величин $15^m 0 - 18^m 3$.

Таблица 3. Наблюдаемые BVR величины и показатели цвета компактных объектов

Галактика	B	V	R	$B - V$	$V - R$
NGC 1275	$16^m 54 \pm 0^m 18$	$16^m 00 \pm 0^m 19$	$15^m 02 \pm 0^m 14$	$0^m 54 \pm 0^m 07$	$0^m 98 \pm 0^m 07$
NGC 7469	16.69 ± 0.10	16.02 ± 0.16	15.07 ± 0.12	0.67 ± 0.11	0.95 ± 0.10
Mrk 290	18.52 ± 0.10	17.52 ± 0.08	15.87 ± 0.07	1.00 ± 0.13	1.65 ± 0.11
Mrk 298	17.60 ± 0.10	17.27 ± 0.09	16.23 ± 0.10	0.33 ± 0.14	1.04 ± 0.13
3C 120	18.40 ± 0.08	17.32 ± 0.08	16.21 ± 0.07	1.08 ± 0.11	1.10 ± 0.10
3C 390.3	19.76 ± 0.15	19.86 ± 0.15	18.35 ± 0.10	-0.10 ± 0.20	1.51 ± 0.18

Звездные величины в полосах B, V, R вычислялись как средние значения из величин, полученных в каждом сеансе наблюдений. Точности определения B, V, R величин объектов $\sigma_B, \sigma_V, \sigma_R$ были оценены двумя методами. Во-первых, для каждого объекта вычислялись средне-квадратические отклонения единичных измерений блеска $\sigma'_B, \sigma'_V, \sigma'_R$, от их среднего значения B, V, R . Из них оценивалась точность среднего (например, $\sigma_B = \frac{\sigma'_B}{\sqrt{n}}$), где n – число сеансов наблюдений. Во-вторых, оценивалась средне-квадратическая ошибка единичных измерений блеска звезд-стандартов, близких

по яркости исследуемому объекту, по уклонению B, V, R величин четырех-пяти звезд-стандартов внутри соответствующей характеристической кривой. Усреднение полученных значений по числу сеансов наблюдений дало ошибки близкие $\sigma_B, \sigma_V, \sigma_R$. По ним также были вычислены $\sigma'_B, \sigma'_V, \sigma'_R$. Ошибки определения B, V, R величин, представленные в таблице 3, являются результатом усреднения данных $\sigma_B, \sigma_V, \sigma_R$, полученных двумя методами. Видно, что ошибки B, V, R величин объектов 3С 120, Mrk 290 и Mrk 298 не превышают $0^m 1$. Звездные величины компактных объектов галактик NGC 1275 и NGC 7469 могут быть отягощены систематическими ошибками больше, чем звездные величины других объектов. В первом случае это вызвано близким расположением компактного объекта к ядру галактики (~ 7 угловых секунд), во втором – расположением объекта на спиральной ветви галактики. Заметим, что в полосе B спиральный рукав галактики NGC 7469 слабее, и точность определения B величины оказалась выше. Предельно слабая для нашего метода звездная величина компактного объекта галактики 3С 390.3 в полосах B и V не позволяет получить ошибку меньше $0^m 15$. Однако в полосе R объект ярче и ошибка определения его блеска здесь меньше.

Величины показателей цвета компактных объектов показывают, что все они без исключения достаточно красные образования $(V - R) \geq 1^m$. Точности определения показателей цвета $(B - V)$ и $(V - R)$ исследуемых объектов вычислялись как средне-квадратические уклонения единичного определения от среднего значения, полученного по всем сеансам наблюдений. С другой стороны, эти точности оценивались по ошибкам, полученным для звездных величин. Приведенные в таблице 3 ошибки определения показателей цвета $(B - V)$ и $(V - R)$ являются средне-взвешенными из ошибок, полученных двумя методами. Для компактных объектов галактик NGC 1275, NGC 7469 и 3С 120 ошибки показателей цвета оказались меньше $0^m 1$. Влияние фона для первых двух объектов на значения показателей цвета оказались меньше, чем на значения их звездных величин. Для компактных объектов Mrk 290 и Mrk 298 малая статистика данных не позволила получить ошибки показателей цвета меньше $0^m 13$ для $(B - V)$ и $0^m 11$ – для $(V - R)$. Ошибка показателя цвета предельно слабого объекта галактики 3С 390.3 составила около $0^m 2$.

Таблица 4. *BVR* величины и показатели цвета областей галактик вблизи компактных объектов в диафрагмах размером $5''$ и $6''$

Галактика	B	V	R	$B - V$	$V - R$	Ссылки
NGC 1275	$16^m 40$	$15^m 75$	$14^m 57$	$0^m 65$	$1^m 18$	Засов и Лютый (1973); Неизвестный (1986)
NGC 7469	18.58	17.69	16.76	0.89	0.93	—
Mrk 290	~ 20.28	~ 18.97	—	~ 1.31	—	Аракелян и др. (1972); Метик и Проник (1976)
Mrk 298	> 22.20	> 21.49	> 21.24	~ 0.71	~ 0.25	Неизвестный (1986)
3С 120	> 20.88	> 19.58	—	~ 1.30	—	Сендидж (1972)
3С 390.3	> 24.50	> 22.52	> 22.01	~ 1.98	~ 0.51	Неизвестный (1986)
Ночное небо	$6''$ 18.8	17.9	—	0.95	—	Лютый и Шаров (1982)
	$5''$ 19.2	18.3	—	0.95	—	

Представляло интерес сопоставить полученные нами звездные величины компактных объектов со звездными величинами соседних с ними областей галактик и ночного неба в измерительных диафрагмах. Для этих расчетов мы использовали опубликованные результаты многоапертурных фотоэлектрических наблюдений этих галактик (Засов и Лютый 1973; Неизвестный 1986; Метик и Проник 1976; Аракелян и др. 1972; Сендидж 1972). По этим данным определялась средняя поверхностная яркость галактик в кольцах, внутри которых расположены компактные объекты, а затем с использованием размера измерительной диафрагмы – интегральный блеск подложки от галактики. Результаты расчетов приведены в таблице 4. Видно, что в большинстве случаев излучение областей галактик внутри измерительной диафрагмы было пренебрежимо мало по сравнению с из-

лучением компактных объектов. Только в случае галактики NGC 1275 это излучение по величине было сравнимо и даже несколько превосходило излучение компактного объекта.

Чтобы оценить вклад излучения ночного неба в измерительной диафрагме мы использовали данные Лютого и Шарова (1982). Результаты наших расчетов, приведенные в таблице 4, показывают, что яркость компактных объектов в случае NGC 1275, NGC 7469 и Mrk 298 была немного больше, в случае Mrk 290 и 3C 120 сравнима, а в случае 3C 390.3 составляла 20 % от яркости ночного неба в измерительных диафрагмах.

6 Сравнение BVR – величин компактных объектов с опубликованными данными

Сравнение BVR величин, полученных разными авторами, в настоящее время требует пристального внимания к используемым ими цветовым системам особенно в красной области спектра. Полоса R системы Джонсона, в которой мы провели наблюдения, имеет среднюю длину волны 7100 Å. Полоса R системы Кузинса, наиболее широко используемой сейчас для наблюдений, выполненных с арсенидо-галлиевым фотокатодом или на CCD – матрицах, имеет существенно меньшую длину волны: $\lambda = 6500$ Å (Кузинс 1978) или $\lambda = 6400$ Å (Грахам 1982). Различие средних длин волн полосы R_c – Кузинса и Джонсона R_j требует редукции показателей цвета ($V - R$) к системе ($V - R$). Вопросы редукции этих систем обсуждались в литературе неоднократно (Бессель 1979, 1990; Ферни 1983). Приведены линейные редукционные формулы, причем коэффициенты редукции разные в разных диапазонах ($V - R$). Мы пересмотрели опубликованные данные (Ферни 1983) и вывели единую формулу редукции:

$$(V - R)_j = (0.04 \pm 0.01) + (1.32 \pm 0.09) \cdot (V - R)_c - (0.1 \pm 0.2) \cdot (V - R)_c^2 + (0.2 \pm 0.1) \cdot (V - R)_c^3 \quad (1)$$

Она достаточно хорошо связывает $(V - R)_c$ и $(V - R)_j$ для диапазона $(V - R)_c$ от $-0^m 1$ до $1^m 2$ и мы в дальнейшем будем ее применять для пересчета данных, полученных в системе Кузинса для интересующих нас объектов, в систему Джонсона.

Звездные величины некоторых из исследованных нами объектов удалось найти в литературе. В большинстве случаев их блеск был измерен как блеск звезд, являющихся вторичными стандартами при фотометрических исследованиях центральных областей и ядер галактик. Вместе с нашими значениями B , V , R величин эти данные приведены в таблице 5. В первом столбце указано название галактики, вблизи ядра которой расположен объект, во втором, третьем и четвертом – B , V , R величины с ошибками их измерений, если они были приведены в публикациях, в пятом – указан используемый метод измерений, в шестом – ссылки. В верхней строчке для каждого из перечисленных объектов приведены наши результаты, а в нижней – средне-взвешенные значения блеска, полученные по всем наблюдениям.

Рассмотрим данные, приведенные в таблице 5, отдельно по каждой галактике. Для объекта NGC 1275, расположенного на расстоянии 7 угловых секунд от ядра, значительное влияние на результат измерений оказывает как свечение самой галактики, так и рассеянный свет от ее ядра. Поэтому, измерения, выполненные с разными диафрагмами, могут систематически отличаться. Измерения Дудинова и др. (1990), сделанные по фотографическим снимкам с помощью ирисового микрофотометра, хорошо согласуются с данными Селове (1969), полученными с помощью электрофотометра. Наши измерения согласуются с их данными в пределах указанной нами точности. Однако отметим, что меньшая яркость объекта в нашем случае может быть вызвана тщательным учетом фона около объекта, на что нами было обращено особое внимание.

Объект вблизи ядра NGC 7469 расположен на конце спиральной ветви галактики и представляет собой методически самый трудный случай учета фона подложки. К сожалению, блеск его измерялся ранее только один раз и тоже по телевизионным снимкам (Метик и Проник 1990). Как показала проверка, эти измерения были отягощены систематическими ошибками, вызванными измерениями фона далеко от центра галактики. Поэтому приведенные ранее величины представляют

Таблица 5. Сравнение звездных *BVR* величин компактных объектов, полученных разными авторами

Галактика	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R_J</i>	Метод	Авторы
NGC 1275	16 ^m 54±0 ^m 18	-	-	TV фот.	Наст.статья
	16.30	-	-	электрофот.	Селове (1969)
	16.33±0.01	-	-	фотогр.	Дудинов и др. (1990)
	16.41±0.07				среднее взвешенное
NGC 7469	16.69±0.10	16 ^m 02±0 ^m 16	15 ^m 07±0 ^m 12	TV фотогр.	наст.статья
	16.19±0.04	15.14±0.11	14.37±0.18	TV фотогр.	Метик и Проник (1990); Проник и Метик (1990)
	16.61±0.14	15.87±0.25	14.95±0.18		среднее взвешенное
3C 120	18.40±0.08	17.32±0.08	16.21±0.07	TV фот.	наст.статья
	18.18±0.09	17.47±0.08	-	эл.фот.	Леливрье (1976)
	18.06±0.02	17.23±0.02	16.27±0.02	CCD	Моле и др. (1988)
	18.21±0.09	17.34±0.06	16.24±0.03		среднее взвешенное

собой суммарный блеск объекта и спиральной ветви галактики. Излучение ее максимально в полосе *V*, и здесь имеет место максимальное отличие старых и новых измерений.

Объект вблизи ядра галактики 3C 120 расположен в слабом гало галактики, и небольшое влияние излучения последнего на результаты измерений также может иметь место. Для этого объекта опубликованы измерения блеска во всех трех полосах *B*, *V*, *R*. В полосе *B* различие наших данных и результатов, полученных с электронной фотографией (Леливрье 1976), находится в пределах ошибок измерений. Данные, полученные с помощью CCD-матрицы (Моле и др. 1988), дают большую яркость объекта, возможно, за счет добавки излучения гало галактики. В полосе *V* отличие наших измерений от измерений других авторов лежит в пределах приведенной нами ошибки измерений, а величина *V* лежит между значениями, полученными с помощью электронной фотографии и CCD-матрицы. Для полосы *R* в таблице мы привели значения, пересчитанные с помощью формулы (1) из системы Кузинса, в которой обычно выполняются измерения *R* – величин с помощью матриц, в систему Джонсона. Согласие результатов достаточно хорошее.

Данные таблицы 5 позволяют получить средне-взвешенные значения блеска трех объектов. При этом были приданы следующие веса: 0.5 – измерениям, выполненным с электрофотометром, т.к. здесь возможны систематические ошибки, вызванные применением достаточно большой диафрагмы; 0.2 – измерениям Метик, Проник (1990). Остальные измерения были взяты с весом единица. Полученные средне-взвешенные значения приведены в таблице 5 в последней строчке для каждой галактики. Сравнение этих данных и полученных нами в настоящей работе показывает, что лишь в случае величины *B* для 3C 120 отличие данных велико и составляет 0^m19. В остальных случаях использование литературных данных практически не изменило *B*, *V*, *R* величины, приведенные в таблице 5.

7 Не являются ли звездообразные объекты звездами нашей галактики?

Чтобы обсудить, не являются ли рассматриваемые нами звездообразные объекты, расположенные около ядер активных галактик все или часть из них звездами нашей Галактики, мы воспользовались двуцветной диаграммой, которая показана на рис.4. На ней представлены положения компактных объектов по данным наших наблюдений, а также звезд главной последовательности по данным Страйжиса (1977) и линия нарастающего покраснения, соответствующая закону $A_V \sim I/\lambda$.

Таблица 6. Различия в величине показателей цвета компактных объектов и показателей цвета звезд главной последовательности

Галактика	$\frac{\Delta(B-V)}{\sigma}$	$\frac{\Delta(V-R)}{\sigma}$
NGC 1275	7.1	8.7
NGC 7469	3.8	4.0
Mrk 290	4.0	7.5
Mrk 298	6.4	5.5
3C 120	2.0	2.0
3C 390.3	8.0	8.5

В таблице 6 представлены разности $\frac{\Delta(B-V)}{\sigma}$ и $\frac{\Delta(V-R)}{\sigma}$ между положением объекта и звездами главной последовательности в единицах среднеквадратичных ошибок наблюдений. Из таблицы следует, что только один объект – 3C 120, по данным фотометрии может быть отнесен к звезде нашей Галактики: по обеим координатам он отстоит от главной последовательности на расстоянии меньше 2σ . Однако, если использовать средневзвешенные значения звездных величин, полученные по данным разных авторов из таблицы 4, то это расстояние будет больше 2σ . Остальные объекты удалены от главной последовательности на расстояние большее или равное 4σ . Рассмотрим теперь, не может ли межзвездное покраснение объяснить наблюдаемые показатели цвета компактных объектов, если они все же являлись бы звездами нашей Галактики.

Если компактные объекты являются звездами, то межзвездное покраснение для них определяется только пылевыми облаками нашей Галактики, величина поглощения которых – A_v , хорошо известна. Как правило A_v достаточно мало и можно принять $A_v = +3.1 E_{B-V}$. Наблюдаемые показатели цвета компактных объектов, приведенные в столбцах 5, 6 таблицы 3, а также соотношения нормальных показателей цвета $(B-V)_0$ и $(V-R)_0$ и спектральных типов звезд, которые можно использовать по данным Страйжиса (1977), позволяют определить отношения E_{V-R}/E_{B-V} , характеризующие закон межзвездного покраснения. Все промежуточные данные вычислений и результаты помещены в таблице 7. Для объектов, расположенных около ядер галактик NGC 7469 и 3C 120, мы использовали показатели цвета, приведенные и в других источниках (в скобках даны ссылки). Они помещены в нижних строчках. Каждое значение анализировалось независимо.

Из 9 столбца таблицы 7 видно, отношение E_{V-R}/E_{B-V} оказалось равным от 5.6 до 18.9. Такие значения превосходят даже те величины этого отношения, которые получаются для самых плотных пылевых глобул, расположенных в мече Ориона (Джонсон 1965) – 1.26. Из 2,3 столбцов таблицы 7 следует, что общее поглощение света – A_v , наблюдаемое в областях Галактики, где располагаются наши объекты, меньше $0^m 4$. Такое малое значение A_v для плотных глобул не наблюдается. Да и вообще ожидать плотную глобулу, точно спроектированную на любой из звездообразных объектов, маловероятно.

Вернемся к таблице 7 и рассмотрим те значения спектральных классов, для которых избытки цвета E_{V-R} не вычислялись. Это K3 для объекта галактики NGC 7469 и G0 – K3 – для объекта 3C 120. В первом случае такой спектральный класс противоречит спектрам, полученным на 6-м телескопе – в нем нет характерных для K3 полос поглощения в области длин волн 5100–5200 Å. Во втором случае, полученные по показателям цвета $(B-V)$ спектральные классы противоречат показателю цвета компактного объекта $(U-B) = -0^m 5$, который приведен для него в работе Леливрь (1976).

Таким образом, наш анализ BVR фотометрических данных для звездообразных объектов показал, что ни один из них нормальной звездой нашей Галактики не является.

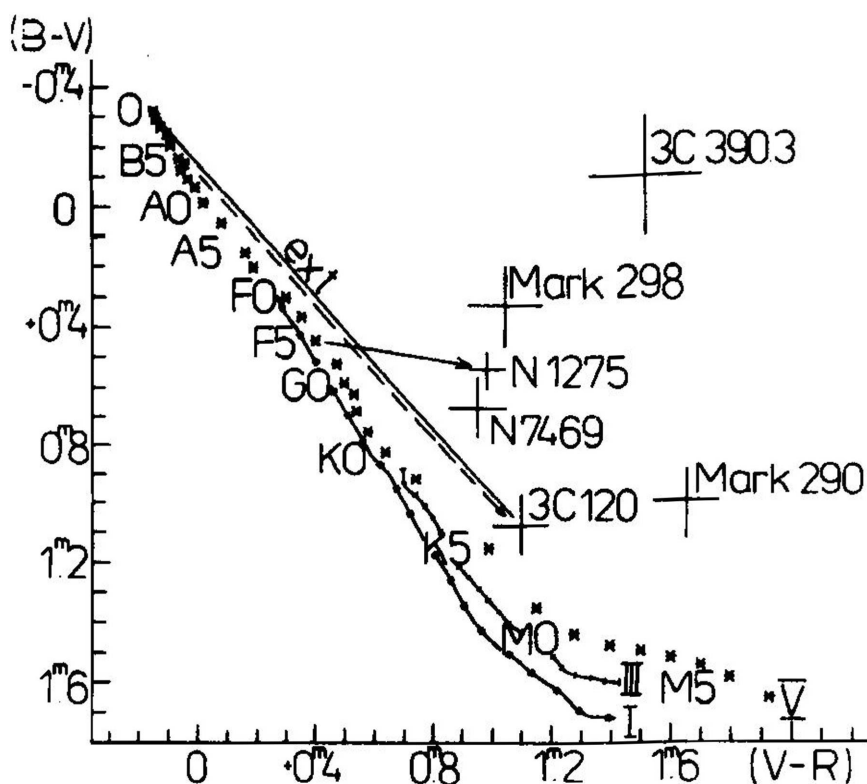


Рис. 4. Двухцветная диаграмма компактных объектов. Длина крестиков соответствует среднеквадратичной ошибке наблюдений (см. текст). Положения звезд различных классов светимости – по данным Страйжиса (1977). Линии: прямая – линия нарастающего межзвездного покраснения, прерывистая – для объекта 3C 120, если он является звездой нашей Галактики (см. текст)

8 Обсуждение полученных результатов

Весь рассмотренный в предыдущих параграфах материал позволяет предполагать, что компактные объекты, наблюдаемые около ядер активных галактик, показанные на рис. 1, имеют внегалактическую природу. Для всех этих объектов имеются свидетельства наблюдаемой связи этих объектов с близкими к ним галактиками в оптическом и (или) радиодиапазонах. Поэтому в дальнейшем мы будем придерживаться этого предположения.

Если компактные объекты имеют внегалактическую природу, то их наблюдаемые фотометрические характеристики искажены к-эффектом, связанным с красным смещением. Чтобы использовать звездные величины и показатели цвета компактных объектов для обсуждения их возможной природы, необходимо также ввести поправки за влияние межзвездного покраснения. Рассмотрим эти поправки отдельно.

Для учета к-поправки надо знать красные смещения объектов, которые неизвестны. Связь с галактиками не дает еще основания считать, что красные смещения объектов и галактик одинаковы. Более того, здесь может осуществляться тот случай, который имеет место в парах и группах внегалактических объектов, исследованных Арпом (1987), когда у одного из объектов группы или пары имеется доля некосмогонического красного смещения. Но такие случаи могут быть выявлены только спектрально. В качестве первого приближения мы предполагаем, что компактные объекты не только находятся на тех же расстояниях, что и связанные с ними галактики, но и красные

Таблица 7. Закон межзвездного покраснения света по данным BVR фотометрии компактных объектов

Галактика	A_v		E_{B-V}	$(B-V)_0$	S_p	$(V-R)_0$	E_{V-R}	$\frac{E_{V-R}}{E_{B-V}}$
	Видман (1973)	Сендидж (1972)						
NGC 1275	-	$0^m 30$	$0^m 100$	$0^m 44$	F5	$0^m 40$	$0^m 58$	$5^m 8$
NGC 7469	$0^m 25$	-	0.083	0.59 0.97 (Метик, Проник, 1990)	GO KO	0.50 -	0.45 -	6.6 -
Mrk 290	0.24	-	0.080	0.92	K2	0.74	0.91	11.4
Mrk 298	0.26	-	0.087	0.24	A8	0.25	0.79	9.2
ЗС 120	0.40	0.25	0.133	0.95 0.58 (Леливрье, 1976) 0.79 (Моле и др 1988)	K3 GO G5	- - -	- - -	- - -
ЗС 390.3	-	0.25	0.083	-0.18	B5	-0.06	1.57	18.9
Меч Ориона								1.26 (Джонсон 1965)
Среднее для χ, h Per, PerII, Cep, Cyg, Vul, NGC 2244, Sco-Oph								0.84 (Джонсон 1965)

смещения их одинаковы. Красные смещения галактик выписаны в таблице 1. Все объекты компактные, и мы можем принять для них эллипсоидальную форму и вычислить k -поправку, как будто они являются эллиптическими галактиками. Тем более, что показатели цвета $(B-V)$ четырех из них близки таковым для E галактик.

Таблица 8. Поправки к звездным величинам компактных объектов за красное смещение

Галактика	Z	K_B	K_V	K_R
NGC 1275	$0^m 017$	$0^m 08$	$0^m 03$	$0^m 01$
NGC 7469	0.017	0.08	0.03	0.01
Mrk 290	0.029	0.14	0.04	0.02
Mrk 298	0.034	0.16	0.05	0.03
ЗС 120	0.033	0.16	0.05	0.02
ЗС 390.3	0.057	0.28	0.09	0.05

В таблице 8 приведены k -поправки для всех объектов, вычисленные в линейном приближении по данным для E галактик, приведенных Сендиджем (1973). Надо отметить, что один из объектов - Mrk 298 немного голубее E галактик, а объект ЗС 390.3 существенно голубее, чем обычные эллиптические галактики. Как следует из работы Пенса (1976), k -поправки для голубых галактик меньше, чем для красных. Поэтому приведенные в таблице 8 k -поправки для них завышены. Но с другой стороны, мы не знаем действительных красных смещений компактных объектов, поэтому неопределенность в k -поправках все же остается.

Чтобы исправить фотометрические характеристики компактных объектов за влияние межзвездного покраснения, надо знать его величину в нашей Галактике и внутри исследуемых объектов. Мы не знаем величину межзвездного поглощения внутри исследуемых объектов и их галактик и учли только ту его часть, которая известна для нашей Галактики (см. табл. 7).

Звездные величины и показатели цвета компактных объектов, исправленные за k -эффект и поглощение в нашей Галактике, помещены в таблице 9, где также имеются вычисленные нами данные об их абсолютных величинах и величинах их расстояний от ядер галактик в проекции на небесную сферу. Из таблицы 9 видно, что абсолютные величины пяти компактных объектов

практически одинаковы $\sim -18^m 5$. Компактный объект галактики ЗС 390.3 – на величину слабее. Он также отличается от остальных компактных объектов самым маленьким показателем цвета ($B - V$), который имеет большое отрицательное значение $-0^m 37$, и самым большим расстоянием от ядра хозяйской галактики – 40 кпс.

Таблица 9. Величины компактных объектов с учетом красного смещения и поглощения в нашей Галактике

Галактика	B	V	R	$B - V$	$V - R$	M_v комп. объектов	r , кпс
NGC 1275	$16^m 06$	$15^m 67$	$14^m 79$	$0^m 39$	$0^m 88$	$-18^m 5$	$2^m 5$
NGC 7469	16.28	15.74	14.88	0.54	0.86	-18.5	5.0
Mrk 290	18.06	17.24	15.68	0.82	1.56	-18.2	4.0
Mrk 298	17.09	16.96	16.01	0.13	0.95	-18.6	23.0
ЗС 120	17.69	16.87	15.89	0.82	0.98	-18.6	14.0
ЗС 390.3	19.15	19.52	18.12	-0.37	1.40	-17.2	40.0

Создается впечатление, что компактный объект галактики ЗС 390.3 отличается по природе от компактных объектов остальных галактик, либо представляет собой стадию эволюции последних.

На рис.5 приведена двухцветная диаграмма всех наших компактных объектов вместе с другими объектами, с которыми обычно сравнивают природу компактных объектов, располагающихся вблизи ядер активных галактик: звезд разных спектральных классов и классов светимости по Страйжису (1977), сейфертовских и маркарянских галактик по данным Дорошенко, Теребижа (1979, 1981) и Мак Кенти (1990), эллиптических галактик и SO по Персону и др. (1979), неправильных комковатых галактик по Клейн и др. (1986), источника степенного спектра по Бочкареву и др. (1991), шаровых скоплений нашей Галактики по Хайнесу, Броди (1985). Показатели цвета ($V - R$), приведенные в работах Хайнеса, Броди (1985) и Мак Кенти (1990), из системы Кузинса переведены в систему Джонсона по формуле, приведенной выше.

Поскольку в вычисленных нами показателях цвета компактных объектов имеется неопределенность, связанная с неизвестными расстояниями, величиной поглощения света и морфологией, то на рис.5 мы привели для них как неисправленные (центры крестиков), так и исправленные (концы стрелок) показатели цвета. Данные рисунка 5 дают основание предполагать, что компактные объекты по природе не похожи ни на шаровые скопления, ни на эллиптические, ни на неправильные галактики, ни на квазары с синхротронным излучением. Больше всего они напоминают сейфертовские или маркарянские галактики, для которых характерны с одной стороны избытки голубого, а с другой стороны – избытки инфракрасного излучения. Такой результат мог бы получиться, если бы в измерительной диафрагме фон от родительской галактики составлял значительную часть измеряемой интенсивности. Сопоставление данных таблиц 3 и 4 свидетельствуют о том, что самый большой вклад от галактики в измерительной диафрагме был в случае NGC 1275, где он составлял немного больше половины. Этот вклад потом тщательно учитывался. В остальных случаях вклад галактик при измерениях был пренебрежимо мал. На двухцветной диаграмме объект галактики ЗС 390.3 также выделился от остальных компактных объектов по необыкновенно голубому показателю цвета ($B - V$) и необыкновенно красному – ($V - R$). Поэтому мы пока отдельно рассмотрим характеристики остальных компактных объектов.

Для пяти компактных объектов, абсолютные величины которых $M_v \sim -18^m 5$, характерны относительно небольшие расстояния от хозяйских галактик – (2.5 – 23) кпс. Судя по этим расстояниям, компактные объекты располагаются где-то в пределах самих хозяйских галактик. По абсолютной величине они близки к ядрам сейфертовских галактик (Засов и Дибай 1970; Дибай и Засов 1985). Как уже упоминалось раньше, в том случае, когда известны спектры этих объектов, в голубой

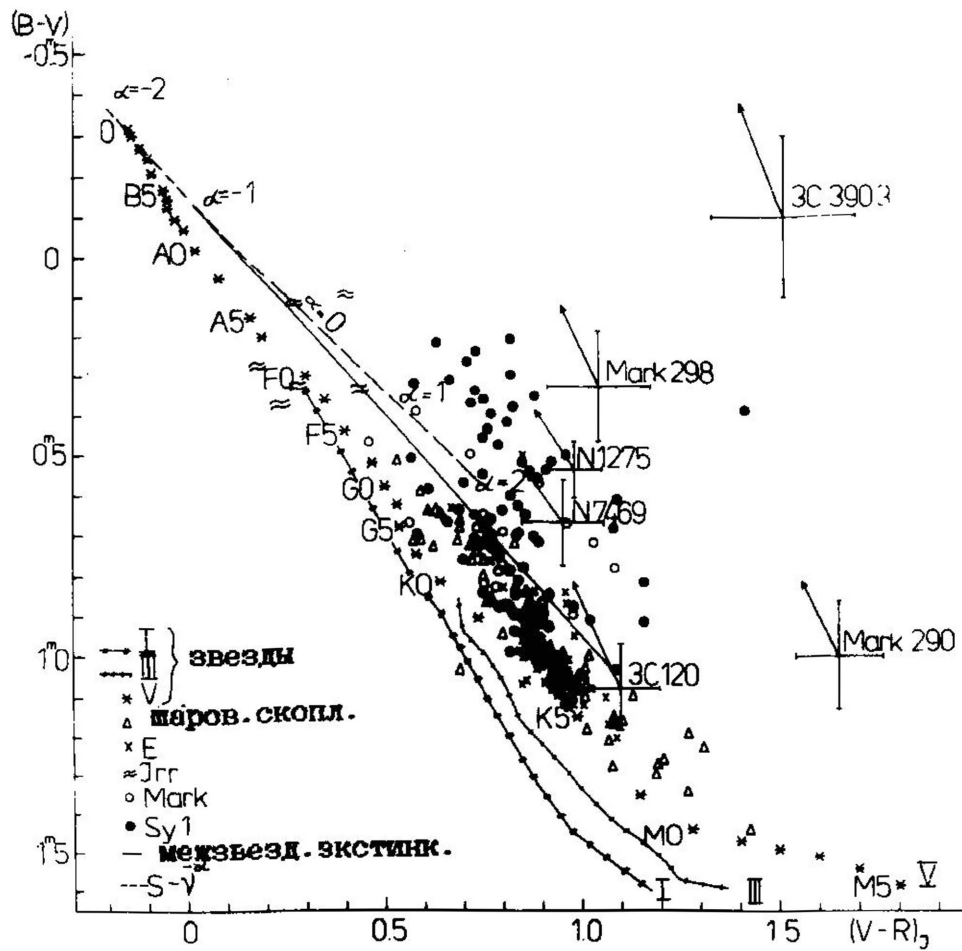


Рис. 5. Двухцветная диаграмма компактных объектов и звезд, как на рисунке 4. Стрелки показывают возможное смещение объектов на диаграмме из-за эффектов межзвездного покраснения в нашей Галактике и красного смещения. Показаны также положения: сейфертовских галактик (Дорошенко и Теребиж 1979; Мак Кенти, 1990); Маркарянских галактик (Дорошенко и Теребиж 1979, 1981), эллиптических галактик (Персон и др. 1979), шаровых скоплений (Хайнес и Броди 1985), неправильных галактик (Клейн 1986). Линии: прямая – линия нарастающего межзвездного покраснения, прерывистая – источники со степенным спектром (Бочкарев и др. 1991)

области они показывают характеристики звезд спектральных классов А–F. Они обычно не имеют сильных линий излучения и поглощения. Это свидетельствует о том, что компактные объекты не связаны с большими газовыми комплексами. Все компактные объекты обнаруживают следы взаимодействия с сейфертовскими ядрами в виде вытянутых образований, которые наблюдаются в оптическом непрерывном спектре, эмиссионных линиях и радиодиапазоне. Активная галактика имеет как бы два взаимодействующих ядра, одно из которых сейфертовское, а второе, равное ему по абсолютной величине, представляющее из себя образование из ранних и поздних звезд.

Рассмотрим теперь компактный объект галактики 3С 390.3. Как видно на рис.3, он расположен в радиоструктуре, которая тянется на север от ядра галактики. Ни спектр, ни красное смещение объекта неизвестны. Если предположить, что он находится на том же расстоянии, что и 3С 390.3, то его удаление от ядра галактики больше или равно 40 кпс, т.е. он располагается либо на краю, либо

за пределами родительской галактики. Как было отмечено выше, компактный объект галактики ЗС 390.3 отличается от остальных компактных объектов нашего списка очень маленьким показателем цвета $(B - V) = -0^m 37$ и очень большим показателем цвета $(V - R) = +1^m 40$. Напомним, что согласно Страйжису (1977) нормальный показатель цвета звезд спектрального типа О равен -0.32 , т.е. в голубой области спектра объект по цвету сравним с самыми горячими звездами. На показатель цвета $(V - R)$ могут оказать влияние эмиссионные линии H_α и $[NII]$ 6584 \AA , которые как раз приходятся на максимум пропускания фильтра R , если принять, что красное смещение объекта равно красному смещению галактики (Медведев и др. 1985; Прокофьева и др. 1993). Эквивалентная ширина этого фильтра равна 1200 \AA . Если компактный объект – обыкновенная внегалактическая III область, то эквивалентная ширина эмиссионных линий $H_\alpha + [NII]$ составит примерно 100 \AA , если это – ядро сейфертовской галактики, то может быть и несколько сот ангстрем. Пока нет спектров, то определенно сказать ничего нельзя. Но все же маленькая абсолютная величина объекта позволяет предположить, что это скорее внегалактическая III область. В этом случае влияние линий ($H_\alpha + [NII]$) на величину R будет $\leq 8\%$. Еще меньше будет влияние линий H_β и $[OIII]$ 5007 \AA на B и V величины. Поэтому полученные нами показатели цвета $(B - V)$, $(V - R)$ должны быть близки к тем значениям, которые были бы после учета эмиссионной составляющей объекта. По всем полученным характеристикам: показателям цвета, расположению в пространстве, абсолютной величине, компактный объект галактики ЗС 390.3 напоминает пекулярную галактику, обнаруженную Арпом в системе галактики ЗС 120 (1987), а также объект Минковского, расположенный на оптическом мосту между парой галактик NGC 547/545 и NGC 541 в скоплении галактик А 194 (Симкин 1976; Ван Брейгель и др. 1985). Это типичные внегалактические III области. Симкин исследовала спектр объекта Минковского и нашла, что его показатель цвета $(U - B) = -0^m 55$, что близко к показателям цвета звезд спектрального класса В. Арп предположил, что пекулярная галактика была выброшена из ядра ЗС 120. Для объекта ЗС 390.3 Барышев (1983, 1985) выдвинул гипотезу, что он является результатом взаимодействия струйных выбросов из ядра галактики с межзвездным и межгалактическим веществом. Наши данные показали, что компактный объект галактики ЗС 390.3 вполне может быть внегалактической III областью, но не такого типа, какими являются неправильные галактики (см. рис. 5). В излучение этой III области очень большой вклад вносят не только звезды населения I, которое образовалось в результате современного взрыва звездообразования, но также и звезды поздних спектральных типов. Если это, как считает Барышев, – объект, образовавшийся в результате взаимодействия струйного выброса с межгалактическим веществом, то это взаимодействие осуществляется длительное время, может быть порядка 10^{10} лет.

Происхождение компактных объектов в активных галактиках, не расположенных на пути струйных выбросов, а входящих в состав вытянутых оптических образований, обсуждалось Амбарцумяном (1962 – голубые карликовые галактики), Арпом (1987), Воронцовым-Вельяминовым (1972 – группы голубых карликовых галактик, выброшенных из центрального тела) и другими. Были также предположения, что такие объекты могут образоваться в процессе слияния разрушенной приливным взаимодействием галактики – спутника с главной галактикой пары или в результате аккреции вещества на ядра галактик из околоядерного пространстве (Метик и Проник 1990; Проник и Метик 1988, 1990). Валтонен (1990) рассчитал, что в случае, если галактика является ядром скопления галактик, то возможны как выброс тел из ядра, так и их аккумуляция на ядро этой галактики. Капур (1976) предсказал выбрасывание массивных черных дыр из ядер галактик, Арп (1987) считает, что возможно выбрасывание квазаров из ядер галактик. Наша двуцветная диаграмма на рис. 5 показывает, что компактные объекты, которые мы рассмотрели, не являются эллиптическими галактиками, ни голубыми карликовыми галактиками, в которых нет красных звезд старого населения, ни квазарами. Они могут быть только объектами содержащими как красные старые звезды, так и молодые голубые звезды.

Наши данные показывают, что исследование компактных объектов, расположенных около ядер активных галактик, очень важно для выяснения их природы и эволюции родительских галактик. Необходимо получить спектры с разрешением несколько ангстрем в синей и красной областях спектра, расширить диапазон их фотометрических характеристик, а также получить прямые изображения при качестве изображения и инструментальной функции меньше одной угловой секунды.

Благодарности. Мы благодарны Г.В. Комбергу за то, что он обратил наше внимание на объект Минковского, В.И. Пронику и А.М. Черепащуку за полезные замечания, а также Е.А. Лиморенко, Л.И. Филатовой, В.Т. Жоголевой и Е.И. Жигалкиной за помощь в вычислениях и изготовлении рисунков.

Литература

- Абраменко А.Н., Бондарь Н.Н., Майер В.В. и др., 1988, Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв., **78**, 182.
 Абраменко А.Н., Богачева Л.Г., Верхошенцев А.Е. и др., 1991, Оптико-механическая промышленность, **7**, 76.
 Адамс (Adams F.F.), 1977, *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, **33**, 19.
 Амбарцумян В.А., Шахбазян Р.К., 1957, ДАН Арм.ССР, **25**, 185.
 Амбарцумян В.А. (Ambartsumyan V.A.), 1962, *Trans.Int.Astron.Union.*, **11**, 145.
 Аракелян М.А., Дибай Э.А., Лютый В.М., 1972, *Астрофизика*, **8**, 473.
 Арп (Arp), 1968, *Astrophys.J.*, N3, **152**, 1101.
 Арп (Arp), 1975, *Publ.Astron.Soc.Pacific*, **87**, 545.
 Арп (Arp), 1987, *Astron.Astrophys.*, **8**, N3, 231.
 Афанасьев В.Л., Проник И.И., 1980, *Астрофизика*, **16**, 405.
 Бабаджанянц М.К., Барышев Ю.В., Белоконов Е.Т. 1981, Частное сообщение.
 Балдвин (Baldwin J.A., Carswell R.F., Wampler E.J. et al.), 1980, *Astrophys.J.*, **236**, 388.
 Балик, Хикман (Balik B., Heckman T.M.), 1982, *Ann.Rev.Astron. Astrophys.*, **20**, 341.
 Барбьери и др. (Barbieri C., di Regero Alighieri S., Zambon M.), 1977, *Astron.Astrophys.*, **57**, 355.
 Барышев Ю.В., 1983, Письма в Астрон.Ж., **9**, 591.
 Барышев Ю.В., 1985, Кинематика и динамика джетов, вытекающих из галактических ядер, Дис. канд.физ.-мат.наук. Ленинград.
 Бессель (Bessel M.S.), 1979, *Publ.Astron.Soc.Pacific*, **91**, 589.
 Бессель (Bessel M.S.), 1990, *Publ.Astron.Soc.Pacific*, **102**, 1181.
 Бербидж и др. (Burbidge E.M., Burbidge G.R., Prendergast K.H.), 1963a, *Astrophys.J.*, **137**, 1022.
 Бербидж и др. (Burbidge E.M., Burbidge G.R., Hoyle F.), 1963b, *Astrophys.J.*, **138**, 873.
 Бербидж, Бербидж (Burbidge E.M., Burbidge G.R.), 1965, *Astrophys.J.*, **142**, 1351.
 Бочкарев Н.Г. и др. (Bochkarev N.G., Karitskaya E.A., Shakura N.J., Zhekov S.A.), 1991, *Astron.Astrophys.Transac. Yourn.Sov.Astron.Soc.*, **1**, 41.
 Бридл, Перлей (Bridle A.H., Perley R.A.), 1985, *Ann.Rev. Astron.Astrophys.*, **22**, 319.
 Вайндхам (Wyndham J.D.), 1966, *Astrophys.J.*, **144**, 459.
 Валтонен М. (Valtonen M.), 1990, in: J. Sulentic et al. (eds.) *Paired and Interacting Galaxies*, IAU Symposium 124, p.497.
 Ван Брейгель и др. (Van Breugel W., Filippenko A., Heckman T., Miley G.), 1985, *Astrophys.J.*, **293**, 83.
 Верон-Цети, Верон (Veron-Cetty M.-P., Veron P.), 1984, *ESO Sci.Rep.*, N 1.
 Вилье, Ценг Вей (Veilleux S., Zheng Wei), 1991, *Astrophys.J.*, **377**, 89.
 Видман (Weedman D.W.), 1973, *Astrophys.J.*, **183**, 29.
 Вилсон и др. (Wilson A.S., Baldwin J.A., Sun Sre-Dung., Wright A.E.), 1986, *Astrophys.J.*, **310**, 121.
 Вилсон и др. (Wilson A.S., Helfer T.T., Haniff C.A., Ward M.J.), 1991, *Astrophys.J.*, **381**, 79.
 Виттл (Wittle M.), 1992a, *Astrophys.J.Suppl.Ser.*, **79**, 49.
 Виттл (Wittle M.), 1992b, *Astrophys.J.*, **387**, 109.
 Виттл (Wittle M.), 1992c, *Astrophys.J.*, **387**, 121.
 Влерик и др. (Wlerick J.D., Bouchet P., Cayatte V., Michet D.), 1981, *Astron.Astrophys.*, **102**, L17.
 Воронцов-Вельяминов Б.А., 1972, *Внегалактическая астрономия*, М.: Наука, с.439.
 Ворошилов В.И., Метлов В.Г., 1988, *Астрон.Цирк.*, N1416, 5.
 Грахам (Graham J.A.), 1982, *Publ.Astron.Soc.Pacific*, **4**, 244.
 Де Вокулер (De Vaucouleurs G.), 1968, *Appl.Opt.*, **7**, 1513
 Де Вокулер, Де Вокулер (De Vaucouleurs G., De Vaucouleurs A.), 1968, *Astron.J.*, **73**, 858.

- Де Робертис, Погг (De Robertis M.M., Pogg R.W.), 1986, *Astron.J.*, **91**, 1026.
- Джонсон (Johnson H.L.), 1965, *Astrophys.J.*, **141**, 923.
- Джонсон, Морган (Johnson H.L., Morgan W.W.), 1951, *Astrophys.J.*, **114**, 552.
- Джонсон, Митчел (Johnson H.L., Mitchel R.I.), 1962, *Commun. Lunar. Planet. Lab.*, **1**, 73.
- Дибай Э.А., Засов А.В., 1985, *Астрон.Ж.*, **62**, 468.
- Дорошенко В.Т., Теребиж В.Ю., 1979, *Письма в Астрон.Ж.*, **5**, N 11, 571.
- Дорошенко В.Т., Теребиж В.Ю., 1981, *Астрофизика*, **17**, 667.
- Дудинов В.Н. и др. (Dudinov V.N., Tsvetkova V.S. Novikov S.B., Pronik I.I.), 1990, in: J.Sulentic et al. (eds.) *Paired and interacting galaxies*, IAU Symposium 124, p.421.
- Засов А.В., Дибай Э.А., 1970, *Астрон.Ж.*, **47**, 23.
- Засов А.В., Лютый В.М., 1973, *Астрон.Ж.*, **50**, 253.
- Засов А.В., Лютый В.М., 1981, *Письма в Астрон.Ж.*, **7**, 459.
- Засов А.В., Неизвестный С.И., 1989, *Письма в Астрон.Ж.*, **15**, 963.
- Капур (Kapur R.Ch.), 1976, *Pramāna*, **7**, 334.
- Клейн и др. (Klein U., Heidmann J., Wielibinski R., Wunderlich E.), 1986, *Astron.Astrophys.*, **154**, 373.
- Кузинс (Cousins A.M.), 1978, *Mon.Not.R.Astron.Soc.*, **37**, 8.
- Кути Рок и др. (Cuti Rôc.M., Rudy R.M., Rieke G.H., Tokunaga A.T., Willner S.P.), 1984, *Astrophys.J.*, **280**, 521.
- Леливрье (Lelievre G.), 1976, *Astron.Astrophys.*, **51**, 374.
- Лехи, Перли (Leahy J.P., Perley R.A.), 1991, *Astron.J.*, **102**, 537.
- Линфилд (Linfield R.), 1981, *Astrophys.J.*, **244**, 436.
- Лютый В.М., Шаров А.С., 1982, *Астрон.Ж.*, **59**, 174.
- Мак Кенти (Мак Кенти J.W.), 1990, *Astrophys.J. Suppl.Ser.*, **72**, 231.
- Медведев В.Г., Павленко Е.П., Прокофьева В.В., 1985, *Изв. Крым.Астрофиз.Обсерв.*, **73**, 122.
- Метик Л.П., Проник И.И., 1976, *Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв.*, **55**, 188.
- Метик Л.П., Проник И.И., 1977, *Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв.*, **56**, 52.
- Метик Л.П., Проник И.И., 1979, *Астрофизика*, **15**, 37.
- Метик Л.П., Проник И.И., 1981, *Астрофизика*, **17**, 629.
- Метик Л.П., Проник И.И., 1987, *Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв.*, **76**, 80.
- Метик Л.П., Проник И.И., 1990, *Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв.*, **82**, 50.
- Метик Л.П., Проник И.И., 1996, *Астрофизика*, в печати.
- Минковский (Minkowski R.), 1957, in: H.C. Van der Hulst (eds.) *Radio Astronomy*, IAU Symposium 4, p.107.
- Моле и др. (Moles M., del Olmo A., Masegosa J., Perea J.D.), 1988, *Astron.Astrophys.*, **197**, 1.
- Неизвестный С.И., 1986, *Сообщ. Спец.Астрофиз. Обсерв.*, **51**, 5.
- Неизвестный С.И., 1988, *Исследование фотометрических особенностей Сейфертовских галактик*, диссертация на соискание канд.физ.-мат. наук. Тарту.
- Пенс (Pence W.), 1976, *Astrophys.J.*, **203**, 39.
- Персон и др. (Persson S.E., Frogel J.A., Aaronson M.A.), 1979, *Astrophys.J. Suppl.Ser.*, **39**, 61.
- Пройс и др. (Preuss E., Kellermann K.J., Pauliny-Toth J.J.K., Shaffer D.B.), 1980, *Astrophys.J.*, **240**, L.7.
- Прокофьева В.В., Бочков В.В., Павленко Е.П., 1993, *Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв.*, **88**, 110.
- Прокофьев В.К., 1951, *Фотографические методы количественного спектрального анализа металлов и сплавов. Часть 2. Методы*. М.: Гостехтеориздат, 327 с.
- Проник И.И., 1972, *Астрон.Ж.*, **49**, 768.
- Проник И.И., Метик Л.П., 1981, *Астрофизика*, **17**, 19.
- Проник, Метик (Pronik I.I., Metik L.P.), 1988, in: *New Ideas in Astronomy*. Eds. J.Sulentic, B.Madore, University Press. Cambridge, p.119.
- Проник, Метик (Pronik I.I., Metik L.P.), 1990, *Astrophys. Space Sci.* **171**, 81.
- Проник, Матвеев (Pronik I.I., Matveenko L.J.), 1990, *Astrophys.Space Sci.*, **164**, 285.
- Рис (Rees M.J.), 1978, *Phys.Scr.*, **17**, 193.
- Рубин и др. (Rubin V.C., Ford W.K., Peterson Ch.J.), 1977, *Astrophys.J.*, **211**, 693.

- Рэдхад и др. (Readhead A.C.S., Pearson T.J., Cohen M.H., Ewing M.S., Moffet A.T.), 1979, *Astrophys.J.*, **231**, 299.
- Селове (Selove D.M.), 1969, *Astrophys.J.*, **158**, L19.
- Сендидж (Sandage A.B.), 1962, *Astrophys.J.*, **135**, 333.
- Сендидж (Sandage A.B.), 1972, *Astrophys.J.*, **178**, 25.
- Сендидж (Sandage A.B.), 1973, *Astrophys.J.*, **183**, 711.
- Симкин (Simkin S.M.), 1976, *Astrophys.J.*, **204**, 251.
- Стоктон (Stokton), 1972, *Astrophys.J.*, **173**, 247.
- Страйжис В.Л., 1977, Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Мокслас.
- Тернер, Пондс (Turner T.J., Pounds K.A.), 1989, *Mon.Not.R. Astron.Soc.*, **240**, 833.
- Улвестад и др. (Ulvestadt J.S., Wilson A.S., Sramek R.A.), 1981, *Astrophys.J.*, **247**, 419.
- Уокер, Пайн (Walker M.F., Pine C.D.), 1974, *Publ.Astron. Soc.Pacific*, **86**, 870.
- Уокер и др. (Walker R.C., Benson J.M., Unwin S.C.), 1987, *Astrophys.J.*, **316**, 546.
- Ферни (Ferne J.D.), 1983, *Publ.Astron.Soc.Pacific*, **95**, 782.
- Фрайкс-Бернет и др. (Fraix-Burnet D., Golombek D., Macchetto F.D.), 1991, *Astron.J.*, **102**, 562.
- Фрике, Коллашный (Fricke K.J., Kollatschny W.), 1989, in: D.E.Osterbrock (eds.) *Active Galactic Nuclei*, IAU Symposium 134, p.425.
- Хайнес, Броди (Hanes D.A., Brodie J.P.), 1985, *Mon.Not.R. Astron.Soc.*, **214**, 491.
- Хачикян, Видман (Khachikyan E.Je., Weedman D.W.), 1974, *Astrophys.J.*, **192**, 581.
- Хекман и др. (Heckman T., Beckwith S., Blitz L., Skrutskie M., Wilson A.), 1986, *Astrophys.J.*, **305**, 157.
- Хуа (Hua C.T.), 1988, *A&A*, **199**, 105.
- Хьюге и др. (Hughes D.H., Robson E.J., Ward M.J.), 1989, in: D.E. Osterbrock (eds.) *Active Galactic Nuclei*, IAU Symposium 134, p.376.
- Хьюге, Робсон (Hughes D.H., Robson E.J.), 1991, *Mon.Not.R. Astron.Soc.*, **249**, 560.

Период P_0 в спектре мощности осцилляций активных ядер галактик

В.А. Котов¹, В.М. Лютый²

¹ Крымская Астрофизическая Обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

² Государственный астрономический институт им. Штернберга, 119899, Москва, Университетский пр., 13

Поступила в редакцию 23 октября 1995 г.

Аннотация. На основе данных 1968–1990 гг. о быстрой переменности блеска (в оптическом и рентгеновском диапазонах спектра) четырех внегалактических объектов – активных ядер галактик NGC 3516, NGC 4151, BL Lac, PKS 2155-304 – с высоким частотным разрешением построен суммарный спектр мощности в окрестности периода 160 мин. Найдено, что максимальный и единственный статистически достоверный пик мощности в рассмотренном диапазоне частот соответствует периоду $160.0102 (\pm 6)$ мин (значимость около 5σ). В пределах ошибки он совпадает с известным периодом глобальной пульсации Солнца $P_0 = 160.0101 (\pm 1)$ мин, что является еще одним сильным свидетельством в пользу гипотезы о космологической природе P_0 – осцилляции.

THE PERIOD P_0 IN THE POWER SPECTRUM OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI, by V.A. Kotov and V.M. Lyuty. The high resolution power spectrum of rapid variations of luminosities of four active galactic nuclei, NGC 3516, NGC 4151, BL Lac and PKS 2155-304, was computed near 160-min period on the basis of optical and X-ray data 1968–1990. It is found that the maximal and only statistically significant peak, within the frequency range considered, corresponds to a period of $160.0102 (\pm 6)$ min (with the confidence level of nearly 5σ). Within the error limits it coincides with the well-known period of global pulsation of the Sun, $P_0 = 160.0101 (\pm 1)$ min, and thus strongly supports the hypothesis about a cosmological nature of the P_0 -oscillation.

Ключевые слова: активные ядра галактик, космология

1 Введение

Период $P_0 \approx 160$ мин, впервые обнаруженный в спектре мощности (СМ) глобальных осцилляций Солнца (см. обзор Котова 1985), впоследствии найден также в вариациях блеска некоторых активных ядер галактик (АЯГ) (Котов и Лютый 1990; Лютый и Котов 1990). Некоторые оппоненты высказали мнение, что P_0 – периодичность в данных наблюдений АЯГ или (а) ничем не выделена по сравнению с другими (“шумовыми”) пиками в анализируемых СМ, или (б) она является артефактом наблюдений и/или метода обработки наблюдательных данных. При этом оппоненты не устают повторять неправильный тезис о “близости” периода P_0 к $1/9$ среднесолнечных суток (на деле период $P_0 = 160.0101 (\pm 1)$ мин существенно отличается от 9-ой гармоники суток 160.0000 мин).

Следует иметь в виду, что в отличие от большинства публикующихся работ (напр., в области современной гелио- и астеросейсмологии) по поиску периодичностей, в нашем случае речь идет

не о поиске, а об определении амплитуды и статистической значимости переменности на частоте, заданной в rgoi (частота $\nu_0 = P_0^{-1} = 104.1601 (\pm 1)$ мкГц). Это значительно облегчает задачу, поскольку дает возможность производить анализ данных (строить средние кривые блеска, вычислять СМ) для достаточно узкого диапазона частот. Такие спектры уже были получены для ряда внегалактических объектов (АЯГ), и они показали наличие у них статистически значимой (от $\approx 2\sigma$ до $\approx 4\sigma$) периодичности P_0 .

СМ с высоким разрешением по частоте были вычислены для тех АЯГ, наблюдения которых (с очень большим числом перерывов) выполнены на протяжении примерно 10–20 лет. Однако эти спектры вычислялись только для узкой области частот: в большинстве случаев – в диапазоне, не выходящем за пределы 104.12–104.22 мкГц. Мы, однако, утверждаем (Котов и Лютый 1992; см. также ссылки, приведенные там), что статистическая значимость периода P_0 неуклонно увеличивается с ростом числа наблюдений вариаций блеска данного объекта.

В настоящее время для некоторых АЯГ полное число отдельных измерений блеска (N) составляет несколько сотен, причем наблюдения эти сделаны (в наземных условиях и/или – в рентгеновском диапазоне – на спутника) на протяжении 10–20 лет. Это позволяет строить СМ с достаточно высоким разрешением.

Каждое отдельное измерение (точка) представляет собой среднюю величину блеска за временной интервал, как правило, ≈ 5 мин. Анализируются остатки “измерения минус медленный тренд”; последний аппроксимируется полиномами степени $n = 0, 1$ или 2 , см. Котов и Лютый (1990, 1992). При этом заметим, что для любого из исследуемых объектов (АЯГ) суммарное число измерений не превышает $N = 800$. Поэтому поиск периодичностей (для области периодов 1–3 час) для таких временных рядов, без априорной информации, представляет собой, естественно, практически неразрешимую задачу (вследствие следующих причин: а) амплитуда искомой периодичности сравнима с уровнем шумов или даже ниже его; б) влияние трендов и длиннопериодных шумов; в) влияние скважности наблюдений: наблюдениями для каждого объекта охвачено не более 10^{-3} всего 10–20 летнего интервала). У нас частота (гипотетического) сигнала задана; но теперь, в отличие от прежних наших работ (см., напр., Котов и Лютый 1993), сконцентрировав анализ только на объектах, которые имеют наибольшее число измерений (N) и более-менее равномерное распределение наблюдений по всему временному интервалу (от ≈ 10 до ≈ 20 лет), мы можем получить более надежный СМ и, что наиболее важно, существенно расширить диапазон анализируемых частот.

Моменты времени всех наблюдений перед обработкой приводились к Солнцу.

2 PKS 2155–304, объект типа BL Lac

Предварительный результат – относительно присутствия P_0 -периодичности – на основе данных рентгеновских спутников HEAO-1 (1977 г.) и EXOSAT (1983–1985 гг.) сообщен ранее (Котов и Лютый 1992). После этого часть измерений EXOSAT нами переработана в соответствии с более детальными графиками, опубликованными Морини и др. (1986) для 1983 и 1984 гг. (всего 5 записей суммарной длительностью 33.8 час ($N = 286$), полученных 31 октября и 29 ноября 1983 г. и 6, 7 и 11 ноября 1984 г. в диапазоне энергий 1–6 кэВ).

26 и 27 мая 1987 г. объект наблюдался на спутнике Ginga: на орбите, имеющей период 96 мин, рентгеновский поток измерялся в течение 20 мин (Охаши и др. 1989). (Заметим, что неопределенность процедуры вычитания фона на спутнике Ginga составляла $\lesssim 0.05$ ипс·с $^{-1}$ кэВ $^{-1}$, что в перерасчете на среднюю P_0 -кривую не превосходит 0.5%. Это примерно в 5 раз меньше амплитуды рассматриваемого периодического эффекта).

Охаши и др. (1989) привели кривые изменения рентгеновского потока для четырех диапазонов энергии. Нами проанализированы данные для трех диапазонов – от 1.7 до 9.8 кэВ, – полученные с наименьшими ошибками и более-менее хорошо соответствующие EXOSAT (всего за время около 27 час сделано 17 отдельных измерений, что в сумме дает 51 точку со стандартным отклонением $\Delta = 13.1\%$. В табл. 1 содержатся все сведения о рентгеновских данных объекта, анализируемых здесь.

Таблица 1. Рентгеновские наблюдения PKS 2155-304

Спутник	Интервал наблюдений	Диапазон энергий (кэВ)	N	Δ (%)
HEAO-1	10-16 ноября 1977 г.	0.5-20	75	14.3
EXOSAT	31 октября 1983 г.- 13 ноября 1985 г.	1 - 6	610	7.3
Ginga	26-27 мая 1987 г.	1.7 - 9.8	51	13.1
Все данные вместе	10 ноября 1977 г.- 27 мая 1987 г.	0.5 - 20	736	7.5*

*Массив "HEAO-1; Ginga" по величине Δ приведен к массиву "EXOSAT".

Таким образом, факт периодической пульсации PKS 2155 - 304 со стабильной начальной фазой подтверждается рентгеновскими данными трех спутников, разнесенными по времени на десятилетие.

Средняя кривая для периода P_0 , построенная по данным двух спутников, HEAO-1 и Ginga ($N = 126$, $\Delta = 13.8\%$), приведена на рис.1а: гармоническая амплитуда $A_h = 2.8 \pm 1.7\%$, фаза гармонического максимума $\varphi_h = 0.82 \pm 0.10$, достоверность (Котов и Лютыи 1992) $P = 2.1\sigma$. Эта кривая хорошо совпадает по фазе с кривой EXOSAT, показанной на рис.1б: $A_h = 1.4 \pm 0.4\%$, $\varphi_h = 0.80 \pm 0.05$, $P = 4.3\sigma$ (массив EXOSAT содержит $N = 610$ остатков, $\Delta = 7.3\%$).

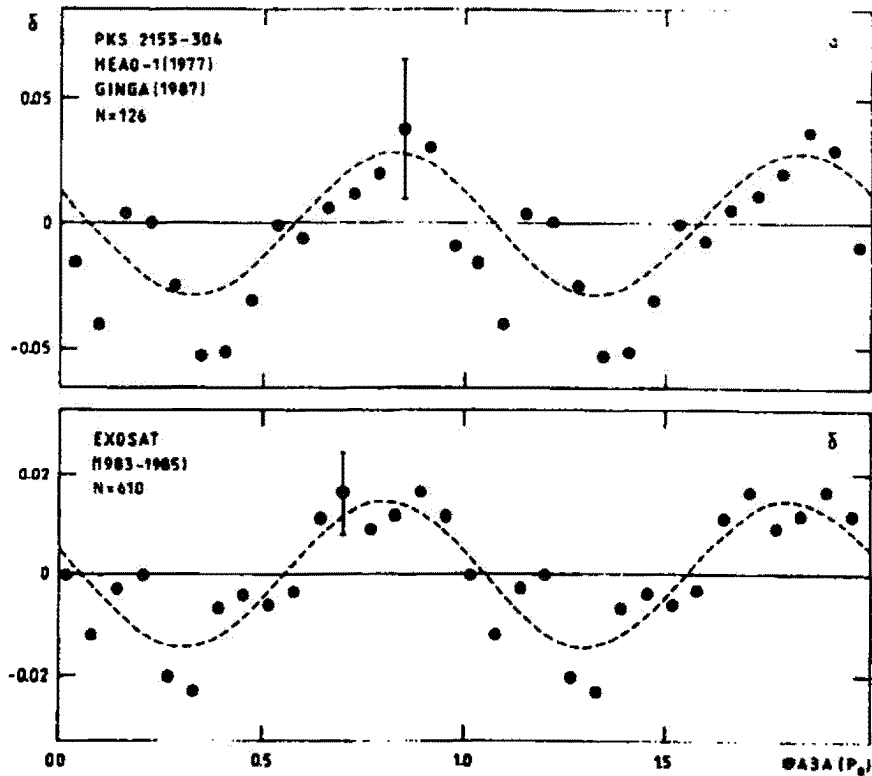


Рис. 1. Средние P_0 - кривые PKS 2155-304, построенные по рентгеновским данным спутников (а) HEAO-1 и Ginga (1977 и 1987 гг.; $N = 126$) и (б) EXOSAT (1983-1985 гг.; $N = 610$). Пунктирные кривые - синусоиды, проведенные через средние точки методом наименьших квадратов. Вертикальные черточки - типичные удвоенные стандартные ошибки ($\pm\sigma$). Интервал усреднения по фазе: $\tau = 30$ мин (а) и 20 мин (б). Нулевая фаза соответствует моменту UT 00^h00^m, 1 января 1974 г. По вертикали - относительные вариации потока (б) (то же - на рис.2)

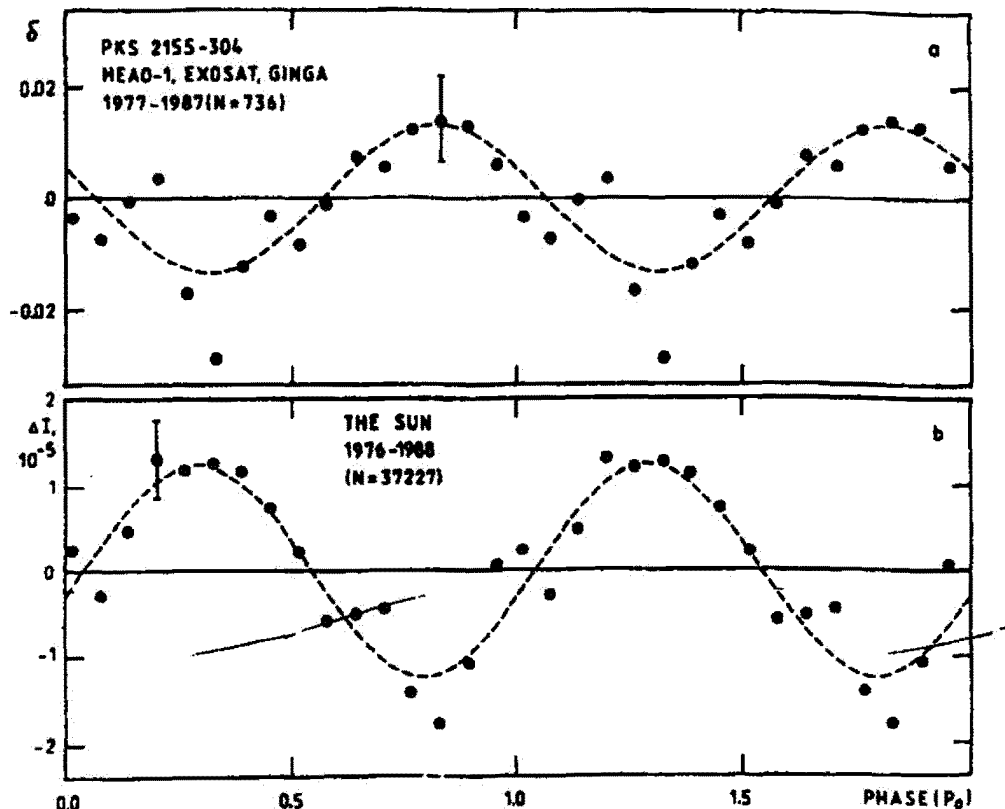


Рис. 2. а - Средняя P_0 - кривая объекта PKS 2155-304, полученная по всем рентгеновским данным 1977-1987 гг. ($N = 736$, $\tau = 20$ мин). б - Средняя кривая изменения дифференциальной яркости Солнца согласно наблюдениям в Крыму в 1976-1988 гг. ($N = 37\,227$, $\tau = 20$ мин). Моменты наблюдений приведены к системе координат, связанной с Солнцем

Затем массив данных, полученных на HEAO-1 и Ginga по общей для них величине среднеквадратичного отклонения Δ (путем умножения 126 остатков на коэффициент 0.532) был приведен к Δ массива EXOSAT. Средняя P_0 -кривая для полученной единой временной последовательности ($N = 736$; $\Delta = 7.5\%$) приведена на рис.2а: $A_h = 1.3 \pm 0.4\%$, $\varphi_h = 0.82 \pm 0.05$; фаза негармонического минимума $\Psi = 0.32 \pm 0.07$; $\mathcal{P} \approx 4.1\sigma$.

3 О колебаниях Солнца с периодом P_0

Измерения флуктуаций дифференциальной (центр-край) яркости фотосферы Солнца ΔI проводились в 1976-1988 гг. в КраО с помощью нескольких инструментов (в сумме 565 дней, $N = 37227$, что соответствует 3102 час наблюдений), см. Котов и др. (1991). Спектральный диапазон большинства измерений соответствует 0.7 - 1.65 мкм. Средняя кривая изменения ΔI Солнца с периодом P_0 приведена на рис. 2б: $A_h = (1.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$, $\varphi_h = 0.29 \pm 0.04$. Видно, что кривая Солнца находится практически точно в противофазе с кривой блеска PKS 2155-304. Это делает несостоятельным предположение некоторых авторов о том, что P_0 -кривая внегалактического объекта может быть артефактом, обусловленным влиянием Солнца - при наличии у последнего P_0 -периодичности, - в частности, его вспышечной активности (частота вспышек также модулируется с периодом P_0 , причем в фазе с кривой яркости фотосферы, см. Котов и др. 1991), на регистрирующую аппаратуру рентгеновских спутников.

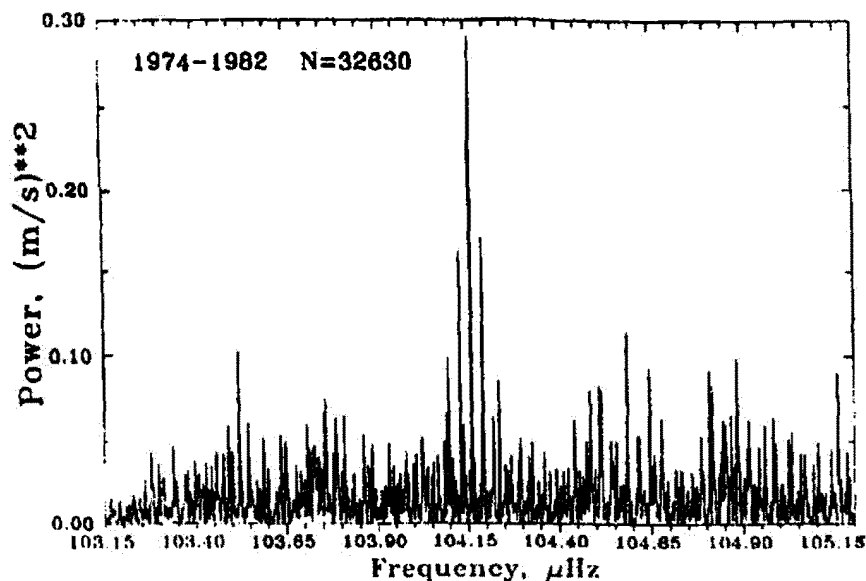


Рис. 3. Спектр мощности колебаний Солнца согласно крымским измерениям лучевой скорости в 1974–1982 гг. ($N = 32630$). По вертикали – квадрат гармонической амплитуды ($A_h^2, \text{м}^2\text{с}^{-2}$)

В последние годы амплитуда P_0 -периодичности у Солнца значительно уменьшилась, так что средний за 1982–1989 гг. эффект был практически необнаружим, амплитуда колебаний лучевой скорости фотосферы Солнца $A_h \approx 0.18 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$; в результате пик на частоте ν_0 в спектре мощности находился в указанные годы на уровне шумов. Падение мощности P_0 -осцилляции почти на порядок величины за 10 лет Котов и др. (1991) связывают с проявлением 20–22 летнего цикла магнитной активности Солнца.

В предыдущие годы (1974–1982 гг.), однако, присутствие P_0 -осцилляции с устойчивой начальной фазой, значительной амплитудой и высокой статистической достоверностью может считаться бесспорным, см., например, Брукс и др. (1976), Шеррер и Уилкоккс (1983), Котов (1985). Об этом же свидетельствует рис.3, показывающий спектр мощности глобальных осцилляций Солнца, рассчитанный нами для более широкого, чем ранее (Котов и др. 1991), диапазона частот. Это – результат всех измерений дифференциальной доплеровской скорости фотосферы, выполненных в Крыму в 1974–1982 гг. (число дней наблюдений 473; суммарное число остатков с 5-минутным усреднением $N = 32\,630$, что соответствует примерно 2719 час). Спектр вычислен методом дискретного Фурье – преобразования с шагом по частоте $\Delta\nu = 0.2 \text{ нГц}$ (аналогичный спектр построен ранее Котовым и др. (Котов и др. 1984) методом наложенных эпох). Главный пик, окруженный двумя годичными сателлитами, отвечает периоду $160.0102 (\pm 15) \text{ мин.}$ (На основе анализа временной последовательности хромосферных вспышек на Солнце за 1947–1980 гг. (Котов и др. 1991) получено наиболее точное значение периода: $P_0 = 160.0101(\pm 1) \text{ мин.}$)

4 Спектры мощности четырех АЯГ

Из 24 внегалактических объектов, изученных Котовым и Лютым (1993), для нашей цели (см. п.1) наиболее подходят данные наблюдений четырех АЯГ, приведенные в табл.2.

Спектры мощности вариаций рентгеновской светимости PKS 2155–304, BL Lac и NGC 4151 приведены на рис.4 (при этом для NGC 4151 среднееквадратичное значение Δ рентгеновских данных (остатков) приводилось к Δ оптического ряда этого объекта).

Таблица 2. Данные наблюдений АЯГ

Объект	Спектральный диапазон	Интервал наблюдений	N	Δ (%)
NGC 3516	оптич.	1968–1990	282	4.5
NGC 4151	оптич.	1968–1988	383	7.7
	рентген.	1975–1985	393	19.8
BL Lac	оптич.	1976–1987	586	2.44
PKS 2155–304	рентген.	1977–1987	736	7.5

Спектр мощности для NGC 3516 показан на рис.5б, где один из основных пиков соответствует периоду 160.0099 (± 6) мин (см. также Котов и Лютый 1992). Второй пик (160.0127 мин) обусловлен концентрацией наблюдательных данных в 1971–1975 и 1989–1990 гг. Вверху на рис.5а, для сравнения приведен спектр мощности глобальных солнечных осцилляций согласно крымским измерениям 1974–1988 гг.: здесь максимальный пик отвечает периоду 160.009 (± 1) мин.

Рассматривая рис.4 и 5 мы видим, что только один пик – среди всех пиков, превышающих уровень 3σ , – повторяется на всех пяти спектрах: пик, соответствующий периоду $P_0 \approx 160.010$ мин.

5 Средний спектр четырех АЯГ

Для указанных выше четырех АЯГ были вычислены нормированные спектры мощности: мощность $I(\nu)$ каждого спектра (рис. 4 и 5б) делилась на величину I_m – среднюю мощность данного спектра. Затем четыре нормированных спектра были усреднены, результат показан на рис.6. Здесь единственный значимый пик, превышающий уровень достоверности 3σ , соответствует периоду 160.0102 (± 6 мин); его статистическая значимость $P \approx 5\sigma$.

Спектр вычислен для узкого диапазона частот около ν_0 : от 104.12 до 104.21 мкГц. Аналогичный спектр, средний для четырех АЯГ, но вычисленный для более широкого диапазона частот, показан на рис.7. Хотя диапазон увеличен почти на порядок, максимальный пик в спектре по-прежнему соответствует периоду $P_0 = 160.010$ мин.

6 Дискуссия

Анализ быстрой переменности четырех АЯГ, наиболее полно охваченных наблюдениями, и, главное, их средний спектр мощности (рис.7) позволили (а) значительно расширить диапазон рассматриваемых частот для вычисления СМ, (б) убедиться, что и в более широком частотном диапазоне максимальный пик соответствует периоду $P_0 = 160.010$ мин и (в) получить тем самым новое важное свидетельство реальности P_0 -осцилляции АЯГ. Статистическая значимость периодичности P_0 существенно возросла.

Значения периода, определенные для Солнца и четырех АЯГ, приведены в табл.3, где указаны также статистические значимости P_0 -периодичности, достигающие в каждом случае $\approx (4 - 6)\sigma$. Значения периода всех пяти объектов, включая Солнце (табл.3), в пределах ошибок совпадают между собой. Особенно примечательно совпадение значения P_0 , наиболее точно определенного для Солнца (по вспышкам): 160.0101 (± 1) мин, – со значением, найденным по среднему спектру мощности четырех АЯГ: 160.0102 (± 6) мин.

Ранее Котов и Лютый (1990) проанализировали все возможные источники погрешностей, связанные с влиянием атмосферы, методикой измерений и обработки данных наблюдений, и пришли к выводу, что P_0 -периодичность АЯГ должна рассматриваться как реальное явление, присущее таким сверхмассивным (масса $M \sim (10^6 - 10^9) M_\odot$, где M_\odot – масса Солнца) и компактным объектам, какими являются АЯГ (включая квазары). Совпадение периода АЯГ с известным периодом

Видим, что помимо пика $\approx P_0 \approx 160.010$ мин, который присутствует во всех трех спектрах и существенно превышает уровень значимости 3σ , имеются другие пики, сравнимые по амплитуде с P_0 , или даже превышающие его высоту. Эти пики могут быть обусловлены реальной переменностью АЯГ, или шумами, или неудаленными трендами при наличии суточной скважности наблюдений и большим числом “пробелов” в наблюдениях.

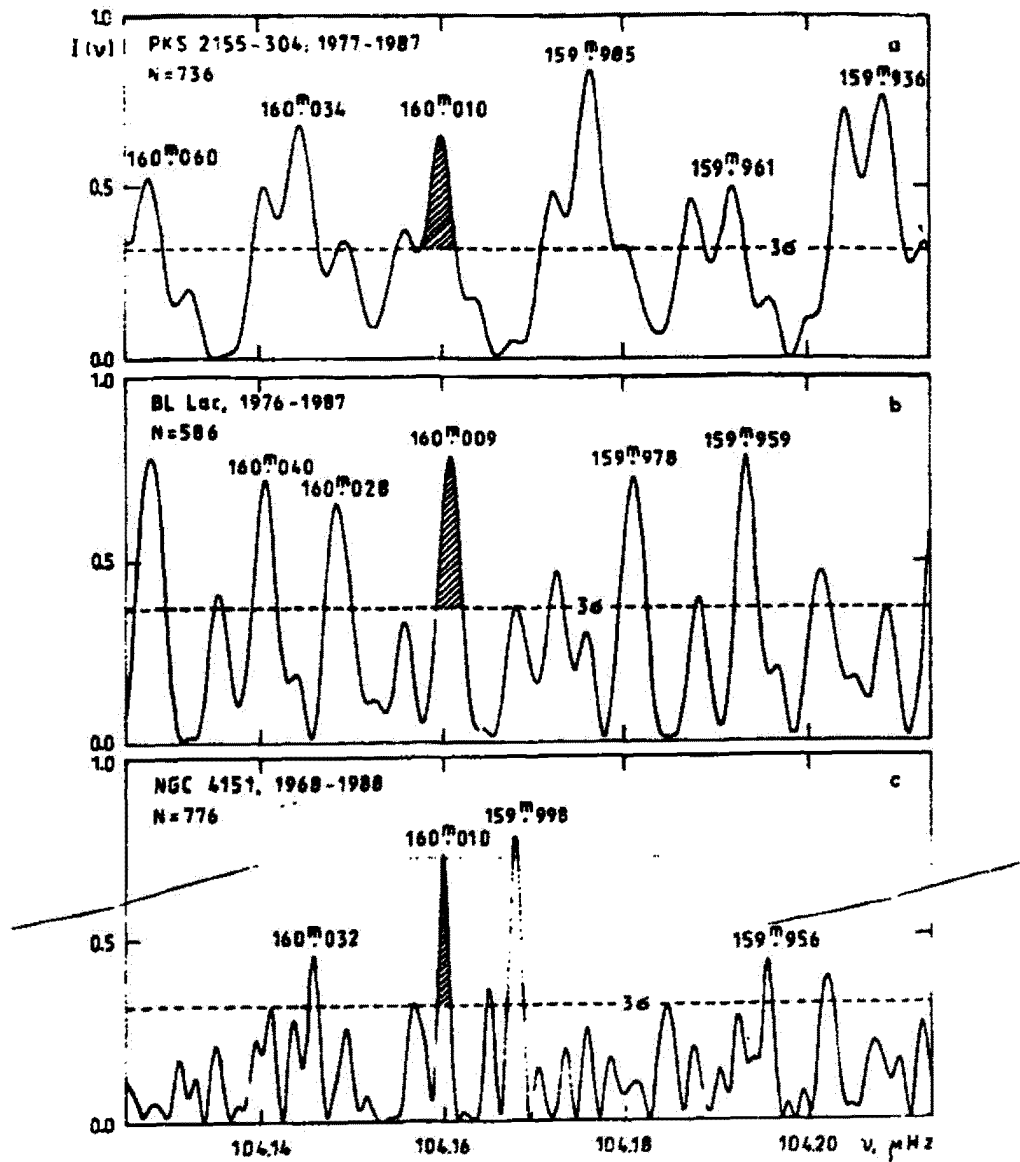


Рис. 4. Спектры мощности вариаций блеска трех АЯГ: (а) PKS 2155-304 (рентгеновские данные 1977-1987 гг., $N = 736$), (б) BL Lac (оптические наблюдения 1976-1987 гг., $N = 586$), (в) NGC 4151 (оптические и рентгеновские наблюдения 1968-1988 гг., $N = 776$). По вертикали - мощность $I(\nu)$ в произвольных единицах; горизонтальные пунктирные линии соответствуют уровню значимости 3σ (то же на рис.5). Заштрихованы пики, соответствующие периоду $P_0 \approx 160.010$ мин

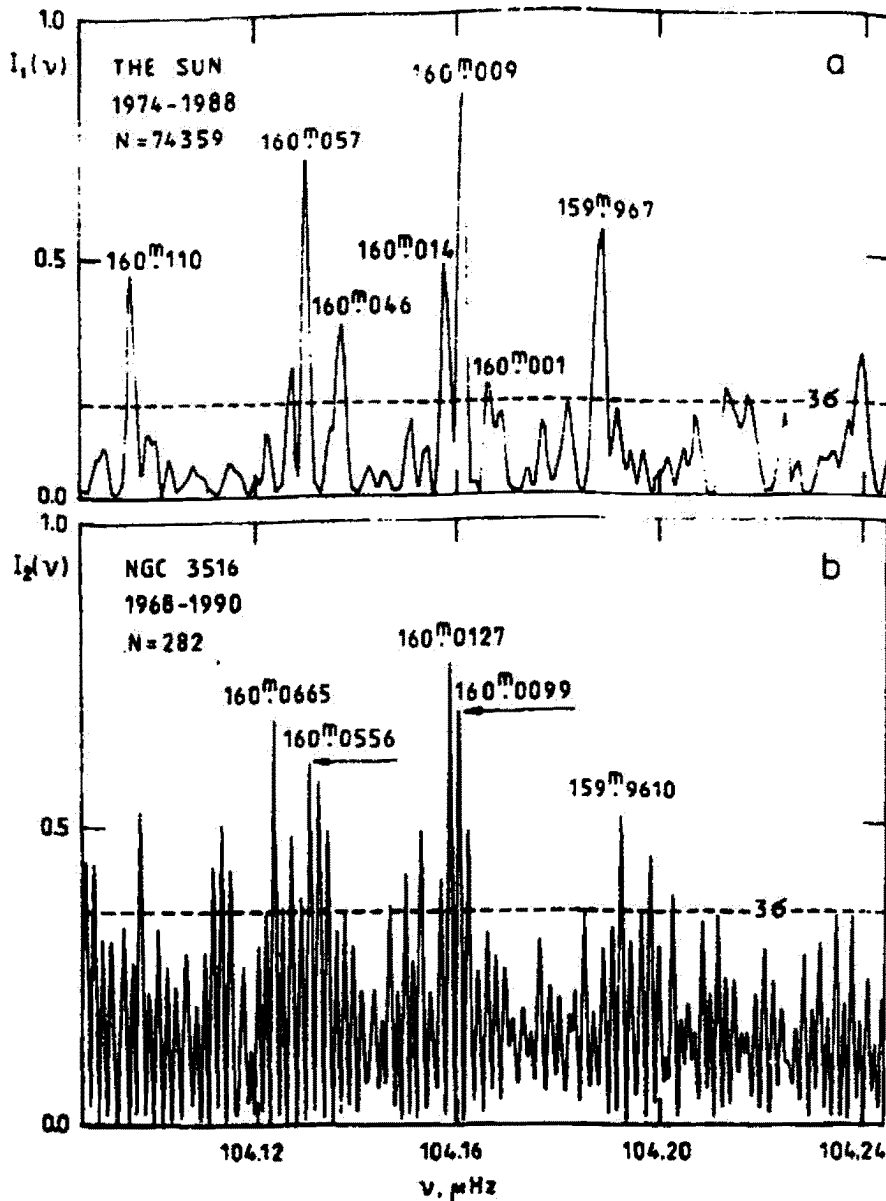


Рис. 5. Спектры мощности (а) глобальных колебаний Солнца (данные доплеровских измерений в КрАО за 1974-1988 гг., $N = 74359$) и (б) флуктуаций блеска NGC 3516 (1968-1990 гг., $N = 282$)

пульсации Солнца P_0 , а также его независимость от массы источника и красного смещения говорят в пользу гипотезы о космологическом происхождении “универсальных” 160-минутных осцилляций (подробнее см. Котов и Люты́й (1990), Люты́й и Котов (1990)).

Остановимся вкратце на некоторых интересных выводах, которые могут следовать из этой гипотезы:

(а) стандартная космологическая модель Вселенной, по-видимому, неверна: т. наз. “Большой взрыв” – кажущийся горизонт во времени, аналогичный пространственному горизонту;

(б) период P_0 представляет собой некоторую универсальную временную шкалу: “мировые ча-

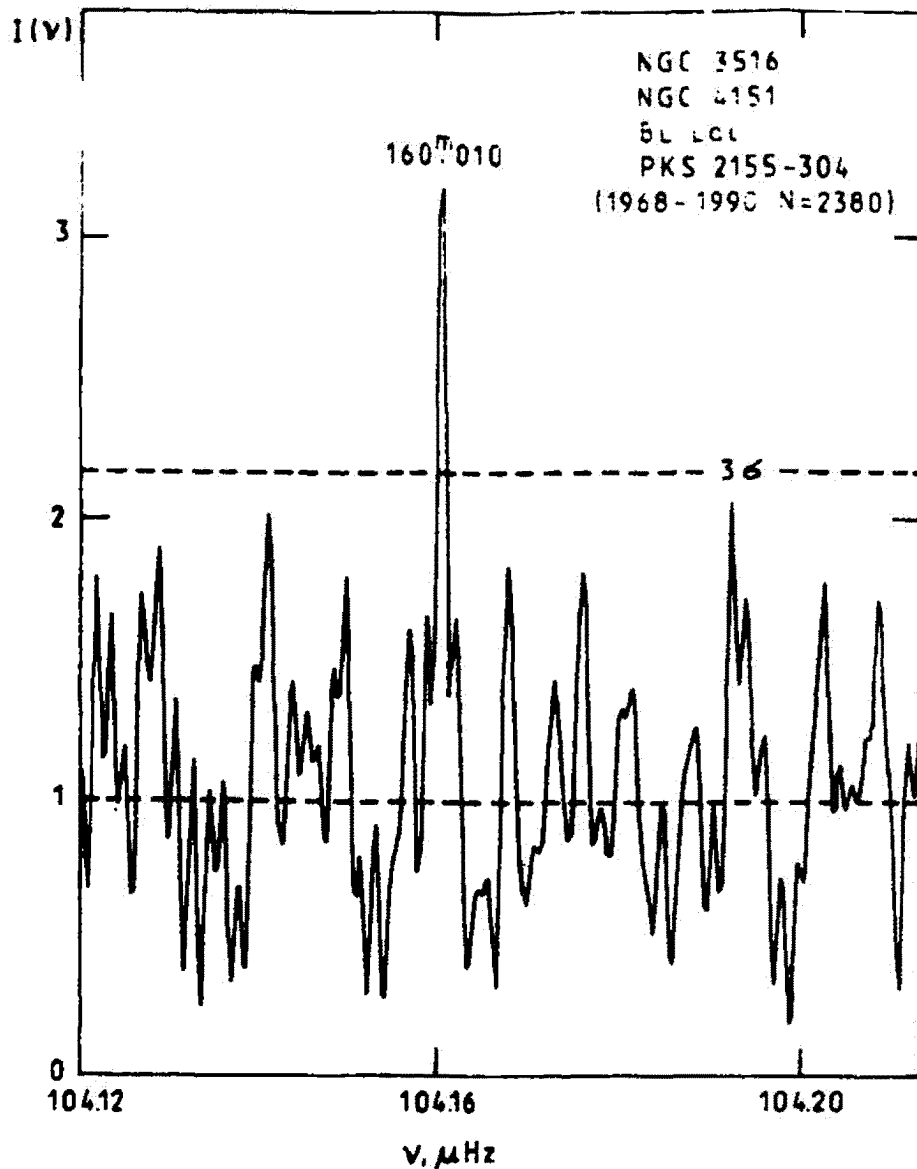


Рис. 6. Средний спектр мощности вариаций блеска четырех АЯГ: NGC 3516, NGC 4151, BL Lac, PKS 2155-304 (наблюдения 1968–1990 гг., полное число измерений $N = 2380$, шаг по частоте $\Delta\nu = 0.3$ мГц). Пунктирными линиями указаны средний уровень спектра (нижняя) и уровень значимости 3σ (верхняя)

сы”;

(в) P_0 -осцилляции примерно для половины (изученных) АЯГ происходят в фазе с Солнцем, для другой половины объектов – в противофазе с Солнцем (отсюда следует гипотеза о веществе и антивеществе во Вселенной, см. Котов и Лютый (1992, 1993).

Конечно, прежде чем защищать или, наоборот, критиковать и опровергать космологическую гипотезу (о происхождении P_0 -осцилляции) и соответствующие выводы, наиболее важным и первоочередным представляется неуклонное накопление и анализ новых наблюдательных данных о быстрой переменности АЯГ.

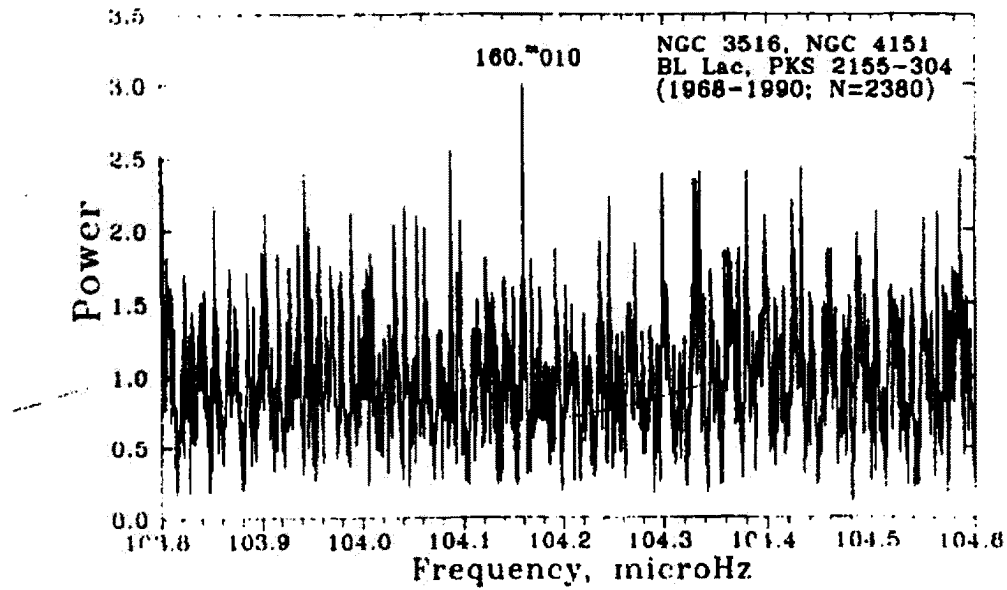


Рис. 7. То же, что на рис.6, - для более широкого диапазона частот (шаг по частоте $\Delta\nu = 0.2$ мГц)

В заключение напомним, что мы никогда в принципе не можем доказать правильность данной теории; эксперимент, ее подтверждающий, позволяет только констатировать, что теория еще не опровергнута.

Таблица 3. Значения периода P_0

Объект	Интервал наблюдений	N (или N_F)	Период (мин)	Значимость	Ссылка
Солнце*	1974-1980	≈27430	160.0095(10)	≈ 6σ	Scherrer and Wilcox (1983)
"_**	1974-1982	32630	160.0102 (15)	≈ 5σ	Kotov et al. (1991)
"_**	1974-1989	77159	160.0084(9)	≈ 6σ	-
"_***	1947-1980	18877	160.0101(1)	4σ	-
NGC 3516	1968-1990	282	160.0099(6)	4σ	Kotov and Lyuty (1992)
NGC 4151	1968-1988	776	160.0103(5)	4σ	-
BL Lac	1976-1987	586	160.009(2)	4σ	-
PKS 2155-304	1977-1987	736	160.010(2)	4σ	-
Четыре АЯГ, средний СМ	1968-1990	2380	160.0102(6)	5σ	-

* Доплеровские измерения колебаний лучевой скорости фотосферы Солнца.

** Анализ временной последовательности хромосферных вспышек на Солнце (число вспышек $N_F = 18877$)

Благодарности. Авторы благодарны В.И. Ханейчуку за вычисления спектров мощности с помощью дискретного Фурье-преобразования и полезные дискуссии о статистической значимости результатов.

Литература

- Брукс и др. (Brookes J.R., Isaak G.R., van der Raay H.B.), 1976, *Nature*, **259**, 92.
Котов (Kotov V.A.), 1985, *Solar Phys.*, **100**, 101.
Котов В.А., Ханейчук В.И., Цап Т.Т., 1991, *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.*, (в печати).
Котов, Лютый (Kotov V.A., Lyuty V.M.), 1990, *Compt. Rend. Acad. Sci. Paris*, **310**, 743.
Котов В.А., Лютый В.М., 1992, *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.*, **86**, 108.
Котов В.А., Лютый В.М., 1993, *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.*, **87**, 144.
Котов и др. (Kotov V.A., Severny A.V., Tsap T.T.), 1984, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, **55**, 117.
Лютый В.М., Котов В.А., 1990, *Письма в АЖ*, **16**, 771.
Морини и др. (Morini M., Chiappetti L., Maccagni D. et al.), 1986, *Astrophys. J.*, **306**, L71-L75.
Охашии и др. (Ohashi T., Makishima K., Inoue H. et al.), 1989, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **41**, 709.
Шеррер, Уилкокс (Scherrer P.H., Wilcox J.M.), 1983, *Solar Phys.*, **82**, 37.

Периодические P_0 колебания Солнца и десяти АЯГ и возможность космологического истолкования

В.А. Котов¹, В.М. Лютый², В.И. Ханейчук¹

¹ Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

² Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, 119899 Россия, г. Москва, Университетский пр., 13

Поступила в редакцию 19 апреля 1993 г.

Аннотация. Анализируются фотометрические данные о быстрой, в течение ночи, переменности десяти АЯГ с целью обнаружения когерентной по фазе периодичности. К крымским наблюдениям добавлены все доступные мировые данные, включая рентгеновские измерения на спутниках HEAO-1, Ариэль-5, EXOSAT и Ginga (в сумме 4931 отдельных измерений блеска для 10 внегалактических объектов). Статистический анализ данных, после удаления трендов, показал наличие 160-минутной периодичности для каждого объекта (со значимостью от 2.4σ до $\approx 4.4\sigma$).

Средний спектр мощности, вычисленный для квазара 3C 273 и ядер сейфертовских галактик NGC 3516 и NGC 4151, обнаруживает пик со значимостью 5σ , отвечающий периоду $160^m0105 \pm 0^m0007$. Он согласуется с периодом $P_0 = 160^m0101 \pm 0^m0001$ глобальных колебаний Солнца.

Эти новые результаты подтверждают космологическую гипотезу о природе «универсальной» P_0 -осцилляции. Делается попытка объяснить с физической точки зрения факт независимости наблюдаемой частоты $\nu_0 = P_0^{-1}$ от красного смещения АЯГ.

PERIODIC P_0 -OSCILLATIONS OF THE SUN AND TEN AGN'S AND POSSIBILITY FOR COSMOLOGICAL EXPLANATION, by V.A. Kotov, V.M. Lyuty and V.I. Haneychuk. The photometric data on rapid, intranight variability of ten AGN's are analysed with the aim to search for a phase-coherent periodicity. To the Crimean 1968–1991 observations we added all available (and suitable for analysis) world data including X-ray measurements made by satellites HEAO-1, Ariel-5, EXOSAT and Ginga (in total 4931 separate luminosity measurements for 10 extragalactic objects). Statistical analysis shows the presence of the 160-min periodicity for each AGN (at confidence level from 2.4σ to about 4.4σ).

The average power spectrum computed for the quasar 3C 273 and nuclei of the Seyfert galaxies NGC 3516 and NGC 4151 shows the 5σ -peak corresponding to a period of $160^m0105 \pm 0^m0007$. It fairly well coincides with the value $P_0 = 160^m0101 \pm 0^m0001$ known as period of global oscillations of the Sun, and, therefore, gives more credit for a cosmological hypothesis about origin of the "universal" P_0 -oscillation. A possible explanation of the apparent independence of the observed frequency $\nu_0 = P_0^{-1}$ on the AGN redshift is briefly discussed.

Ключевые слова: АЯГ, космология, колебания

1 Введение

Солнечное происхождение 160-минутных колебаний, обнаруженных в сигнале лучевой скорости фотосферы Солнца в 1974 г., подтверждено анализом всех данных, полученных в 1974–1991 гг. в

Крыму и Стэнфорде (Котов и др. 1993б). Наиболее точное значение периода: $P_0 = 160^m 0101 \pm 0^m 0001$.

Позднее та же, в пределах ошибок, периодичность была найдена в вариациях блеска 26 активных ядер галактик (АЯГ) (Котов и др. 1993а), — но с разной статистической значимостью \mathcal{P} , от $\approx 1\sigma$ до $\approx 5\sigma$. Некоторые астрофизики предлагали объяснить период или как (а) артефакт, обусловленный погрешностями наблюдений и/или обработки данных (особенно из-за близости P_0 к $1/9$ среднесолнечных суток), или как (б) реальное космологическое явление (Котов и др. 1993а, 1996). Наиболее важным сейчас представляется увеличение объема анализируемых данных о быстрой переменности АЯГ. Подтверждают ли они результаты Котова и др. (1993а, 1996), Котова и Лютого (1988), и какую интерпретацию, «а» или «б», следует считать более предпочтительной?

Процедура обработки материала и статистические критерии значимости изложены Котовым и Лютым (1992б). Медленные тренды фильтруются с помощью полиномов порядка 0 (снимается среднее за «ночь»), 1 или 2. Моменты времени наблюдений перед обработкой приводятся к Солнцу. За начальный момент для счёта фаз принята эпоха UT 00^h 00^m, 01.01.1974 г.

Обозначения: N — число отдельных измерений (остатков, после удаления трендов) в данном массиве, причём каждому измерению формально приписывается временной интервал 5^m (хотя на деле, для оригинальных данных, интервал усреднения мог составлять от 1^m до 15^m); Δ — среднеквадратичное отклонение массива; A_h и φ_h — гармонические амплитуда и фаза (максимума блеска) средней кривой; ψ — «пиковая» (негармоническая) фаза минимума. Относительные вариации блеска даются в зв. вел. (Δm) или в процентах (δ).

2 Блазар OJ 287

Результаты предварительного поиска P_0 -периодичности приведены Котовым и др. (1993а): они основаны на оптических и ИК-наблюдениях, выполненных разными авторами в 1972–1988 гг., см. табл. 1 ($N = 265$). Ниже приводим сводку всех новых мировых данных, привлекаемых нами для изучения переменности объекта.

Таблица 1. Данные наблюдений OJ 287

Интервал (дата) наблюдений	Фильтр (полоса)	N	Δ , зв.вел.	Ссылка
14.02.1972	U, B, V	36	0.0584	Эпштейн и др., 1972
17.02.1972	K	9	0.0906	«»
18.03.1972	V	31	0.0071	Висванатан и Эллиот, 1973
11–12.02.1983	V	22	0.0065	Котов и Лютый, 1992а
2,3,5,10 и 11.12.1986	H, K	149	0.0591	Лоренцетти и др., 1989
11 и 12.03.1988	B	18	0.0572	Кси и др., 1990
19.12.1988; 5 и 13.03.1989	V	190	0.0097	Карини и др., 1992
20.04.1990	B, V, R, I	32	0.0821	Кси и др., 1992
9.01.1991	U	21	0.0247	Силланпаа и др., 1992
15,16 и 18.01; 9 и 18.03.1991	K, H	91	0.0522	Такало и др., 1992

Фотоэлектрические наблюдения в фильтре U проведены Силланпаа и др. (1992) 9.01.1991 г. в течение $5^h 8$. После удаления линейного тренда нами получен массив остатков: $N = 21$, $\Delta = 0.0247$ зв. вел.

В течение $2^h 5$ измерения выполнены 20.04.1990 г. попеременно в фильтрах B, V, R, I (Кси и др. 1992). После снятия линейного тренда для каждого фильтра отдельно нами получен массив B, V, R, I-остатков: $N = 32$, $\Delta = 0.0821$ зв. вел.

Такало и др. (1992) наблюдали объект в течение 5 ночей с длительностью $L \geq 2^h$ в ИК-области спектра. Нами обработаны измерения, выполненные в К- и Н-полосах за 15, 16 и 18.01; 9 и 18.03.1991 г. Данные (в зв. вел.) были усреднены для К и Н полос, затем для каждой ночи отдельно снят линейный тренд; получен массив: $N = 91$, $\Delta = 0.0522$ зв. вел. (суммарная длительность наблюдений около $24^h 0$).

Карини и др. (1992) опубликовали графики измерений в фильтре V. Наблюдения с $L \geq 2^h$ сделаны 19.12.1988 г., 5 и 13.03.1989 г.; общая длительность около $14^h 4$. После исключения линейных трендов для каждой ночи отдельно нами получен массив: $N = 190$, $\Delta = 0.0097$ зв. вел.

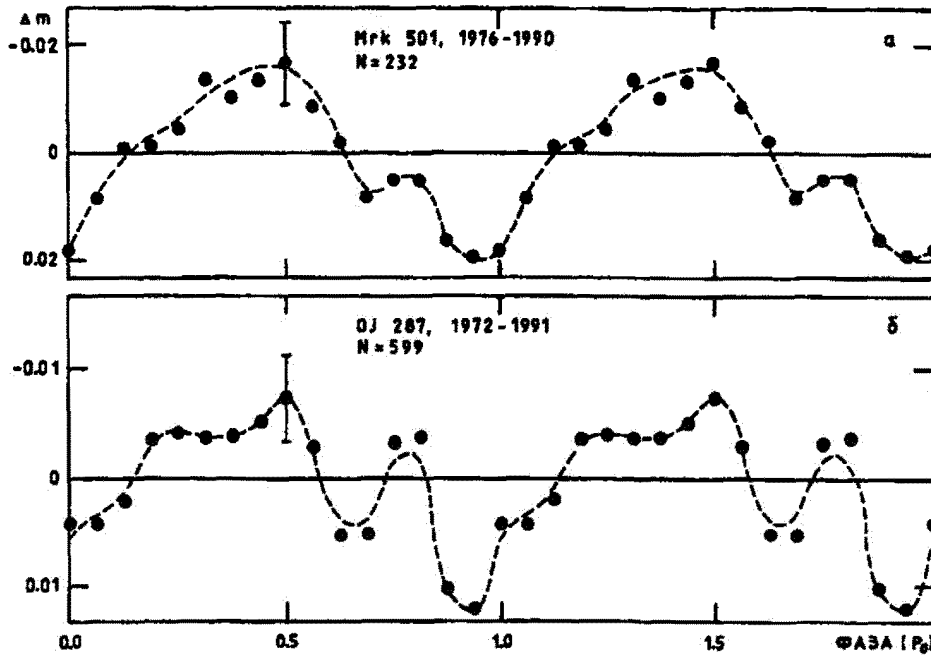


Рис. 1. Средние кривые блеска, построенные с периодом P_0 , для (а) Mrk 501 по данным оптических и ИК-наблюдений 1976–1990 гг. ($N = 232$) и (б) OJ 287 по оптическим и ИК-наблюдениям 1972–1991 гг. ($N = 599$). Вертикальная черта соответствует стандартной ошибке вариации блеска ($\pm\sigma$); пунктирная кривая через точки проведена «от руки»; интервал усреднения по фазе $\tau = 20^m$ (то же на других аналогичных рисунках).

Данные о всех новых наблюдениях 1989–1991 гг. также приведены в табл. 1. Все оптические (U, B, V, R, I-остатки были объединены в один временной ряд ($N = 350$, $\Delta = 0.0345$ зв. вел.), а ИК-остатки — в другой ряд: $N = 249$, $\Delta = 0.0578$ зв. вел. Затем ИК-ряд по величине Δ был приведен к Δ оптического ряда с помощью коэффициента 0.598; наконец, получен общий временной ряд для OJ 287: $N = 599$, $\Delta = 0.0345$ зв. вел. Средняя P_0 -кривая показана на рис. 16: $A_d = 0.0057 \pm 0.0026$ зв. вел., $\varphi_h = 0.41 \pm 0.08$, $\psi = 0.90 \pm 0.08$; значимость кривой, определённая без вычисления спектра мощности (СМ) (см. Котов и Лютый 1992б), $\mathcal{P} \approx 3.1\sigma$.

3 Объект Mrk 421

Прежние результаты сообщены Котовым и Лютым (1992а). Здесь мы несколько изменили обработку тех же данных и добавили новые массивы остатков.

Рентгеновские (X) наблюдения, выполненные на спутнике EXOSAT (Броди и др. 1987), обработаны так же, как и раньше (Котов и Лютый 1992а), но точки, в соответствии с интервалом усреднения $\approx 5^m$, теперь сгруппированы попарно, так что в новом X-массиве число остатков $N = 174$, $\Delta = 3.59\%$.

Несколько серий оптических измерений сделаны в фильтрах U, B, V, R в 1976 г. ($N = 12$) (Жуков 1976), 1982–1984 гг. ($N = 29$) (Силланпаа и др. 1988), 1983–1985 гг. ($N = 25$) (Кси и др. 1987), а также 4.02.1987 г. ($N=53$) (Котов и Лютый 1992а). В результате обработки (Котов и Лютый 1992а) получен массив: $N = 119$, $\Delta = 0.0429$ зв. вел.

Миллер и др. (1977) наблюдали объект в фильтре B в течение двух ночей, 25 и 28.01.1976 г., с общей длительностью $L \approx 8^h7$. После усреднения измерений в 5-минутных интервалах и удаления линейного тренда (для каждой ночи отдельно) нами получен массив: $N = 89$, $\Delta = 0.0062$ зв. вел.

Кси и др. (1988) привели измерения для одной ночи наблюдений, 13.01.1986 г. Эти данные мы не включили в обработку, так как они показали слишком большую переменность: около 1.4 зв. вел. за время $\approx 2^h5$.

Дополнительные X-измерения на спутнике EXOSAT (0.7 – 8.0 кэв) опубликованы Джиомми и др. (1990). Пригодные для обработки записи получены 2 и 3–4.12.1984 г. и 28–29.04.1985 г. После снятия линейного тренда для каждой из трёх записей отдельно, нами получен массив: $N = 39$, $\Delta = 5.35\%$.

Сведения о массивах Mrk 421 приведены в табл. 2.

Таблица 2. Наблюдения Mrk 421

Интервал (дата)	Фильтр	N	Δ	Ссылка
1976–1978	U, B, V, R	119	0.0429 зв. вел.	{ Котов и Лютый, 1992а Жуков, 1976 Силланпаа и др., 1988 Кси и др., 1987
25 и 28.01.1976	B	89	0.0062 зв. вел.	Миллер и др., 1977
2, 3 и 5.12.1984; 4.01.1985	X	174	3.59%	Броди и др., 1987
2 и 3–4.12.1984; 28–29.04.1985	X	39	5.35%	Джиомми и др., 1990

Далее массив $N = 89$ по Δ был приведен к Δ массива $N = 119$; получен общий оптический массив $N = 208$, $\Delta = 0.0428$ зв. вел. Для него вычислена средняя P_0 -кривая: $A_h = 0.011 \pm 0.005$ зв. вел., $\varphi_h = 0.38 \pm 0.08$, $\psi = 0.96 \pm 0.09$, $\mathcal{P} \approx 2.9\sigma$.

Оба X-массива были объединены в один X-ряд: $N = 213$, $\Delta = 3.95\%$. Параметры средней X-кривой с периодом P_0 такие: $N = 213$, $A_h = 0.18 \pm 0.41\%$, $\varphi_h = 0.37 \pm 0.37$, $\psi = 0.95 \pm 0.29$; она почти незначима: $\mathcal{P} \approx 1.3\sigma$.

Наконец, дисперсия X-массива $N = 213$ была приведена к дисперсии оптического ряда $N = 208$, и получена единая временная последовательность для Mrk 421: $N = 421$, $\Delta = 0.0427$ зв. вел. Средняя кривая блеска для периода P_0 приведена на рис. 2а: $A_h = 0.0067 \pm 0.0041$ зв. вел., $\varphi_h = 0.38 \pm 0.10$, $\psi = 0.95 \pm 0.08$; значимость $\mathcal{P} \approx 2.8\sigma$.

4 PKS 2155-304, объект типа BL Lac

Предварительные результаты поиска P_0 -периодичности сообщены Котовым и Лютым (1992б) и Котовым и др. (1993а). Они основаны на обработке X-измерений, выполненных на спутниках HEAO-1 (1977 г.), EXOSAT (1983–1985 гг.) и Ginga (1987 г.) в диапазонах энергий 0.5–20; 1–6 и 1.7–9.8 кэв соответственно; общий массив остатков: $N = 736$, $\Delta = 7.5\%$.

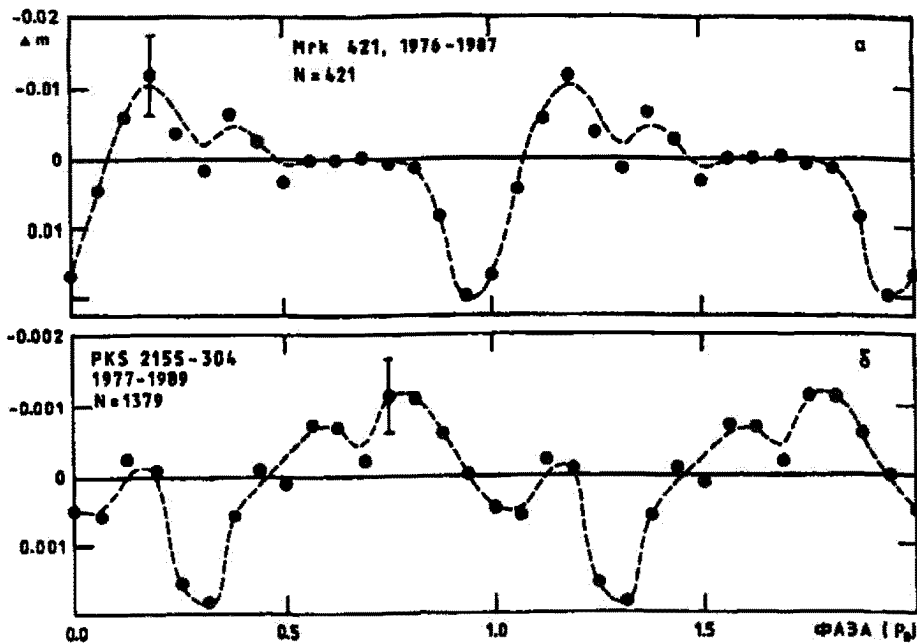


Рис. 2. P_0 -кривые блеска двух внегалактических объектов: (а) Mrk 421 (1976-1987 гг., $N = 421$) и (б) PKS 2155-304 (1977-1989 гг., $N = 1379$)

Новые X-данные EXOSAT для диапазона 0.7-8.0 кэВ приведены Джомми и др. (1990); общая длительность измерений $\approx 58^{\text{h}}4$. После удаления трендов с помощью одной параболы (три записи: 6 и 7.11.1984 г., 12-13.11.1985 г.) или двух парабол (две записи: 24-25.10 и 2-3.11.1985 г.) нами получен массив: $N = 333$, $\Delta = 4.9\%$. Эти остатки были добавлены к прежнему массиву $N = 736$; в итоге получен полный X-массив 1977-1987 гг.: $N = 1069$, $\Delta = 6.8\%$. Средняя P_0 -кривая для него показана на рис. 3а: $A_h = 0.96 \pm 0.26\%$, $\varphi_h = 0.82 \pm 0.05$, $\psi = 0.31 \pm 0.06$, $\mathcal{P} \approx 4.2\sigma$.

25-28.10.1989 г. объект наблюдался Карини и Миллером (1992): в течение четырех ночей, с общей длительностью около $30^{\text{h}}3$, сделано 571 измерение V-блеска относительно звезды сравнения. После усреднения в 5-минутных интервалах и удаления параболического тренда (для каждой ночи отдельно) нами получен общий массив V-остатков: $N = 310$, $\Delta = 0.0070$ зв. вел. Результирующая кривая — на рис. 3б: $A_h = 0.0017 \pm 0.0008$ зв. вел., $\varphi_h = 0.59 \pm 0.08$, $\psi = 0.13 \pm 0.21$; значимость $\mathcal{P} \approx 3.3\sigma$.

Приведя дисперсию X-массива $N = 1069$ к дисперсии оптического массива $N = 310$, получили общий временной ряд 1977-1989 гг.: $N = 1379$, $\Delta = 0.0070$ зв. вел. Средняя кривая блеска — на рис. 2б: $A_h = 0.00089 \pm 0.00033$ зв. вел., $\varphi_h = 0.75 \pm 0.06$, $\psi = 0.31 \pm 0.07$, $\mathcal{P} \approx 3.7\sigma$. (Для перехода к X-шкале ординаты кривой следует увеличить в 9.8 раза). Данные о наблюдениях объекта приведены в табл. 3.

5 Лацертид Mrk 501

Mrk 501 (= B2 1652 +39), объект типа BL Lac, уже рассматривался Котовым и Лютым (1992а).

Первые наблюдения быстрой переменности, по доступным нам данным, сделаны 1.09.1976 г. в фильтре V (Миллер и Мак-Джимси 1978) ($L \approx 1^{\text{h}}9$) и 9.08.1985 г. в фильтре В (Асланов и Липунова 1988) ($L \approx 2^{\text{h}}1$). После усреднения измерений в 5-минутных интервалах и удаления среднего за ночь нами получен массив: $N = 40$, $\Delta = 0.0128$ зв. вел.

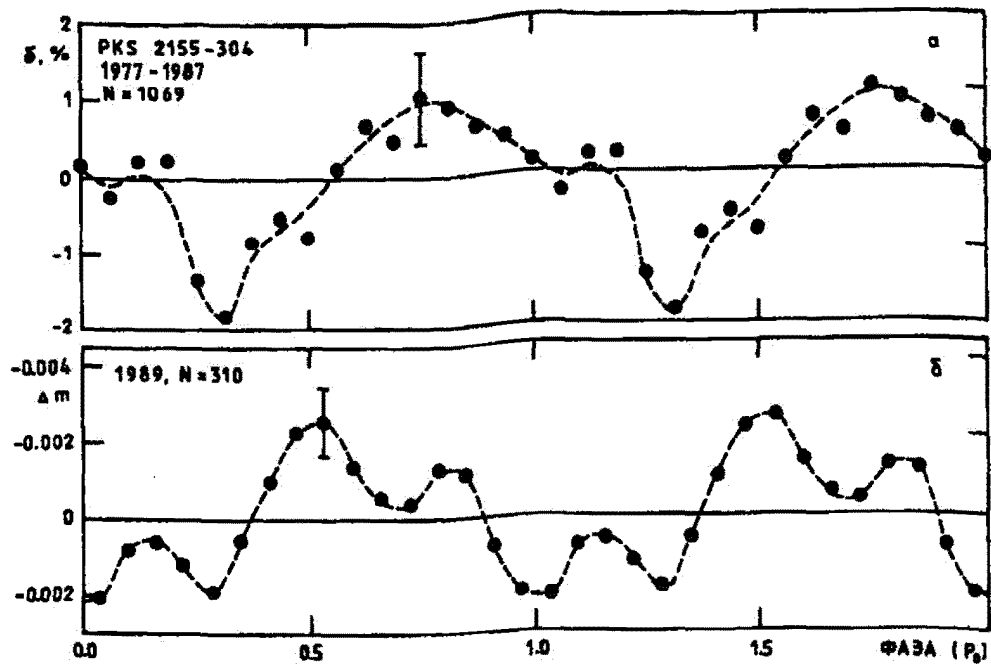


Рис. 3. Средние кривые блеска PKS 2155-304 согласно (а) рентгеновским (1977-1987 гг., $N = 1069$) и (б) оптическим (1989 г., $N = 310$) данным; $\tau = 20^m$ (а) и 30^m (б)

Таблица 3. Наблюдения быстрой переменности PKS 2155-304

Интервал (дата)	Фильтр	N	Δ	Ссылка
10-16.11.1977	X	75	14.3%	Снайдер и др., 1980
6, 7 и 11.11.1984; 24-25.10, 1-2 и 12-13.11.1985	X	610	7.3%	{ Морини и др., 1986 Тревес и др., 1989
6 и 7.11.1984; 24-25.10.1985; 2-3 и 12-13.11.1985	X	333	4.9%	Джиомми и др., 1990
26 и 27.05.1987	X	51	13.1%	Охаши и др., 1989
25-28.10.1989	V	310	0.0070 зв. вел.	Карини и Миллер, 1992

Наблюдения в фильтре В выполнены Киджером и Диего (1992) в течение четырёх ночей: 24-25 и 25-26.07; 13-14.08, а также в фильтре U: 15-16.08.1989 г., суммарная длительность $L \approx 14^h5$. После удаления для каждой ночи отдельно линейного тренда, нами получен общий массив В и U-остатков 1989 г.: $N = 118$, $\Delta = 0.0460$ зв. вел. Объединив его с массивом $N = 40$, мы получили общий U, В, V-массив: $N = 158$, $\Delta = 0.0403$ зв. вел.

Киджером и Диего (1992) и Киджером и др. (1992) в течение 6 ночей выполнена серия ИК-измерений в полосе К: 24-25 и 25-26.07.1989 г., 31.07-1.08.1990 г.; 1-2, и 6-7.08.1990 г.; в сумме $L \approx 24^h0$. После удаления для каждой ночи отдельно линейного тренда нами получен массив: $N = 74$, $\Delta = 0.0586$ зв. вел.

Приведя дисперсию ИК-ряда ($N = 74$) к дисперсии оптического ряда ($N = 158$), получили общую временную последовательность 1976-1990 гг.: $N = 232$, $\Delta = 0.040$ зв. вел. Средняя кривая изменения блеска приведена на рис. 1а: $A_h = 0.015 \pm 0.003$ зв. вел., $\varphi_h = 0.42 \pm 0.05$, $\psi = 0.96 \pm 0.10$, $P \approx 3.5\sigma$. Кривая находится практически в фазе с P_0 -кривой для блазара OJ 287 (рис. 16).

6 Объект NGC 4051

В случае NGC 4051 в анализ включен X-массив, полученный ранее Котовым и Лютым (1991) на основе измерений EXOSAT за 3–5.12.1985 г. в диапазоне 0.05–2 кэВ (Лоуренс и др., 1987): $N = 197$, $\Delta = 23.0\%$. К этому массиву добавили наблюдения EXOSAT за 8–9.04.1984 г. (Лоуренс и др. 1985), сделанные в двух диапазонах: 0.04–2 и 2–6 кэВ. После исключения параболического тренда отдельно для каждого энергетического диапазона и усреднения остатков, полученных одновременно в обоих диапазонах, получен X-массив 1984 г.: $N = 101$, $\Delta = 28.6\%$.

Серия X-наблюдений выполнена на спутнике Ginga (Куниэда и др. 1992); наиболее точные измерения приведены для диапазона 2.3–6.4 кэВ в виде трёх записей за 13–14, 14–15 и 15–16.05.1988 г. Суммарная длительность этих наблюдений $L \approx 40^h$. После удаления параболического тренда — для каждой из трёх записей отдельно — нами получен массив X-остатков 1988 г.: $N = 191$, $\Delta = 26.9\%$.

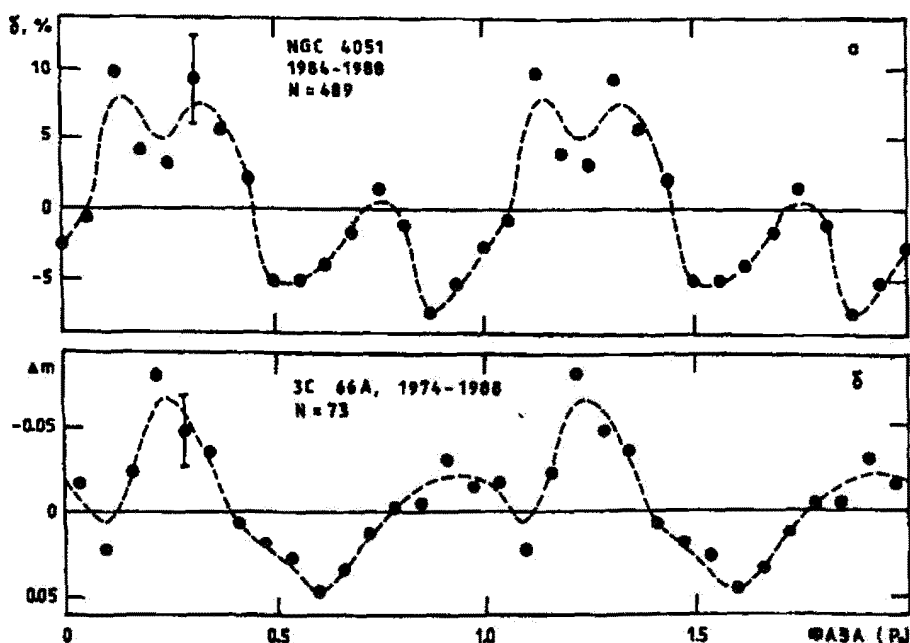


Рис. 4. Средние кривые блеска объектов: (а) NGC 4051 согласно X-измерениям 1984–1988 гг. ($N = 489$) и (б) 3C 66A по данным оптических наблюдений 1974–1988 гг. ($N = 73$); $\tau = 20^m$ (а) и 30^m (б)

Объединив последний массив с данными EXOSAT, получили единый временной ряд X-остатков для NGC 4051 за 1984–1988 гг.: $N = 489$, $\Delta = 25.7\%$. Средняя кривая X-блеска — на рис. 4а: $A_h = 5.0 \pm 2.3\%$, $\varphi_h = 0.26 \pm 0.08$, $\psi = 0.90 \pm 0.09$, $P \approx 3.2\sigma$.

7 3C 66A, 3C 273, 3C 371, NGC 3516 и NGC 4151

3C 66A, объект типа BL Лас, анализировался Котовым и Лютым (19926) на основе фотоэлектрических измерений Фолсона и др. (1976) за 11 и 14.11.1974 г.; получен массив: $N = 47$, $\Delta = 0.0532$ зв. вел.

Кси и др. (1988, 1990) наблюдали объект 9.12.1985 г. и 16.09.1988 г. с помощью CCD-матрицы, сделав 26 измерений в фильтрах В, V, R ($L \approx 7^h0$). После удаления линейных трендов (для каждого фильтра и каждой ночи отдельно) нами получен общий массив: $N = 26$, $\Delta = 0.1110$ зв. вел. Объединив эти остатки с массивом $N = 47$, получили единый временной ряд для ЗС 66А за 1974–1988 гг.: $N = 73$, $\Delta = 0.0780$ зв. вел. Средняя кривая показана на рис. 4б: $A_h = 0.032 \pm 0.022$ зв. вел., $\varphi_h = 0.15 \pm 0.12$, $\psi = 0.62 \pm 0.13$, $\mathcal{P} \approx 3.1\sigma$. Фазы φ_h двух объектов на рис. 4 в пределах ошибок совпадают.

Все мировые данные, относящиеся к объектам ЗС 273, ЗС 371, NGC 3516 и NGC 4151 и имевшиеся в нашем распоряжении, уже проанализированы, результаты, в виде средних кривых и спектров мощности, недавно опубликованы (Котов и др. 1996; Котов и Лютый 1992б).

8 Средний спектр мощности трёх объектов

С точки зрения обычного здравого смысла при относительно небольшом числе измерений, охватывающих интервал ≈ 10 –20 лет и связанной с этим скажностью временного ряда (огромным числом «пробелов») вычисление СМ вообще не имеет смысла. Но это в случае, когда *a priori* не известны ни частота, ни диапазон частот, где ожидается присутствие заметной периодичности. В нашем случае такая частота известна ($\nu_0 = P_0^{-1}$) из космологической гипотезы (Котов и Лютый 1992а) и предшествовавших исследований быстрой переменности АЯГ (Котов и др. 1993а, 1996; Котов и Лютый 1988, 1992б). Поэтому достаточно вычислить СМ в небольшом частотном диапазоне около ν_0 , чтобы убедиться в присутствии P_0 -колебания и оценить его статистическую значимость; это существенно понижает также вероятность появления сильных пиков, обусловленных эффектами неравномерности временного ряда и скажностью.

Из 10 АЯГ наименьшая неравномерность распределения измерений — у трёх объектов: ЗС 273, NGC 3516 и NGC 4151; для них же можно получить и наилучшее разрешение по частоте, т.к. для всех трёх галактик наблюдения охватывают интервал с 1988 г. по 1986–1991 гг., т.е. от 19 до 24 лет.

Для трёх указанных АЯГ методом прямого Фурье-преобразования были вычислены спектры мощности в районе 160-минутного периода с шагом 0.1 нГц. Затем каждый из трёх СМ нормировался на свой средний уровень, и три нормированных спектра были усреднены. Фрагмент спектра показан на рис. 5, где максимальный пик отвечает периоду $160^m0105 \pm 0^m0007$, совпадающему в пределах ошибок с солнечным значением $P_0 = 160^m0101 \pm 0^m0001$. Значимость пика около 5σ .

9 Основные результаты

Проанализированы все доступные нам мировые наблюдения быстрой переменности 10 АЯГ. По сравнению с первыми результатами объём данных увеличен более чем в два раза (см. табл. 4; N возросло от 2284 до 4931), и тем не менее эффект для каждого объекта остался статистически значимым на уровне от 2.4σ до 4.4σ . Более того, несмотря на ужесточение применяемых критериев, достоверность эффекта, для всей совокупности 10 АЯГ, возросла.

Сводка окончательных к настоящему времени данных для Солнца и 10 АЯГ — амплитуды A_h и фазы минимумов ψ — приведена в табл. 5.

Независимость частоты ν_0 от расстояния d до источника (АЯГ) и от красного смещения z заставляет обратиться к космологической гипотезе (Котов и Лютый 1988), а также пытаться найти физическое объяснение.

В среднем по 5 объектам, для которых имеются X- и оптические (плюс ИК-) наблюдения, рентгеновская амплитуда A_h в ≈ 2.6 раза больше, чем амплитуда в оптическом и ИК-диапазонах спектра. Соответствующая разность фаз минимумов для этих 5 АЯГ, в среднем, равна $\psi_{\text{опт.,ИК}} - \psi_X = -0.04 \pm 0.06$, т.е. колебания в X- и оптическом (плюс ИК-) диапазонах, в среднем, происходят синфазно.

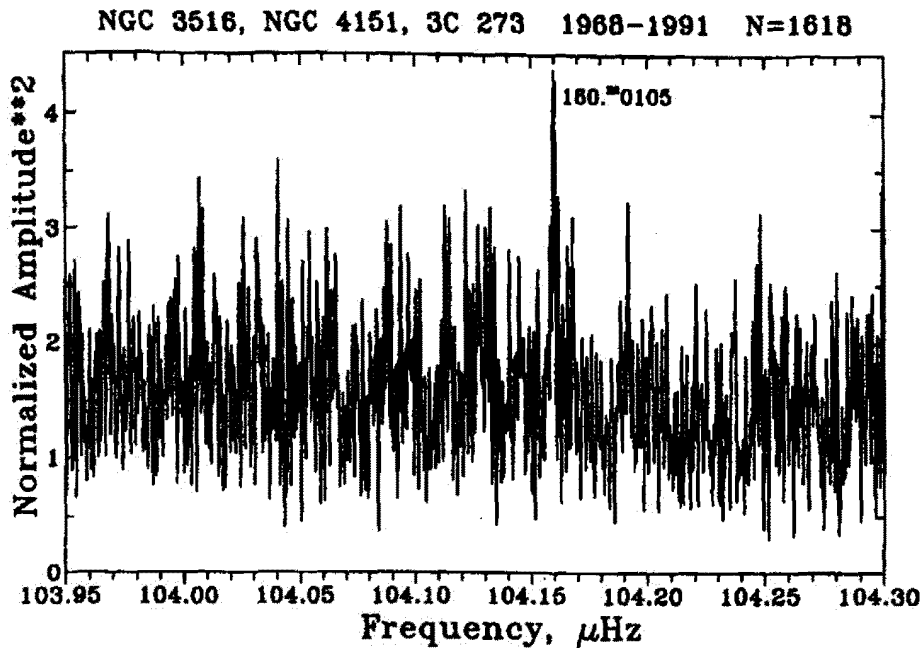


Рис. 5. Средний спектр мощности вариаций блеска трёх АЯГ: NGC 3516, NGC 4151 и 3C 273 (интервал наблюдений 1968-1991 гг., $N = 1618$). По вертикали — квадрат гармонической амплитуды в относительных единицах

10 Попытка интерпретации парадокса

Космологическая гипотеза подробно освещена Котовым и Лютым (1988). В ней период P_0 трактуется как «мировые» часы, связанные с « P_0 -осцилляциями пространственно-временной метрики». Инвариантность ν_0 объясняется эффектом времени. Проблема, однако, требует более ясного физического истолкования.

Допустим, что «космологические» P_0 -осцилляции действительно существуют у АЯГ. Тогда при движении источника должен наблюдаться эффект Доплера — сдвиг частоты

$$\Delta\nu = -\nu_0 \left(1 - \sqrt{\frac{1 - v/c}{1 + v/c}} \right) = -\frac{\nu_0 z}{1 + z}, \quad (1)$$

где c — скорость света, v — скорость удаления источника относительно наблюдателя. (Выражение (1) следует из специальной теории относительности (СТО) для эвклидова пространства-времени.) Парадокс в том, что у рассмотренных объектов сдвига частоты не происходит.

Возникшую проблему можно сформулировать и иначе. Если в формуле для длины волны света

$$\lambda = c/\nu \quad (2)$$

частота является инвариантом (у нас $\nu = \nu_0 = \text{const}$ для Солнца и разных АЯГ), тогда c — не инвариант?

Все эксперименты, осуществлённые физиками по измерению скорости света от движущегося источника, были, как правило, косвенными. «Прямой» опыт выполнен в 1955 г. А.М. Бонч-Вруевичем в СССР (см., например, Хайкин 1963). С помощью модуляционного устройства сравнивались интервалы времени Δt_1 и Δt_2 , за которые свет от восточного и западного краёв Солнца проходит

Таблица 4. Данные наблюдений десяти АЯГ

Объект	Первые результаты			Результаты 1993 г.		
	Интервал	N	Ссылка	Интервал	N	P
Mrk 421	1976-1987	435	Котов и Лютым, 1992а	1976-1987	421	2.8σ
Mrk 501	1976-1985	51	«»	1976-1990	232	3.5σ
NGC 3516	1968-1986	166	Котов и Лютым, 1988	1968-1990	282	4.4σ
NGC 4051	1984-1985	228	Котов и Лютым, 1991	1984-1988	489	3.2σ
NGC 4151	1968-1984	186	Котов и Лютым, 1988	1968-1991	964	3.7σ
OJ 287	1972-1986	131	Котов и Лютым, 1992а	1972-1991	599	3.1σ
PKS 2155-304	1977-1985	611	«»	1977-1989	1379	3.7σ
3C 66A	1974	47	Котов и Лютым, 1992б	1974-1988	73	3.1σ
3C 273	1968-1986	340	Котов и Лютым, 1988	1968-1986	372	4.0σ
3C 371	1984	89	Котов и Лютым, 1992а	1976-1984	120	2.4σ

Таблица 5. Результаты поиска P_0 -осцилляции десяти АЯГ и Солнца (Котов и Лютым 1992б)

Объект	Рентгеновские данные		Оптические и ИК-данные		z
	$A_h, \%$	ψ	$A_h, \%$	ψ	
Mrk 421	0.2 ± 0.4	0.95 ± 0.09	1.0 ± 0.5	0.96 ± 0.09	0.031
Mrk 501	—	—	1.4 ± 0.3	0.96 ± 0.10	0.034
NGC 3516	—	—	1.3 ± 0.3	0.55 ± 0.09	0.009
NGC 4051	5.0 ± 2.3	0.90 ± 0.09	—	—	0.002
NGC 4151	2.4 ± 0.9	0.03 ± 0.05	1.5 ± 0.6	0.06 ± 0.06	0.003
OJ 287	—	—	0.5 ± 0.3	0.90 ± 0.08	0.306
PKS 2155-304	1.0 ± 0.3	0.31 ± 0.06	0.2 ± 0.1	0.13 ± 0.21	0.117
3C 66A	—	—	2.9 ± 2.0	0.62 ± 0.13	0.444
3C 273	3.8 ± 2.1	0.67 ± 0.16	1.4 ± 0.4	0.52 ± 0.07	0.158
3C 371	6.1 ± 5.0	0.82 ± 0.25	1.0 ± 0.3	0.92 ± 0.15	0.051
Солнце	—	—	~ 0.000001	0.82 ± 0.07	0.000

туда и обратно путь между двумя зеркалами с базой 1 км. Было установлено, что при времени распространения сигнала $t \approx 7 \cdot 10^{-6}$ с относительное изменение

$$|\Delta t_2 - \Delta t_1|/t < 2 \cdot 10^{-7}, \quad (3)$$

тогда как относительная разность скоростей на краях Солнца $|\Delta v|/c \approx 10^{-5}$. Опыт был истолкован как экспериментальное доказательство независимости c от скорости источника и неизбежности соответствующего постулата СТО.

Однако, как мы понимаем этот опыт, в действительности измерялась не скорость света, а скорость передачи информации о модуляции светового потока, т.е. о наземном событии; именно эта скорость оказалась, в пределах ошибок, одинаковой для двух краёв солнечного диска. Прямого же ответа на вопрос о скорости распространения света от разных краёв Солнца этот опыт, на наш взгляд, также не дал. (В более чистом эксперименте модуляторы следовало бы разместить на самом вращающемся Солнце, но это, к сожалению, пока неосуществимо.)

Поскольку (а) наблюдаемая у АЯГ частота ν_0 не зависит от скорости источника и (б) в спектрах АЯГ наблюдается красное смещение спектральных линий, для выполнения (2) необходимо

принять¹, что при движении источника на самом деле изменяется не частота, а скорость света c .

Вспомним, что в опыте Майкельсона-Мерли и в других опытах по проверке принципов СТО измерялся сдвиг интерференционных полос (или длины волны), но не частоты. По аналогии, в нашем случае следовало бы тоже регистрировать не частоту ν_0 , а длину волны $\lambda_0 = cP_0$ для разных АЯГ. Тогда, в соответствии с z , эти длины волн,

$$\lambda = \lambda_0(1 + z), \quad (4)$$

приняли бы разные значения. Например, в случае NGC 4151 $\lambda = 19.3$ а.е., а для квазара 3C 273 $\lambda = 22.3$ а.е., с относительной разностью ≈ 0.14 . Такой разброс λ представлялся бы нам вполне логичным и естественным. (Трудность состояла бы в том, что мы не имели бы в своём распоряжении метода или прибора для измерения таких длин волн, ~ 20 а.е.) И это было бы очередным подтверждением как СТО, так и теории расширяющейся Вселенной и Большого взрыва.

Мы замечаем, однако, что на деле относительная разность λ для двух указанных АЯГ не превосходит $\approx 4 \cdot 10^{-6}$ (наблюдаемые периоды колебаний $160^m 0106 \pm 0^m 0008$ и $160^m 0112 \pm 0^m 0012$). Этот факт свидетельствует в пользу того, что при движении источника инвариантом является частота источника, а не величина c (последняя остаётся безусловно, фундаментальной константой, но только для взаимно-неподвижной системы «источник-детектор»).

Вывод о постоянстве частоты источника ν_0 (и, по-видимому, любой другой частоты, связанной с электромагнитным излучением) и зависимости *измеряемой* скорости света c от скорости источника, если он подтвердится, будет иметь интересные последствия для современной физики и космологии, а также для теорий относительности.

Литература

- Асланов А.А. и Липунова Н.А., 1988, Письма в Астрон. Журн., **14**, 792.
 Броди и др. (Brodie J., Bowyer S., Tennant A.), 1987, *Astrophys. J.*, **318**, 175.
 Висванатан и Эллиот (Visvanathan N., Elliot J.L.), 1973, *Astrophys. J.*, **179**, 721.
 Джиомми и др. (Giommi P., Barr P., Garilli B., Maccagni D., Pollock A.M.T.), 1990, *Astrophys. J.*, **356**, 432.
 Жуков (Zhukov G.V.), 1976, *Inform. Bull. Variable Stars*, No. 1156, 1.
 Карини и Миллер (Carini M.T., Miller H.R.), 1992, *Astrophys. J.*, **385**, 146.
 Карини и др. (Carini M.T., Viller H.R., Noble J.C., Goodrich B.D.), 1992, *Astron. J.*, **104**, 15.
 Киджер и Диего (Kidger M.R. and Diego J.A.), 1992, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **93**, 1.
 Киджер и др. (Kidger M., Takalo L., de Diego J.A.), 1992, *Astron. Astrophys.*, **254**, 65.
 Котов В.А. и Лютый В.М., 1988, *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.*, **78**, 89.
 Котов В.А. и Лютый В.М., 1991, *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.*, **83**, 216.
 Котов В.А. и Лютый В.М., 1992а, *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.*, **85**, 91.
 Котов В.А. и Лютый В.М., 1992б, *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.*, **86**, 108.
 Котов В.А., Лютый В.М., Меркулова Н.И., Метик Л.П., Ханейчук В.И., 1996, *Наст. том*, **000**.
 Котов В.А., Лютый В.М., Ханейчук В.И., 1993а, *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.*, **88**, 47.
 Котов и др. (Kotov V.A., Scherrer P.H., Hoeksema J.T., Haneychuk V.I., Tsap T.T.), 1993б, in: GONG 1992: Seismic Investigation of the Sun and Stars. Ed. T.M. Brown. *Astron. Soc. Pacific Conf. Ser.*, **42**, San Francisco, p.293.
 Кси и др. (Xie G.Z., Li K.H., Bao M.X. et al), 1987, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **67**, 17.
 Кси и др. (Xie G.Z., Li K.H., Cheng F.Z. et al), 1990, *Astron. Astrophys.*, **229**, 329.
 Кси и др. (Xie G.Z., Li K.H., Liu F.K. et al), 1992, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **80**, 683.
 Кси и др. (Xie G.Z., Lu R.W., Zhou Y. et al), 1988, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **72**, 163.
 Куниеда и др. (Kunieda H., Hayakawa S., Tawara Y. et al), 1992, *Astrophys. J.*, **384**, 482.

¹ Предположение о том, что при движении источника неизменной остаётся частота ν , а не величина c , впервые была высказана русским астрофизиком М.Г. Ларионовым; (частное сообщение, 1993 г.), которому авторы признательны за гипотезу и полезные стимулирующие дискуссии.

- Лоренцетти и др. (Lorenzetti D., Massaro E., Perola G.C., Spinoglio L.), 1989, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **71**, 175.
- Лоуренс и др. (Lawrence A., Watson., Pounds K.A., Elvis M.), 1985, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **217**, 685.
- Лоуренс и др. (Lawrence A., Watson M.G., Pounds K.A., Elvis M.), 1987, *Nature*, **325**, 694.
- Миллер и Мак-Джимси (Miller H.R., McGimsey B.Q.), 1978, *Astrophys. J.*, **220**, 19.
- Миллер и др. (Miller H.R., McGimsey B.Q., Williamon R.M.), 1977, *Astrophys. J.*, **217**, 382.
- Морини и др. (Morini M., Chiappetti L., Maccagni D. *et al*), 1986, *Astrophys. J.*, **306**, L71.
- Охаши и др. (Ohashi T., Makishima K., Inoue H. *et al*), 1989, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **41**, 709.
- Силланпää и др. (Sillanpää A., Haarala S., Korhonen T.), 1988, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **72**, 347.
- Силланпää и др. (Sillanpää A., Takalo L.O., Nilsson K., Kidger M., de Diego J.A.), 1992, *Astron. Astrophys.*, **254**, L33.
- Снайдер и др. (Snyder W.A., Davidsen A.F., Wood K. *et al*), 1980, *Astrophys. J.*, **237**, L11.
- Такало и др. (Takalo L.O., Kidger M.R., de Diego J.A., Sillanpää A., Nilsson K.), 1992, *Astron. J.*, **104**, 40.
- Тревес и др. (Treves A., Morini M., Chiappetti L. *et al*), 1989, *Astrophys. J.*, **341**, 733.
- Фолсон и др. (Folson G.H., Miller H.R., Wingert D.W., Williamon R.M.), 1976, *Astron. J.*, **81**, 145.
- Хайкин С.Э., 1963, *Физические основы механики*, Москва, Физматгиз, с.258.
- Эпштейн и др. (Epstein E.E., Fogarty W.G., Hackney K.R. *et al*), 1972, *Astrophys. J.*, **178**, L51.

Об изменении относительной интенсивности V и R компонентов эмиссионных линий H_α и H_β в спектре γ Cas

Т.С. Галкина

Крымская Астрофизическая Обсерватория, Научный, 334413, Крым, Украина

Поступила в редакцию 7 мая 1993 г.

Аннотация. Приводятся результаты спектральных наблюдений γ Cas с октября 1989 года по январь 1991 года, выполненные с помощью 50'' рефлектора с дифракционным спектрографом АСП-11 в областях спектра H_α и H_β .

Комбинируя полученные наблюдения с наблюдениями прошлых лет найдено, что продолжительность квазипериодических циклов изменения V/R с 1970 года меняется от $4 \rightarrow 5 \rightarrow 6 \rightarrow > 7$ годам.

Высказывается предположение, что возможными причинами переменности эмиссии в линиях H_α и H_β и квазипериодов изменения относительной интенсивности эмиссионных компонентов V/R этих линий могут быть: переменный звездный ветер и (или) влияние переменного рентгеновского источника, находящегося в орбитальном движении вокруг Be звезды.

ON THE VARIATIONS OF THE RELATIVE INTENSITY V AND R COMPONENTS OF THE EMISSION LINES H_α AND H_β IN THE SPECTRUM γ CAS DURING 1989–1991, *by T.S. Galkina*. The results of the observations of hydrogen emission lines profiles H_α and H_β in the spectra γ Cas from oct. 1989 to jun. 1991 are presented.

The changes in the quasiperiods of the variations of relative intensities V and R components from 4 to > 7 years between 1970 and 1991 are found out.

It is proposed that the more convincing explanation for the long-term VR quasiperiods may be a variable stellar wind, and also may be the influence of the variable x-ray sources orbiting around Be star.

Ключевые слова: Be – звезды

1 Введение

Одной из примечательных особенностей в видимой области спектра Be звезд является переменность относительной интенсивности фиолетового и красного компонентов эмиссионных линий H_α и H_β . Анализ поведения эмиссии в линиях H_α и H_β в спектре γ Cas выполненный по однородному материалу наблюдений с 1977 по 1989 год (Галкина 1992) показал, что переменность формы эмиссионных профилей (рис.1) и относительной интенсивности V и R компонентов (рис.2) эмиссионных линий водорода имеет циклический характер.

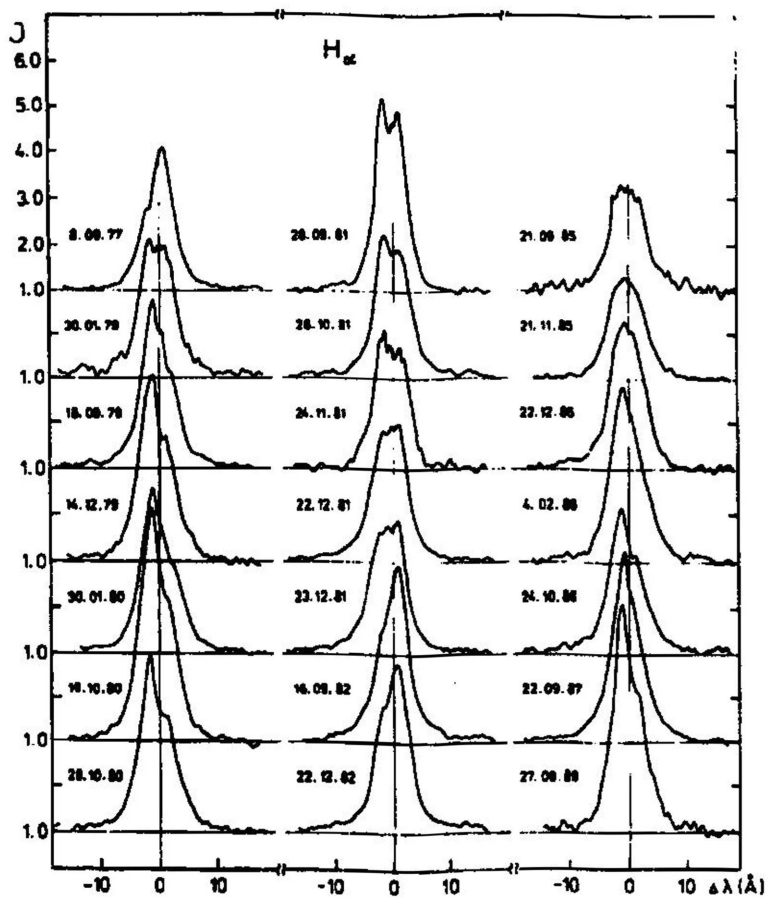


Рис. 1. Профили эмиссионной линии H_{α} в разные сезоны наблюдений с 1977 по 1989 год

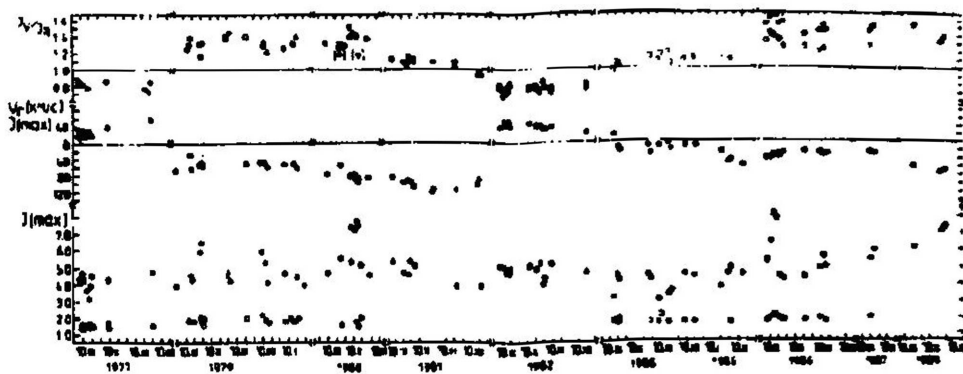


Рис. 2. Изменение относительной интенсивности V и R компонент эмиссионных линий $H_{\alpha}(\cdot)$ и $H_{\beta}(o)$ (вверху); в центре рисунка – изменения лучевой скорости, найденной из измерений сильных эмиссионных компонент линии H_{α} и в нижней части рисунка показаны интенсивности эмиссионных линий $H_{\alpha}(\cdot)$ и $H_{\beta}(o)$

Таблица 1. Данные наблюдений γ Cas и параметры эмиссионной линии H_{α}

Дата	JD 2447+	$W_{\lambda}(\text{Å})$	I_V	I_R	I_V/I_R	$\Delta\lambda(I/2)$ км/сек	"b" км/сек	$\Delta(V-R)$ км/сек	V_r км/сек		
									V	A	R
25.10.89	825.294-300	41.3	7.09	5.38	1.32	268	1125	134	-73		
29.10.89	829.254-258	39.8	7.31	5.28	1.32	252	1190	119	-69		
13.12.89	874.177-186	25.0	4.28	3.70:	1.16:	305	1095	126	-52		72
27.12.89	888.143-162	27.7	4.57	3.94	1.16	313	1273	114	-64	17	97
05.01.90	897.165-206	44.2	6.82	5.66	1.24	296	1263	117	-61	11	84
08.01.90	900.127-142	35.6	5.78	4.67	1.22	297	1260	111	-77	4	82
25.01.90	917.174	24.4	4.28	3.65	1.17	309	1115	119	-62	20	97
28.01.90	920.157-179	26.8	4.49	3.58	1.26	308	1147	107	-70	8	86
30.01.90	922.145-176	32.6	5.41	4.18	1.29	295	1245	120	-70	9	81
31.01.90	923.151-158	32.4	5.38	4.41	1.22	290	1227	119	-63	12	89
20.02.90	925.196-214	44.2	6.82	5.10	1.34	301	1388	141	-62	21	83
21.02.90	926.179-198	40.4	6.38	5.1:	1.2:	297	1266		-71	4	61
12.03.90	963.193-215	31.7	5.70	4.44	1.28	285	1302	126	-78	10	85
15.03.90	966.193-212	27.3	4.81	3.98	1.21	310	1163	136	-85	1	75
16.03.90	967.208	41.3	6.84	5.2:	1.32:	297	1188	119	-77	-14	68
19.03.90	970.198-208	42.1	6.67	5.51	1.21	304	1173	122	-86	-7	72
13.07.90	086.501-518	38.2	6.14	5.50	1.12	297	1188	108	-89	-12	71
17.07.90	090.504-526								-64		64
23.07.90	096.490-503	33.3	5.64	4.91	1.15	286	1150	115	-79	10	111
02.08.90	106.464-549	43.3	6.83	6.42	1.06	294	1010	115	-79	-6	82
15.10.90	180.413-449	32.4	5.14	5.10	1.01	301	1312	115	-89	-10	73
17.10.90	182.432	31.2	4.7:	4.80	0.98:	342		119		-12	
14.11.90	210.344-389	31.1	4.77	5.04	0.95	316	1180	96	-78	-11	55
23.11.90	219.302-326	37.9	5.58	6.48	0.86	284	1173	89	-72	-13	51
15.01.91	272.285	28.2	4.50	4.74	0.95	306	1099	89	-78	-8	67
17.01.91	274.342	37.2	5.46	5.72	0.95	300	1426	89	-106	-17	67

Таблица 2. Данные наблюдений γ Cas и параметры эмиссионной линии H_{β}

Дата	JD 2447+	$W_{\lambda}(\text{Å})$	I_V	I_R	I_V/I_R	$\Delta\lambda(I/2)$ км/сек	"b" км/сек	$\Delta(V-R)$ км/сек
13.12.89	874.286	2.22	1.50	1.42	1.06	306	443	136
27.12.89	888.224	2.62	1.65	1.47	1.12	238	511	153
08.01.90	900.167-178	2.25	1.53	1.42	1.08	285	485	119
13.07.90	086.537	3.57	1.75	1.64	1.07	296	502	145
17.07.90	090.535	2.65	1.62	1.56	1.04	296	494	128
23.07.90	096.531	3.01	1.60	1.56	1.03	272	596	136
02.08.90	106.521	3.44	1.94	1.63	1.19	255	425	136
13.10.90	178.361	2.88	1.70	1.49	1.14	255	511	119
15.10.90	180.399	2.30	1.53	1.59	0.94	306	511	179
14.11.90	210.267-365	2.97	1.50	1.65	0.91	298	536	176
23.11.90	219.208-316	2.69	1.47	1.59	0.92	296	510	154
03.12.90	229.156-284	2.70	1.55	1.55	1.00	279	482	141
17.01.91	274.266	2.15	1.38	1.50	0.92	298	485	153

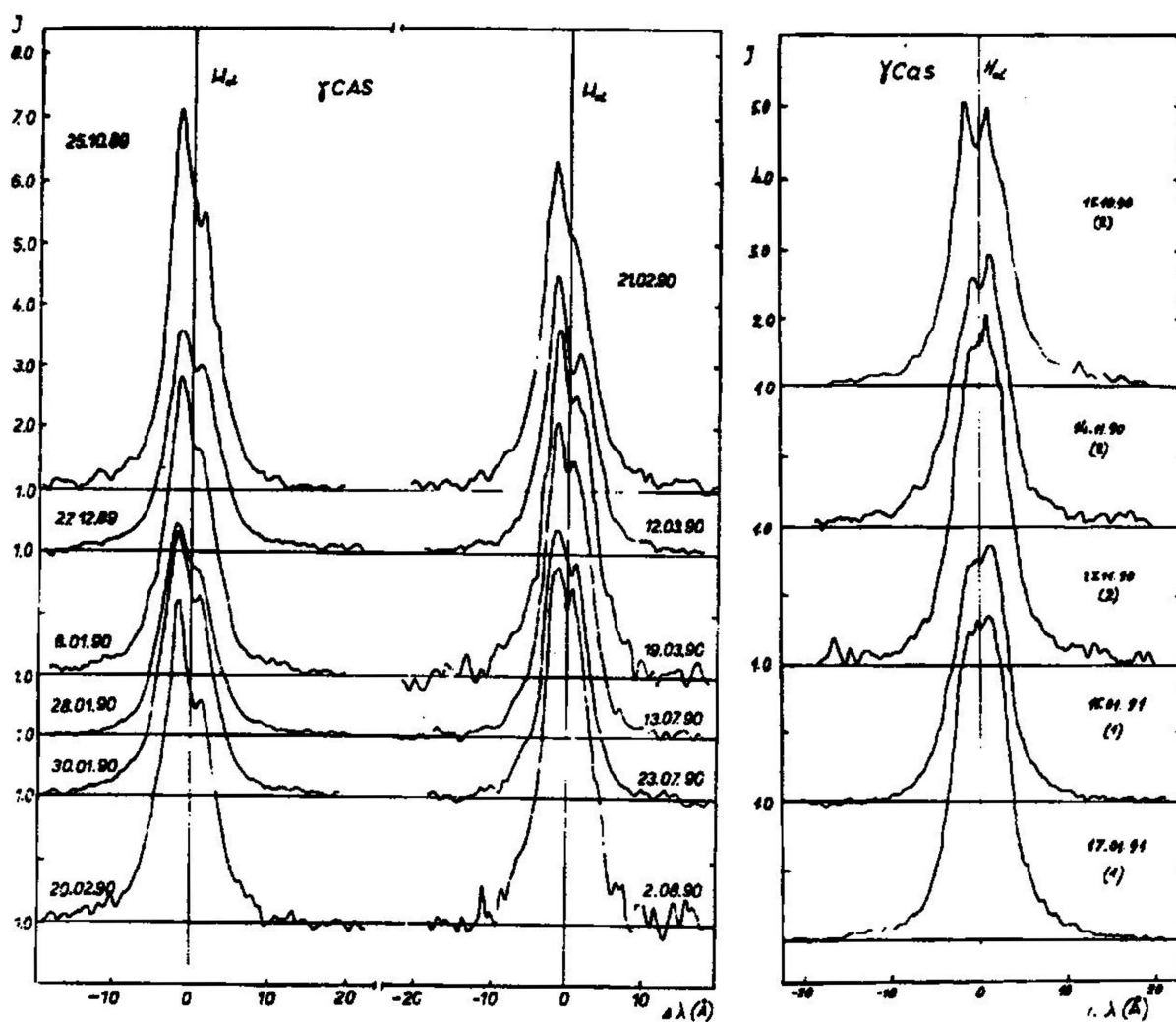


Рис.3 а,б. Профили эмиссионной линии H_{α} за время наблюдений с октября 1989 года по январь 1991 года

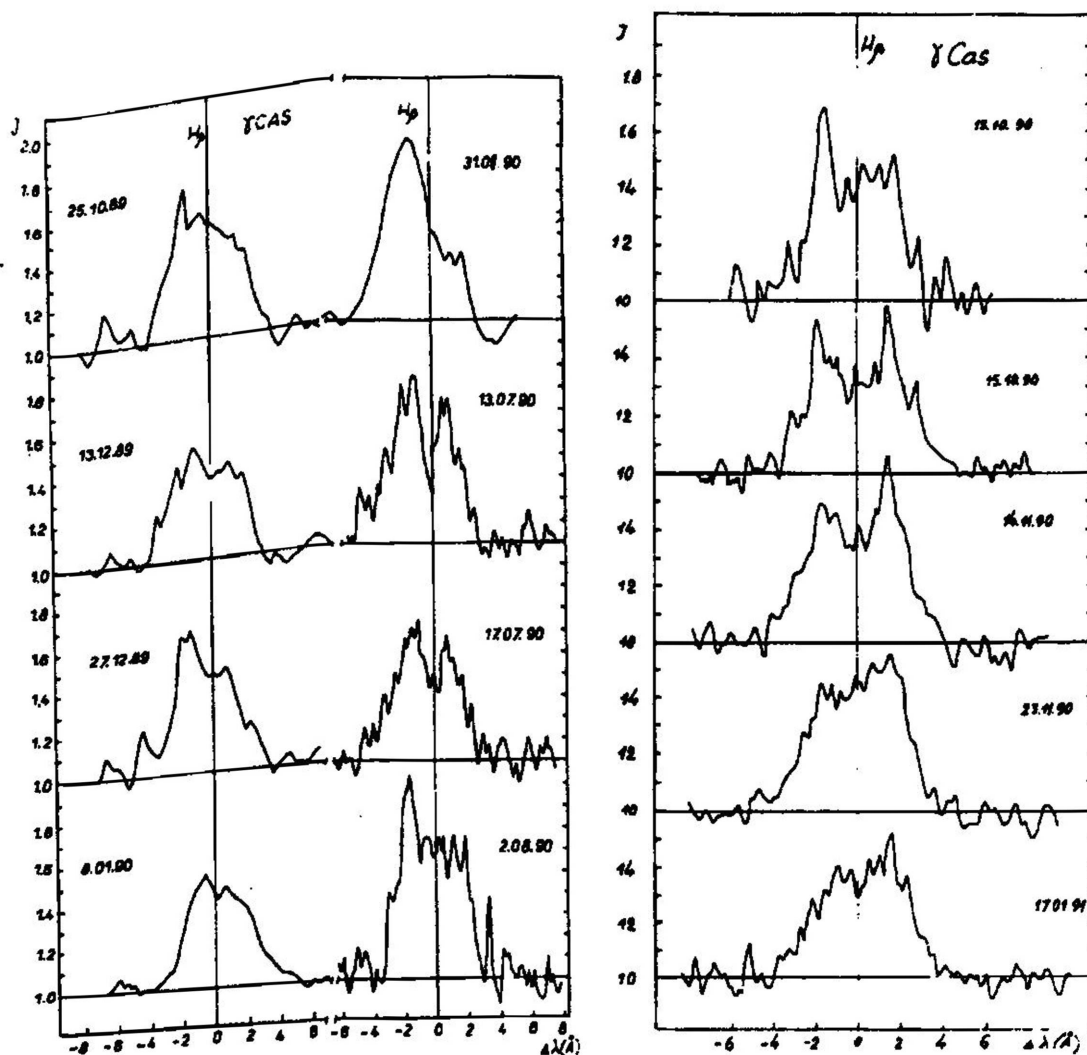


Рис.4 а,б. Профили эмиссионной линии $H\beta$ за время наблюдений с октября 1989 года по январь 1991 года

Наблюдения с 1977 по 1989 год охватили один полный цикл от $V = R \rightarrow V/R > 1$ до $V = R \rightarrow V/R > 1$, продолжительность (или квазипериод) оказалась равной примерно 6 годам, с 1979 по 1985 год.

Если посмотреть поведение V/R в спектре γ Cas на более длительном интервале времени, начиная с первой активной фазы (1932–1942 годы) когда ее спектр претерпел изменения от $Ve \rightarrow vshell \rightarrow Ve$, то можно заметить отношение интенсивностей V и R компонентов изменялось за более короткие интервалы времени, что по сравнению с наблюдениями в 70–80-ые годы. Полный цикл изменения $V/R > 1$ к $V/R > 1$ в первую активную фазу равнялся 3 годам.

После этой активной фазы 1932–1942 годов в жизни звезды наступил период относительно спокойного состояния, когда V/R вплоть до 1970 года показывало небольшие колебания в окрестности единицы.

С 1970 года γ Cas вступила в новую фазу, активности о чем свидетельствуют участвовавшие изменения V/R от > 1 к < 1 , как показали вначале наблюдения Дозан (1982), а затем и наши. Эти изменения сопровождались небольшим увеличением интенсивности эмиссии и заметным (примерно на $0^m 5$ звездной величины) увеличением блеска звезды. В период наблюдений с 1970 по 1979 годы

полный цикл изменения $V/R > 1 \rightarrow V/R < 1$ (квазипериод) длился вначале 4 года (с 1970 по 1974), последующий – 5 лет, и последний полный цикл, как показывают наши наблюдения оказался равным 6 годам. Таким образом, мы наблюдаем увеличение квазипериода в изменении отношения V/R в спектре γ Cas от 4 до 6 лет за 15 лет с 1970 по 1985 год.

С конца 1985 года вплоть до конца 1989 года отношение V/R продолжает оставаться > 1 , т.е. уже 4 года. В предыдущем полуцикле фаза $V/R > 1$ длилась примерно 3 года. Этот факт указывает на то, что квазипериод изменения относительной интенсивности V и R компонентов увеличивается. Чтобы проследить за дальнейшим ходом изменения V/R , мы продолжили наблюдения γ Cas.

2 Данные наблюдений и их результаты

С октября 1989 года были проведены спектральные наблюдения γ Cas в областях H_α и H_β с дифракционным спектрографом 50"-телескопа.

Данные наблюдений и некоторые параметры эмиссионных линий H_α и H_β приведены в таблицах 1 и 2 для H_α и H_β соответственно.

В таблице 1 в столбцах 1 и 2 даны даты и моменты наблюдений в юлианских днях (JD). Доли JD указывают интервал времени наблюдений для соответствующей даты. Для области H_α в каждую ночь снималось от 1 до 6 спектрограмм (всего 27 ночей) с экспозицией от 2 до 5 минут; и для H_β – 1–3 спектрограммы с экспозициями 10–15 минут (всего 14 ночей). Дисперсия в области H_α составляла $31 \text{ \AA}/\text{mm}$, в области H_β – $14 \text{ \AA}/\text{mm}$. Использовались пластинки 103 аФ и 103 аО. Данные наблюдений области эмиссионной линии H_β приведены в первых двух столбцах таблицы 2.

Спектрограммы обрабатывались по разработанной ранее методике, описанной в (Галкина 1985).

На рисунках 3 (а,б) и 4 (а,б) приведены избранные профили эмиссионных линий H_α и H_β в спектре γ Cas за период наблюдений с октября 1989 года по январь 1991 года.

В начальный период наблюдений с октября 1989 года по март 1990 года профиль эмиссии H_α асимметричный с максимумом интенсивности фиолетового компонента, смещенного в коротковолновую область спектра в среднем на $75 \pm 3 \text{ км/сек}$. Смещение же красного компонента было значительно слабее, отношение V/R на этом интервале времени находится в пределах $1.2 - 1.3$. С лета 1990 года отношение V/R для H_α и для H_β начало изменяться, оставаясь до октября месяца еще > 1 . В октябре интенсивности фиолетового и красного компонентов сравнялись, абсорбция, разделяющая их четко выделяется, после чего структура вершины профиля в интервале 2-х месяцев – нестабильна, и спустя еще месяц (с ноября 1990 года) уже четко видно преобладание интенсивности красного компонента над фиолетовым, V/R стало < 1 и у H_α и у H_β .

Внимательное сопоставление эмиссионных профилей H_α , наблюдаемых в этом последнем сезоне с профилями предыдущих лет, обнаруживает удивительное сходство профилей H_α при прохождении фазы смены отношения $V/R > 1 \rightarrow V/R < 1$.

Два профиля эмиссии H_α за 15.01.91 и 17.01.91 почти с точностью до мелких деталей структуры вершины повторяют картину двух профилей за 22 и 23.12.81 года. Интервал между ними равен 9 годам. Очень вероятно, что такое совпадение имеет общее происхождение. Похожую картину сходства показывают и профили H_β (Галкина 1985).

В таблицах 1 и 2 в столбцах 3–9 приведены оценки: эквивалентной ширины (W_λ), интенсивности V и R компонентов эмиссионных линий, и их отношение V/R , полуширины ($\Delta\lambda(I/2)$), ширина в крыльях ("b" км/сек) и $\Delta(V - R)$ – расстояние между V и R пиками интенсивности в км/сек для H_α и H_β .

В столбцах 10–12 таблицы 1 приведены оценки лучевой скорости, найденной из измерений смещений компонентов V, A, R эмиссионной линии H_α по отношению к несмещенной длине волны линии H_α ($\lambda_0 = 6562.83 \text{ \AA}$). Полученные значения v_r исправлены за вращение Земли вокруг оси.

На рисунке 5 (сверху вниз) показаны изменения: отношения V/R , лучевой скорости из измерений абсорбционного и фиолетового компонентов (x, \cdot), полуширины линий $H_\alpha(\cdot)$ и $H_\beta(o)$ а также максимальной интенсивности эмиссионной линии H_α со временем за период наблюдений с октября 1989 года по январь 1991 года.

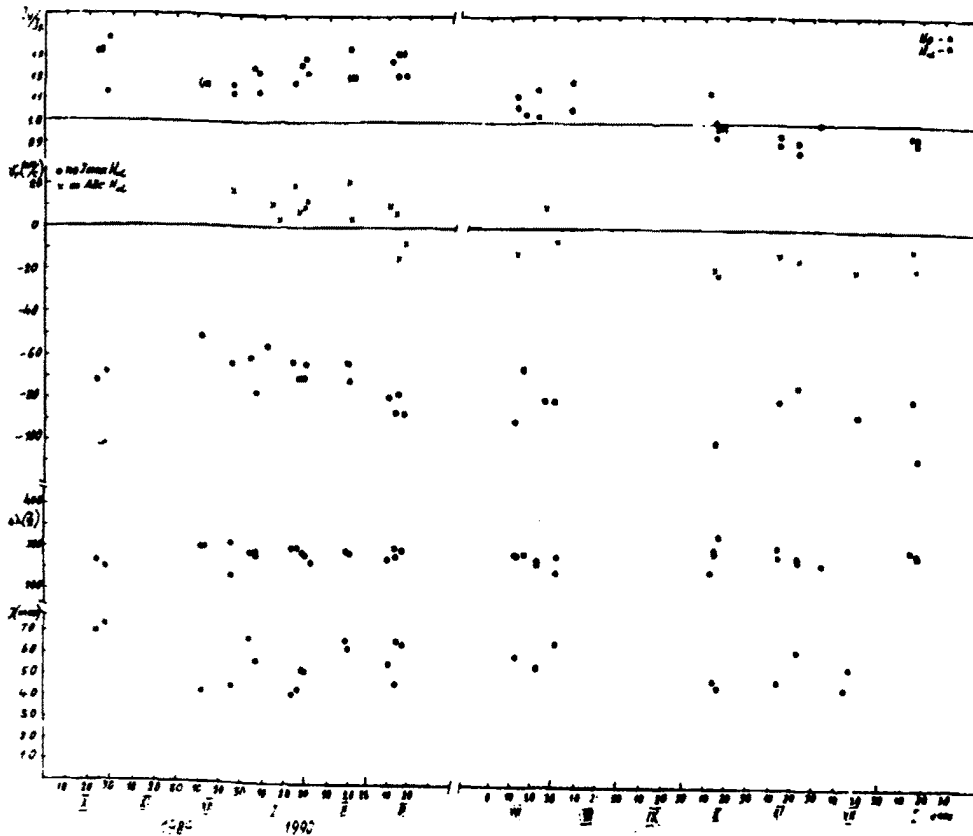


Рис. 5. Сверху вниз: Изменение относительной интенсивности V и R компонентов эмиссионных линий $H_{\alpha}(\cdot)$ и $H_{\beta}(o)$; с октября 1989 года по январь 1991 года. Изменения лучевой скорости, полученной из измерений смещений абсорбционного компонента (z) и фиолетового компонента линии $H_{\alpha}(\cdot)$; Полуширина $\Delta\lambda(I/2)$ эмиссии в линиях $H_{\alpha}(\cdot)$ и $H_{\beta}(o)$; Изменение максимальной интенсивности эмиссии в линии H_{α} с октября 1989 года по декабрь 1990 года

Наблюдения γ Cas, проведенные в 1990 году и в январе 1991 года позволили оценить продолжительность следующего с 1985 года полуцикла в изменении V/R . Этот полуцикл $V = R \rightarrow V > R \rightarrow V = R$ длился с сентября 1985 года по октябрь 1990 года, т.е. 5 лет. Для оценки полного цикла (квазипериода) нужно, чтобы звезда прошла еще от $V = R \rightarrow V < R \rightarrow V = R$. Для оценки продолжительности полуцикла $V < R$ необходимы дальнейшие исследования. Исходя из наблюдений предыдущих лет можно заключить, что этот полуцикл ($V < R$) длится ~ 3 года, тогда квазипериод на последнем интервале наблюдений с 1985 года будет порядка 8 лет. Это говорит о том, что квазипериод изменения V/R у γ Cas продолжает увеличиваться.

3 Обсуждение результатов

Одной из самых примечательных особенностей Be звезд в видимой области спектра, как показывают выполненные до сих пор наблюдения, является изменение относительной интенсивности фиолетового (V) и красного (R) компонентов эмиссионных линий водорода. Но пока этот наблюдательный факт не имеет однозначного объяснения.

В последние годы для выяснения причин, приводящих к наблюдаемым долгоперемежным изменениям профилей эмиссионных линий водорода в спектрах Be звезд стали проводиться статистические исследования. Так недавно проведенный Менникентом и Фогтом (1991) статистический анализ нескольких десятков Be звезд южного и северного полушарий в диапазоне спектральных классов $BOe - B8e$ показал, что около 70% из рассмотренных показывают переменность отношения V/R с квазипериодами от 2 до 13 лет. Средний квазипериод, как показано в этих работах (Менникент и Фогт 1991), около 7 лет. У некоторых исследованных Be звезд квазипериоды меняются от цикла к циклу. К таким звездам относится, как было показано выше, γCas .

Из звезд с длинными рядами наблюдений переменность квазипериода обнаружена у 48 Lib. У этой звезды он изменяется волнообразно от 11.8 \rightarrow 6.8 \rightarrow 9.3 года. От 2 до 6 лет изменяется квазипериод у πAqr и у некоторых других. Величина (T) квазипериода, как показывают исследования, не зависят ни от спектрального класса Be звезды, ни от $v \sin i$ центральной звезды. Длинные квазипериоды ($T \geq 1$ год) не зависят от размера оболочки. В то же время кратковременные изменения V/R ($T \leq 1$ года) наблюдаются как правило у Be -звезд с относительно слабыми эмиссиями в линии H_α ($W_\lambda(H_\alpha) < 25 \text{ \AA}$), и с малыми радиусами оболочки.

Попытки объяснить долговременные изменения V/R прецессией эллиптической оболочки, так же как и прецессией оболочки вызванной двойственностью вероятно оказались несостоятельными.

Наиболее правдоподобным механизмом, приводящим к квазипериодическим изменениям V/R , у γCas может быть переменный звездный ветер, действующий как поршень у основания оболочки приводя к расширению и сжатию оболочки (об этом, в частности, говорил А.А. Боярчук еще в 50-х годах).

Как показывают наши наблюдения и других авторов продолжительность полуцикла $V/R > 1$ длиннее, чем $V/R < 1$. Смещения максимума интенсивности фиолетового компонента в полуцикле $V/R > 1$ в коротковолновую область спектра увеличиваются по мере приближения к переходу от $V/R > 1$ к $V = R$.

Представляется интересным и такой наблюдательный факт. Наблюдения γCas , проведенные параллельно на Земле и на IUE в 1980 и 1986 годах (Дозан и др. 1987) показали, что в фазах, когда $V/R > 1$ в резонансных линиях $Si IV$, $C IV$, $N V$ в далеком ультрафиолете появляются резкие абсорбционные компоненты с очень высокой скоростью (> 1000 км/сек), тогда как в полуциклах $V/R < 1$ высокоскоростные резкие абсорбционные компоненты у резонансных линий в далеком ультрафиолете редки, или отсутствуют. Иными словами, появление высокоскоростных компонент в UV связано с долговременными циклическими изменениями V/R в видимой области спектра. Исходя из этого наблюдательного факта можно заключить, что фаза, когда $V/R > 1$ является более активной фазой в жизни звезды. Эта активность может быть вызвана переменным звездным ветром.

Мы также не исключаем высказанное нами ранее (Галкина 1992) предположение о том, что активные фазы в жизни γCas могут быть вызваны переменным рентгеновским источником, находящимся в орбитальном движении вокруг Be звезды. Из зоны ионизованной компактным объектом меняется вклад эмиссии, а это, в свою очередь, может приводить к квазипериодическим изменениям V/R .

Итак, проведенный анализ длительного ряда спектральных наблюдений γCas показал переменность квазипериода в изменении относительной интенсивности V и R компонентов эмиссионных линий H_α и H_β . Квазипериод на интервале 20 лет изменяется от 4 до более чем 7 лет.

Сопоставление профилей эмиссионных линий H_α и H_β , полученных в разные годы показало удивительное подобие их в сезоны наблюдений 1981 года и 1990 года около моментов перехода от $V = R \rightarrow V/R < 1$. Чем обусловлено это подобие формы профилей пока не ясно.

Пока не удастся однозначно объяснить наблюдающиеся изменения в видимом спектре γCas . Только дальнейшее продолжение комплексных наблюдений γCas в видимой, ультрафиолетовой и рентгеновской областях может привести к разгадке природы долговременных изменений профилей эмиссионных линий водорода. Поэтому длительный ряд наших наблюдений с 1977 по 1991 год может оказаться полезным.

Литература

Галкина Т.С., 1985, Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв. **72**, 72.

Галкина Т.С., 1992, Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв. **84**, 159.

Дозан и др. (Doazan V., Ruscon L., Bourdonnean B., Sedmak G., Thomas R.N.), 1987, A&A **182**, N1, 25.

Дозан и др. (Doazan V., Franco M., Sedmak G., Stalino R.), 1992, A&A **128**, 171.

Менникент и Форм (Mennickent & Vogt N.), 1991, A&A **241**, N1, 159.

Поиск долговременных изменений блеска dKe–dMe звезд

Н.И. Бондарь

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

поступила в редакцию 1 декабря 1995 г.

Аннотация. По фотографическим коллекциям ГАИШ, Астрономической обсерватории Одесского университета и Зоннебергской обсерватории (Германия) выполнены измерения блеска 29 красных карликовых звезд и трех звезд других типов на временных интервалах продолжительностью от 5 до 90 лет. Долговременные изменения средних за год значений блеска обнаружены или заподозрены у 10 dKe–dMe звезд. Для них приведены кривые блеска и таблицы с результатами измерений по каждой пластинке. Две звезды спектрального класса dKe выделяются большой амплитудой переменности: у V833 Tau она достигает $\sim 0^m 6$, у PZ Mon – $\sim 1^m 0$. Средние за год значения блеска других восьми звезд изменяются в пределах $0^m 2 - 0^m 5$. Характерное время этих изменений оценивается в 30–60 лет.

У остальных dKe–dMe звезд, а также у трех звезд других типов – FK Com, V654 Her, AE Aqr – изменения средних за год значений блеска не превосходят $0^m 2$. Для них приведены кривые блеска.

SEARCH FOR LONG-TERM VARIATIONS OF dKe–dMe STARS, *by N.I. Bondar*. Measurements of brightness of 29 red dwarf stars and 3 stars of other types were made on timescales of 5–90 years using plates archives of Sternberg State Astronomical Institute, Astronomical Observatory in Odessa and Sonneberg Observatory (Germany). The long-term changes in yearly mean magnitudes have been detected or suspected for 10 dKe–dMe objects. Light curves and tables with original data are given for these stars. Two stars, V833 Tau and PZ Mon, show a high amplitude of variability up to $0^m 6 - 1^m 0$. The range of variability in the mean light of the other eight stars is of $0^m 3 - 0^m 5$. The light curves show typical times of a long-term variability of about 30 – 60 years.

Changes in the mean light of the remained dKe–dMe stars and three other types stars – FK Com, V654 Her, AE Aqr – are not exceed $0^m 2$. There are presented light curves for these stars.

Ключевые слова: активность красных карликовых звезд

1 Введение

Изучение циклических явлений на Солнце и разработка теоретических моделей для описания и прогнозирования активных процессов вызвали необходимость поиска и исследования подобных явлений у звезд разных типов.

Пионерская работа Вилсона (1978) показала успешность таких поисков среди холодных звезд главной последовательности и положила начало наблюдательным работам по исследованию переменности хромосферной и фотосферной активности. Методы и результаты таких исследований и предлагаемые теоретические интерпретации наблюдений представлены в (Бальюнас и Воген 1985; Бианчини 1990; Бислей и Грем 1990; Древинс 1990; Кутиспото и Родоно 1992; Манфройд и др.

1991; Петтерсен, Ола и др. 1990; Петтерсен, Панов и др. 1990; Петтерсен 1991; Родоно 1980; Саар и Бальюнас 1992; Филлипс и Хартманн 1978; Фогт 1982; Хартманн и др. 1979; Хартманн и др. 1981; Холл 1972; Холл 1990; Чугайнов 1973).

У некоторых красных карликов типа BY Dra и UV Cet были выполнены поиски циклов активности по изучению среднего уровня фотосферного блеска и статистическому анализу вспышек. В таблице 1 приведены результаты этих поисков и ссылки на публикации.

Таблица 1. Методы и результаты поиска циклов активности у звезд BY Dra и UV Cet

Звезда	Исследованный интервал	Метод получения данных	Предполагаемая продолжительность цикла (годы)	Публикации
а) исследования среднего уровня блеска звезды				
BY Dra	1965-1971	phe	8-9	1
	1899-1975	pg, phe	50-6	2
	1971-1980	phe	> 14	3
	1965-1989	phe	13-14	4
EV Lac	1971-1980	phe	~ 5	3
	1980-1990	phe	> 10	4
V833 Tau	1899-1975	pg, phe	60	5
	1982-1989	phe		6
CC Eri	1899-1970	pg	60	2
YZ CMi	1927-1969	pg, phe		2
AU Mic	1913-1971	pg		2
б) статистический анализ частоты вспышек				
AD Leo	1972-1988	phe		7
UV Cet	1966-1988	phe		8

1) Чугайнов (1973); 2) Филлипс и Хартманн (1978); 3) Мавридис и др.(1982); 4) Петтерсен, Ола и др.(1990); 5) Хартманн и др.(1981); 6) Ола и Петтерсен (1991); 7) Петтерсен, Панов и др.(1990); 8) Петтерсен и др.(1990)

Вывод о существовании циклов активности у этого типа звезд (Чугайнов 1973; Филлипс и Хартманн 1978; Хартманн и др. 1981; Петтерсен; Ола и др. 1990; Мавридис и др. 1982) не является очевидным, особенно для вспыхивающих звезд (Петтерсен 1991). Все исследователи указывают на необходимость поиска убедительных доказательств существования звездных циклов, основанных на результатах анализа длительных непрерывных рядов наблюдений. Одним из источников таких рядов являются фотографические коллекции. Поиск долговременных изменений среднего блеска у звезд типа BY Dra и UV Cet был выполнен автором по фотографическим коллекциям Государственного Астрономического института им. П.К. Штернберга (ГАИШ), Астрономической обсерватории Одесского университета и Зоннебергской обсерватории (Германия). Несмотря на известные недостатки фотографического метода исследований, для данной задачи были важны его положительные моменты: возможность получения кривых блеска на временных интервалах в несколько десятков лет, изучение слабых звезд, выполнение обзора для большого числа звезд в сравнительно короткий срок.

Филлипс и Хартманн (1978) измерили средний блеск у некоторых звезд типа BY Dra по Гарвардской коллекции фотопластинок и показали, что таким методом можно уверенно обнаружить переменность среднего блеска звезды с амплитудой не менее $\sim 0^m 3$. У одной из исследованных Хартманном и др. (1981) звезд - V833 Tau - амплитуда достигает $0^m 6$.

Таблица 2. Список dKe-dMe звезд, выбранных для поиска долговременных изменений блеска

Звезда	Номер по Глизе	$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	V	$B - V$	Спектр	Примечания	Ссылка
V388 Cas	51	01 00.1	62 05.8	13.66	1.68	dM5e	F	1,2
V833 Tau	171.2	04 33.7	27 02.0	8.40	1.10	dK5e	BY,SB1	1
V998 Ori	206	05 29.5	09 47.3	11.50	1.62	dM4e	F	1,2
V780 Tau	1083 AB	05 37.4	24 46.8	14.87	1.88	dM6e	F,VB	1
OU Gem	233	06 23.2	18 47.3	6.76	0.94	dK3e	BY,SB2,T	3,4
V577 Mon	234 AB	06 26.9	-02 46.2	11.07	1.71	dM4.5edM5e	F,VB	1,2,5
PZ Mon		06 45.8	01 16.6	9.50	1.10	dK2e	F	1,2
YZ CMi	285	07 42.1	03 40.8	11.23	1.61	dM4.5e	BY	1,2,5
DX Cnc	1111	08 26.9	26 57.1	14.81	2.06	dM6.5e	F	1
CU Cnc		08 28.8	19 39.0	11.93		dM5e	F,SB	1,6
CV Cnc		08 28.8	19 39.0	13.25		dM6e	F	1
GL Vir	1156	12 16.5	11 24.0	13.79	1.83	dMe	F	1,7
FL Vir	473 AB	12 30.9	09 17.6	12.49	1.84	dM5.5e	F,VB	1,2,5
BF CVn	490 A	12 55.3	35 29.6	10.60	1.42	dM1.5e	BY,VB	1
DT Vir	494	12 58.3	12 38.7	9.73	1.49	dM1.5e	BY,SB?	1,2
VW Com	516 AB	13 30.3	17 04.2	11.39	1.53	dM3.5-4e	F,VB?	1,2
EQ Vir	517	13 32.1	-08 05.1	9.31	1.21	dK8.5e	BY,SB	2,5
V647 Her	669 A	17 17.9	26 32.8	11.36	1.55	dM4e	F	1
V639 Her	669 B	17 17.9	26 32.8	12.97	1.64	dM4.5e	F	1
BY Dra	719	18 32.8	51 41.0	8.60	1.19	dK5edK7e	BY,SB2	1,2
V816 Her		18 40.4	13 51.0	12.81		dM4e	F	1
V1216 Sqr	729	18 46.7	-23 53.5	10.95	1.60	dM4.5e	F	1,2
V1285 Aql	735	18 53.1	08 20.3	10.07	1.53	dM2-3e	F,SB2	1,2
V1513 Cyg	781	20 03.9	54 18.2	11.97	1.52	dM3e	F,SB	1
HU Del	791.2	20 27.4	09 31.2	13.08	1.68	dM7e	F,AB	1,2,8
V1396 Cyg	815 AB	20 58.2	39 52.7	10.12	1.51	dM3e	BY,T,VB,SB2	1
DO Cep	860 B	22 26.2	57 26.8	9.59	1.65	dM4.5e	F	1,2
HK Aqr	890	23 05.7	-15 40.8	10.82	1.39	dM1.5e	BY,EB?	1,9,10
	907.1	23 45.8	-13 15.9	9.61	1.26	dM0e	BY	11
FK Com		13 28.4	24 29.4	8.2	0.91	G2e-8e	FK Com	12,13
V654 Her		16 55.9	35 20.3	10.0		gK		14
AE Aqr		20 37.6	-01 03.0			K2Ve		15

Примечания к таблице 2:

SB1, SB2 – спектрально-двойная, VB – визуально-двойная, AB – астрометрическая двойная, EB – затменно-двойная, T – тройная система, F – вспыхивающая звезда, BY – тип BY Dra. Ссылки. 1) Петтерсен (1991); 2) Уайт и др.(1989); 3) Гриффин и Эмерсон (1981); 4) Бопп и др. (1981); 5) Дойл и Батлер (1990); 6) Петтерсен и Цветков (1985); 7) Глизе и Джарейс (1979); 8) Каули и Хартвик (1982); 9) Янг и др. (1984); 10) Бьерн и МакКей(1990); 11) Бопп (1989); 12) Ручински (1981); 13) Чугайнов (1976); 14) Цветков и Петтерсен (1985); 15) Холопов и др. (1985)

В соответствие с содержанием фотографических коллекций для исследований нами были отобраны 32 звезды поздних спектральных классов из каталога, опубликованного в книге Гершберга (1978), а также из статей последних лет. В таблице 2 приведен список выбранных звезд и общие сведения о них. Спектральный класс, показатель цвета $B - V$, сведения о двойственности взяты из работ, указанных в ссылке. Три звезды в конце таблицы – FK Com, V654 Her и AE Ari – не относятся к типу BY Dra и UV Cet.

2 Фотографические исследования звезд: методика измерения блеска и результаты обработки

Для измерения блеска у такого количества звезд по фотографическим наблюдениям, охватывающим несколько десятков лет, наиболее эффективным является глазомерный способ оценок блеска, который может обеспечить точность не хуже $0^m 1$. В значительной степени точность глазомерных оценок зависит от подбора звезд сравнения. При выборе звезд сравнения были учтены три фактора.

1). Разность блеска между парами звезд. Выбиралось такое число звезд сравнения, чтобы разность блеска между самой яркой и самой слабой звездой перекрывала возможный интервал переменности программной звезды, а внутри интервала можно было выбрать пары, для которых $\Delta m \sim 0^m 3 - 0^m 6$ (в отдельных случаях эта разность приближалась к $\sim 1^m 00$). Сохранение разности блеска звезд сравнения контролировалось предварительным просмотром фотопластинок.

2). Спектральный класс (цвет) звезд. Звезды сравнения выбирались близкими по цвету к исследуемым звездам. У ярких звезд сравнения спектральный класс найден по каталогам, у слабых — учитывался их цвет, который оценивался по Паломарским картам. Одна из звезд выбиралась в качестве контрольной звезды.

3). Положение относительно программных звезд. Все звезды сравнения выбраны вблизи программной звезды так, чтобы в пределах поля лупы одновременно находились программная звезда и несколько звезд сравнения.

В случаях, когда звездные величины звезд сравнения не были известны, они определялись по характеристическим кривым, построенным по результатам измерений на ирис-фотометре ГАИШ нескольких звезд, выбранных из фотометрических стандартов. Средние значения, полученные по измерениям 3–5 пластинок, принимались за звездные величины звезд сравнения. Согласно спектральной чувствительности фотопластинок фотографические величины звезд сравнения должны соответствовать фотоэлектрическим величинам в полосе В, но для некоторых звезд измеренные нами фотографические величины отличаются от фотоэлектрических на несколько десятых звездной величины.

Блеск исследуемых звезд оценивался относительно нескольких пар звезд сравнения с помощью 4-кратной или 10-кратной лупы в зависимости от яркости исследуемой звезды. Оценки блеска сделаны по методике, применяемой В.П. Горанским (Самусь 1988). Суть ее в том, что измерения выполняются интерполяционным методом на интервале, равном разности блеска звезд сравнения с уже известными звездными величинами и, таким образом, блеск исследуемой звезды определяется сразу в звездных величинах. По каждой пластинке сделано не менее двух оценок. На оценках блеска сказывается взаимное расположение звезд в поле лупы и близость к краю пластинки. Для уменьшения этого рода ошибок блеск звезды в ряде случаев оценивался в двух положениях пластинки, отличающихся поворотом на 180 градусов.

Количество просмотренных за год пластинок индивидуально для каждого года: есть годы, для которых измерения сделаны только по одной пластинке, для некоторых лет их было несколько десятков, но обычно измерены 3–8 пластинок. В таблице 3 для каждой звезды приведены сведения о продолжительности фотографических рядов наблюдений (годы) и количестве просмотренных пластинок, и указано название исследованной коллекции.

По результатам измерений для программных и контрольных звезд были вычислены средние за год значения блеска и средние квадратические отклонения. Вспышки и неуверенные оценки блеска из обработки были исключены.

По средним за год значениям построены кривые блеска, по которым выполнен поиск его долгосрочных изменений. С целью контроля полученных результатов для звезд, измеренных по коллекции ГАИШ, через несколько месяцев были сделаны повторные измерения отдельных участков кривой блеска или всех данных и эти измерения были включены в расчеты средних значений блеска.

Другим методом контроля достоверности результатов является привлечение независимых наблюдений. Фотографические ряды наблюдений, полученные разными авторами или по разным коллекциям, можно использовать для построения общей кривой блеска, если они имеют общий

интервал наблюдений, позволяющий учесть систематические различия между ними. У некоторых звезд поведение блеска исследовано нами по нескольким коллекциям и (или) с привлечением данных других авторов.

Таблица 3. Сведения о количестве измеренных пластинок
(коллекции: ГАИШ - 1, Одесской обсерватории - 2,
Зоннебергской обсерватории - 3)

Звезда	Исследованный интервал (годы)	Число пластинок	Коллекция	Звезда	Исследованный интервал (годы)	Число пластинок
V388 Cas	1940-1990	172	3	EQ Vir	1914-1988	53
V833 Tau	1905-1988	357	1	V647 Her	1939-1991	129
V998 Ori	1941-1991	243	3	V639 Her	1939-1991	129
V780 Tau	1973-1989	99	1	BY Dra	1904-1989	125
OU Gem	1899-1987	123	1	V816 Her	1899-1989	55
V577 Mon	1909-1988	70	1	V1216 Sqr	1960-1988	237
PZ Mon	1899-1988	121	1	V1285 Aql	1899-1987	108
	1968-1989	122	2	V1513 Cyg	1952-1989	88
	1928-1990	322	3	HU Del	1958-1975	23
YZ CMi	1927-1990	157	3		1940-1990	93
DX Cnc	1984-1989	43	1	V1396 Cyg	1896-1982	184
CU Cnc	1897-1989	80	1		1935-1990	174
CV Cnc	1963-1989	70	1	DO Cep	1899-1989	152
GL Vir	1963-1991	110	3	HK Aqr	1960-1989	55
FL Vir	1896-1992	244	1	GI 907.1	1925-1989	41
	1963-1991	160	3	FK Com	1907-1988	110
BF CVn	1899-1989	104	1	V654 Her	1907-1988	295
DT Vir	1911-1967	66	1		1934-1991	164
	1968-1989	71	2	AE Aqr	1926-1975	110
VW Com	1953-1991	141	3			

Ниже для каждой звезды в последовательности, указанной в таблице 2, приведено описание полученных результатов. Данные измерений для каждой пластинки и средние за год значения

для всех звезд записаны в файлы, в которых указаны дата, номер пластинки, оценки блеска программной и контрольной звезд, их средние за год значения, число пластинок, по которым определены средние значения, средние квадратические ошибки одного измерения, средние квадратические ошибки средних значений. Кривые блеска звезд представлены на рисунках 1–31. На каждом рисунке под кривой блеска программной звезды приведена кривая блеска контрольной звезды.

V388 Cas. (Рис. 1) По фотографическим наблюдениям из архива Зоннебергской обсерватории средние за год значения получены за 1938–1943 г.г., и за 1963–1991 г.г. Разброс точек на кривой блеска с 1938 года по 1985 год составляет $\sim 0^m 2$, а с 1986 года по 1991 год возрастает до $\sim 0^m 3$.

V833 Tau. (Рис. 2) Блеск звезды исследован ранее по фотографической коллекции Гарвардской обсерватории на временном интервале с 1899 года по 1980 год (Hartmann et al. 1981). Амплитуда переменности его средних за год значений достигает $\sim 0^m 6$. Сделан вывод о том, что переменность носит циклический характер, а продолжительность цикла составляет 60 лет. По коллекции ГАИШ звезда исследована нами с 1905 года по 1988 год. Кривая блеска на рисунке 2 построена по результатам этих исследований, а также по фотографическим (Хартманн и др. 1981) и фотоэлектрическим (Ола и Петтерсен 1991) данным. Все данные, полученные разными методами и разными авторами, подтверждают вывод о значительной переменности среднего блеска, сделанный Хартманном и др. (1981). На представленной кривой блеска амплитуда переменности составляет $0^m 6$ – $0^m 8$. Наблюдаются два случая, когда состояние максимального блеска сохраняется в течение 10–15 лет. Временной интервал между этими событиями составляет около 60 лет. Состояние минимального и ослабленного блеска сохраняется около 40 лет.

V998 Ori. (Рис. 3) Для этой звезды продолжительность фотографических наблюдений составляет 50 лет. Разброс его средних за год значений с 1941 года по 1991 год не превышает $0^m 2$.

V780 Tau. (Рис. 4) Звезда исследована нами по коллекции ГАИШ. С 1973 года по 1987 год получено 19 средних за год значений блеска. Блеск звезды за 1989 год измерен по одной пластинке. Звезда отличается сильной вспышечной активностью: зарегистрировано несколько случаев быстрого возрастания блеска на $\sim 1^m 5$. Ранее, по этой же коллекции, измерения блеска на интервале с 1968 года по 1979 год были выполнены В. Хатунцевым (1986). Средние за год значения, полученные по результатам его измерений, показывают более слабый блеск звезды, но практически совпадают с результатами автора после внесения в них поправки $\Delta m = -0^m 28$. Поправка вычислена по выражению (1):

$$\Delta m = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (m_1 - m_2)_i \quad (1)$$

где n – число средних за год значений на совпадающем временном интервале, m_1 – среднее за год значение блеска, полученное автором, m_2 – среднее за тот же год значение блеска по результатам Хатунцева. Общая кривая среднего блеска представляет его поведение с 1963 по 1989 год. Разброс средних за год значений блеска, исключая результат за 1989 год, составляет $\sim 0^m 2$.

OU Gem. (Рис. 5) Кривая блеска дает представление о поведении его средних за год значений почти за 100 лет. Разброс всех значений, кроме результата за 1976 год, не превосходит $0^m 2$.

V577 Mon. (Рис. 6) Кривая среднего блеска, полученная по коллекции ГАИШ, охватывает интервал с 1909 года по 1988 год. Ранее звезда была изучена Корбеном и др. (1970) по фотографическим наблюдениям за 1933 – 1970 г.г. Блеск звезды измерялся ими относительно звезд сравнения, звездные величины которых получены по фотоэлектрическим наблюдениям. Сравнение индивидуальных оценок, полученных Корбеном, с данными ГАИШ по трем совпадающим датам в 1939 – 1940 г.г. показало, что разность между оценками блеска составляет $0^m 1$ – $0^m 2$. По-видимому, кривая блеска, полученная нами, не противоречит кривой блеска, полученной Корбеном более точным методом. При построении общей кривой блеска в средние за год значения, полученные по коллекции ГАИШ, внесена поправка $\Delta m = -0^m 31$, вычисленная по выражению (1) для интервала с 1939 года по 1940 год, где m_1 – результаты Корбена, m_2 – результаты автора. На кривой блеска выделяется ослабление его среднего значения до минимума в 1940 году. Далее, по данным Корбена, заметное поярчение звезды отмечено в 1962 году, но измерения выполнены только по одной пластинке. В 1968 – 1969 г.г. наблюдался максимум блеска. Его среднее значение в 1968 году определено по

двум пластинкам, полученным в октябре и ноябре, а в 1969 году – по 11 пластинкам, полученным в феврале, марте, ноябре и декабре. Таким образом, поярчение звезды является не случайным эпизодом, а наблюдается не менее 1–2 лет. Быстрое ослабление среднего блеска на $0^m 2$ в 1970 году зафиксировано по 38 пластинкам. С 1975 года по 1988 год кривую блеска представляют только данные коллекции ГАИШ. В 1975 году блеск звезды стал таким же, как в минимуме 1940 года, и в течение 10 лет состояние минимального блеска сохранялось. С 1986 года заметна тенденция к его возрастанию. Если считать, что второй минимум относится к 1980 году, характерное время переменности составит 40 лет. Амплитуда переменности, определенная по максимальным и минимальным значениям блеска, достигает $0^m 5$.

PZ Mon. (Рис. 7) Кривая блеска PZ Mon построена по большому количеству данных, полученных автором по коллекциям ГАИШ, Одесской астрономической обсерватории и Зоннебергской обсерватории, и дополнена оценками, сделанными В. Кошубой по Симеизской коллекции (письменное сообщение) и данными А. Вахманна (1968), полученными по Гамбургской коллекции, (оригинальные измерения любезно присланы из Гамбургской обсерватории проф. У. Хаугом). В средние за год значения Одесской, Зоннебергской и Гамбургской коллекций, внесены поправки за систематическую разность, вычисленные согласно выражению (1), где m_1 – результаты, полученные в ГАИШ, m_2 – результаты, полученные по другой коллекции. Соответственно перечисленным названиям исследованных коллекций поправки индексированы цифрами 2,4,5. Значения поправок следующие: $\Delta m_2 = -0^m 2$, $\Delta m_4 = 0^m 06$ и $\Delta m_5 = 0^m 48$. Медленные изменения среднего блеска этой звезды – самые значительные среди исследованных нами звезд. Амплитуда переменности по результатам измерений коллекций ГАИШ и Зоннебергской обсерватории достигает $\sim 1^m 00$. Такие же значения амплитуды получили А. Вахманн (1968) по Гамбургской коллекции и Н.Е. Курочкин по коллекции ГАИШ (не опубликовано). Данные А. Вахманна – это 320 фотографических значений блеска на интервале с 1938 года по 1962 год. Их средние за год значения подтверждают полученные нами результаты о характере изменения блеска за эти годы. Факт его ослабления до минимума в 1944–1950 г.г. не вызывает сомнения. Близким к минимальному является также значение блеска в 1899 году. Дважды, в 1917–1935 г.г. и в 1975–1988 г.г., наблюдались состояния максимального блеска. Характерное время переменности составляет ~ 50 лет. В нижней части рисунка 7 приведена кривая блеска, полученная Галошкиным (1955) по Гарвардской коллекции фотографических наблюдений, выполненных в 1898 – 1954 г.г. Измерения сделаны относительно звезд сравнения с привязкой к стандарту IPg величин. Несмотря на некоторые различия с другими коллекциями, гарвардские данные также указывает на переменность среднего блеска звезды, но с амплитудой, равной $0^m 5-0^m 6$.

YZ CMi. (Рис. 8) По коллекции Зоннебергской обсерватории звезда исследована с 1927 года по 1991 год, но для интервала с 1930 года по 1959 год данных нет. Разброс средних за год значений блеска звезды составляет $0^m 3-0^m 4$. По Гарвардской коллекции звезда исследована Филлипсом и Харманном (1978). Продолжительность фотографических наблюдений оказалась недостаточной, чтобы сделать вывод о долговременных изменениях блеска. Полученные ими результаты приведены в нижней части рисунка для иллюстрации поведения средних за год значений блеска с 1926 года по 1943 год.

DX Snc. (Рис. 9) Кривая блеска представляет результаты фотографических наблюдений за пять лет. Разброс средних за год значений блеска не меняется более, чем на $0^m 1$.

CU Snc. (Рис. 10) У звезды не наблюдается устойчивого состояния среднего блеска, а заметно плавное, медленное его изменение с малой амплитудой. В 1971 году и в 1986–1989 годах ослабление блеска относительно максимального уровня составляет $0^m 2-0^m 3$.

CV Snc. (Рис. 10) На кривой среднего блеска заметно кратковременное его ослабление на $\sim 0^m 25$ и возрастание дисперсии в моменты начала понижения блеска и выхода из минимума.

GL Vir. (Рис. 11) Разброс средних за год значений блеска звезды по наблюдениям с 1963 года по 1991 год не превышает $0^m 2$.

FL Vir. (Рис. 12) Блеск звезды исследован по коллекциям ГАИШ и Зоннебергской обсерватории с 1896 года по 1992 год. Сведения о блеске в 1896 г. и в 1905 г. получены по измерению одной пластинки за каждый год. Основной интервал исследования – с 1960 года по 1992 год. В средние

за год значения блеска, полученные по пластинкам Зоннебергской коллекции, внесена поправка $\Delta m = -0^m 11$, вычисленная по выражению (1), где m_1 — результаты по коллекции ГАИШ, m_2 — результаты по Зоннебергской коллекции. Средний блеск звезды плавно меняется от года к году. В 1968 году и в 1985 году наблюдались состояния максимального блеска, а в 1962, 1974 и 1990 годах — его ослабления до минимума. Характерное время переменности оценивается в 12–17 лет. Амплитуда переменности составляет $0^m 2$ – $0^m 3$.

BF CVn. (Рис. 13) Кривая среднего блеска дает представление о характере его изменений почти за сто лет, но есть годы, для которых наблюдения отсутствуют. Разброс точек на кривой блеска, кроме значения в 1957 году, не превышает $0^m 15$.

DT Vir. (Рис. 14) Блеск звезды определен по пластинкам из коллекций ГАИШ и Одесской астрономической обсерватории относительно звезд сравнения, звездные величины которых были получены Н.И. Шаховской по результатам *UBVRI* фотометрии. По коллекции ГАИШ средние значения блеска определены по 1967 год включительно, а далее результаты получены по коллекции Одесской обсерватории. Кривая блеска показывает, что разброс средних значений происходит в пределах $0^m 2$.

VW Com. (Рис. 15) Средние за год значения блеска звезды получены по фотографическим наблюдениям за 30 лет. Разброс его значений за эти годы составляет $\sim 0^m 2$. Ослабления блеска в 1963 году и 1981 году немногим превышают это значение. Средний уровень блеска за 1979–1991 г.г. слабее наблюдаемого в 1952–1978 г.г. на $\sim 0^m 1$.

EQ Vir. (Рис. 16) Непрерывный ряд наблюдений составляет пять лет — с 1978 года по 1983 год. Средние за год значения блеска в 1914 году и в 1931 году получены по измерениям двух пластинок за каждый год, а результат за 1988 год получен по одной пластинке. Разброс точек на кривой блеска не превышает $0^m 1$.

V647 Her. (Рис. 17) Кривая блеска показывает, что с 1939 года по 1975 год средние за год значения блеска не менялись более, чем на $0^m 2$. Только в 1964 году по 11 пластинкам зафиксировано его ослабление на $0^m 3$. В 1973 году наблюдалось понижение блеска на $0^m 2$ относительно его значения в 1972 году. Далее, на всем интервале исследования, который продолжен до 1991 года, состояние пониженного блеска сохранялось.

V639 Her. (Рис. 18) По наблюдениям за 1939–1982 г.г. разброс средних за год значений блеска не превышает $0^m 2$. С 1982 года по 1985 год измерено 27 пластинок. Максимальная разность между средними за год значениями блеска в эти годы достигает $\sim 0^m 3$.

VY Dra. (Рис. 19) Долговременные изменения блеска звезды были исследованы ранее Филлипсом и Хартманном (1978) по фотографическим и фотоэлектрическим рядам наблюдений с 1898 года по 1975 год. По коллекции ГАИШ данные о блеске звезды получены за 1904–1989 год. Кривая среднего блеска построена по результатам всех этих исследований. Вывод о долговременных его изменениях, сделанный Филлипсом и Хартманном (1978), подтверждается. Амплитуда медленных изменений блеска, которые вероятно являются циклическими, составляет $\sim 0^m 4$. Предполагаемая продолжительность цикла — 50–60 лет. Наблюдаются и малоамплитудные изменения с характерным временем 8–10 лет.

V816 Her. (Рис. 20) Фотографические наблюдения из коллекции ГАИШ дают представление о блеске звезды за 30 лет. Значение блеска в 1899 году получено по измерению одной пластинки. Разброс точек на кривой блеска составляет $\sim 0^m 15$.

V1216 Sgr. (Рис. 21) Разброс средних за год значений блеска с 1960 года по 1988 год не превышает $0^m 15$.

V1285 Aql. (Рис. 22) Кривая блеска представляет его средние за год значения с 1899 года по 1989 год. Все изменения блеска не превосходят $0^m 2$.

V1513 Cyg. (Рис. 23) Наблюдаемые медленные изменения средних за год значений блеска звезды не превосходят $0^m 2$.

HU Del. (Рис. 24) По пластинкам из коллекции ГАИШ блеск звезды исследован с 1958 года по 1975 год, а по Зоннебергской коллекции — с 1940 года по 1990 год. На кривой блеска, полученной по Зоннебергской коллекции, только 14 точек являются средними за год значениями блеска, остальные девять представляют результат измерений одной пластинки за каждый год. Значения

блеска звезды меняются от года к году в пределах $0^m 3$.

V1396 Cyg. (Рис. 25) Звезда исследована по пластинкам из коллекций ГАИШ и Зоннебергской обсерватории. Средние за год значения блеска, полученные по обоим коллекциям, не изменяются более, чем на $0^m 2$. С 1969 года по 1991 год разброс точек примерно в 2 раза меньше, чем в предыдущие годы, и все они указывают на ослабление блеска в эти годы на $\sim 0^m 1$.

DO Ser. (Рис. 26) По коллекции ГАИШ блеск звезды исследован с 1899 года по 1989 год, но для некоторых лет фотографические наблюдения отсутствуют. С 1899 года по 1957 год средние за год значения блеска не изменялись более, чем на $0^m 2$. В 1933 году наблюдалось его поярчение, но за этот год измерена только одна пластинка. Разброс точек на участке кривой блеска с 1983 года по 1989 год также не превосходит $0^m 2$, но средний блеск за эти годы поярчал по отношению к среднему значению за предыдущие годы на $\sim 0^m 1$.

НК Aqr. (Рис. 27) Звезда исследована по фотографическим наблюдениям за 1960–1989 год. За эти годы ее средний блеск не изменялся. Разброс точек на кривой блеска не превосходит $0^m 08$.

G1 907.1. (Рис. 28) Значение блеска в 1925 году получено по одной пластинке, а далее звезда исследована с 1972 по 1989 год. Разброс средних за год значения блеска за все годы происходит в пределах $0^m 1$.

FK Com. (Рис. 29) С 1909 года по 1952 год изменения средних за год значений блеска звезды не превышают $0^m 1$, а с 1952 года по 1988 год разброс его значений составляет $\sim 0^m 2$.

V654 Her. (Рис. 30) На участках кривой блеска с 1907 года по 1913 год и с 1933 года по 1939 год изменения его средних за год значений не превышают $0^m 2$. Наибольшее количество фотографических наблюдений получено за 1949–1991 г.г. Разброс средних за год значений блеска в эти годы по измерениям пластинок обеих коллекций достигает $\sim 0^m 3$. Данные, полученные по коллекции ГАИШ, показывают, что средний блеск звезды с 1972 года медленно ослабевает и достигает минимума в 1980 году. Однако, наблюдаемый минимум нельзя подтвердить результатами измерений по коллекции Зоннебергской обсерватории из-за отсутствия фотографических наблюдений за 1978–1982 г.г. На кривой блеска, полученной по этой коллекции, наблюдается только разброс значений.

AE Aqr. (Рис. 31) По фотографическим наблюдениям из коллекции ГАИШ изменения средних за год значений блеска с 1926 года по 1975 год не превосходят $0^m 2$.

3 Обсуждение результатов

Поведение блеска рассмотрено у 29 активных карликовых звезд 9–17 звездной величины спектральных классов $dK2e-dM8e$ на временных интервалах от 5 до 100 лет. Применяемый метод исследования позволил обнаружить только наиболее сильные изменения средних значений блеска. Выводы о долговременной переменности сделаны согласно кривым блеска и амплитуде его изменений.

Для всех коллекций разброс средние за год значений блеска у контрольных звезд составляет $\sim 0^m 1$ – $\sim 0^m 2$. У многих он носит случайный характер, у некоторых наблюдается медленный тренд или предпочтительные оценки блеска. Значительных изменений блеска, обусловленных изменением сорта эмульсии или сроком хранения пластинки, не наблюдалось. Примем, что максимальный разброс $0^m 2$ отражает ошибки измерений. Тогда с вероятностью 95% будем считать звезду постоянной, если изменения ее блеска не превышают $0^m 2$, заподозренной в переменности, если эти изменения составляют $0^m 2$ – $0^m 3$ и переменной, если блеск звезды изменяется более, чем на $0^m 3$. Принималось во внимание, что переменность может быть вызвана качеством или изменением сорта эмульсии. Большинство данных получено по пластинкам с эмульсиями ZU2 и ZU21, но измерялись пластинки и с другими эмульсиями. Смена сорта эмульсии может привести к резким, одновременным для программной и контрольной звезд изменениям кривых блеска. Соответственно этим критериям к звездам с явными долговременными изменениями среднего блеска относятся V833 Tau и VY Dra, у которых такие изменения уже были обнаружены (Филлипс и Хартманн 1978, Хартманн и др. 1981), и V577 Mon и PZ Mon. Амплитуда долговременных изменений PZ Mon

превосходит амплитуду V833 Tau, достигая 1^m 0. V577 Mon и PZ Mon известны как вспыхивающие звезды, но они мало изучены, наблюдений, свидетельствующих о существовании пятен на их поверхности, нет.

Таблица 4. Долговременные изменения блеска dKе-dMe звезд

Звезда	Спектральный класс	Исследованный временной интервал (годы)	Переменность среднего блеска (m_{pg})	Шкала переменности (годы)
V833 Tau	dK5e	1899-1990	0.6-0.8	60
V577 Mon	dM4.5e+dM5e	1909-1988	0.3-0.5	40
PZ Mon	dK2e	1896-1990	0.8-1.0	50
YZ CMi*	dM4.5e	1926-1990	0.3-0.4	30?
CU Cnc*	dM5e	1963-1989	0.2-0.3	
CV Cnc*	dM6e	1963-1989	0.2-0.3	
FL Vir*	dM5.5e(x2)	1960-1992	0.2-0.3	17 (35)?
V647 Her*	dM4.5e	1939-1991	~0.3	
BY Dra	dK5e+dK7e	1898-1989	0.3-0.4	50-60
HU Del*	dM7e	1940-1990	0.3	

Примечание. - Звездочка отмечает, что переменность среднего блеска заподозрена

Еще у шести звезд долговременные изменения были заподозрены. Все 10 объектов внесены в таблицу 4, где приведены название звезды, продолжительность фотографических наблюдений (годы), полная амплитуда переменности средних за год значений блеска и характерное время его изменений. У пяти звезд - EQ Vir, DX Cnc, DT Vir, Gl 907.1, V780 Tau - средние за год значения блеска представляют его поведение за 5-15 лет. Для них нельзя сделать определенный вывод о долговременной переменности блеска, но за исследованные годы заметных его изменений не происходило.

Средний блеск остальных 14 звезд сохраняется неизменным в течение 30-100 лет в пределах указанной точности. Не исключено, что у некоторых из этих звезд существуют медленные малоамплитудные изменения блеска, но они не могут быть уверенно выделены по фотографическим измерениям.

Благодарности. Автор выражает глубокую благодарность Р.Е. Гершбергу - инициатору и руководителю этой работы, Н.И. Шаховской и Н.М. Шаховскому за обсуждение результатов и полезные замечания, С.Ю. Шугарову за консультации и помощь в работе, В. Кошубе за измерения блеска звезды PZ Mon по Симеизской коллекции пластинок, хранящейся в Одесской обсерватории, администрации и сотрудникам отдела переменных звезд ГАИШ, Одесской астрономической обсерватории и Зоннебергской обсерватории, оказывавшим помощь в период работы с коллекциями, доктору В. Гетцу за организацию визита в Зоннебергскую обсерваторию и обеспечение финансовой поддержки со стороны Deutsche Forschungsgemeinschaft, доктору Р. Лутхардту за всестороннюю помощь во время посещения Зоннебергской обсерваторий, сотруднику Гамбургской обсерватории проф. У. Хаугу, любезно приславшему записи оценок блеска звезды PZ Mon, выполненные А. Вахманном, сотрудникам ИНАСАН за созданный ими библиографический каталог переменных звезд и предоставленную возможность пользоваться им, В.Т. Жоголевой и Л.И. Филатовой за изготовление поисковых карт.

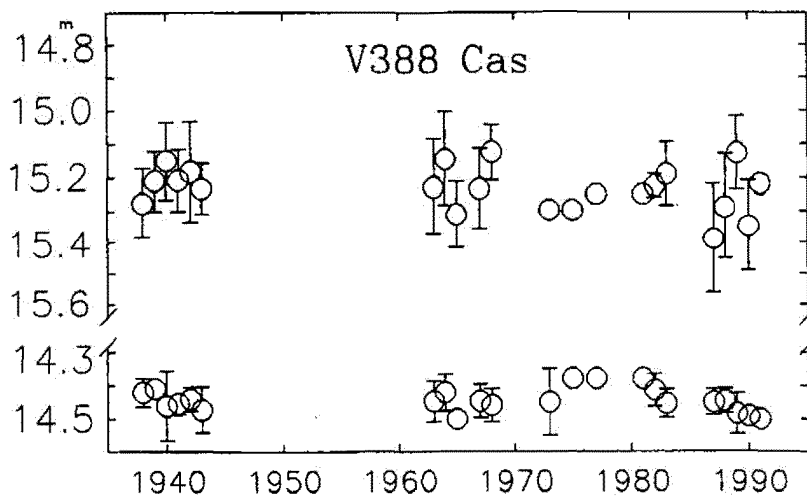


Рис. 1. Долговременные изменения блеска V388 Cas. В верхней части рисунка кривая блеска представляет средние для каждого года фотографические значения блеска исследуемой звезды, в нижней части – контрольной звезды. По оси абсцисс отложены годы. Черточки в каждой точке на кривой блеска указывают стандартное отклонение одного измерения. Отсутствие черточки означает, что результат получен по измерению одной пластинки

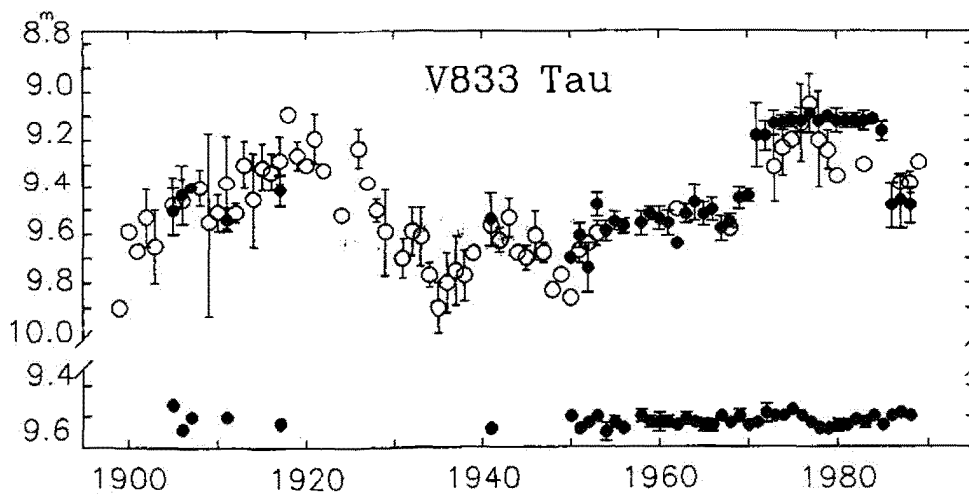


Рис. 2. То же, что и для рис.1 для V833 Tau. Открытые кружки – данные из (Хартманн и др. 1981, Петтерсен, Панов и др. 1990), зачерненные – данные автора по коллекции ГАИШ

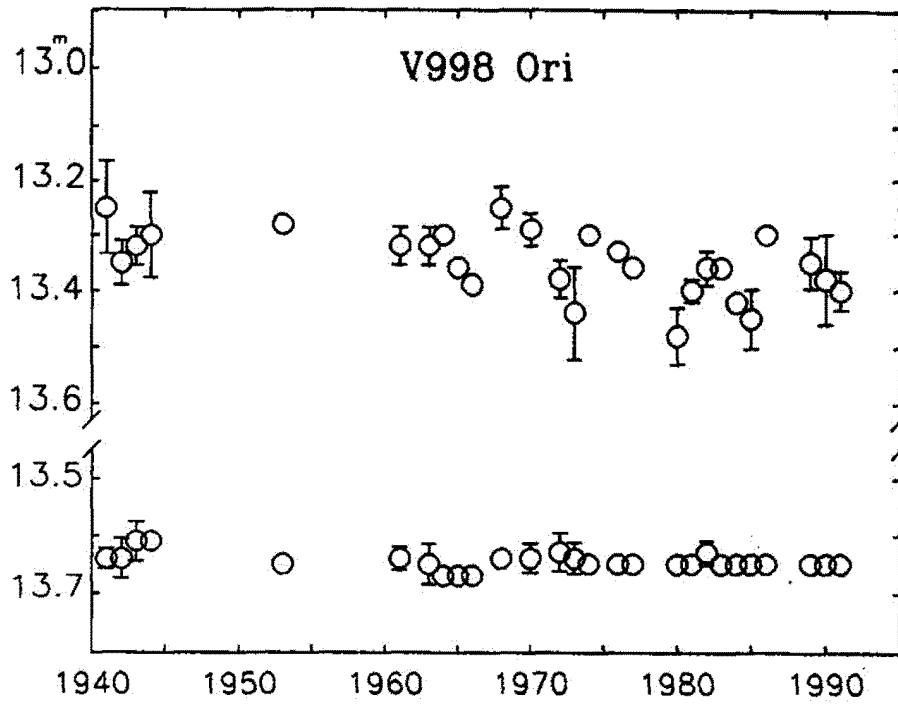


Рис. 3. То же, что и для рис.1 для V998 Ori

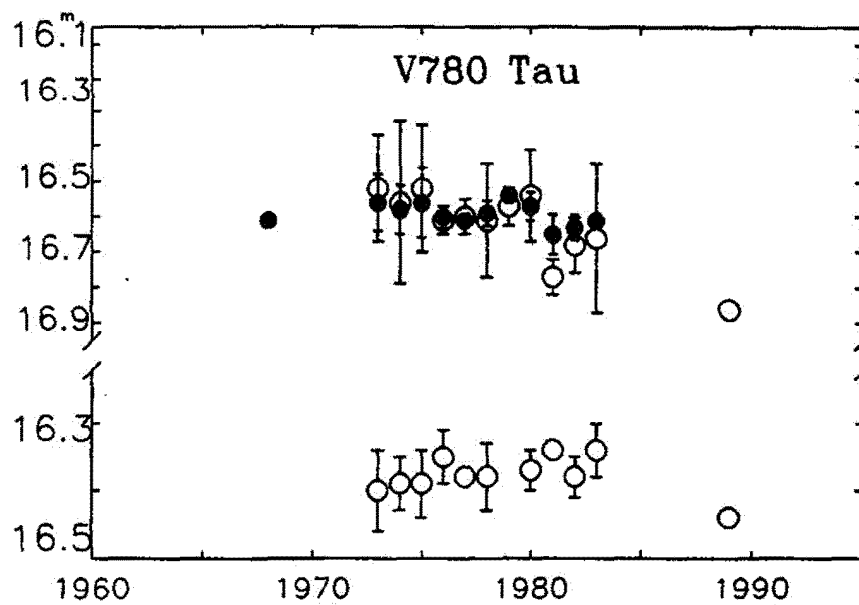


Рис. 4. То же, что и для рис.1 для V780 Tau. Открытые кружки - данные автора по коллекции ГАИШ, зачерненные - результаты из (Хатунцев 1986) с учетом поправки, указанной в тексте

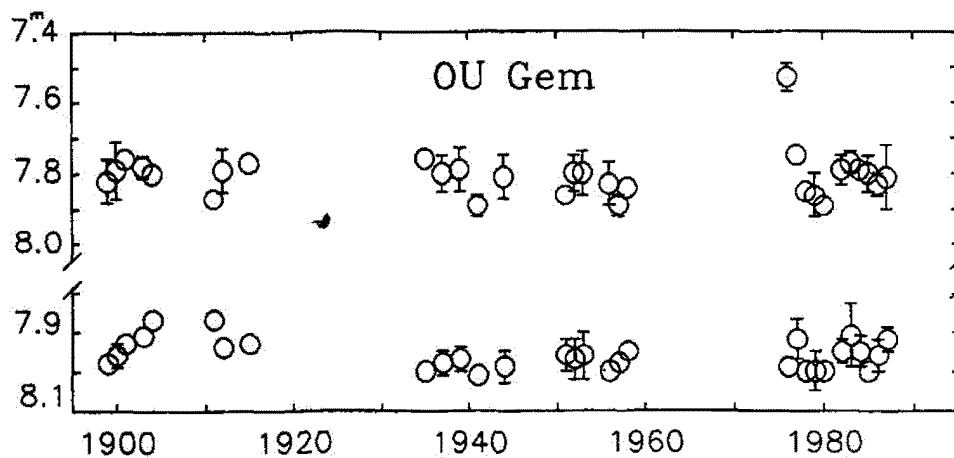


Рис. 5. То же, что и для рис.1 для OU Gem

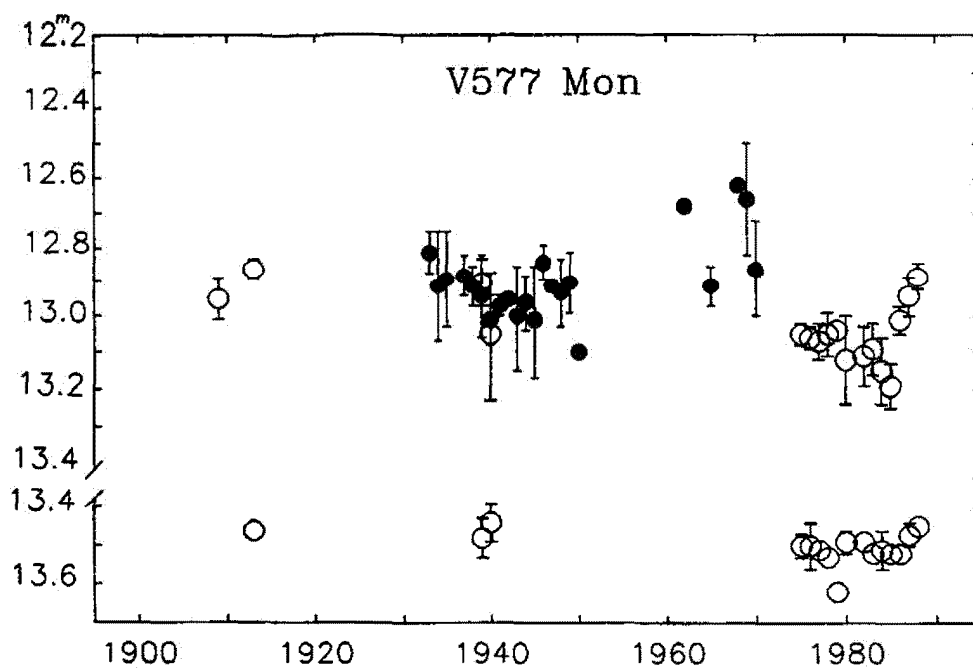


Рис. 6. То же, что и для рис.1 для V577 Mon. Открытые кружки - данные автора по коллекции ГАИШ, зачеркнутые - результаты из (Корбен и др. 1970) с учетом поправки, указанной в тексте

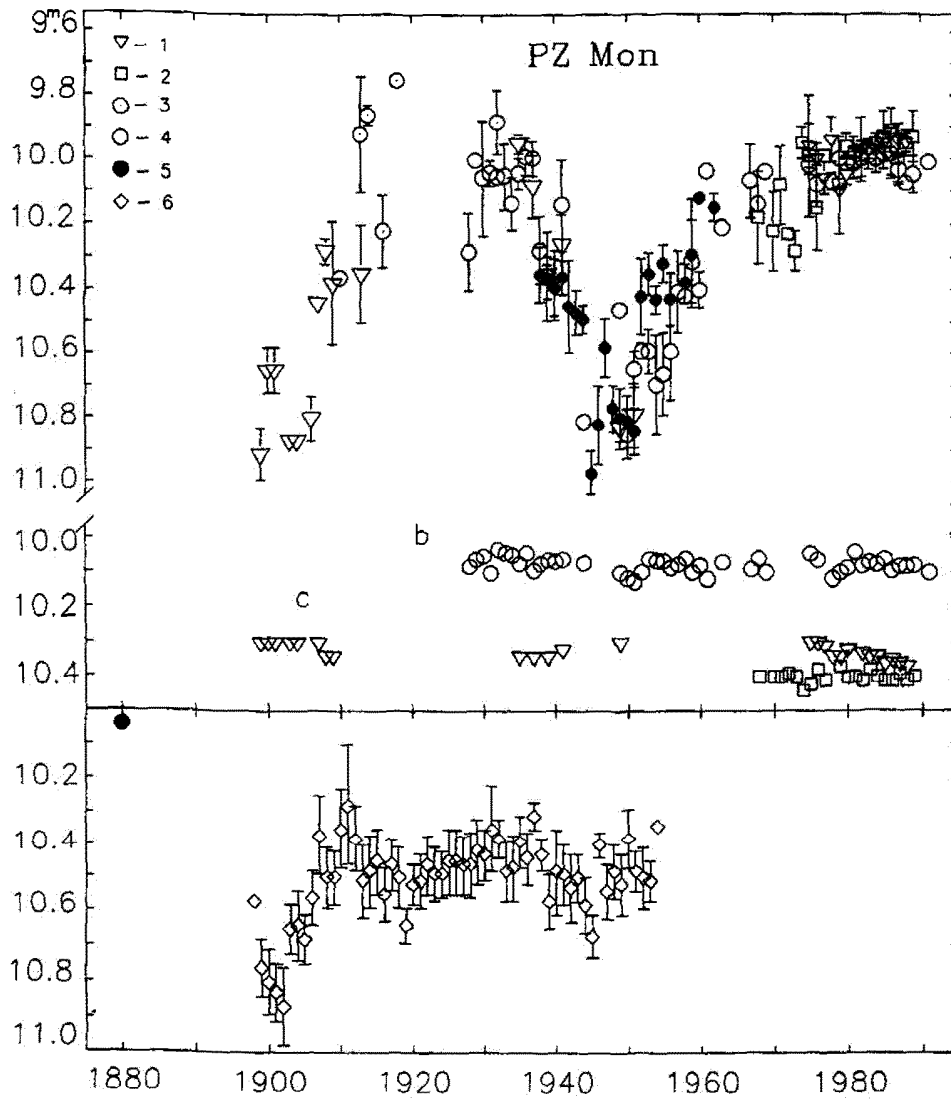


Рис. 7. То же, что и для рис.1 для PZ Mon. Цифры обозначают исследованные коллекции: 1 - ГАИШ, 2 - Одесской обсерватории, 3 - Симеизской обсерватории, 4 - Зоннебергской обсерватории, 5 - Гамбургской обсерватории, 6 - Гарвардской обсерватории. В результаты коллекций 2,4,5 внесены поправки, указанные в тексте. Контрольная звезда *b* использовалась при измерениях в Зоннебергской коллекции, а звезда *c* - в коллекциях ГАИШ и Одесской обсерватории

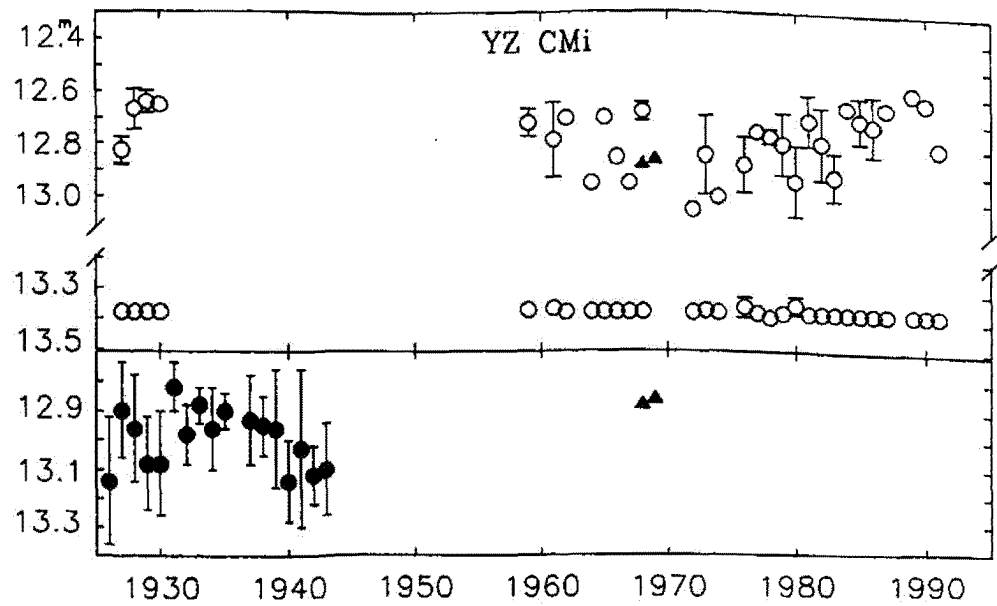


Рис. 8. То же, что и для рис.1 для YZ CMi. Открытые кружки - данные автора по коллекции Зоннебергской обсерватории, зачерненные кружки - данные по Гарвардской коллекции из (Филлипс и Хартманн 1978), зачерненные треугольники - фотоэлектрические данные из (Андрюс 1968, 1969)

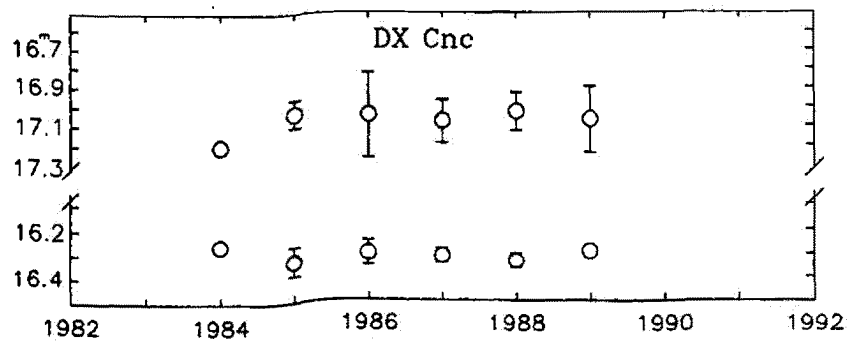


Рис. 9. То же, что и для рис.1 для DX Cnc

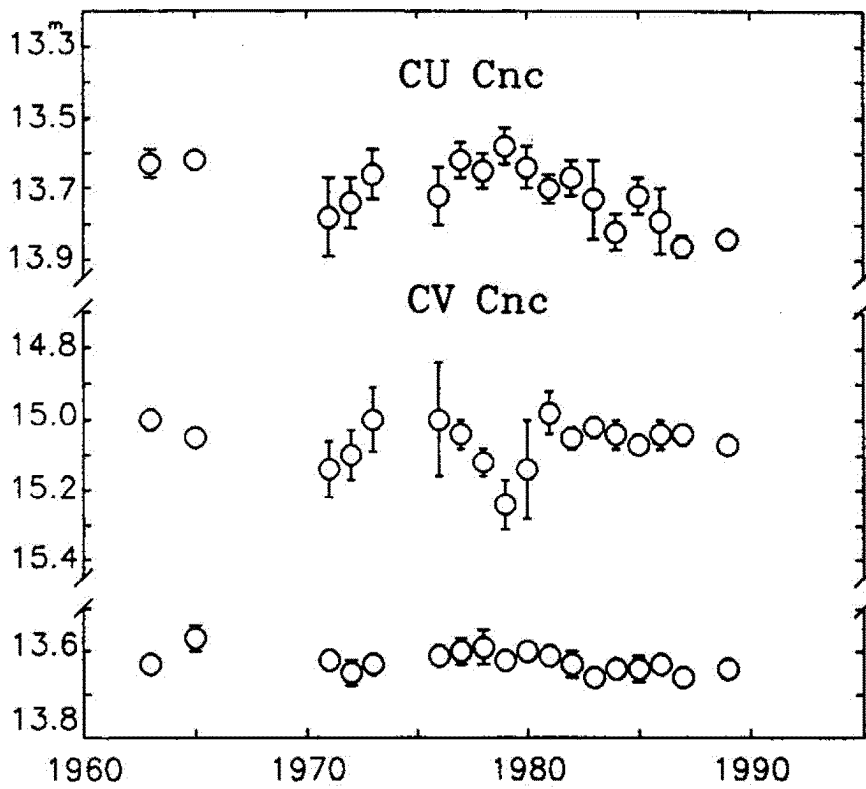


Рис. 10. То же, что и для рис.1 для CU Cnc и CV Cnc

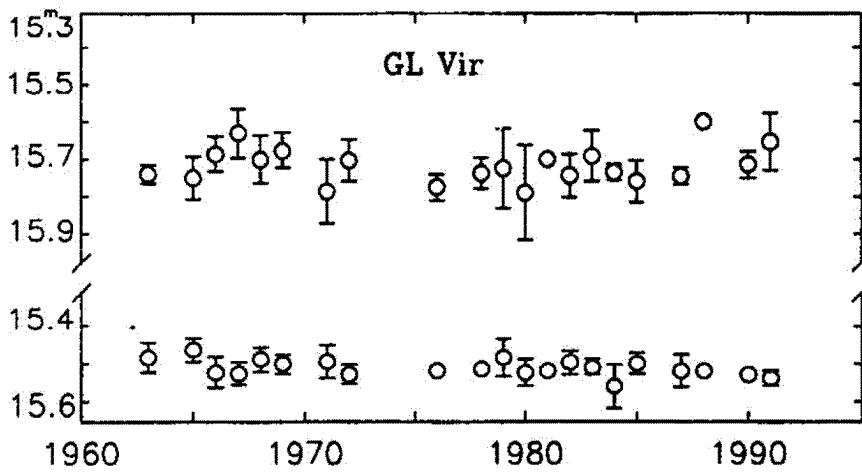


Рис. 11. То же, что и для рис.1 для GL Vir

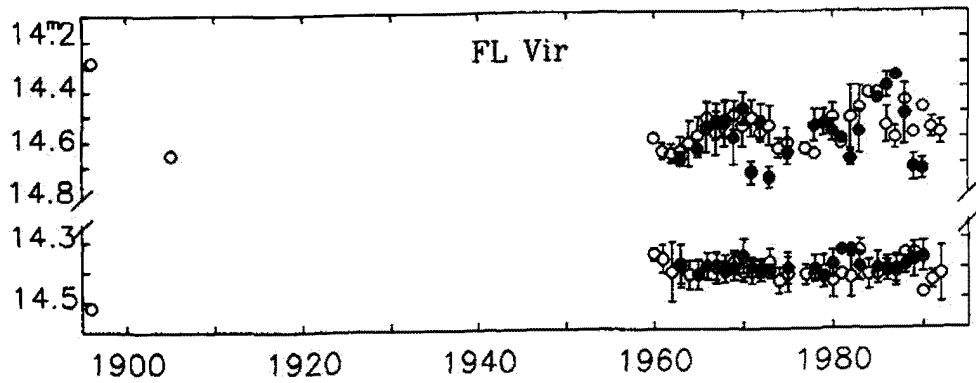


Рис. 12. То же, что и для рис.1 для FL Vir. Открытые кружки - данные автора по коллекции ГАИШ, зачерненные - по коллекции Зоннебергской обсерватории

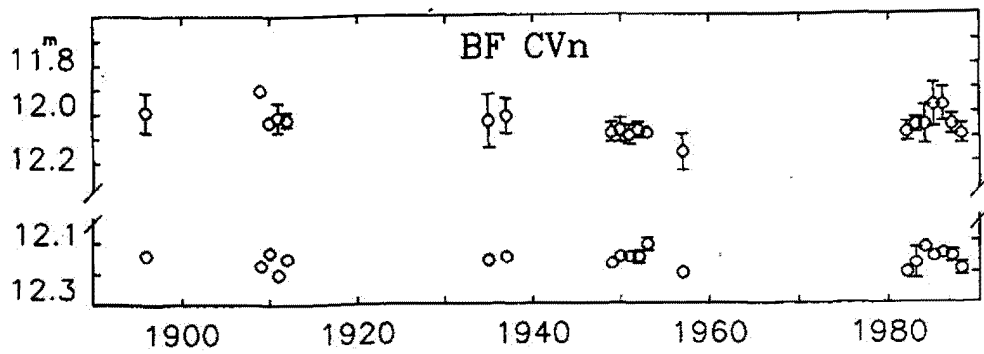


Рис. 13. То же, что и для рис.1 для BF CVn

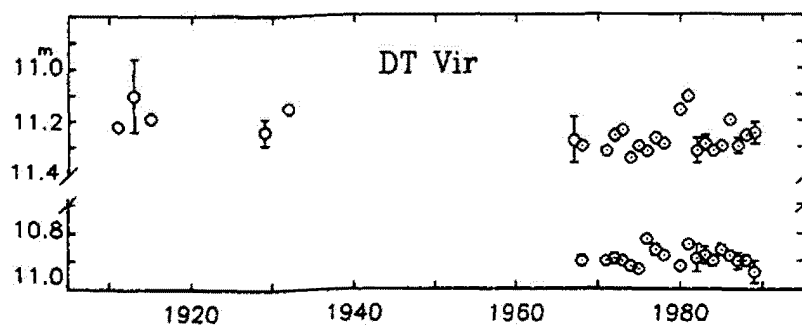


Рис. 14. То же, что и для рис.1 для DT Vir. Открытые кружки - данные автора по коллекции ГАИШ, кружки с точкой - результаты по коллекции Одесской обсерватории

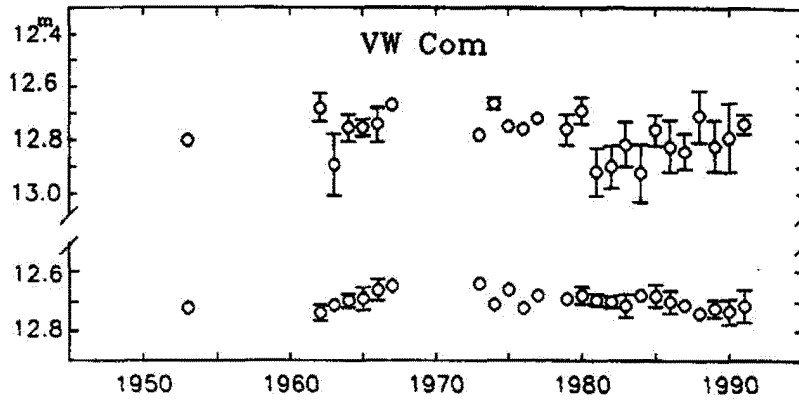


Рис. 15. То же, что и для рис.1 для VW Com

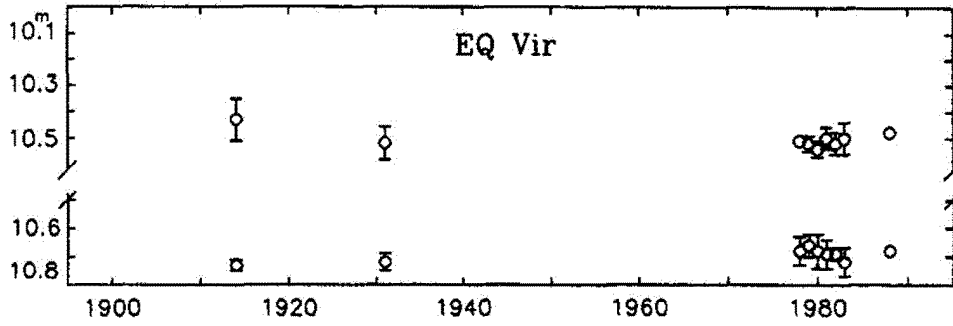


Рис. 16. То же, что и для рис.1 для EQ Vir

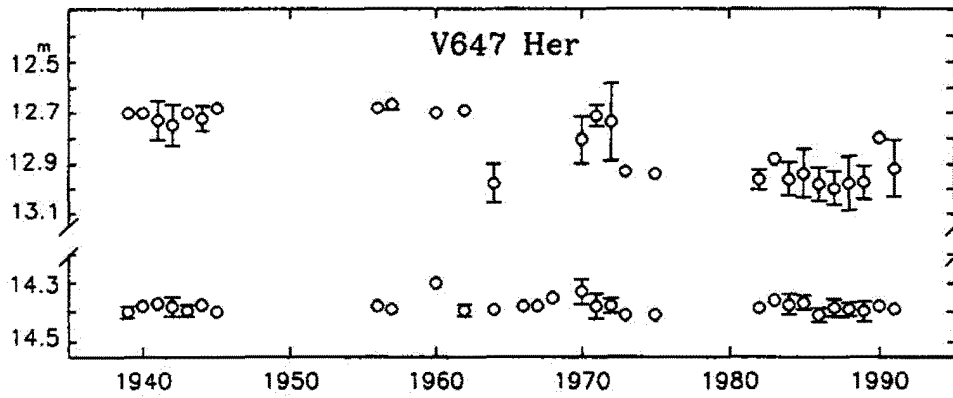


Рис. 17. То же, что и для рис.1 для V647 Her

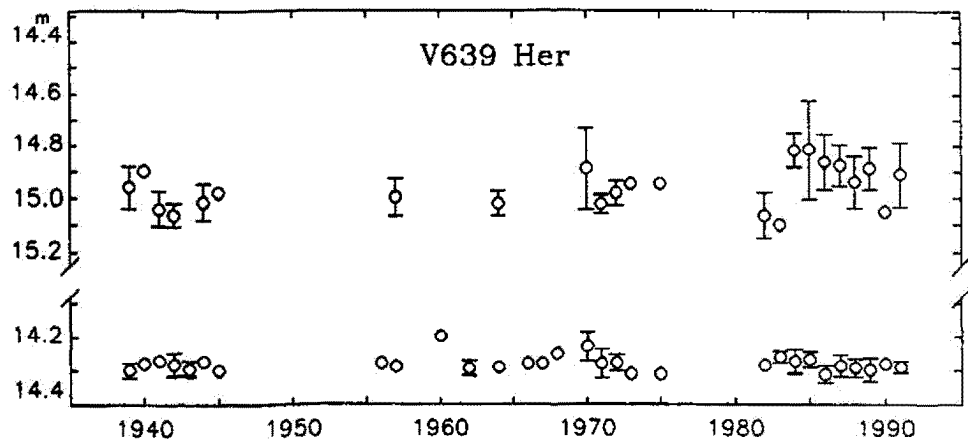


Рис. 18. То же, что и для рис.1 для V639 Her

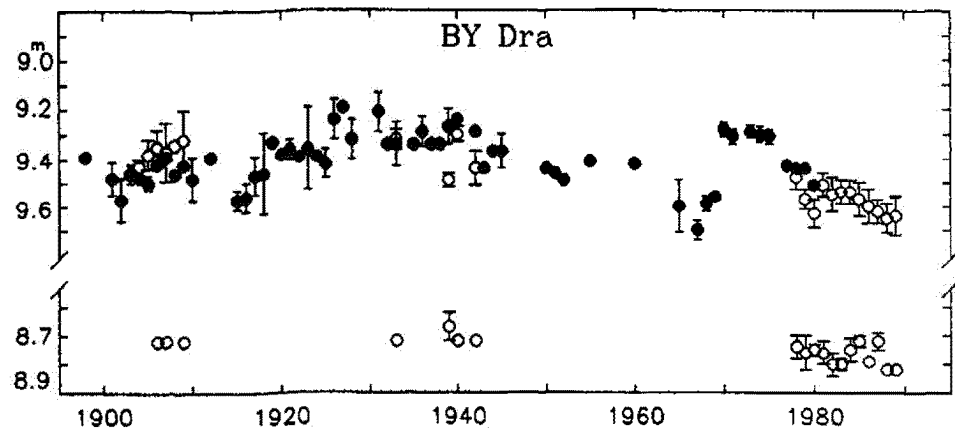


Рис. 19. То же, что и для рис.1 для BY Dra. Открытые кружки - данные автора по коллекции ГАИШ, зачерненные - фотографические и фотозлектрические данные из (Филлипс и Хартмани 1978, Петтерсен, Ола и др. 1990, Мавридис и др. 1982)

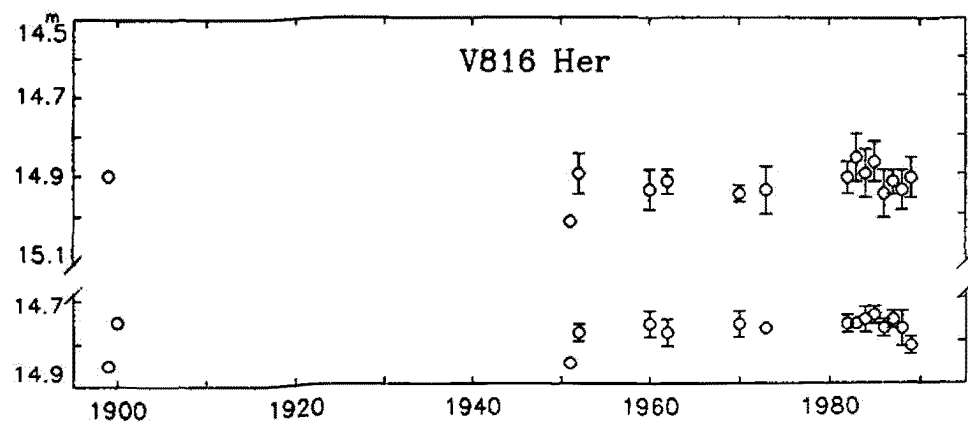


Рис. 20. То же, что и для рис.1 для V816 Her

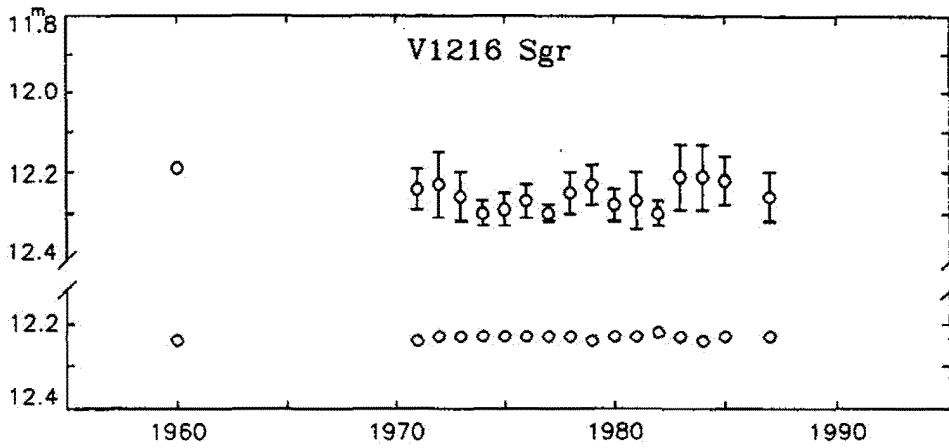


Рис. 21. То же, что и для рис.1 для V1216 Sgr

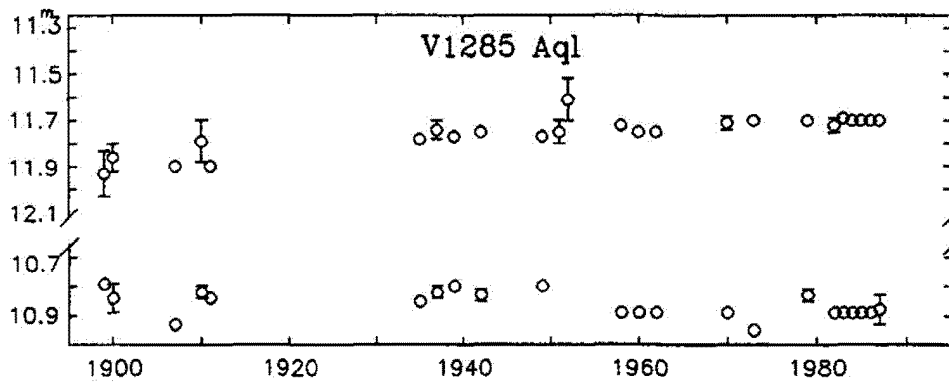


Рис. 22. То же, что и для рис.1 для V1285 Aql

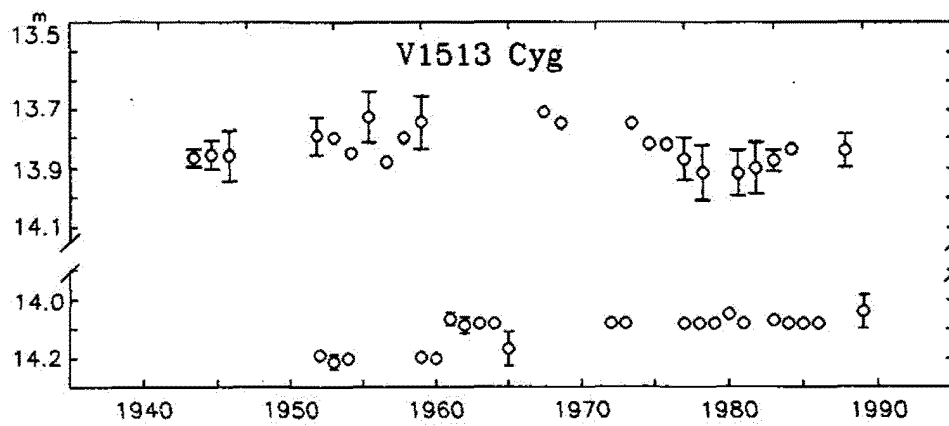


Рис. 23. То же, что и для рис.1 для V1516 Cyg

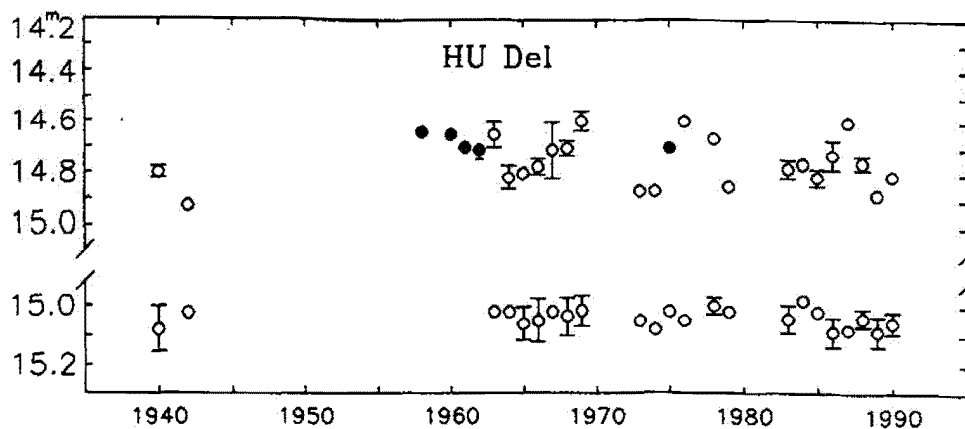


Рис. 24. То же, что и для рис.1 для HU Del. Открытые кружки - данные автора по коллекции Зоннебергской обсерватории, зачерненные - по коллекции ГАИШ

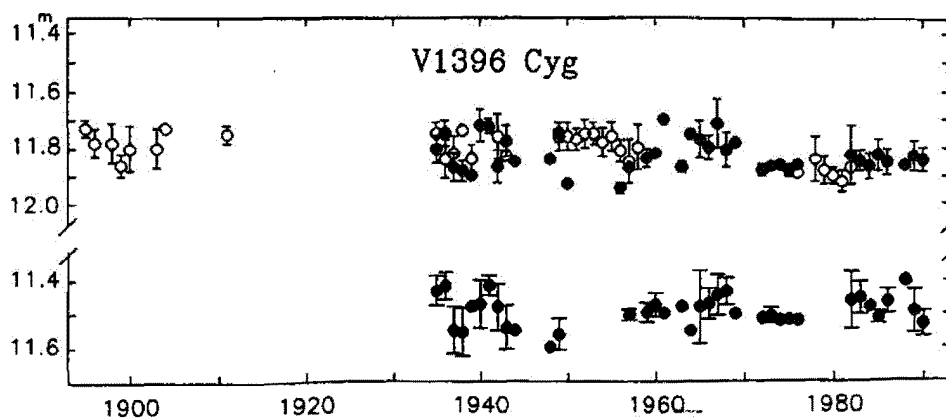


Рис. 25. То же, что и для рис.1 для V1396 Cyg. Открытые кружки - данные автора по коллекции ГАИШ, зачерненные - по коллекции Зоннебергской обсерватории

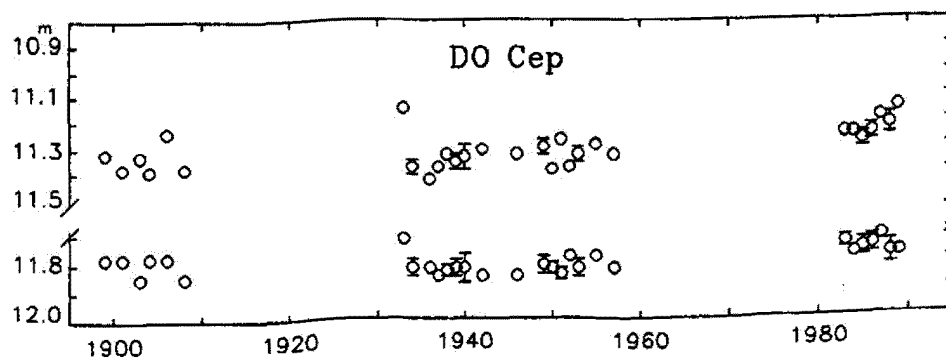


Рис. 26. То же, что и для рис.1 для DO Cep

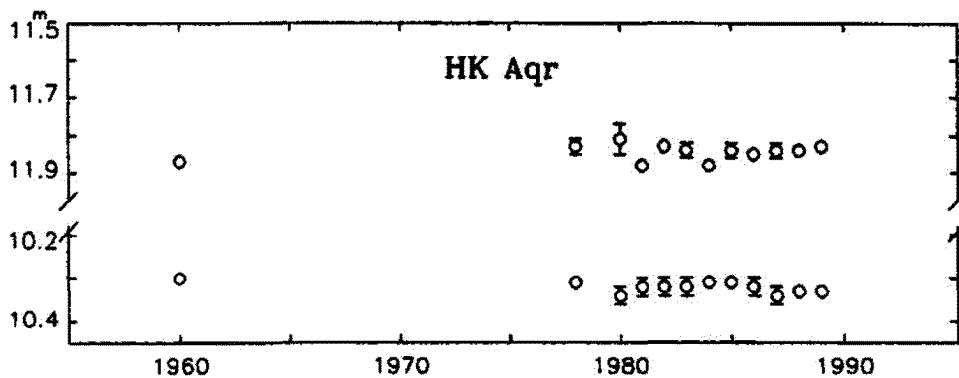


Рис. 27. То же, что и для рис.1 для HK Aqr

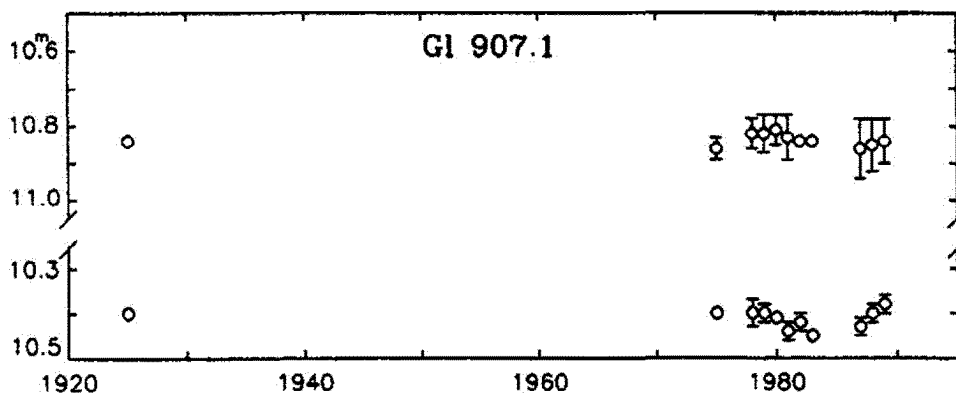


Рис. 28. То же, что и для рис.1 для GI 907.1

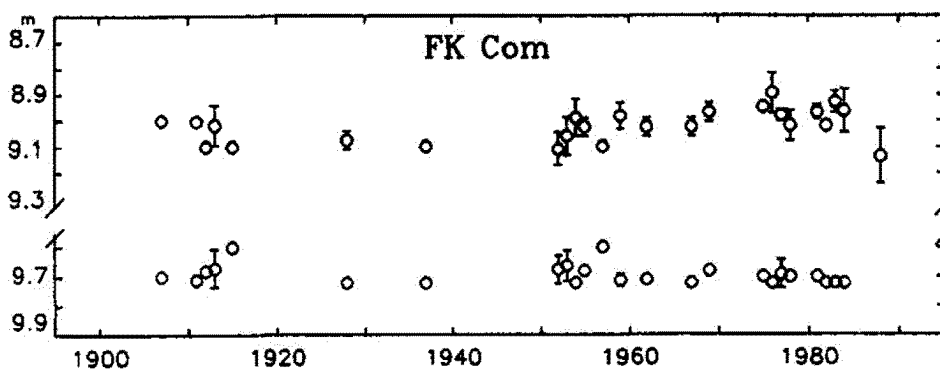


Рис. 29. То же, что и для рис.1 для FK Com

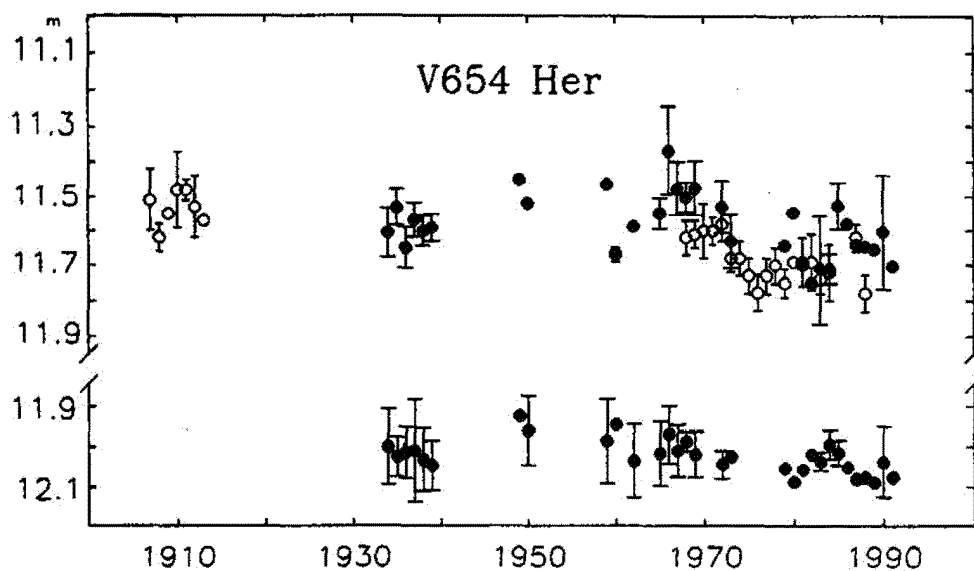


Рис. 30. То же, что и для рис.1 для V654 Her. Открытые кружки - данные автора по коллекции ГАИШ, зачерненные - по коллекции Зоннебергской обсерватории

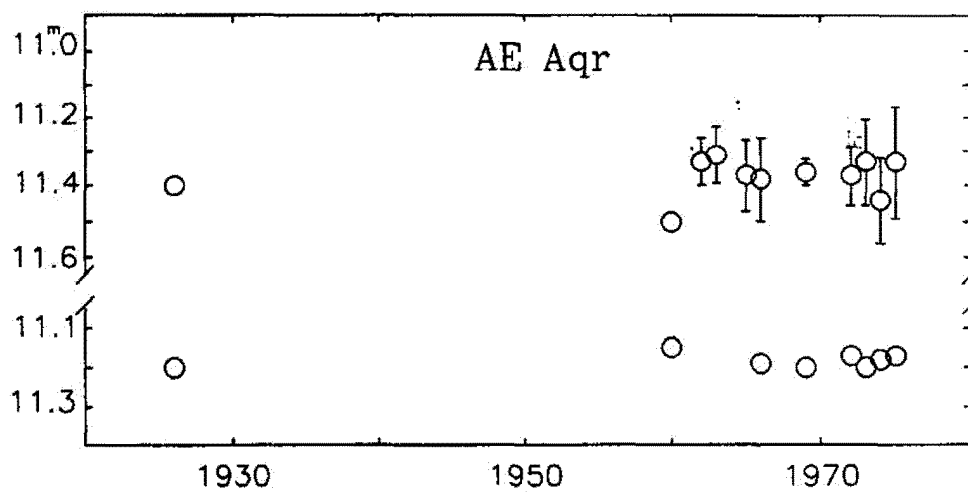


Рис. 31. То же, что и для рис.1 для AE Aqr

Литература

- Андрюс (Andrews A.D.), 1968, *Inf. Bull. Variable Stars*, No.265.
 Андрюс (Andrews A.D.), 1969, *Inf. Bull. Variable Stars*, No.342.
 Бальюнас и Воген (Baliunas S.L., Vaughan A.H.), 1985, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, bf 23, 379.
 Бианчини (Bianchini A.), 1990, *Astron. J.*, bf 99, 1941.
 Бислей и Грем (Beasley A.J., Gram L.E.), 1990, *Solar Phys.*, bf 125, 191.
 Бопп и др. (Bopp V.W., Noah P.V., Klimke A., Africano J.), 1981, *Astrophys. J.*, bf 249 210.
 Бопп (Bopp V.W.), 1989, *Astrophys. J.*, bf 317, 781.
 Бьерн и МакКей (Byrne P.V., and McKay D.), 1990, *Astron. Astrophys.*, bf 227, 490.
 Вахманн (Wachmann A.A.), 1968, *Astron. Abhand. Bergedorf.*, bf VII, No.8, 397.
 Вилсон (Wilson O.C.), 1978, *Astrophys. J.*, 226, 379.
 Гапошкин (Gaposhkin S.), 1955, *Tonantzintla y Tacubaya Bol.*, No.13, 39.
 Гершберг Р.Е., 1978, *Вспыхивающие звезды малых масс*. М.: Наука., 128 с.
 Глизе и Джарейс (Gliese W., and Jahreiss H.), 1979, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, bf 38, 423.
 Гриффин и Эмерсон (Griffin R.E., Emerson B.), 1975, *Observatory*, bf 95, 23.
 Дойл и Батлер (Doyle J.G., Butler C.J.), 1990, *Astron. Astrophys.*, bf 235, 335.
 Древинс (Dravins D.), 1990, in: *Proc. Int. Conf. Evolution in Astrophysics*. Ed. E.J. Rolfe, ESA, Paris, p.61
 Корбен и др. (Corben P.M., Harding G.A., Thomas Yv.Z.R.), 1970, *Mon. Notes Astron. Soc. South Africa.*, bf 29, N0.5-6, p.57.
 Каули и Хартвик (Cowley A.P., Hartwick F.D.), 1982, *Astrophys. J.*, 1982, bf 253, 237.
 Кутиспото и Родано (Cutispoto G., Rodono M.), 1992, in: *Surface Inhomogeneities in Late-Type Stars*. Eds. P.V. Byrne and D.J. Mullan, Berlin: Springer, *Lecture Notes in Physics*. bf 397, p.267.
 Мавридис и др. (Mavridis L.N., Asteriadis G., Mahmoud F.M.), 1982, *Cont. Depart. Geodet. Astron. University Thessaloniki*, No.41, p.253.
 Манфройд и др. (Manfroid J., Sterken C., Bruch A., Burger M., Groot M., Duerbeck H.W., Duemmler R., Figer A., Hageman T., Hensberge H., Jorissen A., Madejsky R., Mandel H., Ott H.-A., Reitermann A., Schulte-Ladbeck R.E., Stahl O., Steenman H., D. vander Linden and Zickgraf F.-J.), 1991, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, bf 87, 481.
 Ола и Петтерсен (Olah K., Pettersen B.R.), 1991, *Astron. Astrophys.*, bf 242, 443.
 Петтерсен и Цветков (Pettersen B.R., Tsvetkov M.K.), 1985, *Inf. Bull. Variable Stars*, No.2660.
 Петтерсен, Ола и др. (Pettersen B.R., Olah K., Sandmann W.H.), 1990, in: *Sun and cool stars activity, magnetism, dynamos*, *Proc. Coll. IAU No.130*. Eds. I.Tuominen et al., Springer-Verlag, p.378.
 Петтерсен, Панов и др. (Pettersen B.R., Panov K.P., Ivanova M.S., Ambruster C.W., Valtaoja E., Valtaoja L., Avgoloupis S., Mavridis L.N., Seiparadakis J.H., Sundland S.R., Olah K., Havnes O., Olsen O., Solheim J.-E., Aanesen T.), 1990, in: *Flare stars in star clusters, associations and solar vicinity*. Eds. L.V. Mirsoyan et al., Dordrecht, Kluwer, p.15.
 Петтерсен и др. (Pettersen B.R., Sundland S.R., Hawley S.L., Coleman L.A.), 1990, in: *Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, *Proc. 6. Cambridge Workshop*. Ed. G. Wallerstein, Seattle, WA (USA), p.177.
 Петтерсен (Pettersen B.R.), 1991, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, bf 62, 217.
 Родано (Rodono M.), 1980, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, bf 51, 623.
 Ручински (Rucinski S.M.), 1981, *Astron. Astrophys.*, bf 104, 260.
 Саар и Бальюнас (Saar S.H., Baliunas S.L.), 1992, *Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics Preprint Ser. No.3423*.
 Самусь Н.Н., 1988, *Астрономический календарь*. М.: Наука., с.205-221.
 Уайт и др. (White S.M., Jackson P.D., Kundu M.R.), 1989, *Asrtrophys. J. Suppl. Ser.*, bf 71, 895.
 Филлипс и Хартманн (Phillips M.J., Hartmann L.), 1978, *Astrophys. J.*, bf 224, 182.
 Фогт (Vogt S.S.), 1982, *Astrophys. Space Science Library*, bf 102, 137.
 Хартманн и др. (Hartmann L., Londono C., Phillips M.J.), 1979, *Astrophys. J.*, bf 229, 183.
 Хартманн и др. (Hartmann L., Bopp V.W., Dussault M., Noah P.V., and Klimke A.), 1981, *Astrophys. J.*, bf 249, 662.

- Хатуцев И.И., 1986, *Переменные звезды*, т.22, No.3, с.431.
- Холл (Hall D.S.), 1972, *Publ. Astron. Soc. Pacific.*, bf 84, 323.
- Холл (Hall D.S.), 1990, in: *Sun and Cool Stars: activity, magnetism, dynamos*. Eds. I.Tuominen et al., Berlin Springer-Verlag, *Lecture Notes in Physics.*, bf 380, p.353.
- Холопов П.Н., Самусь Н.Н., Горанский В.П., Горыня Н.А., Киреева Н.Н., Кухаркина Н.П., Курочкин Н.Е., Медведева Г.И., Перова Н.В., Фролов М. С., Шугаров С Ю., 1985, *Общий каталог переменных звезд*. М.: Наука, т.1, с.376.
- Цветков и Петтерсен (Tsvetkov M.K., Pettersen V.R.), 1985, *Astron. Astrophys.*, bf 150, 160.
- Чугайнов П.Ф., 1973, *Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв.*, т. 48, с.3.
- Чугайнов П.Ф., 1976, *Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв.*, т.54, с.89.
- Янг и др. (Young A., Skumanich A., Heller C., Temple S.), 1984, in: *Cool Stars, Stellar Systems and the Sun.*, Proc. 3rd Cambridge Workshop on Cool Stars. Eds. S.L.Baliunas, L.Hartmann, Springer, Berlin, p.112.

Поляризационные наблюдения RR Lyr

Г.А. Гарбузов, В.А. Кораблев, Ю.С. Романов

Поступила в редакцию 1 марта 1996 г.

Аннотация. Наблюдения переменной звезды RR Lyr были проведены в Крымской астрофизической обсерватории на АЗТ - 11 (125 см рефлектор), с двухлучевым фотометром-поляриметром Хельсинского университета в фильтрах U, B, V, R и I одновременно (V.Pirola 1988). Наблюдения проходили с 28.07.1990 по 31.10.1990 года. За этот период было получено около шестисот наблюдений со временем интегрирования 15 мин.

Не обнаружено переменности поляризации излучения с периодом, равным периоду пульсации звезды.

Зафиксировано несколько значений периодов изменения поляризации излучения. Наиболее достоверными из них является периоды 23.4, 46 и 123 дня которые уверенно прослеживаются как для параметра P_x, так и для P_y.

POLARIZATION OBSERVATION OF RR LYR, The observation of variable star RR Lyr were carried out in Crimean Astrophysical Observatory at the AZT-11 (1.25 m reflector) with the tworay photometer-polarimeter of Helsingky University in U, B, V, R and I filters simultaneously. The observation were taken from 28.07.1990 till 31.10.1990. During this time near 600 observation were made with 15 min time of integration.

The variability of polarization of the radiation with the period equal to the pulsation period of the star did not find.

Some values of the period of polarization radiation variation are fixed. The more reliable from them are the periods $p = 23.4^d, 46^d$ and 123^d wich are seen as for parameter P_x, so for P_y with confidence.

1 Введение

RR Lyr — прототип пульсирующих звезд с коротким периодом колебания блеска. У некоторых звезд этого типа изменяется высота максимума на кривой блеска, а моменты максимумов не могут быть представлены линейной формулой — эффект Блажко, который наблюдается и у самой RR Lyr. Наличие эффекта Блажко продолжительностью 41 сутки у RR Lyr объясняется наложением исходных радиальных пульсаций, вращения и магнитного поля. Магнитное поле дает существенный компонент нерадиальной пульсации вблизи поверхности звезды. Звезда — наклонный ротатор, вращающийся не вокруг магнитной, а вокруг наклонной к ней оси. В процессе вращения наблюдатель видит пульсирующую звезду под различными углами, что обуславливает модуляцию пульсаций основного тона. На основе спектральных наблюдений на шестиметровом телескопе Романову Ю.С. и др. удалось, по-видимому, доказать наличие изменений интенсивности магнитного поля с периодом, равным

периоду пульсаций $p=0.5668054^d$, и существование зависимости усредненной по пульсационному периоду интенсивности поля от фазы цикла Блажко. (Романов Ю.С., и др.1981)

Наблюдения переменной звезды RR Lyr были проведены в Крымской астрофизической обсерватории на АЗТ - 11 (125 см рефлектор), с двухлучевым фотометром-поляриметром Хельсинского университета в фильтрах U, B, V, R и I одновременно (V.Piigola 1988). Наблюдения проходили с 28.07.1990 по 31.10.1990 года. За этот период было получено около шестисот наблюдений со временем интегрирования 15 мин. Для определения параметров стандартной инструментальной поляризации наблюдались поляризационные стандарты.

2 Изменения блеска

Приведенная зависимость (рис.1) изменения (U-B) от фазы с периодом пульсаций наглядно демонстрирует существование у RR Lyr сильной переменности фотометрических параметров блеска с эффектом Блажко.

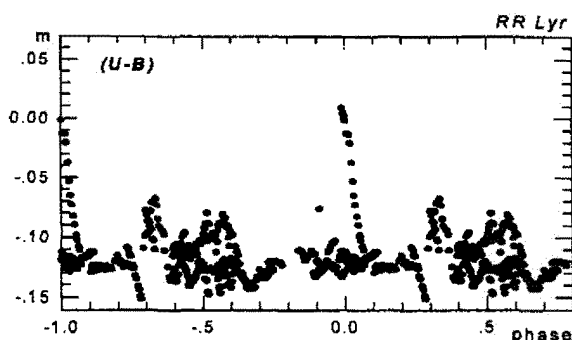


Рис 1. Изменение показателя цвета (индивидуальные значения) с фазой периода пульсаций.

Переменность блеска во всех исследуемых диапазонах длин волн происходит синхронно. Наиболее интересными представляются результаты наблюдений в полосе U (рис.1). Особенность RR Lyr — сильная зависимость избытка цвета (U-B) от фазы эффекта Блажко. Поскольку избыток цвета (U-B) на восходящей фазе кривой блеска обусловлен ультрафиолетовым излучением из области ударной волны, то можно считать, что скорость распространения ударной волны (и другие ее параметры) подвержены существенной переменности с фазой эффекта Блажко. В зависимости от фазы эффекта Блажко заметно изменяется интенсивность излучения в ультрафиолете на фазах восходящей ветви блеска. Амплитуда переменности показателя цвета (U-B) изменяется для различных ночей более чем на порядок, в то время, как изменения амплитуды для фильтров B, V, R и I не превышают 20 - 30%. Это связано с прохождением в атмосфере звезды ударной волны, которая дает значительный избыток излучения в ультрафиолете. Влияние ударной волны на фотометрическую переменность очевидно. Излучение с фронта ударной волны и из области ее охлаждения на фазах восходящей ветви блеска RR Lyr составляет заметную долю ее общей светимости. Излучение от ударной волны проявляется в основном в ультрафиолете.

3 Поляризационные наблюдения

Впервые поляризационные наблюдения RR Lyr были проведены Шаховским Н.М. в 1963 г. (Шаховской Н.М., 1963). В пределах точности наблюдений не было обнаружено изменений поляризации с фазой периода пульсаций. Новая попытка обнаружения изменений поляризации излучения RR Lyr была предпринята в обсерватории Метсахови при Хельсинском университете в 1975 г. на 60-см телескопе с использованием двухлучевого поляриметра.

Наблюдения проводились без фильтров, при 40 - секундном эффективном интегрировании в каждом из восьми углов поляриметра. Были получены нормированные параметры Стокса P_x и P_y и исследовано изменение этих параметров с фазой у RR Lyr. Полученные кривые не показали изменений поляризации излучения RR Lyr (В. Пиирола., 1976).

За весь период наблюдений было получено около шестисот стандартных поляризационных наблюдений в каждом из фильтров U, V, R и I. На первом этапе анализировались нормированные параметры Стокса P_x и P_y .

Анализировались два ряда значений:

1) интегрированные значения параметров P_x и P_y за промежуток времени, равный 15 мин; среднеквадратичные погрешности параметров определяются автоматически усреднением индивидуальных определений и в случае RR Lyr составили около 0,01%;

2) интегрированное значение параметров P_x и P_y за ночь наблюдений;

Исследование первого ряда с высоким временным разрешением (около 0.01 периода пульсаций) необходимо для изучения быстрых вариаций поляризации излучения RR Lyr, которые могут иметь место в моменты наибольшей интенсивности ударной волны, или выхода ее во внешние слои звездной атмосферы.

Для момента времени, соответствующего максимальному значению избытка цвета (U-B) анализировался и третий ряд со временем интегрирования 1 мин. (т.е. индивидуальные оценки, для которых среднеквадратичная погрешность составляет около 0.02%).

Исследование средних значений за ночь P_x и P_y позволяет проследить их долговременные изменения, вероятной причиной которых может стать вращение звезды. Большое значение при этом следует уделить наблюдениям поляриметрических стандартов, которые позволяют контролировать инструментальную систему поляризации. С этой целью несколько раз в ночь наблюдаются поляризационные стандарты, по которым определяется инструментальная система.

В настоящей работе наблюдаемая поляризация излучения RR Lyr не освобождалась от межзвездной поляризации, так как в направлении RR Lyr она почти нулевая (Полякова Т.А., 1981), и анализируются только переменность параметров P_x и P_y , а не их абсолютные значения. Межзвездная поляризация за такие промежутки времени измениться не может (Шаховской Н.М., 1981).

На (рис.2-3) приведены результаты обработки поляризационных наблюдений RR Lyr в фильтре U. Приведены кривые изменения параметров P_x и P_y от времени и параметра P_y от фазы периода пульсаций.

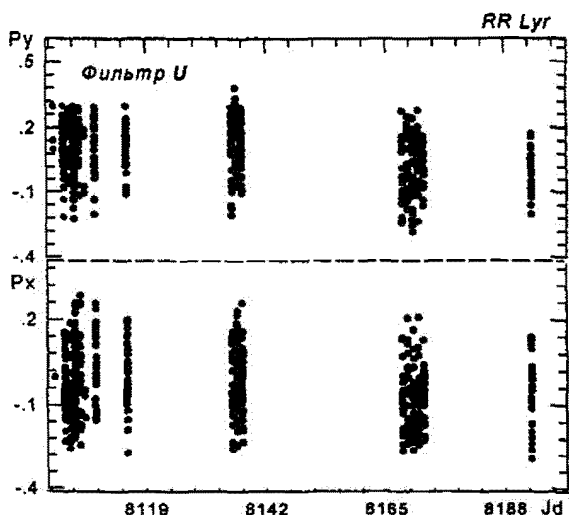


Рис 2. Изменение параметров поляризации (индивидуальные значения) со временем.

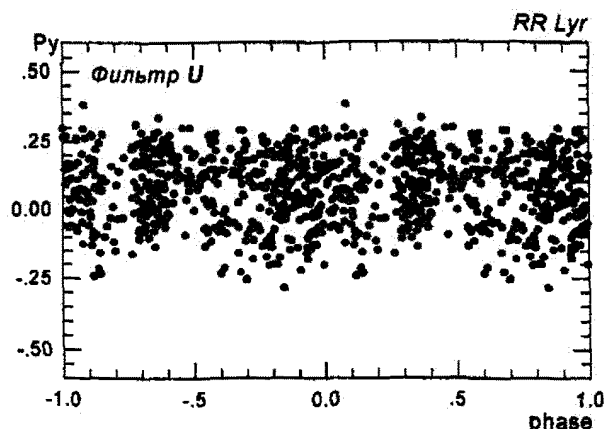


Рис 3. Изменение параметра поляризации (индивидуальные значения) с фазой периода пульсаций.

Проанализирован ряд с временем интегрирования 15 минут. Нормированные параметр P_y , как видно из рисунка, не показывает какой-либо заметной переменности с фазой периода пульсации. Это прослеживается и с другим параметром P_x . Отличная от нуля средняя поляризация излучения RR Lyr может быть обусловлена существованием оболочки, образованной в результате выхода ударной волны во внешние слои звезды. Пульсационные же процессы разворачиваются в атмосфере, и существенного значения на физические условия в оболочке не оказывают. Зафиксировано несколько значений периодов изменения поляризации излучения. Наиболее достоверным из них является период $p=23.4^d$, который уверенно прослеживается как для параметра P_x , так и для P_y (рис. 4а). Амплитуда составляет около 0.15%, что значимо превышает погрешности определения. Значение найденного периода близко к половине периода эффекта Блажко и вероятнее всего связано с вращением звезды. Периодам вращения звезды скорее всего является период 46 суток (рис. 4б), а период 23.4 дня является первой гармоникой периода вращения. На рисунке (рис. 5) показан спектр мощности периода 23 дня.

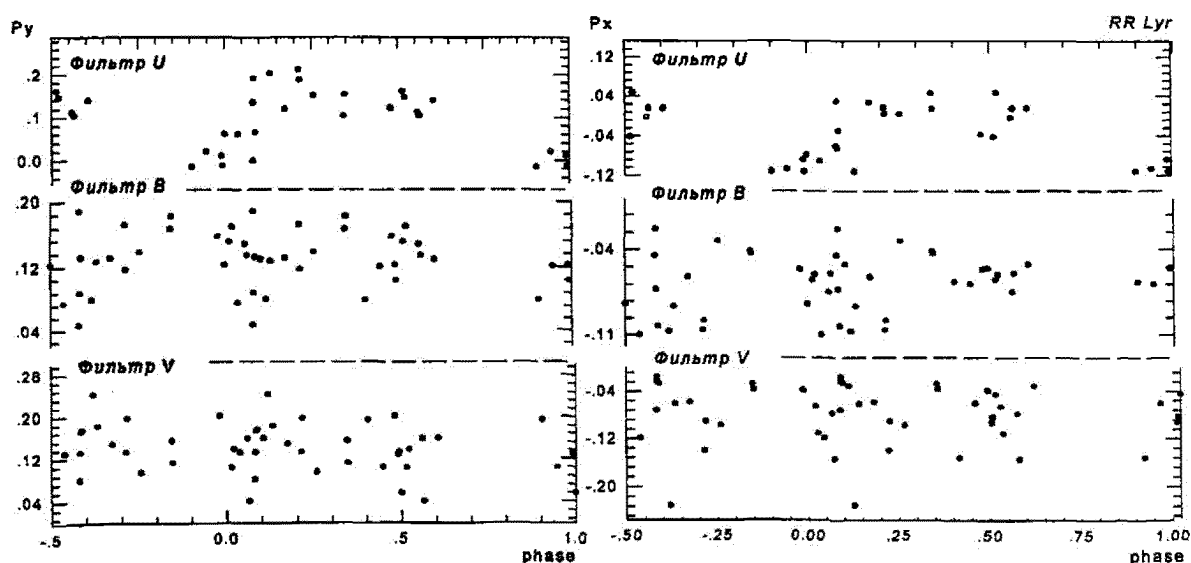


Рис 4а. Изменение параметров поляризации (средние за ночь) с фазой периода 23.4^д в фильтрах (UBV).

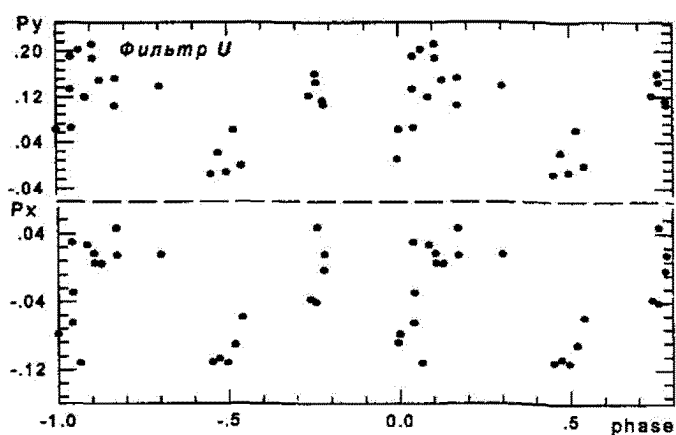


Рис 4б. Изменение параметров поляризации (средние за ночь) с фазой периода 46^д.

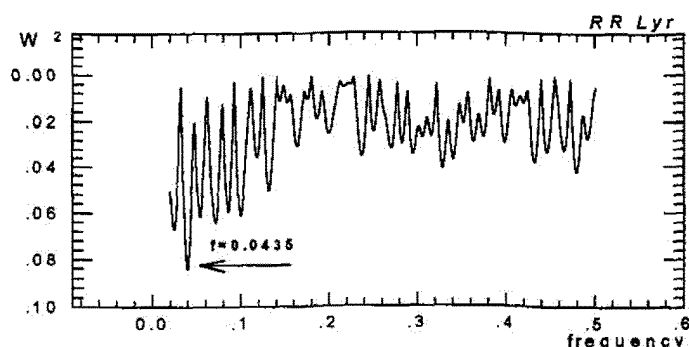


Рис 5. Общий вид спектра мощности изменения поляризации RR Lyg в диапазоне периодов 50-5 суток. (главный пик $p=23.4^d$.)

На (рис.6) показано изменение показателя цвета (U-B) с фазой периода $p=23.4^d$. Значительный разброс обусловлен переменностью (U-B) за период пульсаций. Однако, очевидно, что среднее значение показателя цвета (U-B) также показывает переменность с фазой определенного периода изменения поляризации излучения RR Lyg.

Интересно, что показатели цвета (B-V), (V-R) и (V-I) такой зависимости не показывают. Это еще одно обстоятельство, подтверждающее связь переменности поляризации излучения RR Lyg с проявлением ударно-волновых эффектов в пульсирующей атмосфере звезды. Получен интересный результат при исследовании позиционного угла поляризации, также обнаружен период $p=23.4^d$ (рис. 7-8).

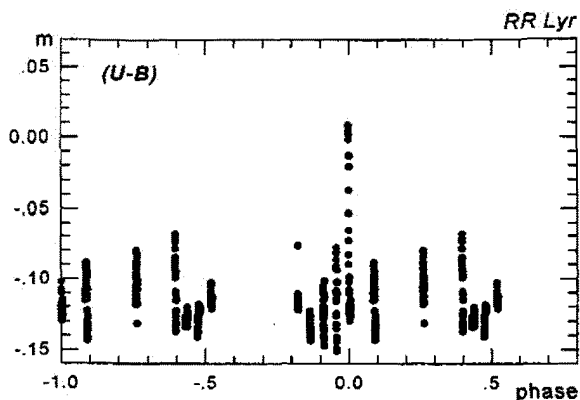


Рис 6. Изменение показателя цвета (индивидуальные значения) с фазой периода 23.4^d .

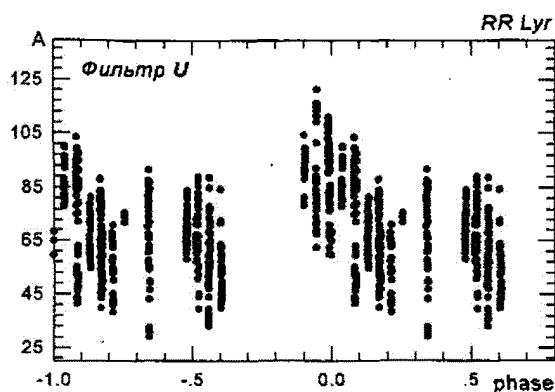


Рис 7. Изменение позиционного угла поляризации (индивидуальные значения) с фазой периода 23.4^d .

Поляризация излучения RR Lyg может быть обусловлена рассеянием излучения на свободных электронах в оболочке звезды, степень ионизации которой определяется ультрафиолетовым излучением с фронта ударной волны. Переменность же поляризации модулируется вращением звезды, интенсивностью УФ - излучения с фронта ударной волны и временем релаксации в оболочке.

Переменная звезда RR Lyg обладает эффектом Блажко с особенностями, в изменениях высоты максимума блеска RR Lyg проявляются 120-дневный (Зайкова Л.П., и др. 1973) и четырехлетний циклы. Обнаружено изменение поляризации излучения RR Lyg с фазой $p=123.2^d$ в фильтре U (рис 9).

В настоящей работе был применен Фурье-анализ параметров Стокса R_x и R_y . Применение Фурье-анализа параметров Стокса для исследования поляризации излучения звезд было

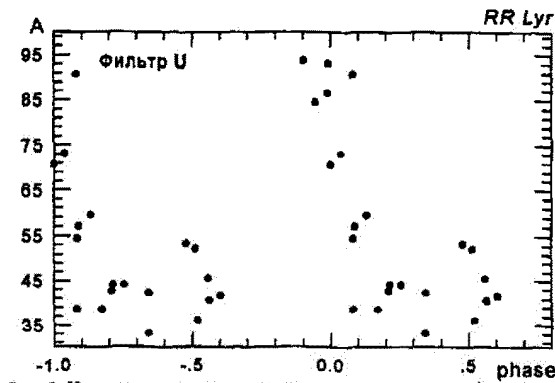


Рис 8. Изменение позиционного угла поляризации (средние за ночь) с фазой периода 23^d.

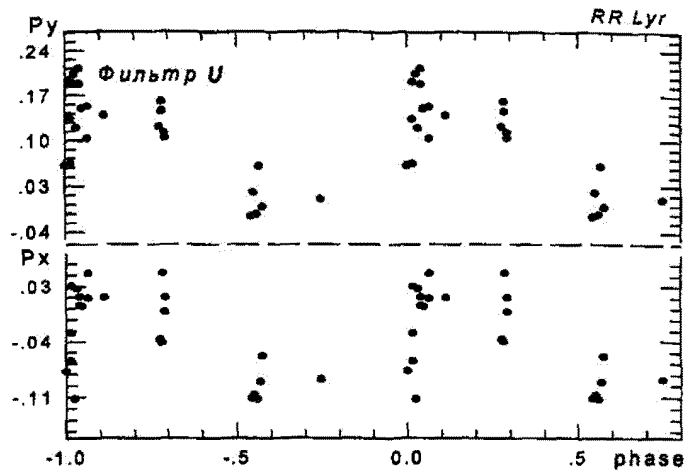


Рис 9. Изменение параметров поляризации (средние за ночь) с фазой периода 123^d.

впервые предложено Кемпом с сотрудниками (Nolt et al. 1975; Kemp 1980; Barbour & Kemp 1981). Ими же было показано, что каждая k -я гармоника соответствует эллипсу на плоскости, форма и ориентация которого непосредственно связана с геометрическими характеристиками объекта. В дальнейшем рядом авторов (Milgrom 1978; Milgrom 1979; Voshkarev & Karitskaia 1985a; 1985b) были проведены теоретические расчеты соответствующих гармоник и их эллипсов для различных моделей. В частности, (Milgrom, 1978;1979), показано, что для систем, вращающихся с постоянной угловой скоростью с произвольным распределением рассеивающих и поглощающих частиц, в которых оптическая толщина не зависит от фазы вращения, выполняются «канонические» соотношения между отношением полуосей эллипсов первой и второй гармоник, и углом наклона оси вращения к лучу зрения.

$$\varepsilon_1 = \sin i; \quad \varepsilon_2 = \sin i / (1 + \cos^2 i)$$

Угол наклона оси вращения RR Lyr к лучу зрения с применением данного метода составил около 71 градуса был вычислен по первой гармонике $p=23.4^d$. Неточность определения угла наклона оси вращения может быть вызвана двумя причинами:

- 1) период $p=46^d$ не является периодом вращения звезды;
- 2) большая амплитуда изменения блеска, что сказывается на определении угла наклона оси вращения к лучу зрения (Nolt et al. 1975; Kemp 1980; Barbour & Kemp 1981).

4 Выводы

Определены средние значения поляризации излучения RR Lyr ($P_x=0.03\pm 0.01$, $P_y=0.05\pm 0.01$), что совпадает с результатами предыдущих исследований), исследована ее переменность и зависимость от уровня фотометрической активности. Не обнаружено переменности поляризации излучения с периодом, равным периоду пульсации звезды.

Зафиксировано несколько значений периодов изменения поляризации излучения. Наиболее достоверными из них является периоды 23.4, 46 и 123 дня которые уверенно прослеживаются как для параметра P_x , так и для P_y .

Во время подъема блеска обнаружены систематические отклонения степени поляризации излучения, превышающие ошибки наблюдения. Наиболее вероятная причина этих изменений - вклад сильно поляризованного излучения с фронта ударной волны.

Применен Фурье-анализ параметров Стокса P_x и P_y , проведены расчеты соответствующих гармоник и их эллипсов. Определен угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения, если период вращения $p=46^d$.

Литература

- V.Pirola. 1988. In "Polarized Radiation of Circumstellar Origin", ed. G.V.Coyne et al., Vatican Observatory, p.735).
- Зайкова Л.П., Лысова Л.Е., Романов Ю.С., Цесевич В.П., Шакун Л.И. Изменение радиальных пульсаций у RR Lyr с периодом эффекта Блажко. Астрон. циркуляр, 1973, 787, 4-6.
- Романов Ю.С., Фенина З.Н., Васильева С.В. Исследование спектральных особенностей у переменной звезды RR Lyr. Астрометрия и астрофизика, 1981, 43, 43-52.
- Полякова Т.А. Обсуждение поляризации пяти цефеид. Известия КрАО, 1981, т. XLVI.
- Пиирола В. /Bulletin/Beogra^d.1976. Polarimetrik observation of RR Lyr.
- Шаховской Н.М. Методы анализа поляризационных наблюдений. Известия КрАО, 1994, Обс.91, 106-123.
- Шаховской Н.М. Астрон. жур., 1963, 40, 1055.
- Шаховской Н.М. Поляризационные наблюдения нестационарных звезд. Известия КрАО, 1981, т. XLV.
- Barbour M.S. & Kemp J.C., 1981, Astrophys. J. 246, 203.
- Vochkarev N.G. & Karitskaya E.A., 1985a, Astrophys. Sp. Sci. 108, 1.
- Vochkarev N.G. & Karitskaya E.A., 1985b, Astrophys. Sp. Sci. 109, 1.
- Kemp J.C., 1980, Astron. Astrophys. 65, 198.
- Milgrom M., 1978, Astron. Astrophys. 65, L1.
- Milgrom M., 1979, Astron. Astrophys. 76, 338.
- Nolt I.G., Kemp J.C., Rudy R.J., Southwick R.G., Radoostitz J.V. and Carloff J.V. and Carloff L.J., 1975, Astrophys. J. (Letters) 199, L27.

О методах наблюдений на гамма-телескопе 2-го поколения

А.П. Корниенко, Ю.И. Нешпор, Ю.Л. Зыскин, А.А. Степанян

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 18 октября 1992 г.

Аннотация. Проведено сравнение эффективности различных методов наблюдений источников гамма-квантов сверхвысокой энергии (СВЭ) с помощью детекторов черенковских вспышек 2-го поколения.

Сравнение различных методов проводилось с помощью предложенного ранее способа моделирования процесса регистрации вспышек многоэлементной камерой методом Монте-Карло. Анализ показал, что наиболее эффективным является метод ведения источника гамма-квантов, чередующегося с наблюдением фона. Методы сканирования и внеосевого наблюдения объекта в 1.5–2.0 раза менее эффективны.

ON THE OBSERVATIONAL METHODS BY THE 2-nd GENERATION GAMMA-TELESCOPE, *A.P.Kornienko, Yu.I.Neshpor, Yu.L.Zyskin and A.A.Stepanian*. The comparison of the different methods of the very high energy (VHE) gamma-rays detection with the aid of the second generation Cherenkov detectors was carried out.

The comparison have been made by using the Monte Carlo simulation method of Cherenkov flashes detection process with the aid of imaging camera which was proposed earlier. The analysis have shown that the method of the source and background tracking is the most efficient one. The scanning and off-axis observations are 1.5-2.0 times less efficient.

Ключевые слова: Гамма-лучи СВЭ – черенковские детекторы – эффективность наблюдений

1 Введение

Проблема поиска источников космических лучей уже в течение многих лет интересует как специалистов в области космических лучей, так и астрофизиков. Одним из самых непосредственных способов обнаружения этих источников является регистрация гамма-квантов сверхвысоких энергий (СВЭ) с помощью детекторов, регистрирующих черенковское излучение, возникающее при развитии электронно-фотонного каскада (ЭФК) в атмосфере. Некоторые успехи в области гамма-астрономии были достигнуты в 70–80-ые годы с помощью простейших детекторов черенковского излучения. Эти детекторы, к сожалению, с одинаковым успехом регистрировали как вспышки от ЭФК, так и вспышки от ШАЛ (широкие атмосферные ливни), вызванные заряженной компонентой космических лучей. В результате их чувствительность к потоку γ -квантов была недостаточно высокой. В 80-ые годы начали появляться детекторы черенковских вспышек 2-го поколения (Коули 1983; Фомин 1983). Эти телескопы имеют многоэлементные светоприемники (детекторы), позволяющие найти параметры черенковской вспышки, т.е. определить ее размеры, ориентацию и положение в поле зрения установки. В настоящее время такие установки используются в основном

для исследования точечных источников гамма-квантов СВЭ, таких как Крабовидная туманность, Суг X-3, Cas γ -1 и др. Для наблюдений таких объектов применяются различные методы. Наибольшее распространение получил метод слежения за объектом, находящимся в центре поля зрения детектора. При этом необходимо проводить наблюдения такой же длительности другого участка неба, в котором, предположительно, нет источника γ -квантов (фона). Наблюдения объекта и фона необходимо проводить при тех же зенитных расстояниях, чтобы исключить его влияние. Второй способ наблюдений – метод дрейфового сканирования, когда источник (объект) проходит через поле зрения камеры детектора телескопа за счет суточного вращения Земли, причем объект находится вне поля зрения камеры, по крайней мере столько же времени, что и в поле зрения. Третий метод, который начал применяться недавно – это то же слежение, но источник находится не в центре поля зрения камеры (внеосевое ведение), а смещен на некоторое расстояние (метод “ложных источников”). Последний способ наблюдений отличается от первого еще и тем, что благодаря более сложной процедуре обработки данных нет необходимости регистрировать фон (Фомин 1991). Возможны, повидимому, и другие варианты наблюдений. Проведем анализ преимуществ и недостатков каждого из указанных методов наблюдений гамма-источников, чтобы использовать наиболее эффективные методы. Сделать заключение о преимуществах того или иного метода наблюдений только на наблюдательном материале затруднительно, т.к. для этого необходимы большие объемы данных наблюдений источников гамма-излучения, а большинство источников гамма-квантов СВЭ переменны во времени. Наиболее приемлемый способ решения этой задачи – численное моделирование методом Монте-Карло, при помощи которого можно не только определить наиболее эффективный метод наблюдений, но и детально проанализировать преимущества и недостатки каждого из методов.

2 Процедура моделирования процесса регистрации черенковской вспышки детектором телескопа второго поколения

Исследование эффективности того или иного метода наблюдений проводилось для камеры гамма-телескопа Крымской астрофизической обсерватории ГТ-48 с полем зрения 2° , 6. Нам представляется, что характеристики камеры не играют решающей роли в рассматриваемой нами задаче. Камера ГТ-48 состоит из 37 ФЭУ, расстояние между центрами которых 0° , 4. Вспышка регистрируется при наличии сигнала, превышающего пороговую величину, от двух из 19 центральных каналов камеры. Подробное описание ГТ-48 см. в (Владимирский 1989).

В данном исследовании не проводится моделирование процесса развития широких атмосферных ливней (ШАЛ) в атмосфере Земли, а производится моделирование методом Монте-Карло исключительно процесса регистрации вспышки многоканальным гамма-телескопом. При этом в моделирование закладывается информация об изображении черенковской вспышки: продольные и поперечные размеры, их дисперсия и частотные распределения, корреляция между ними. Эта информация была получена в результате наблюдений черенковских вспышек ШАЛ, проведенных в КраО на гамма-телескопе ГТ-48 (Зыскин 1987а; Корниенко 1993а). При этом задаваемые параметры изображений черенковских вспышек были подобраны таким образом, чтобы зарегистрированные параметры (средние значения и дисперсии зарегистрированных продольных и поперечных размеров, их корреляция) совпадали с полученными из наблюдений.

Параметры гамма-вспышек были взяты из моделирования электро-магнитных каскадов (Хилас 1985; Пляшешников 1985). Детальное описание моделирования можно найти в (Корниенко 1993а). Таким образом, для моделирования процесса регистрации черенковской вспышки нами проводилась следующая процедура:

1. Разыгрывалось положение центроида (центра-тяжести) вспышки в фокальной плоскости.
2. Разыгрывался продольный размер “а” и поперечный размер “b” исходной вспышки. Частотные распределения этих величин приняты в виде нормальных распределений со средними значениями $a = 0^\circ, 52$ и $b = 0^\circ, 34$, среднеквадратичными отклонениями $Q = 0^\circ, 15$ и $Q = 0^\circ, 11$ и коэффициентом корреляции $k_{ab} = 0, 25$.

3. Разыгрывалась энергия ШАЛ, при этом энергетический спектр был принят степенным с показателем $\alpha = -2,65$. По полученной энергии вычислялось число фотонов, попадающих на вход светоприемника.

Затем рассчитываются амплитуды сигналов на выходе ФЭУ с учетом гексагональной структуры световодной системы, свечения ночного неба, пуассоновских флуктуаций фотоэлектронов, дискретизации электрического сигнала, ограниченности динамического диапазона регистрирующей аппаратуры.

Имитировалась работа схемы совпадений, т.е. вспышка считалась зарегистрированной, если в требуемом числе "совпадательных" каналов амплитуда превышает пороговую.

Имитировалась процедура предварительной селекции данных, принятая при обработке результатов наблюдений (наблюдательных данных), полученных на ГТ-48, а именно, отбрасывались (не включались в обработку):

- а) События, имеющие максимум во внешнем кольце светоприемника;
- б) События, в которых хотя-бы в одном из каналов амплитуда сигнала выше или равна максимальной для преобразователя заряд-цифра;
- в) События, суммарная амплитуда которых ниже некоторой пороговой.

Полученный, в результате, набор амплитуд сигналов в каждом канале светоприемника является моделью регистрируемого гамма-телескопом изображения черенковской вспышки.

Дальнейшая обработка моделированных вспышек производилась по процедуре, полностью идентичной обработке реальных событий (черенковских вспышек ШАЛ), получаемых в результате наблюдений на ГТ-48 (Зыскин 1987а; Корниенко 1993а). Вышеописанная процедура применялась как для моделирования вспышек от ШАЛ, инициированных ядерными частицами первичных КЛ (космические лучи), так и для моделирования вспышек от электронно-фотонных каскадов (ЭФК), инициированных первичными гамма-квантами, но с некоторыми особенностями. Эти особенности обусловлены тем, что поток первичных ядерных частиц изотропен, в то время как гамма-кванты приходят с выделенного направления, определяемого положением источника относительно поля зрения камеры телескопа (Хиллас 1985; Пляшешников 1985). Поэтому для случая гамма-вспышек процедуры 1-3 (см. выше) проводились следующим образом;

1. Разыгрывалось положение оси ливня.
2. Разыгрывалась энергия первичной частицы в предположении о степенном характере спектра с показателем $\alpha = -2.50$. Спектр ограничивался по энергии снизу и сверху. Нижний предел энергии обусловлен порогом чувствительности аппаратуры, а верхний – насыщением в каналах.
3. По полученным значениям прицельного параметра и энергии ливня и принятому положению источника определялись параметры вспышки: положение центроида в фокальной плоскости, размеры и ориентация изображения. При этом использовались зависимости, найденные из расчетов. Дальнейшая процедура была такой же, как описанная выше для ядерных ливней.

3 Результаты расчетов

При помощи описанной процедуры был промоделирован процесс регистрации потока гамма-квантов от точечного источника телескопом ГТ-48. Положение источника гамма-квантов относительно центра поля зрения телескопа менялось от 0° до $2^\circ 8'$. Разыгрывалось столько событий, чтобы при каждом положении источника было зарегистрировано 1000 γ -вспышек. Кроме этого, моделировался процесс регистрации изотропного фона ядерной компоненты космических лучей. В этом моделировании было зарегистрировано 10000 событий. Параметры зарегистрированных вспышек определялись по методике, описанной в работе (Корниенко 1993а).

Под эффективностью регистрации мы понимаем отношение числа зарегистрированных вспышек к числу разыгранных. При этом, естественно, необходимо указать пределы изменения основных характеристик ливня – его энергии, расстояние оси ливня до детектора и ориентация оси ливня относительно оси детектора в которых производится разыгрывание. В зависимости от этих пределов будет меняться абсолютная величина эффективности. Однако, для исследования зависимости

эффективности от способа регистрации абсолютная величина не играет роли важно, чтобы пределы основных параметров не изменялись. В описываемом моделировании были приняты следующие значения этих пределов. Энергия первичной частицы варьировалась от 1 до 30 ТэВ для первичных гамма-квантов и от 2 до 50 ТэВ для первичных адронов. Нижний предел энергии выбран таким образом, чтобы вклад ливней с энергией ниже пороговой не превышал 2% от общего числа регистрируемых ливней. Верхний предел энергии определяется тем, что ливни с такой энергией неизбежно (с вероятностью 90%) вызывают насыщение хотя бы в одном канале регистрации. Прицельные параметры гамма-ливней с потоком, направленным параллельно оси детектора, варьировались в пределах от 0 до 450 метров. Изотропный поток вспышек от протонов разыгрывался в таком телесном угле, чтобы максимум яркости вспышки находился в пределах камеры детектора.

3.1 Эффективность регистрации гамма-квантов СВЭ гамма-телескопом 2-го поколения

В этом разделе нами исследована зависимость эффективности регистрации гамма-квантов от положения источника в поле зрения телескопа. Эта зависимость приведена на рис.1, на котором по оси абсцисс показано смещение источника ρ_s относительно центра поля зрения телескопа, а по оси ординат – эффективность регистрации γ -квантов, нормированная на эффективность регистрации потока от

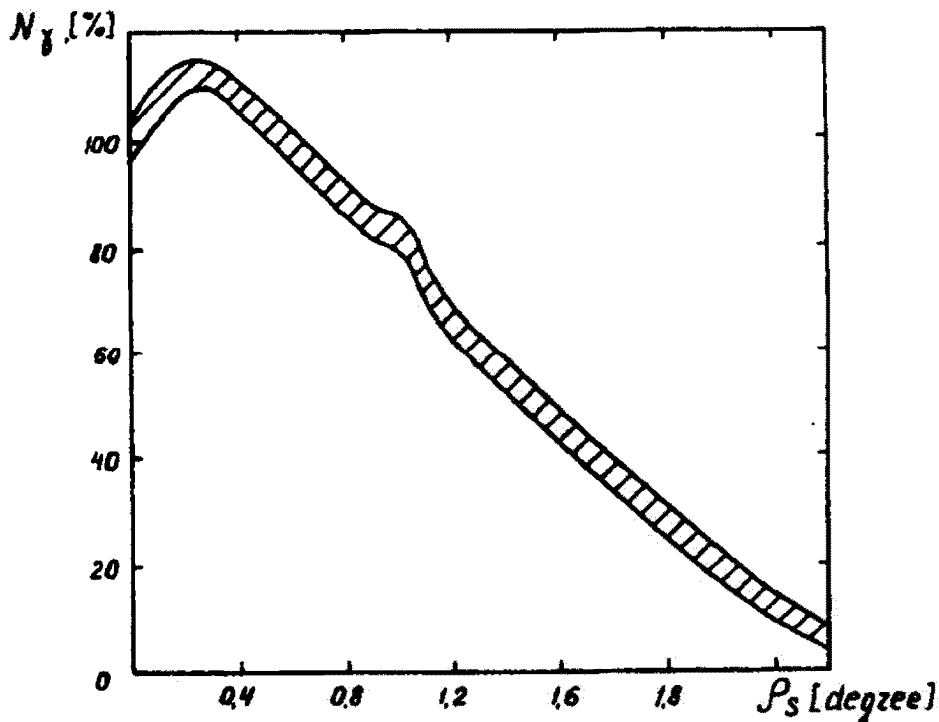


Рис. 1. Нормированная эффективность регистрации N в зависимости от положения источника ρ_s

центрально расположенного источника. Из рисунка видно, что максимальная эффективность регистрации γ -квантов наблюдается при смещении источника от центра поля зрения детектора на расстояние $\rho_s = 0^\circ, 2$. При дальнейшем увеличении ρ_s эффективность монотонно падает. На расстоянии равном $\rho_s = 1^\circ, 3$, т.е. на краю камеры, эффективность уменьшается в два раза. На расстоянии $\rho_s = 2^\circ, 6$ (см. рис.1) регистрируется 6% гамма-квантов. Таким образом, при наблюдениях

методом сканирования необходимо учитывать, что при наблюдениях фона (источник вне камеры) будут регистрироваться и гамма-события. Следовательно, эффективность отбора в этом случае будет в $K = N_0 / (N_{\text{и}} - N_{\text{ф}})$ раз ниже. Здесь N_0 – число вызванных γ -квантами событий от центрально расположенного источника, $N_{\text{и}}$ – среднее число γ -вспышек при сканировании “источника”, $N_{\text{ф}}$ – среднее число гамма-событий, зарегистрированных на “фоне”.

Ясно, что уменьшение эффекта в скорости счета зависит от общей длительности скана. Предварительные расчеты показали, что оптимальная длительность скана, соответствующая минимальному значению K , достигается в случае, когда длительность скана вдвое превышает время движения источника через поле зрения детектора. При этом считается, что “фон” и “источник” наблюдались равное время. Как видно из выражения для относительной эффективности K , она не зависит от длины скана. Мы в расчетах приняли это время равным времени регистрации источника и фона при методе ведения. Оптимальное значение K равно 1.6. Эффективность регистрации уменьшается по двум причинам. Первая из них связана с уменьшением средней скорости счета во время движения источника через все поле зрения детектора и вторая – с регистрацией гамма-вспышек на “фоне”. Необходимо подчеркнуть, что мы не рассматривали влияние на эффективность регистрации гамма-квантов вспышек, инициированных протонами. Конечно, эффективность регистрации протонных вспышек не зависит от метода наблюдений и положения источника. Ситуация меняется, если мы используем критерии отбора, т.к. зарегистрированные гамма-подобные события вызванные вспышками от ШАЛ, зависят от положения источника. Эта проблема рассмотрена ниже.

3.2 Эффективность отбора γ -квантов при различных методах наблюдений

Основным достоинством гамма-телескопов второго поколения является то, что благодаря многоэлементной камере можно определить параметры изображения зарегистрированной вспышки. Эти параметры лежат в основе большинства известных критериев отбора гамма-событий (Хиллас 1985; Зыскин 1989), позволяющих значительно понизить долю фоновой компоненты в материале наблюдений. Следовательно, сравнение эффективности различных методов наблюдений необходимо провести с учетом применения критериев отбора γ -квантов.

Для этих исследований мы использовали два наиболее эффективных из применяемых ныне критериев – “AZWIDTH” (Хиллас 1985) и “PROLENGTH” (Зыскин 1989), которые относятся к так называемым координатно-зависимым критериям. Геометрический смысл этих критериев проиллюстрирован на рис.2. Изображение вспышки представлено на нем в виде эллипса, у которого большая полуось “LENGTH” равна максимальной из всех направлений дисперсии распределения яркости по вспышке, а малая полуось “WIDTH” – (размер “b”) минимальной дисперсии (см. подробнее Зыскин 1987а), α – азимутальный угол, т.е. угол между большой осью эллипсоида и прямой, соединяющей центры камеры и вспышки. Тогда $AZWIDTH = \sqrt{(LENGTH \cdot \cos\alpha)^2 + (WIDTH \cdot \sin\alpha)^2}$ (Хиллас 1985) и $PROLENGTH = LENGTH / \cos\alpha$ (Зыскин 1989). Гамма-вспышками считались события, имеющие значение параметра $AZWIDTH \leq 0^\circ, 225$ или $PROLENGTH \leq 0^\circ, 30$. Указанные значения являются оптимальными для камеры ГТ-48. После применения критериев определялось значение эффективности $Q = q/q_0$, показывающее, во сколько раз возросла достоверность обнаружения γ -событий в отобранном массиве по сравнению с исходным. Здесь:

$$q_0 = (N_{\text{ои}} - N_{\text{оф}}) / \sqrt{N_{\text{ои}} + N_{\text{оф}}}$$

$$N_{\text{ои}} = N_{\text{о}\gamma} + N_{\text{ор}}, \quad N_{\text{оф}} = N_{\text{ор}}$$

$N_{\text{о}\gamma}$ – исходное число зарегистрированных γ -событий, $N_{\text{ор}}$ – исходное число зарегистрированных р-событий, аналогично выражение для q , но с числом отобранных событий N_{γ} и N_p . Отметим, что число отобранных гамма-событий $N_{\gamma} \neq N_{\text{о}\gamma}$, т.к. часть гамма-событий (с $AZWIDTH > 0^\circ, 225$) отсекаются, а часть р-событий (с $AZWIDTH \leq 0^\circ, 225$) выглядят как γ -подобные. Конечно и $N_p \neq N_{\text{ор}}$. В действительности после отбора $N_p \ll N_{\text{ор}}$.

Результаты расчетов представлены на рис.3 для критерия AZWIDTH и на рис.4 для критерия PROLENGTH, где показаны значения эффективности Q в зависимости от положения источника

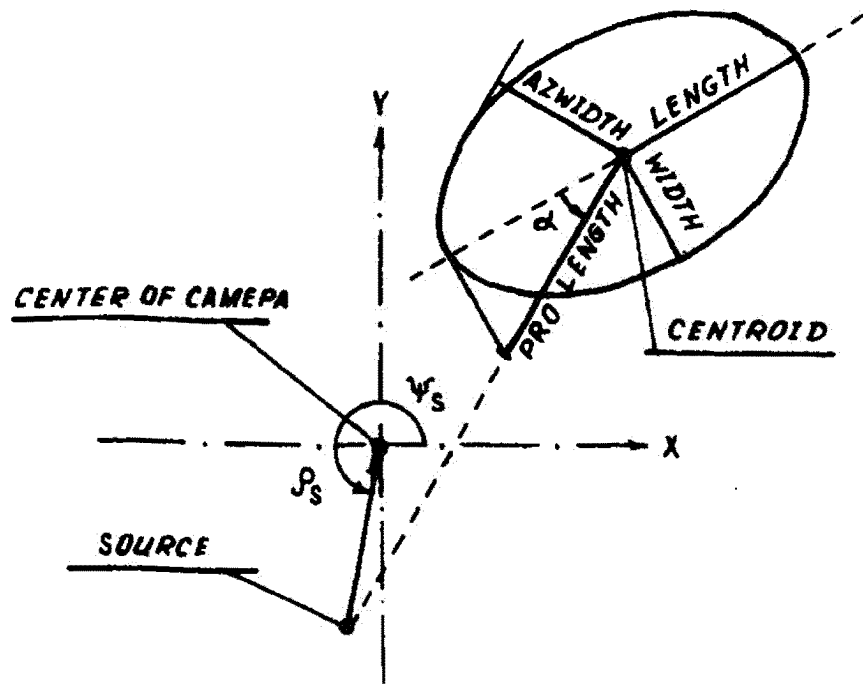


Рис. 2. Схематическое изображение критериев отбора.

ρ_s . Кривая (а) для метода ведения, кривая (б) – для метода “ложных источников”. Значение Q нормировано на эффективность отбора по соответствующему критерию для метода ведения при $\rho_s = 0^\circ, 0$. Из рис. 3,4 видно, что для метода ведения кривая аналогична зависимости на рис.1: имеется некоторый максимум при $\rho_s = 0^\circ, 2$, а затем эффективность отбора падает с увеличением ρ_s .

На кривой (б) максимальная эффективность отбора соответствует значению $\rho_s = 0^\circ, 6$. При меньших значениях ρ_s истинный и “ложный” источники сближаются настолько, что одни и те же γ -события при отборе попадают в массивы источника и фона. При больших значениях ρ_s кроме снижения эффективности регистрации γ -квантов (см. рис.1) сказывается, вероятно, и тот фактор, что параметры изображения вспышек, удаленных от центра камеры более, чем на $0^\circ, 6$, сильно искажаются влиянием ограниченности поля зрения детектора. В работе (Корниенко 1993а) убедительно показано, что для близких к краю камеры вспышек все параметры (размеры, форма, положение, ориентация) существенно искажаются.

В целом кривые (б) на рис.3 и 4 лежат ниже кривых (а). Максимальная эффективность применения критериев отбора AZWIDTH и PROLENGTH при методе “ложных источников” соответственно в 2.0 и 1.5 раза ниже, чем при наблюдениях источника и фона методом ведения. Кривые построены с учетом 2-кратного выигрыша по времени при регистрации потока от источника методом внеосевого ведения (не регистрируется фон). Эффективность применения критериев отбора при наблюдениях методом сканирования ниже, чем при осевом ведении ($\rho_s = 0^\circ$) также в два раза.

Из всего вышесказанного следует, что наиболее эффективным методом наблюдений точечных источников γ -квантов СВЭ является метод ведения. Основная причина столь высокой эффективности этого метода заключается в том, что при регистрации фона не регистрируются γ -кванты от источника. Это условие для других методов не выполняется.

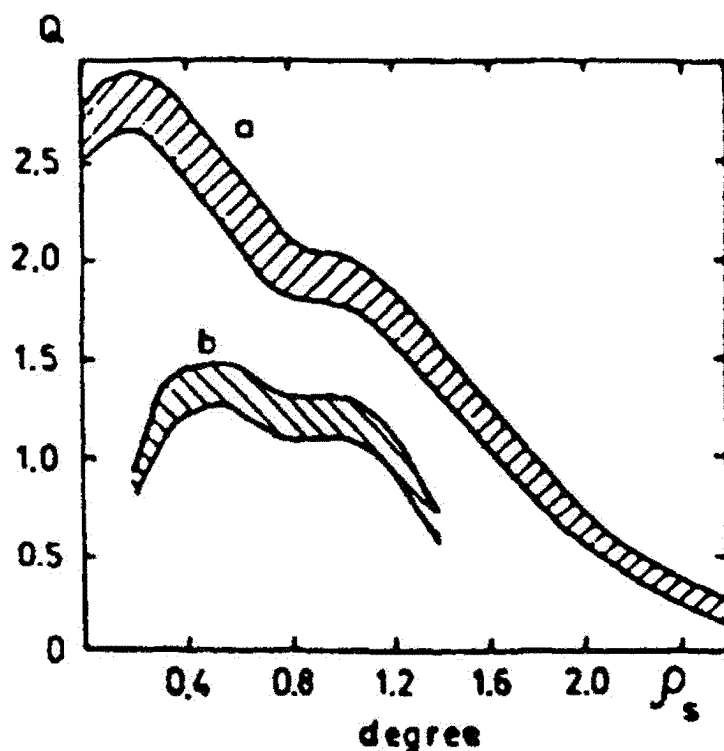


Рис. 3. Зависимость эффективности Q критерия отбора AZWIDTH от положения источника ρ_s для метода ведения (а) и метода "ложных источников" (б)

4 Применение метода пробных источников для анализа данных регистрации черенковских вспышек ШАЛ

Для анализа экспериментальных данных, получаемых на гамма-телескопе второго поколения, в последнее время применяется также метод пробных источников (Акерлоф 1991). Этот метод заключается в том, что поле зрения детектора условно покрывается сеткой, в узлы которой помещается пробный источник. Отбор событий, инициированных первичными гамма-квантами, производится по координатно-зависимым критериям (например "AZWIDTH").

Методически это выполнялось следующим образом: массивы гамма-событий обрабатывались в предположении, что координаты источника неизвестны, а поскольку для отбора гамма-подобных событий по критерию AZWIDTH необходимы координаты источника, то вводились в обработку координаты, так называемого, пробного источника и критическое значение величины $AZWIDTH = 0^\circ, 225$, и затем находилось число отобранных гамма-подобных событий N . После этого задавались координаты другого пробного источника. Таким образом, вся камера разбивалась на 841 ячейку размером $0^\circ, 1 \times 0^\circ, 1$ каждая. Интервалы изменений координат по оси абсцисс от $X = -1^\circ, 4$ до $X = +1^\circ, 4$ и по оси ординат от $Y = -1^\circ, 4$ до $Y = +1^\circ, 4$. В результате применения этого метода получают трехмерную гистограмму, два измерения которой — декартовы координаты пробного источника относительно центра поля зрения детектора, а третье измерение — число отобранных по данному критерию γ -подобных событий.

Очевидно координаты пробного источника, при котором число отобранных γ -событий максимально, должны совпадать с положением истинного источника γ -квантов, т.е. в данном случае источник γ -квантов характеризуется такими показателями, как координаты, амплитуда и эффективный размер, о чем будет сказано ниже.

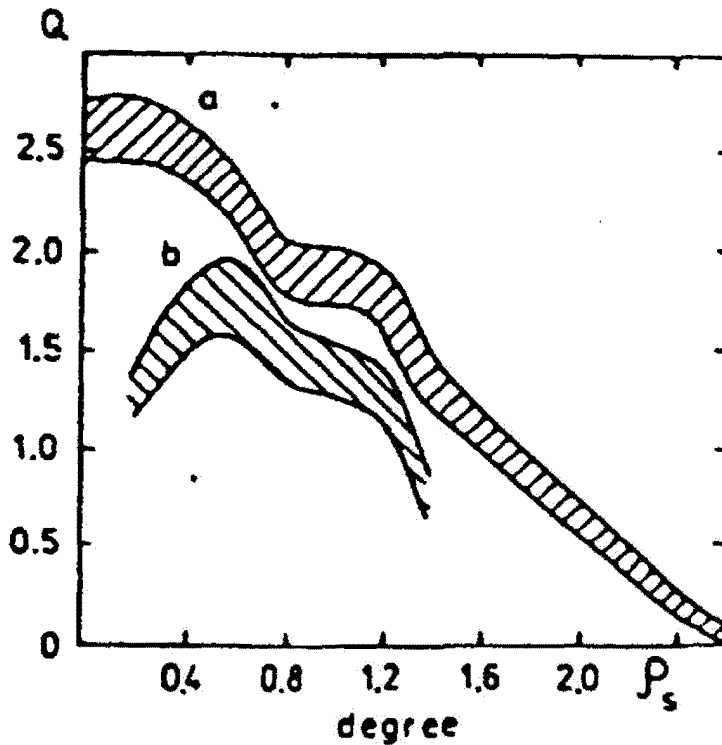


Рис. 4. Зависимость эффективности Q критерия отбора PROLENGTH от положения источника ρ_s для метода ведения (а) и метода "ложных источников" (б)

Кроме этого, метод пробных источников весьма удобен для изучения и иллюстрации влияния на результаты наблюдений таких факторов, как ошибки калибровки детектора или попадание ярких звезд в поле зрения телескопа.

4.1 Эффективный размер источника гамма-квантов и его положение

В результате моделирования процесса регистрации γ -квантов СВЭ гамма-телескопом второго поколения, проведенного в предыдущем разделе, были получены массивы γ -квантов, зарегистрированных при различных положениях источника в поле зрения детектора. В данном разделе для обработки этих массивов использован метод пробных источников.

На рис.5(а) представлена гистограмма отобранных гамма-подобных событий в прямоугольной системе декартовых координат X, Y . Гамма-подобные события отбирались по параметру $AZWIDTH$ из массива гамма-событий для источника в центре камеры. Массив содержал 1000 событий. Из рис.5(а) видно, что гистограмма представляет из себя вид довольно симметричного конуса с вершиной, расположенной точно в центре камеры.

Число отобранных событий в максимуме составляет $N_{max}=700$, т.е. 30% гамма-событий не попали в отобранные. Это, в частности, обусловлено тем, что изображения вспышек с большим прицельным параметром, попадающие на периферию камеры, подвержены большим искажениям (Корниенко 1993). Независимо от истинной ориентации они будут ориентированы не на источник, а вдоль края камеры, и, стало быть, будут иметь параметр $AZWIDTH > 0^\circ, 225$. В дальнейшем это явление будем называть краевым эффектом. Отметим также, что на периферии число отобранных событий камеры довольно значительное: $N=350$, и составляет 35% от числа всех событий в массиве (50% от N_{max}). Это связано с тем, что куда бы мы не поместили на камере пробный источник, всегда найдется довольно большое количество гамма-событий, для которых азимутальный угол

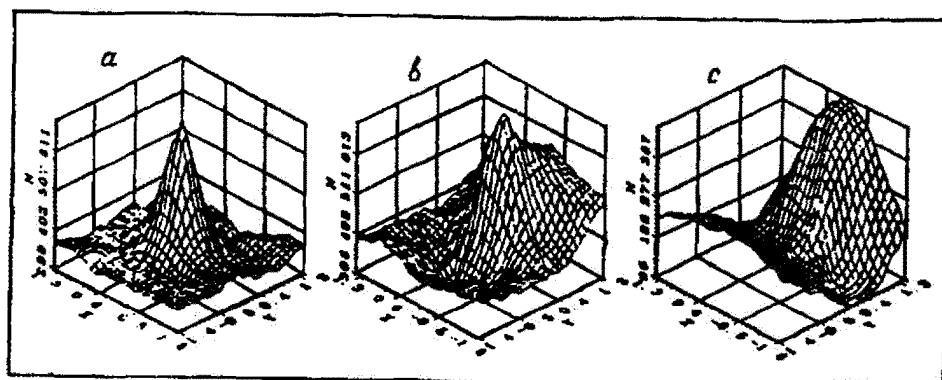


Рис. 5. Гистограммы отобранных гамма-подобных событий для источников, имеющих следующие координаты относительно центра камеры. а) $X_S = 0^\circ 0$, $Y_S = 0^\circ 0$; б) $X_S = 0^\circ 0$, $Y_S = 0^\circ 6$; в) $X_S = 0^\circ 0$, $Y_S = 1^\circ 3$

черенковской вспышки близок к нулю (азимутальный эффект). Этот эффект является одним из факторов, которые приводят к тому, что при наблюдениях "методом ложных источников" (Фомин 1991) эффективность обнаружения гамма-квантов в случае применения критерия AZWIDTH значительно ниже, чем при наблюдениях методом ведения с обязательной регистрацией фона (см. предыдущий раздел).

На рис.5(б,в) проведены гистограммы отобранных событий для источников, имеющих соответственно следующие координаты: $X_S = 0^\circ, 0$, $Y_S = 0^\circ, 6$; $X_S = 0^\circ, 0$, $Y_S = 1^\circ, 3$.

Полуширину сечения пика в гистограмме вдоль линии перпендикулярной направлению на источник на полувысоте над фоном будем называть эффективным размером источника по параметру AZWIDTH. Значение полуширины пика на рис.2(а) вдоль направления осей "X" и "Y" составляет $0^\circ, 28 \pm 0^\circ, 02$ и $0^\circ, 30 \pm 0^\circ, 02$ соответственно.

Из рисунков 5(а,б,в) видно; что при перемещении источника от центра камеры к краю, эффективные размеры источника быстро растут, нарушается симметричность гистограмм, в центре камеры появляется провал. Отметим, что в области, прямо противоположной расположению гамма-источника наблюдается подъем, что соответствует появлению ложного источника. Особенно это ясно выражено для источников, расположенных на краю камеры. Появление ложного источника в области, противоположной расположению гамма-источника, как мы уже говорили, обусловлено тем, что куда бы мы не поместили пробный источник, всегда найдется довольно большое количество гамма-событий, азимутальное направление которых совпадает или очень близко к направлению на пробный источник. Очевидно, что это количество будет максимальным, когда пробный источник будет расположен в области, противоположной положению гамма-источника.

Из анализа рис.5(а,б,в) следует, что при перемещении источника от центра к краю положение максимума на гистограмме смещается относительно источника. Для источников, расположенных далее чем $1^\circ, 0$ от центра камеры, нарушается симметричность гистограмм, поэтому мы рассматриваем эффективный размер источника лишь только для сечения вдоль направления, перпендикулярного направлению на источник. На рис.6 (сплошная прямая) представлена зависимость эффективного размера источника в зависимости от его положения относительно центра камеры. Из рис.6 видно, что эффективный размер источника линейно растет при удалении источника от центра к краю камеры.

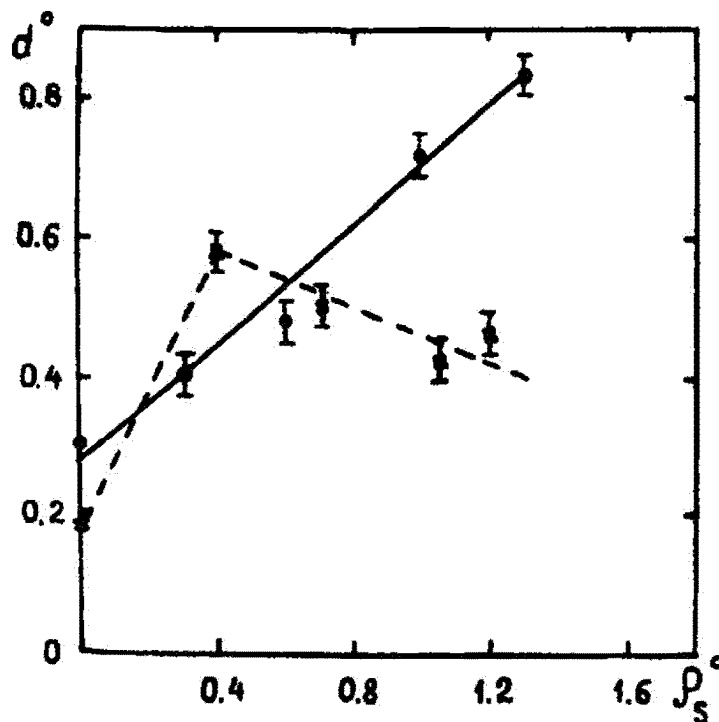


Рис. 6. Зависимость эффективного размера источника от его положения относительно центра камеры. Сплошная линия – для гамма-источника, пунктирная – для яркой звезды

4.2 Влияние яркости ночного неба на отбор гамма-квантов

В работе (Степанян 1993) было показано, что неоднородность засветки поля зрения может привести к появлению ложных источников. Применение метода пробных источников дает возможность понять механизм этого, на первый взгляд, странного явления. Яркость звезды в поле зрения детектора задавалась величиной анодного тока ФЭУ в одном из каналов светоприемника. Величина анодного тока, равная 16мкА, соответствует звезде яркостью примерно $+3^m$. Из-за абберации часть света звезды попадает в соседние каналы. При расчетах было принято, что 60% света всей звезды попадает в один заданный канал, а остальные 40% распределяются равномерно по соседним каналам.

Массивы параметров для 10000 протонных вспышек были получены в результате численного моделирования методом Монте-Карло с учетом того, что звезда яркостью примерно $+3^m$ находилась соответственно в 1-ом, 2-ом, 8-ом, 20-ом, 25-ом каналах. Для сравнения также был получен массив для 10000 протонов, когда звезда отсутствовала (контрольный массив). Таким образом было получено шесть массивов, каждый из которых был обработан методом пробных источников для критерия $AZWIDTH < 0^\circ, 225$ и построено шесть гистограмм.

В качестве примера на рис.7 представлена гистограмма отобранных гамма-подобных событий в прямоугольной системе декартовых координат "X", "Y" для случая, когда звезда находилась в 20-ом канале. Сопоставление этих гистограмм с рисунками 5(a,b,c) показало, что наличие звезды примерно $+3^m$ в канале аналогично наличию γ -источника в том же канале с величиной потока 1% относительно фона космических лучей. На рис.6 (пунктир) представлена зависимость эффективного размера источника от положения звезды. Из этого рисунка видно, что эффективный размер источника линейно растет с удалением гамма-источника от центра камеры, в то время как для звезды этот размер максимальный, когда звезда находится во 2-ом канале и затем убывает

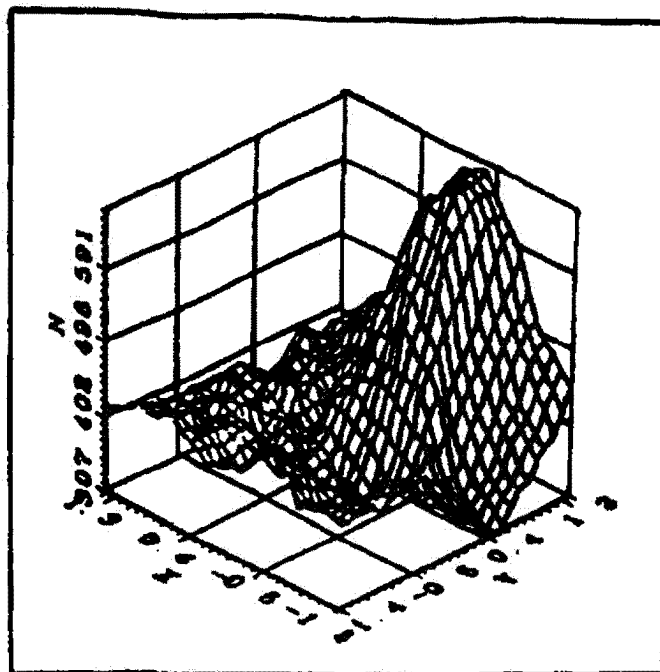


Рис. 7. Гистограмма отобранных гамма-подобных событий для яркой звезды в 20-м канале

с удалением звезды от центра камеры и, когда звезда находится на расстоянии $\rho = 0^{\circ}, 5$ от центра камеры, эти размеры очень близки к эффективным размерам γ -источника. Поэтому эффект от звезды очень трудно отличить по эффективным размерам от эффекта обусловленного гамма-источником (гистограммы очень схожи).

Безусловно, зная координаты источника и координаты звезды, можно сразу определить, что это – эффект звезды или γ -источника, но влияние звезды также распространяется и на другие каналы, поэтому наблюдать, когда звезда находится в поле зрения, крайне нежелательно, так как при этом усложняется обработка полученных данных. Необходимо контролировать токи в каждом канале в процессе наблюдений, чтобы можно было учесть наличие звезды хотя-бы качественно при анализе результатов обработки.

4.3 Влияние ошибок калибровки на отбор гамма-событий

Как следует из вышесказанного, наиболее эффективный метод наблюдения на гамма-телескопе 2-го поколения – это метод ведения, при котором подозреваемый источник постоянно находится в центре камеры. В работе (Степанян 1993) показано, что в этом случае наибольшее влияние на отбор гамма-событий оказывают изменения коэффициентов усиления в центральном канале. Для изучения механизма влияния ошибок калибровки на появление ложных источников были получены массивы параметров 10000 адронных вспышек для случаев: 1) коэффициент усиления в 1-ом канале, полученный в результате ошибок калибровки в два раза выше действительного, 2) коэффициент усиления в 1-ом канале, полученный в результате ошибок калибровки в два раза ниже действительного, 3) сигнал в 1-ом канале отсутствует во время наблюдений, но присутствует при калибровке,

4) сигнал в 3-ем канале отсутствует при наблюдениях, но при калибровке присутствовал. При этом предполагается, что при наблюдении фона все работает нормально.

Для построения гистограммы пробных источников применялся критерий отбора AZWIDTH. Из рассмотрения полученных гистограмм следует, что при завышении калибровочного коэффициента в центре поля зрения появляется ложный источник, неотличимый от источника гамма-квантов. Однако, если мы вычтем из полученной гистограммы фоновую гистограмму для нормального случая, то за пределами источника ($\sim 0^\circ$, 4) разность "источник минус фон" станет отрицательной. Происходит как бы перераспределение всплеск: их оси сдвигаются к центру. Естественно, что в случае занижения калибровочного коэффициента получается обратная картина: в центре наблюдается отрицательный источник, а по краям наблюдается превышение над фоном.

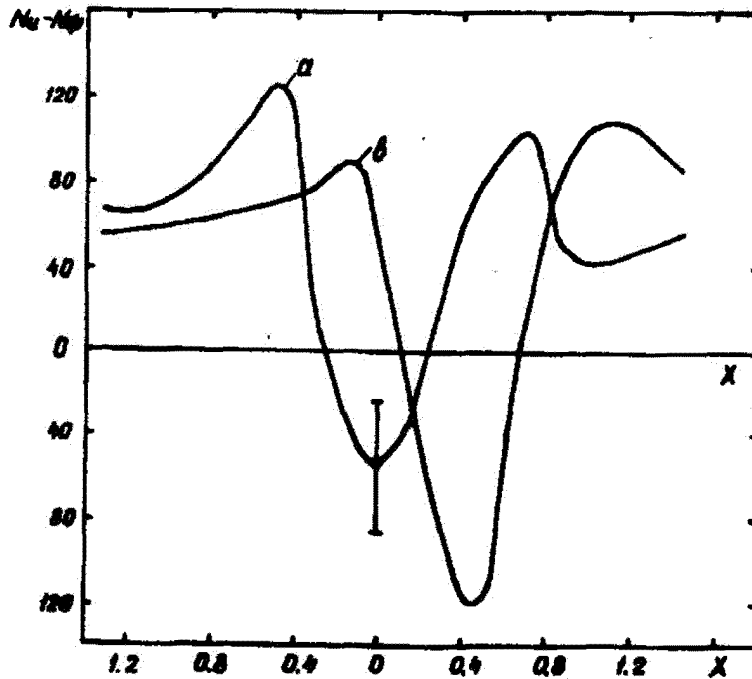


Рис. 8. Сечение гистограммы по оси "X" разности источник-фон ($N_u - N_{\phi}$) отобранных гамма-подобных событий по критерию AZWIDTH. кривая "а" – отключен центральный канал, кривая "б" – отключен 3-ий канал

На рис.8 представлены разрезы гистограмм для случаев 3) и 4) (см. выше). При нормальном распределении из 10000 зарегистрированных протонных событий в центре камеры остаются 520. В случае 3) (1-ый канал не дает сигнала, кривая "а") в центре остается только 466 событий. Разность -56 ± 31 соответствует отрицательному источнику гамма-квантов с "поток" 1% относительно фона космических лучей. При этом (см.рис.8) в нецентральной части появляется положительный поток.

Интересная ситуация возникает в случае 4), когда отключенным оказывается 3-ий канал (кривая "б"). В этом случае, как это видно на рисунке 8, "отрицательный" источник наблюдается в направлении, соответствующем 3-му каналу, а в 1-ом канале разность "источник-фон" соответствует положительному источнику гамма-квантов с "поток" 1% относительно фона космических лучей.

Описанные выше случаи говорят о необходимости постоянного контроля за калибровочными коэффициентами. Несоответствие калибровочных коэффициентов реально существующим могут привести к появлению ложных источников или антиисточников. 10 %-ное отличие калибровочных коэффициентов при наблюдении источника и фона соответствует приблизительно потоку гамма-квантов 0.2 % относительно фона космических лучей.

Одновременно показано, что метод построения гистограммы для пробных источников дает хорошие возможности для выявления ложных источников гамма-квантов.

5 Заключение

При помощи численного моделирования на примере гамма-телескопа КраО ГТ-48 показано, что для исследования точечных источников гамма-квантов СВЭ с известными координатами наиболее эффективным является метод ведения. Источник при необходимости может быть смещен относительно центра поля зрения детектора на расстояние до $\sim 0^\circ, 6$. Это может быть необходимо для того, чтобы избежать попадания в поле зрения телескопа ярких звезд. Основным фактором, определяющим эффективность данного метода, является отсутствие потока гамма-квантов при регистрации фона. При использовании других методов это условие не выполняется.

Анализ данных моделирования и результатов их обработки методом пробных источников с использованием критерия отбора AZWIDTH показывает, что гистограмма отобранных событий при положении источника в центре камеры имеет вид центрально-симметричного конуса, вершина которого определяет местоположение гамма-источника. Однако, при смещении источника от центра камеры к краю, симметрия гистограмм нарушается. Это обстоятельство уже было отмечено ранее (Акерлоф 1991). По нашим данным, однако, следует, что максимум не соответствует положению источника (источник смещен относительно центра камеры) и может отличаться от заданного положения гамма-источника на десятую долю градуса и более. Для источников, расположенных далее, чем на $1^\circ, 0$ от центра камеры, максимум гистограмм по сечению оси "Y" (вдоль направления на источник) вообще не прорисовывается. Кроме того, в области противоположной расположению гамма-источника относительно центра камеры наблюдается подъем кривых (азимутальный эффект), что соответствует появлению ложного источника. При перемещении гамма-источника от центра камеры к краю "эффективные размеры" источника по критерию отбора AZWIDTH возрастают более чем в два раза.

Все эти перечисленные выводы еще раз убеждают нас в том, что если мы хотим получить данные, которые при использовании критерия AZWIDTH дадут высокий коэффициент отбора гамма-событий, то необходимо наблюдать методом ведения с источником в центре камеры и с обязательной регистрацией фона. Также отметим, что метод пробных источников позволяет уточнить координаты гамма-источника, а совпадение координат предполагаемого гамма-источника с положением в плоскости камеры вершины гистограммы отобранных событий несомненно повышает достоверность обнаружения гамма-источника.

Изучая вопрос влияния яркости ночного неба на отбор гамма-квантов, мы пришли к заключению, что наличие звезды, яркостью примерно $+3^m$ в канале, направленном на источник, аналогично нахождению гамма-источника с величиной потока относительно фона космических лучей 1.0 % (относительно контрольного массива зарегистрированных протонных событий). Гистограммы, полученные в результате обработки методом пробных источников для звезды и гамма-источника, трудно различимы. Поэтому, особенно при поиске неизвестных гамма-источников, необходимо обратить особое внимание на отсутствие звезд в поле зрения камеры. Контроль за этим можно осуществить, регистрируя во всех каналах токи ФЭУ во время наблюдений.

Очень полезным может оказаться метод пробных источников при поиске неизвестных дискретных гамма-источников. Такие наблюдения необходимо разделить на два этапа. Первый этап – это предварительные наблюдения, в результате которых методом пробных источников можно грубо определить положение источника. На втором этапе проводятся наблюдения методом слежения таким образом, что предполагаемый источник находится в центре камеры. В этом случае при обработке данных с использованием координатно-зависимых параметров, но уже с учетом того, что

координаты гамма-источника известны, можно значительно повысить достоверность обнаружения гамма-источника.

Литература

- Акерлоф и т.д. (Akerlof C.W. et al.), 1991, *Astrophys.J.*, L97, p.377.
- Владимирский и т.д. (Vladimirsky B.M. et al.), 1989, in: Proc. Int. Workshop VHE Gamma-ray Astronomy, Crimea, USSR, p.21.
- Зыскин и т.д. (Zyskin Yu.L. et al.), 1987a, in: Proc. 20th ICRC, Moscow, USSR, 2, 342.
- Зыскин (Zyskin Yu.L.), 1987b, *Вопросы атомной науки и техники. Выпуск 2*, 33, 37.
- Зыскин (Zyskin Yu.L.), 1989, in: Proc. Int. Workshop VHE Gamma-ray Astronomy, Crimea, USSR, p.148.
- Корниенко и т.д. (Kornienko A.P. et al.), 1993a, *Experimental Astron.*, 4, 147.
- Корниенко, Степанян и Зыскин (Kornienko A.P., Stepanian A.A., Zyskin Yu.L.), 1993, *Astroparticle Physics*, 1, 245.
- Коули и т.д. (Cawley, M.F. et al.), 1983, in: Proc. 18 ICRC, Bangalore, India, 1, 118.
- Пляшешников и Бигнами (Plyasheshnikov A.V. & Bignami G.F), 1985, *Nuovo Cim.*, 8c, N.1, 39.
- Степанян, Зыскин и Корниенко (Stepanian A.A., Zyskin Yu.L., Kornienko A.P.), 1993, *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.*, 19, 1967.
- Фомин и т.д. (Fomin V.P. et al.), 1983, in: Proc. 18 ICRC, Bangalore, India, 6, 223.
- Фомин и т.д. (Fomin, V.P. et al.), 1991, in: Proc. of the 22th ICRC Dublin, August 1, 468.
- Хилас (Hillas A.M), 1985, in: Proc. 19th ICRC, La Jolla, USA, 3, 445.

Звездный спектрометр

В.И. Бурнашев, А.Б. Букач, С.С. Гузий

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 24 мая 1993 г.

Аннотация. Дано краткое описание и технические характеристики сканирующего спектрофотометра, установленного на 80-см рефлекторе Крымской обсерватории. Прибор обеспечивает получение спектров звезд в интервале 3500–7900 Å с разрешением около 35 Å. За основу схемы управления взята система КАМАК. Приводятся примеры сканов спектров стандартных звезд.

STELLAR SPECTRUM SCANNER, by V.I. Burnashev, A.B. Bukach, S.S. Guziy. A computer-controlled digital spectrum scanner for use on the 80-cm reflector at Crimean observatory is described. The spectral region 3500–7900 Å is covered with cooled photomultiplier. Spectral resolution is near 35 Å. Example are given of use of the instrument in providing spectrum scans of standard stars.

Ключевые слова: Спектрофотометр – оптическая схема – система управления

1 Оптико-механическая часть прибора

В 1985 году в мастерских Крымской астрофизической обсерватории был изготовлен телескоп системы Ричи-Кретьена с диаметром главного зеркала 800 мм. В качестве основного навесного прибора для этого телескопа в 1989 году был спроектирован и построен сканирующий спектрофотометр типа Черни-Тернера. Оптическая схема прибора приведена на рис.1.

Входной блок, предназначенный для поиска объекта, включает в себя откидное зеркало (1) и широкоугольный окуляр (2). Входной блок обеспечивает поле зрения около 10', что вполне достаточно для надежного отождествления. Входным окном прибора служит круглая диафрагма диаметром 1 мм. Устройство для визуального гидирования, состоящее из плоско-параллельной стеклянной пластинки (4) и микроскопа типа МИР-2 с подсвечиваемым крестом нитей, позволяет непрерывно контролировать положение звезды в процессе наблюдения. Коллиматорное (6) и камерное (8) зеркала – сферические, с радиусом кривизны 680 мм. Коллиматорное зеркало строит изображение входного зрачка на поверхности дифракционной решетки (7). В спектрофотометре используется решетка 600 штр/мм с концентрацией света в первом порядке около 5000 Å. Сканирование спектра осуществляется поворотом решетки с помощью шагового двигателя храпового типа через редуктор, обеспечивающий шаг сканирования 7.5 Å. Контактное колесо, установленное на валу двигателя, обеспечивает независимый контроль правильности его работы. По существу, механизм привода дифракционной решетки является некоторой модификацией широко применяемого в технике шагового искателя. Этот механизм был разработан в свое время для спектрофотометра СФ-68 и успешно применялся на протяжении ряда лет в нескольких обсерваториях (Камионко и др. 1973).

Фиксированная ширина выходной щели соответствует интервалу 25 \AA и при среднем качестве изображения $3'' - 5''$ обеспечивает спектральное разрешение около $30 - 35 \text{ \AA}$. Астигматическое удлинение монохроматического изображения точки при отражении от двух зеркал составляет 1.2 мм (Топорец 1955). Линза Фабри (10) перебрасывает изображение входного зрачка на фотокатод ФЭУ (11). Для контроля изменения чувствительности аппаратуры, вызванной усталостью ФЭУ, изменением его ориентации относительно магнитного поля Земли и другими причинами, в начале и в конце каждого наблюдения звезды на фотокатод подается световой пучок от радиолуминесцентного источника (12) при помощи призмы (13).

В качестве светоприемника используется ФЭУ-79 с мультищелочным фотокатодом, охлаждаемый с помощью термоэлектрического холодильника до температуры $-12 \pm 1^\circ \text{ C}$. Предусмотрена также установка специального стакана с фотоумножителем типа ФЭУ-83 с кислородно-цезиевым фотокатодом для наблюдений спектров в ближней инфракрасной области до 1.1 мкм . Этот фотоумножитель охлаждается до температуры -60° C помощью фреонового холодильника.

Ввод призмы люминофора (13) и фильтра разделения порядков (14) осуществляется с помощью электродвигателей типа РД-09, питаемых от специального источника.

2 Система управления и регистрации

Блок-схема управления спектрофотометром показана на рисунке 2. За основу схемы управления спектрофотометром взята система КАМАК. Это позволило упростить процесс реализации электронной части прибора, так как большинство блоков выпускается промышленностью. Это обстоятельство значительно повышает надежность работы прибора, ибо в случае отказа какого-либо блока КАМАК его всегда можно заменить аналогичным.

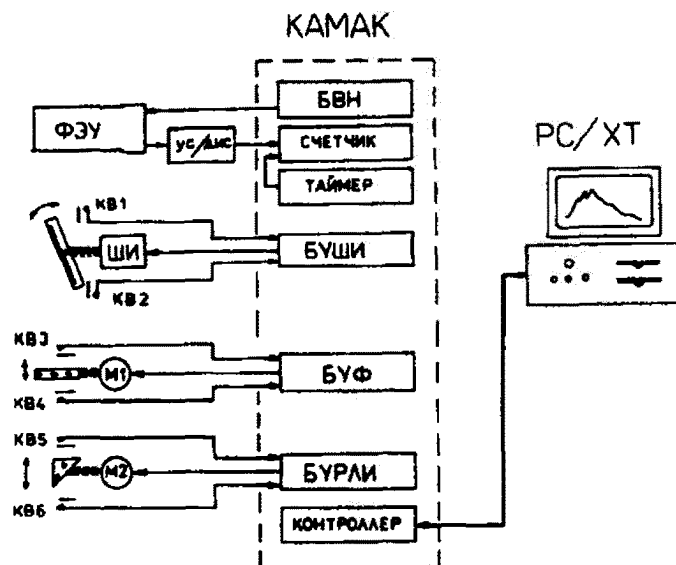


Рис. 2. Блок-схема системы управления и регистрации. (ус/диск – усилитель-дискриминатор, БУШИ – блок управления шаговым искателем, БУФ – блок управления фильтром разделения порядков, БУРЛИ – блок управления призмой радиолуминесцентного источника)

Тем не менее, часть схемы пришлось разрабатывать и изготавливать самостоятельно в условиях обсерватории. Это, прежде всего, импульсный усилитель-дискриминатор, блок управления

шаговым искателем (БУШИ), блок управления фильтром разделения порядков (БУФ) и блок управления радиолюминесцентным источником (БУРЛИ).

Импульсный усилитель-дискриминатор аналогичен усилителям, примененным в звездном магнитографе и других приборах (Букач и др. 1977; Букач 1979). Блок управления шаговым искателем близок по своим параметрам к блоку управления шаговым двигателем, примененным в спектрографе СОФИН (Букач и Злотников 1995), но имеет ряд существенных отличий. В частности, в нем применена обратная связь по положению решетки, что позволяет дополнительно контролировать точность установки решетки на заданную длину волны. Кроме того, в БУШИ использованы оригинальные схемные решения, связанные с использованием в приборе шагового искателя и контактного колеса. Два аналогичных блока, БУФ и БУРЛИ, предназначены для управления работой двигателей переменного тока типа РД-09, задействованных в соответствующих механизмах.

Разработанные в Крымской обсерватории блоки КАМАК имеют два режима работы: ручной и автоматический. Первый режим необходим для наладки прибора, второй – позволяет с помощью ЭВМ полностью автоматизировать процесс наблюдений.

После включения системы управления блок БУШИ по команде с ЭВМ или от кнопки начинает вращать решетку до тех пор, пока она не установится в начальное положение (концевой выключатель КВ1 замкнут). Затем реверсивный счетчик внутри БУШИ обнуляется и схема готова к началу наблюдений. Задается реперная точка, если необходимо войти в некоторую длину волны, и по команде "Пуск" шаговый искатель устанавливается в нужное положение. При этом на индикаторе блока БУШИ индицируется положение решетки, выраженное в шагах. Это же значение записывается в ЭВМ. После этого таймер по команде от ЭВМ устанавливает нужное время экспозиции и открывает вход счетчика. Импульсы с выхода усилителя-дискриминатора накапливаются в счетчике. После окончания экспозиции информация со счетчика переписывается в ЭВМ через контроллер КАМАК.

По командам с ЭВМ в нужное время вводятся фильтр и РЛИ, окончание их работы задается конечными выключателями К3-К6.

Блоки КАМАК, разработанные нами, выполнены в виде отдельных модулей и собраны с использованием печатного монтажа. Это позволяет быстро их изготовить и повышает надежность работы. Проведенные натурные испытания прибора показали высокую надежность системы управления спектофотометром.

3 Комплекс программ управления работой прибора

Для управления работой спектрофотометра и связи с ним компьютера была создана программа SPHOT, текст которой написан на языке программирования СИ. Основная программа включает в себя несколько подпрограмм. Работа с программой построена на базе системы меню, где пользователь может выбирать необходимые пункты для работы с прибором. При написании программы использована библиотека VITAMIN. Программа работает под управлением MS DOS.

Основная программа в начале своей работы производит необходимые присвоения начальных параметров. После этого происходит вычисление адресов для работы с КАМАК и блоками, входящими в него. Когда адреса определены, производится тестирование блоков управления и после этого управление передается подпрограмме RESET, предназначенной для инициализации всех блоков и устройств, входящих в систему регистрации и управления. После возврата из этой подпрограммы идет формирование системы меню, которое выводится на экран и в дальнейшем в соответствии с таблицей функций производит вызов подпрограмм. При выборе пункта конец работы программа заканчивает свою работу и выходит в ДОС.

Для ввода служебной информации предназначена подпрограмма WIND. После ее вызова на экран выводится окно, содержащее таблицу с пунктами служебной информации: именем выходного файла (названием звезды и номером наблюдения), начальной и конечной точек сканирования, шагом сканирования и временем экспозиции, количеством отсчетов РЛИ и темнового тока. Работа подпрограммы заканчивается с вводом последней позиции, – масштаба изображения сканируемого спектра на экране.

Подпрограммы FILTR.IN, FILTR.OUT предназначены для ввода и вывода фильтра разделения порядков, LUM.IN, LUM.OUT для ввода и вывода призмы люминофора. Подпрограммы перед началом работы проверяют положение фильтра и призмы люминофора, и, если они находятся в нужном положении, управление передается основной программе. Если необходимо переместить фильтр или призму люминофора, то подается соответствующая команда на двигатель. После отработки команды и контроля того, что фильтр или призма люминофора передвинуты, управление передается основной программе.

Для вычисления юлианской даты и звездного времени предназначена подпрограмма STARTIME. При обращении к ней происходит считывание системной даты и времени, по которым затем ведется вычисление звездного времени и юлианской даты. По окончании работы подпрограмма возвращает эти значения в подпрограмму, из которой она была вызвана. Подпрограммы FORW, BACK выполняют поворот решетки в прямом и обратном направлениях, считывание отсчета, отображение его на экране и запись на диск. Подпрограммы FORW и BACK аналогичны по своим действиям. Отличие заключается в том, что подпрограмма FORW производит запись спектра от коротковолновой границы в длинноволновую, а подпрограмма BACK, – в обратную сторону. В своей работе подпрограмма использует служебную информацию, введенную ранее в функции WIND. Выполнение подпрограммы FORW или BACK начинается с открытия нового (или продолжения старого) файла на диске для вывода данных, в начале которого записывается вся необходимая служебная информация о скане. После этого подготавливается к работе графический экран, на который выводится вся служебная информация. Последующие действия выполняются в цикле, границы которого зависят от пределов измерений, то есть от номеров начальной и конечной точек на скане. В теле цикла производятся следующие действия: установка счетчика БУШИ, включение механизма поворота решетки, установка времени таймера, обнуление счетчика импульсов, старт таймера на отработку времени экспозиции с одновременным включением счетчика от таймера, контроль окончания времени экспозиции, считывание отсчета со счетчика, отображение полученного отсчета на экране, запись данных на диск. По окончании выполнения цикла производится закрытие файла, возвращение в текстовый режим экрана с восстановлением на нем текстовой информации. На этом выполнение подпрограммы заканчивается и управление передается основной программе.

Подпрограммы LUMINOFOR и DARKCOUNT осуществляют ввод отсчета РЛИ и темнового тока.

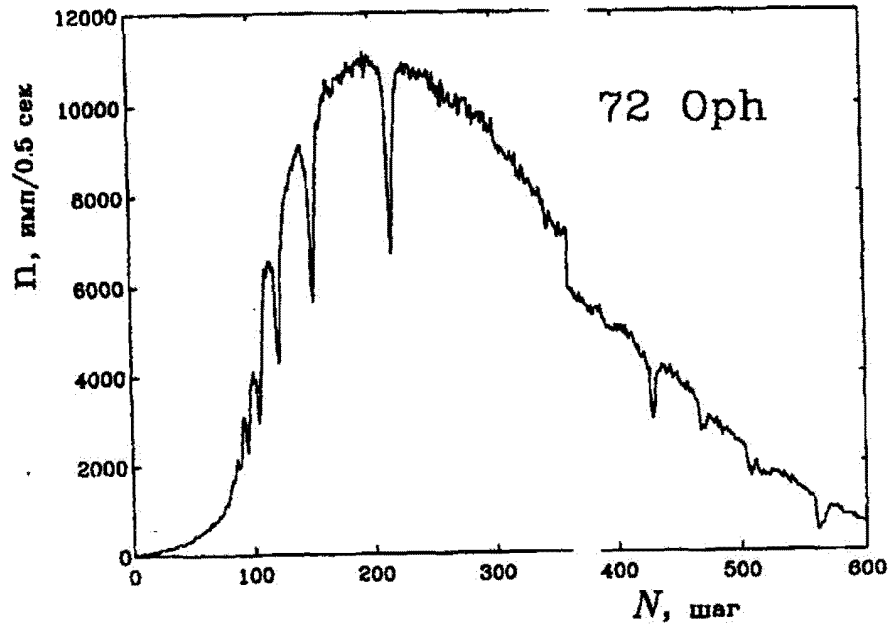
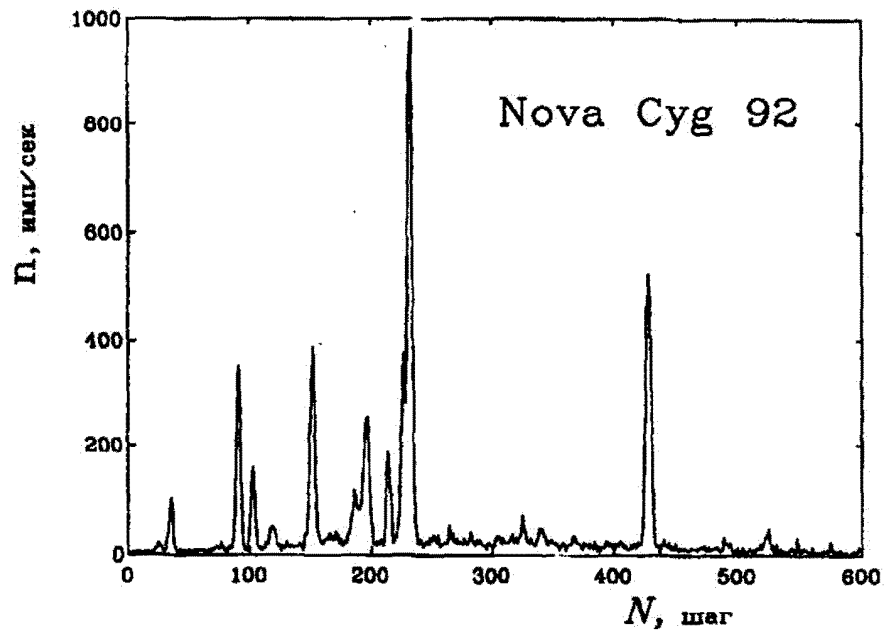
Данные выводятся в формате ASCII. В начале записи выводится заголовок, в котором содержатся: название объекта, вид работы, дата, среднее время, юлианская дата, количество отсчетов (для подпрограмм LUMINOFOR и DARKCOUNT), время экспозиции, шаг сканирования (только для подпрограмм FORW и BACK). Затем построчно, в двух колонках, номер точки и значение отсчета. Как показал опыт работы, такой формат вывода является наиболее удобным для последующей обработки.

В программе SPHOT не предусмотрена предварительная обработка данных. Она построена таким образом, что позволяет дополнять основную программу новыми функциями и менять очередность их выполнения без существенной переделки ее основной части. Эксплуатация прибора в течение сезона наблюдений 1992 года показала правильность такого подхода, позволившего окончательно отработать аппаратуру и сделать процесс наблюдений в достаточной степени рутинным.

4 Результаты испытаний прибора

Спектрофотометр был установлен на телескопе в 1989 году. С тех пор, в процессе эксплуатации, отдельные его узлы и схемы непрерывно изменялись и совершенствовались. Наиболее значительной переделкой был переход на новую систему управления, описанную выше.

Накопленный опыт работы с прибором показал его высокую надежность и хорошее качество получаемого наблюдательного материала. На рисунке 3 и 4 для примера приводятся сканы двух звезд: 72 Oph ($V = 3^m7$) и Новой Лебеда 1992, когда ее яркость соответствовала $V = 10^m$. По оси ординат отложены значения числа зарегистрированных импульсов N . Время накопления в каждом

Рис. 3. Скан звезды 72 Oph ($V = 3^m 7$)Рис. 4. Скан звезды N Cyg 1992 ($V = 10^m 0$)

из 600 шагов, отложенных по оси абсцисс, для первой звезды составляло 0.5 сек, для второй, – 1 сек. Таким образом, полное время одного наблюдения звезды, включая запись РЛИ, темнового тока и сканов в прямом и обратном направлениях, не превышает 25 мин. Учитывая изменения атмосферной экстинкции (Бурнашев и др. 1991), по-видимому, нецелесообразно при непрерывном сканировании во всем диапазоне увеличивать время накопления. Более разумным кажется увеличить число наблюдений, если это возможно. Отметим попутно, что несмотря на кажущуюся привлекательность способа быстрого сканирования, искажения инструментального профиля и резко возрастающие требования к надежности механического привода решетки сводят на-нет все преимущества этого способа.

Градуировка по длинам волн производилась с помощью спектральных ламп, освещавших малую (диаметром 0.1 мм) входную диафрагму. При наблюдениях звезд входным окном прибора, определяющим его спектральное разрешение, является изображение звезды. При среднем качестве 3 – 5'' спектральное разрешение составляло около 30–35 Å. Ошибки гидирования не смещали центра инструментального профиля более, чем на 5 Å.

Оценка влияния рассеянного света на получаемый результат была сделана способом, аналогичным примененному нами ранее (Бурнашев 1977). Были записаны сканы некоторых звезд разных спектральных классов, от А0 до М3, через два фильтра ЖС-18, толщиной около 1 мм, поставленных один за другим. Таким образом, отсчет, регистрируемый в длинах волн короче 3900 Å, может считаться целиком обусловленным рассеянным светом, влияние которого на измеряемый отсчет с точностью до 50 % было оценено как:

$$n_s = 0.001n_{max}$$

Здесь под n_s понимается полная паразитная засветка, обусловленная рассеянием на оптике прибора, влиянием спектров высших порядков и т.п. (Прибрам и Пенчина 1968). Проверка этого соотношения была сделана путем дополнительных наблюдений ранней звезды класса А0 через фильтры типа СЗС-22. Несмотря на кажущуюся большую величину ошибки (50 %), поправка за рассеянный свет существенна лишь в ограниченном спектральном диапазоне, в частности, в крайней ультрафиолетовой области, потому что концентрация решетки в свое время была выбрана с таким расчетом, чтобы обеспечить сканирование спектров в ближней инфракрасной области, в то время как при регистрации с мультищелочным фотоумножителем был принят спектральный диапазон 3500–7900 Å. Рисунок 5 иллюстрирует окончательный результат наблюдений: распределение энергии в спектре звезды 26 УМа, выраженное в энергетических единицах (эрг/сек·см², отнесенных к интервалу длин волн 1 см), полученное традиционно применяемым в Крымской обсерватории методом фундаментальной спектрофотометрии В.Б. Никонова (1976).

На рисунке 6 показано сопоставление полученных нами данных для этой звезды с опубликованными результатами наблюдений Глушневой и др. (1992), Харитонova и др. (1988), использовавших ту же самую систему абсолютной калибровки. Значительные расхождения в области бальмеровского скачка и водородных линий вызваны разным спектральным разрешением использованной аппаратуры и не могут характеризовать точность получаемого результата. В районах же континуума, как видно, полученные нами значения практически совпадают с данными Харитонova и др. (1988) и отклоняются от результатов каталога Глушневой и др. (1992) до 3 % в районе 4000 – 5500 Å и до 7 % около 7500 Å, хотя в некоторых районах (4500 Å и 7000 Å) наблюдается почти полное совпадение. Такие значения являются, вообще говоря, характерными при сравнении данных различных каталогов и свидетельствуют о достаточной доброкачественности получаемого наблюдательного материала, а, следовательно, о полной пригодности созданного спектрофотометрического комплекса аппаратуры для астрофизических исследований.

Благодарности. Авторы благодарны М.П. Лиморенко, Н.П. Охмату за помощь в изготовлении и настройке электронных блоков прибора, Ю.А. Горюнову за значительный вклад при изготовлении оптико-механической части спектрофотометра, Б.А. Бурнашевой, В.Т. Жоголевой и Л.И. Филатовой за помощь при изготовлении иллюстраций.

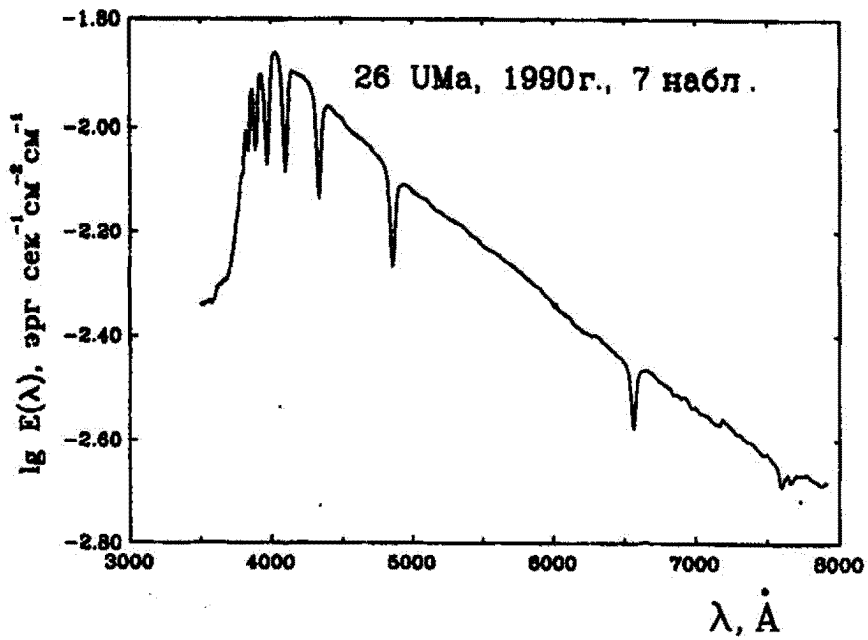


Рис. 5. Распределение энергии в спектре звезды 26 UMa ($V = 4^m6$)

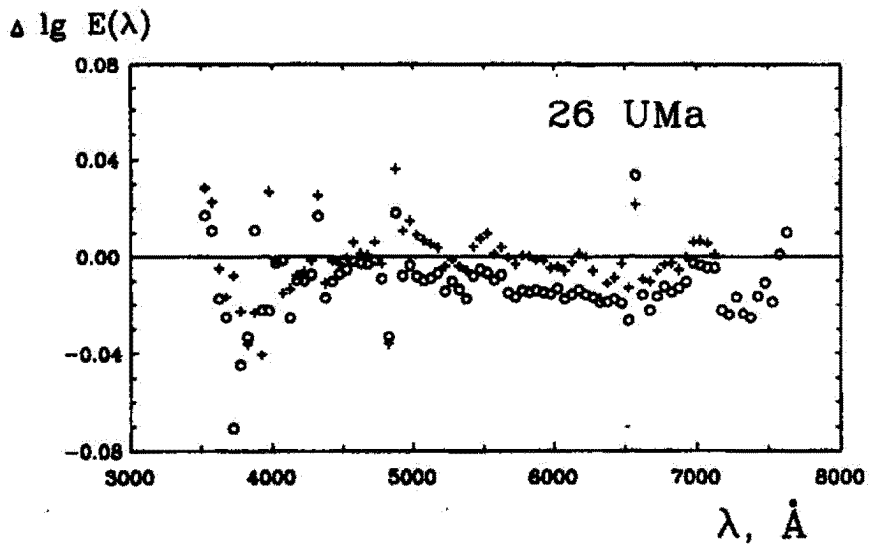


Рис. 6. Сопоставление полученных результатов с данными Глушковой и др. (1992) – кружки, и Харитоновой и др. (1988) – кресты

Литература

- Букач А.Б., Границкий Л.В., Комиссаров В.И., Кувшинов В.М., 1977, Изв.Крым.Астрофиз.Обс. 57, 209.
- Букач А.Б., 1979, Изв.Крым.Астрофиз.Обс. 64, 197.
- Букач А.Б., Злотников Л.Д., 1995, Изв.Крым.Астрофиз.Обс. 89, 138.
- Бурнашев В.И., Бурнашева Б.А., Меркулова Н.И., Метик Л.П., 1991, Изв.Крым.Астрофиз.Обс. 83, 156.
- Бурнашев В.И., 1977, Изв.Крым.Астрофиз.Обс. 57, 57.
- Глушневa и др. (Glushneva I.N., Kharitonov A.V., Knyazeva L.N., Shenavrin V.I.), 1992, Astron.Astrophys.Suppl. 92, 1.
- Л.А.Камионко, В.С.Корепапов, В.Б.Новопашенный, Ю.Н.Чистяков, Ю.А.Шипулин, 1973, Изв.Крым.Астрофиз.Обс. 47, 162.
- Никонов В.Б., 1976, Изв.Крым.Астрофиз.Обс. 54, 3.
- Прибрам и Пенчина (Pribram J.K. & Penchina S.M.), 1968, Appl.Opt. 7, 2005.
- Топорец А.С., 1955, Монохроматоры, - М., Гостехиздат 264 с.
- Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н., 1988, Сводный спектрофотометрический каталог, - Алма-Ата, Наука 478 с.

К расчету спектрометров с вогнутыми дифракционными решетками. I

Р.Е. Гершберг

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 334413, Научный, Крым, Украина

Поступила в редакцию 15 ноября 1992 г.

Аннотация. Составлена система уравнений и неравенств, связывающая параметры оптических элементов эшелльного спектрометра, в котором в качестве второго диспергирующего элемента используется вогнутая дифракционная решетка и в котором реализуется оптимальный режим работы эшелле. Такая система позволяет определить число степеней свободы при конструировании эшелльного спектрометра и оценивать изменения его свойств при вариациях того или иного параметра. Показано, что схема эшелльного спектрометра для определенного интервала длин волн, с заданными габаритными ограничениями на прибор в целом, с заданным размером эшеллограммы и минимальным расстоянием между спектральными полосками, с заданной шириной входной щели и необходимым спектральным разрешением имеет две степени свободы; схема спектрометра, в котором при тех же исходных ограничениях достигается максимальное спектральное разрешение, имеет одну степень свободы; схема спектрометра, в которой эшелле работает в режиме, близком к автоколлимации, определяется однозначно перечисленными исходными ограничениями. Составлена система уравнений, связывающая параметры спектрометра с вогнутой дифракционной решеткой на круге Роуленда. Рассмотрены варианты со сферическими и тороидальными решетками, работающими в режиме минимального астигматизма и без минимизации этой главной aberrации таких спектрометров. Полученные общие соотношения использованы для анализа возможных спектральных приборов высокого и низкого разрешения для телескопа Т-170 разрабатываемого проекта СПЕКТР-УФ.

ON A DESIGN OF SPECTROMETERS WITH CONCAVE DIFFRACTION GRATINGS, *by R. E. Gershberg.* The system of equations and inequalities are compiled to relate parameters of optical elements of an echelle spectrometer that contains a concave diffraction grating as the secondary dispersing element and realizes the optimum mode of the echelle operation. The system permits to find a number of degrees of freedom of such a spectrometer and to estimate variations of its characteristics due to variations of its optical parameters. It is shown that an echelle spectrometer for a given wavelength interval and with given general size limitations, with a known detector area and the least acceptable spacing of spectral strips, with its given entrance slit width and necessary spectral resolving power has 2 degrees of freedom; a spectrometer that provides for the highest spectral resolving power and fits the same limitations has 1 degree of freedom; and an autocollimation layout of a spectrometer with the highest resolution is completely determined with the limitations listed. The system of equations is compiled to relate parameters of a spectrometer with a concave grating on the Rowland circle. Versions for spherical and toroidal gratings that operate in both minimized and non-minimized astigmatism modes are considered. The general relations obtained are used to analyze possible layouts of high and low resolution spectral equipments for the T-170 telescope of the space project SPECTRUM-UV.

Ключевые слова: инструменты, спектрометры с вогнутой дифракционной решеткой

1 К расчету эшелюного спектрометра

В последние 15–20 лет интенсивно развиваются и внедряются в астрономическую практику двумерные приемники излучения – как вакуумные телевизионные трубки, так и твердотельные системы типов ПЗС, координатно-чувствительных резистивных пластин, приборов с разрезным анодом и их дальнейшие модификации “strip and wedge” и “MAMA”. Это обстоятельство позволило создать ряд астрофизических эшелюных спектрографов, в которых сочетание высокой дисперсии эшелю с разводящим ее перекрывающимися дифракционными порядками вторым диспергирующим элементом позволяет получать спектры высокого разрешения одновременно в значительном диапазоне длин волн. Особенно важны такие системы в космических исследованиях, где требуется наиболее эффективное использование собранного телескопом излучения небесных тел. Именно эшелюные спектрографы, успешно работающие на спутнике IUE уже более 12 лет, в значительной мере определяют современные знания об ультрафиолетовом излучении космических объектов.

Принципы работы эшелю и других диспергирующих элементов хорошо известны. Однако, число параметров, характеризующих совокупность всех элементов эшелюного спектрографа, довольно велико. Цель настоящей работы – дать наглядную систему соотношений, которые связывают все эти параметры, позволяют определить число степеней свободы при конструировании эшелюного спектрометра и оценивать изменения его свойств при вариациях того или иного параметра.

1.1 Общая схема расчета оптики эшелюного спектрометра

Следуя недавней работе Прокофьева (1992), общие свойства эшелюного спектра нетрудно получить из основного уравнения дифракционной решетки:

$$\sin \varphi + \sin \varphi' = N k \lambda \quad (1)$$

где φ – угол падения параллельного пучка света на решетку, φ' – угол дифракции, N – плотность штрихов на решетке, k – порядок спектра и λ – рассматриваемая длина волны в спектре этого порядка. Будем рассматривать среднюю длину волны на спектральной полоске λ_k и соответствующий ей угол дифракции $\langle \varphi' \rangle$. Для максимальной эффективности прибора дифракционная решетка должна работать в режиме, когда в направлении $\langle \varphi' \rangle$ происходит зеркальное отражение света, то есть

$$\varphi - \gamma = \gamma - \langle \varphi' \rangle \quad (2)$$

где γ – угол блеска решетки, равный углу между плоскостью решетки и плоскостью отражающей грани штриха. В таком случае (1) можно переписать в виде

$$2 \sin \gamma \cos (\gamma - \langle \varphi' \rangle) = N k \lambda_k \quad (3)$$

Далее, при $k \gg 1$ из (1) нетрудно найти свободный от переналожения соседних порядков спектральный интервал $\delta \lambda_k$:

$$\delta \lambda_k = \lambda_{k-0.5} - \lambda_{k+0.5} = \lambda_k / k \quad (4)$$

Ему соответствует диапазон углов дифракции $\Delta \varphi'$, который получается дифференцированием (1) в сочетании с (4):

$$\Delta \varphi' = N \lambda_k / \cos \langle \varphi' \rangle \quad (5)$$

и линейная длина спектральной полоски

$$l_k = f_2 N \lambda_k / \cos \langle \varphi' \rangle \quad (6)$$

где f_2 – фокусное расстояние камеры спектрометра. На этой спектральной полоске обратная дисперсия

$$D_k = \delta \lambda_k / l_k = \text{Cos} < \varphi' > / N k f_2, \quad (7)$$

спектральное разрешение, определяемое размером входной диафрагмы

$$\Delta \lambda_k = b \text{Cos} < \varphi' > / N k f_1 = b' \text{Cos} < \varphi' > / N k f_2 \quad (8)$$

где f_1 – фокусное расстояние коллиматора спектрометра, b – ширина входной диафрагмы, $b' = b f_2 / f_1$ – ширина изображения входной диафрагмы; при этом разрешающая способность спектрометра

$$R = \lambda_k / \Delta \lambda_k = l_k k / b' \quad (9)$$

Дополним эти соотношения известными свойствами вогнутых дифракционных решеток, которые используются в качестве камер спектрометров.

Как известно, при установке вогнутой решетки в параллельном пучке – в схеме Вадсворта – f_2 составляет половину радиуса кривизны решетки

$$R_g = 2 f_2 \quad (10)$$

и минимум aberrаций при этом имеет место для дифракции в направлении нормали к решетке:

$$\varphi'_g = 0 \quad (11)$$

Далее, плотность штрихов вогнутой решетки N_g определяется необходимостью разведения на минимально допустимое расстояние h соседних спектральных полосок двух самых коротковолновых перекрывающихся участков эшелльного спектра: поскольку дифракция на решетке растет с длиной волны, то разведя на необходимое расстояние перекрывающиеся участки вблизи λ_{min} , соответствующие порядкам k_{max} и $k_{max} - 1$, автоматически получим еще большие расстояния между всеми остальными парами соседних спектральных полосок. (Здесь через λ_{min} обозначена средняя длина волны спектральной полоски с k_{max} и далее через λ_{max} будет обозначаться средняя длина волны на полоске с k_{min} .) Эти соображения приводят к отношению:

$$N_g = k_{max} h / k_g f_2 \lambda_{min} \quad (12)$$

где k_g – используемый порядок дифракции вогнутой решетки.

Наконец, на оптические параметры элементов спектрометра накладываются определенные ограничения размеры доступных светоприемников. Согласно (6), максимальная длина спектральной полоски эшелльного спектра

$$L = f_2 N \lambda_{max} / \text{Cos} < \varphi' > \quad (13)$$

Записывая для вогнутой решетки выражение, аналогичное (6), но в которое в качестве перекрываемого спектрального диапазона вместо λ_k / k войдет $\lambda_{max} - \lambda_{min}$ и с учетом $< \varphi' > = 0$, получим следующую формулу для полной высоты эшеллограммы:

$$H = f_2 N_g k_g (\lambda_{max} - \lambda_{min}) \quad (14)$$

Итак, первый этап расчета эшелльного спектрометра состоит в предварительной оценке 13 существенных параметров его оптической схемы – f_1 , N , k_{max} , φ , γ , $< \varphi' >$, f_2 , R_g , N_g , k_g , φ_g , γ_g и φ'_g , при которых можно получить эшеллограммы в диапазоне длин волн от λ_{min} до λ_{max} с заданной разрешающей способностью R , минимальным разделением спектральных полосок h и укладываемые на площадке $L' \cdot H'$, где L' и H' – соответствующие размеры рабочей поверхности светоприемника.

Если иметь в виду эшелльный спектрометр для космических исследований, то параметры f_1 и f_2 определяются габаритами приборного отсека. Остальные 11 параметров, согласно приведенным выше формулам, должны удовлетворять системе соотношений:

$$\begin{aligned}
2 \operatorname{Sin} \gamma \operatorname{Cos}(\gamma - \langle \varphi' \rangle) &= N k_{\max} \lambda_{\min} \\
\varphi &= 2\gamma - \langle \varphi' \rangle \\
2 \operatorname{Sin} \gamma_g \operatorname{Cos} \gamma_g &= N_g k_g (\lambda_{\min} + \lambda_{\max})/2 \\
\langle \varphi'_g \rangle &= 0 \\
\langle \varphi_g \rangle &= 2\gamma_g \\
R &= f_1 N k_{\max} \lambda_{\min} / b \operatorname{Cos} \langle \varphi' \rangle \\
h &= N_g k_g f_2 \lambda_{\min} / k_{\max} \\
L' > L &= f_2 N \lambda_{\max} / \operatorname{Cos} \langle \varphi' \rangle \\
H' > H &= f_2 N_g k_g (\lambda_{\max} - \lambda_{\min}) \\
R_g &= 2f_2
\end{aligned} \tag{15}$$

где $\langle \varphi' \rangle$, $\langle \varphi_g \rangle$ и $\langle \varphi'_g \rangle$ – углы для средних длин волн соответствующих спектральных интервалов и величина b определяется свойствами оптики питающего спектрометр телескопа. Поскольку N_g и k_g входят в систему лишь в виде произведения, то число искомых параметров понижается до 10, и при заданных значениях величин λ_{\min} , λ_{\max} , f_1 , f_2 , b , R , h , L' и H' для определения этих 10 параметров система (15) содержит 8 уравнений и 2 неравенства. Для практического применения эти соотношения целесообразно несколько преобразовать и сгруппировать в 3 последовательно рассматриваемые подсистемы:

два неравенства

$$\begin{aligned}
b R f_2 \lambda_{\max} / L' f_1 \lambda_{\min} < k_{\max} < H' \lambda_{\min} / h (\lambda_{\max} - \lambda_{\min}) \\
b R \lambda_{\max} h / L' f_1 (\lambda_{\min})^2 < N_g k_g < H' / f_2 (\lambda_{\max} - \lambda_{\min})
\end{aligned} \tag{16.1}$$

которым должны удовлетворять искомые значения параметров;
четыре уравнения с шестью неизвестными параметрами

$$\begin{aligned}
\operatorname{Sin} \gamma \operatorname{Cos}(\gamma - \langle \varphi' \rangle) &= N k_{\max} \lambda_{\min} / 2 \\
\operatorname{Cos} \langle \varphi' \rangle &= N k_{\max} \lambda_{\min} f_1 / b R \\
\operatorname{Sin} \gamma_g \operatorname{Cos} \gamma_g &= N_g k_g (\lambda_{\min} + \lambda_{\max}) / 4 \\
k_{\max} &= N_g k_g f_2 \lambda_{\min} / h
\end{aligned} \tag{16.2}$$

для решения которых значения двух параметров должны быть заданы, исходя из некоторых независимых соображений; такими независимыми соображениями могут быть существующие стандарты плотности штрихов и величин углов блеска дифракционных решеток, а также полученные выше ограничения на k_{\max} и $N_g k_g$;

и четыре формулы, определяющие оставшиеся параметры по уже известным величинам

$$\begin{aligned}
\varphi &= 2\gamma - \langle \varphi' \rangle \\
\langle \varphi_g \rangle &= 2\gamma_g \\
\langle \varphi'_g \rangle &= 0 \\
R_g &= 2f_2
\end{aligned} \tag{16.3}$$

Очевидно, что конкретный алгоритм решения (16.2) может зависеть от того, какие именно параметры оцениваются из независимых соображений. Следует также отметить, что интервал значений одного из задаваемых параметров, содержащий такие его значения, которые дают решение системы (16.2), может зависеть от того, какой именно второй задаваемый параметр. Наконец, поскольку число степеней свободы рассматриваемой системы только 2, а два диспергирующих элемента обсуждаемых спектрометров характеризуются 4 независимыми параметрами – плотностями штрихов и углами блеска эшелле и вогнутой решетки – то отбором таких оптических элементов из выпускаемых стандартных изделий далеко не всегда можно реализовать рассчитанную оптимальную схему прибора. Однако, возможности такого отбора или индивидуального заказа в каждом случае должны обсуждаться отдельно, и в последующих расчетах предполагается, что эти существенные параметры эшелле и вогнутых решеток могут принимать любые значения.

1.2 Спектрометр высокого разрешения для диапазона длин волн 1100 – 1900 Å

С учетом изложенных выше соображений, оценим возможные параметры оптической схемы спектрометра высокого разрешения для среднего ультрафиолета для космического телескопа Т-170 разрабатываемого проекта СПЕКТР-УФ (Гершберг 1992).

Принимая во внимание габариты приборного отсека создаваемого космического аппарата, в качестве исходных величин, определяющих оптические параметры спектрометра, примем

$$\lambda_{min} = 1100\text{Å}, \quad \lambda_{max} = 1900\text{Å}, \quad f_1 = 800\text{мм}, \quad f_2 = 750\text{мм}, \quad (17)$$

$$b = 0.082\text{мм}, \quad R = 36000, \quad h = 0,45\text{мм}, \quad L' = 40\text{мм}, \quad H' = 60\text{мм}$$

(Указанная ширина входной диафрагмы при фокусе телескопа 17м соответствует 1 угловой секунде, а высокочувствительные и малозумящие детекторы с рабочей поверхностью $40 \times 60 \text{ мм}^2$ будут, по-видимому, доступны через несколько лет для космических исследований.) Тогда из (16.1) следует

$$119 < k_{max} < 183 \quad \text{и} \quad 652 < N_g k_g < 1000$$

Примем в качестве задаваемых параметров схемы плотности штрихов эшелле и вогнутой решетки:

$$N = 100\text{мм}^{-1} \quad \text{и} \quad N_g k_g = 900\text{мм}^{-1} \quad (18)$$

Тогда из (16.2) и (16.3) получаем

$$k_{max} = 165, \quad \varphi = 70^\circ 9, \quad \gamma = 65^\circ 7, \quad < \varphi' > = 60^\circ 5, \quad (19)$$

$$< \varphi_g > = 7^\circ 8, \quad \gamma_g = 3^\circ 9, \quad < \varphi'_g > = 0, \quad R_g = 1500\text{мм}$$

После нахождения перечисленных параметров нетрудно определить необходимые размеры заштрихованных поверхностей эшелле и вогнутой решетки.

Пучок света, формируемый питающим спектрометр телескопом, будет иметь светосилу $F/10$, и на расстоянии $f_1 = 800\text{мм}$ его диаметр составляет 80мм. Поскольку коллиматорное зеркало – внеосевой параболаид – наклонено к оси телескопа на $7^\circ 5$, то диаметр этого зеркала и, следовательно, длина штрихов эшелле должна быть не менее 81мм. Тогда размер заштрихованной площади эшелле поперек штрихов должен составлять не менее $81\text{мм} \times \text{Sec } \varphi = 248\text{мм}$. Далее, идущий от эшелле монохроматический эллиптический пучок должен иметь оси 81мм и $248\text{мм} \times \text{Cos } < \varphi' > = 122\text{мм}$. Но, согласно (5), $\Delta \varphi'_{max} = N \lambda_{max} / \text{Cos } < \varphi' > = 2^\circ 2$, и если вогнутая решетка расположена на уровне коллиматорного зеркала, то расширение за счет дифракции идущего от эшелле пучка составит около 29мм, и в спектрометре необходима вогнутая решетка с заштрихованной поверхностью не менее $81 \times 151 \text{ мм}^2$. Наконец, в рассчитанной схеме расстояния между центром коллиматорного зеркала и центром вогнутой решетки $f_1 \text{Sin } (\varphi - < \varphi' >) = 144\text{мм}$ и между центром эшелле и центром эшеллограммы $f_2 \text{Sin } (< \varphi_g > - < \varphi'_g >) = 102\text{мм}$ достаточно велики и позволяют избежать виньетирования оптических элементов друг другом.

Таблица 1 дает представление об ожидаемых характеристиках эшеллограммы, которую должна построить оптическая система с параметрами, перечисленными в (17), (18) и (19). Такая эшеллограмма будет состоять из 70 спектральных полосок, перекрывающих диапазон длин волн от 1096.7 Å до 1900.5 Å, и уместающаяся на площади $29 \times 54 \text{ мм}^2$.

Таблица 1.

k	λ_k (Å)	$\delta \lambda_k$ (Å)	l_k (мм)	h_k (мм)	D_k (Å/мм)
165	1100.0	6.7	16.8	0.45	0.40
155	1171.0	7.6	17.8	0.51	0.42
145	1251.7	8.6	19.1	0.58	0.45
135	1344.4	10.0	20.5	0.67	0.49
125	1452.0	11.6	22.1	0.78	0.53
115	1578.3	13.7	24.0	0.93	0.57
105	1728.6	16.5	26.3	1.11	0.63
96	1890.6	19.7	28.8	1.33	0.68

1.3 Эшелльный спектрометр с максимально достижимым спектральным разрешением

В проведенных выше расчетах спектральное разрешение R рассматривалось как заданный параметр схемы. Однако, из (16.1) следует, что он не может быть сколь угодно велик. Очевидно, что максимально допустимая величина R реализуется при равенстве правых и левых частей этих неравенств; в этом случае имеет место отношение

$$R_{max} = H' L' f_1 (\lambda_{min})^2 / b f_2 h \lambda_{max} (\lambda_{max} - \lambda_{min}) \quad (20)$$

Очевидно также, что при этом интервалы допустимых значений параметров k_{max} и $N_g k_g$ стягиваются в точки:

$$k_{max} = H' \lambda_{min} / h (\lambda_{max} - \lambda_{min}) \quad (21)$$

$$N_g k_g = H' / f_2 (\lambda_{max} - \lambda_{min}) \quad (22)$$

Таким образом, для расчета эшелльного спектрометра с максимальным разрешением необходимо вместо неравенств (16.1) использовать соотношения (20) – (22) и первые три соотношения (16.2) рассматривать как систему уравнений с 4 неизвестными. Для принятого выше значения $N = 100 \text{ мм}^{-1}$ (18) и найденной величины R_{max} эта система не имеет решения. Но если взять $N = 90 \text{ мм}^{-1}$, то для исходных данных (17) – естественно, без условия $R = 36000$ – получим следующие параметры схемы спектрометра:

$$\begin{aligned} R_{max} &= 55200, \quad k_{max} = 183, \quad N_g k_g = 1000 \text{ мм}^{-1}, \\ \varphi &= 59^\circ 8, \quad \gamma = 65^\circ 6, \quad \langle \varphi' \rangle = 71^\circ 3, \\ \langle \varphi_g \rangle &= 8^\circ 6, \quad \gamma_g = 4^\circ 3, \quad \langle \varphi'_g \rangle = 0, \quad R_g = 1500 \text{ мм}^{-1} \end{aligned} \quad (23)$$

Таким образом, можно достичь весьма заметного – в полтора раза – повышения разрешающей силы прибора. Далее, в этой схеме размеры заштрихованной поверхности эшелле и вогнутой решетки заметно меньше, чем в предыдущем случае: 81×161 и $81 \times 94 \text{ мм}^2$ вместо 81×248 и $81 \times 151 \text{ мм}^2$. И здесь также нет виньетирования оптических элементов друг другом, так как углы между падающими на эшелле и решетку пучками и соответствующими отраженными пучками в этом случае несколько больше, чем в предыдущем. Однако, при условии $\varphi' > \gamma$, которое реализуется в этой схеме, отраженные от рабочих граней штрихов эшелле пучки частично виньетируются нерабочими гранями штрихов. Нетрудно убедиться, что при прямоугольном штрихе потери света на таком виньетировании составляют в среднем $100 \text{ tg}(\langle \varphi' \rangle - \gamma) \text{ tg} \gamma \%$; в частности, для параметров (23) это составляет 22 %.

Ожидаемые характеристики эшеллограммы, которые будет строить спектрометр с параметрами (23), приведены в Таблице 2. Такая эшеллограмма будет состоять из 78 спектральных полосок, перекрывающих диапазон длин волн от 1097.0 \AA до 1908.0 \AA и уместающаяся на площади $40 \times 60 \text{ мм}^2$.

Таблица 2.

k	λ_k (Å)	$\delta \lambda_k$ (Å)	l_k (мм)	h_k (мм)	D_k (Å/мм)
183	1100.0	6.0	23.2	0.45	0.26
173	1163.6	6.7	24.5	0.50	0.27
163	1235.0	7.6	26.0	0.57	0.29
153	1315.7	8.6	27.7	0.64	0.31
143	1407.7	9.8	29.7	0.74	0.33
133	1513.5	11.4	31.9	0.85	0.36
123	1636.6	13.3	34.5	1.00	0.39
113	1781.4	15.8	37.6	1.18	0.42
106	1899.1	17.9	40.0	1.34	0.45

1.4 Об автоколлимационной схеме эшелльного спектрометра

Как известно, в автоколлимационной схеме эффективность эшелле максимальна. Конструктивная трудность использования такой схемы связана с необходимостью пространственно развести коллиматор и второй диспергирующий элемент. Эту трудность можно преодолеть с помощью небольшого поворота эшелле вокруг оси, лежащей в ее плоскости и перпендикулярно штрихам. Такой поворот на несколько градусов сместит идущие от эшелле дифрагированные пучки с коллиматора на вогнутую решетку, практически не меняя внутреннюю структуру таких пучков. При этом потребуются лишь увеличение длины штрихов эшелле на доли мм. Поэтому параметры автоколлимационной

схемы эшелльного спектрометра могут быть определены с помощью системы соотношений (16), к которой добавлено условие автоколлимации:

$$\varphi - \gamma = \gamma - \langle \varphi' \rangle = 0 \quad (24)$$

При этом условии из двух первых соотношений (16.2) можно получить явные выражения для параметров γ и N , и полная система соотношений для определения параметров автоколлимационной схемы эшелльного спектрометра с максимальным спектральным разрешением принимает вид:

$$\begin{aligned} R_{max} &= H' L' f_1 (\lambda_{min})^2 / b f_2 h \lambda_{max} (\lambda_{max} - \lambda_{min}) \\ k_{max} &= H' \lambda_{min} / h (\lambda_{max} - \lambda_{min}) \\ N_g k_g &= H' / f_2 (\lambda_{max} - \lambda_{min}) \\ tg \gamma &= b R_{max} / 2 f_1 \\ \varphi &= \gamma = \langle \varphi' \rangle \\ N &= 2 \sin \gamma / k_{max} \lambda_{min} \\ \sin \gamma_g \cos \gamma_g &= N_g k_g (\lambda_{min} + \lambda_{max}) / 4 \\ \langle \varphi_g \rangle &= 2 \gamma_g \\ \langle \varphi_g \rangle &= 0 \\ R_g &= 2 f_2 \end{aligned} \quad (25)$$

Для исходных данных (17) – конечно, без условия $R = 36000$ – система (25) дает следующие параметры схемы спектрометра:

$$\begin{aligned} R_{max} &= 55200, \quad k_{max} = 183, \quad N_g k_g = 1000 \text{мм}^{-1}, \quad N = 94 \text{мм}^{-1}, \\ \varphi &= \gamma = \langle \varphi' \rangle = 70^\circ 5, \\ \langle \varphi_g \rangle &= 8^\circ 6, \quad \gamma_g = 4^\circ 3, \quad \langle \varphi'_g \rangle = 0, \quad R_g = 1500 \text{мм} \end{aligned} \quad (26)$$

Для таких параметров схемы спектрометра ожидаемые характеристики эшеллограммы будут отличаться от тех, что приведены в Таблице 2, лишь за счет разных значений $\langle \varphi' \rangle$ в (23) и (26): величины l_k в автоколлимационной схеме будут на 4% меньше, а обратные дисперсии D_k – на 4% больше, чем соответствующие величины в Таблице 2. Очевидно, что в автоколлимационной схеме имеет место только дифференциальное виньетирование на нерабочих гранях штрихов эшелле и только одной половины эшеллограммы. На краю эшеллограммы оно достигает $100 tg(\Delta \varphi'_{max}/2) tg \gamma \%$; для параметров (26) эти потери не превышают 8%.

1.5 Спектрометр высокого разрешения для диапазона длин волн 1900 – 3400 Å

Следуя изложенной выше последовательности, рассмотрим схемы спектрометров для ближнего ультрафиолетового диапазона. Для схемы с заданным спектральным разрешением в качестве исходных величин примем

$$\begin{aligned} \lambda_{min} &= 1900 \text{Å}, \quad \lambda_{max} = 3400 \text{Å}, \quad f_1 = 800 \text{мм}, \quad f_2 = 750 \text{мм}, \\ b &= 0.082 \text{мм}, \quad R = 36000, \quad h = 0.45 \text{мм}, \quad L' = 40 \text{мм}, \quad H' = 60 \text{мм} \end{aligned} \quad (27)$$

Тогда из (16.1) следует

$$124 < k_{max} < 169 \quad \text{и} \quad 391 < N_g k_g < 533$$

Если принять

$$N = 60 \text{мм}^{-1} \quad \text{и} \quad N_g k_g = 500 \text{мм}^{-1} \quad (28)$$

то из (16.2) и (16.3) получаем

$$k_{max} = 158, \quad \varphi = 68^\circ 2, \quad \gamma = 64^\circ 5, \quad \langle \varphi' \rangle = 60^\circ 8, \quad (29)$$

$$\langle \varphi_g \rangle = 7^\circ 6, \quad \gamma_g = 3^\circ 8, \quad \langle \varphi' \rangle = 0$$

Повторяя рассуждения, приведенные выше, находим, что для такого спектрометра необходима эшелле с заштрихованной поверхностью не менее 81×218 мм. От эшелле будет отражаться эллиптический в сечении пучок с осями 81 и 112 мм. Диапазон углов дифракции в рассматриваемой схеме $\Delta \varphi_{max} = 2^\circ 4$, и если решетка находится на уровне коллиматора, то расширение за счет дифракции идущего от эшелле пучка составит около 33 мм, и в спектрометре необходима вогнутая решетка с заштрихованной поверхностью не менее 81×145 мм².

Таблица 3 дает представление об ожидаемых характеристиках эшеллограммы, которую должна построить оптическая схема с параметрами (27), (28) и (29).

Таким образом, на эшеллограмме рассматриваемого спектрометра диапазон длин волн от 1894.0 Å до 3430.7 Å будет перекрыт 71 спектральной полоской, которые уместятся на площади 32×57 мм².

Таблица 3.

k	λ_k (Å)	$\delta \lambda_k$ (Å)	l_k (мм)	h_k (мм)	D_k (Å/мм)
158	1900.0	12.0	17.5	0.45	0.69
148	2028.4	13.7	18.7	0.51	0.73
138	2175.4	15.8	20.1	0.59	0.79
128	2345.3	18.3	21.6	0.69	0.85
118	2544.1	21.6	23.5	0.81	0.92
108	2779.6	25.7	25.6	0.96	1.00
98	3063.3	31.3	28.3	1.17	1.11
88	3411.4	38.8	31.5	1.45	1.23

Для эшелльного спектрометра близкого ультрафиолетового диапазона длин волн и максимального спектрального разрешения параметры оптической схемы можно найти также, как это было сделано в 1.3 для более далекого ультрафиолета. Здесь тоже необходимо несколько понизить величину N, поскольку при $N = 60$ мм⁻¹ и R_{max} система (16.2) не имеет решения. Принимая $N = 55$ мм⁻¹, получаем для исходных данных (27) - из которых, естественно, исключено условие $R = 36000$ - следующие величины:

$$R_{max} = 49100, \quad k_{max} = 169, \quad N_g k_g = 533 \text{ мм}^{-1},$$

$$\varphi = 56^\circ 1, \quad \gamma = 62^\circ 8, \quad \langle \varphi' \rangle = 69^\circ 5, \quad (30)$$

$$\langle \varphi_g \rangle = 8^\circ 1, \quad \gamma_g = 4^\circ 1, \quad \langle \varphi'_g \rangle = 0, \quad R_g = 1500 \text{ мм}$$

Следовательно, в этом случае достигается повышение исходного спектрального разрешения более, чем на треть. Далее, здесь также необходимы меньшие размеры заштрихованных поверхностей эшелле и вогнутой решетки: 81×145 мм² и 81×84 мм² соответственно. Средние потери света за счет виньетирования отраженных от эшелле пучков на нерабочих гранях ее штрихов для схемы (30) составляют 23 %.

Характеристики эшеллограммы, которую будет строить спектрометр с параметрами (30), приведены в Таблице 4.

Следовательно, такая эшеллограмма будет состоять из 76 спектральных полосок, перекрывающих диапазон длин волн от 1894.4 Å до 3434.1 Å, и уместяющаяся на площади 40×60 мм².

Таблица 4.

k	λ_k (Å)	$\delta \lambda_k$ (Å)	l_k (мм)	h_k (мм)	D_k (Å/мм)
169	1900.0	11.2	22.3	0.45	0.50
159	2019.5	12.7	23.7	0.51	0.53
149	2155.0	14.5	25.3	0.58	0.57
139	2310.1	16.6	27.2	0.66	0.61
129	2489.1	19.3	29.3	0.77	0.66
119	2698.3	22.7	31.7	0.91	0.71
109	2945.9	27.0	34.6	1.08	0.78
99	3243.4	32.8	38.1	1.31	0.86
94	3416.0	36.3	40.2	1.45	0.90

Наконец, автоколлимационная схема для рассматриваемого диапазона длин волн, согласно 1.4, должна иметь следующие параметры:

$$R_{max} = 49100, \quad k_{max} = 169, \quad N_g k_g = 533 \text{ мм}^{-1}, \quad N = 58 \text{ мм}^{-1},$$

$$\varphi = \gamma = \langle \varphi' \rangle = 68^\circ 3, \quad (31)$$

$$\langle \varphi_g \rangle = 8^\circ 1, \quad \gamma_g = 4^\circ 1, \quad \langle \varphi'_g \rangle = 0, \quad R_g = 1500 \text{ мм}$$

Для таких параметров характеристики эшеллограммы будут отличаться от тех, что приведены в Таблице 4, лишь за счет разных значений $\langle \varphi' \rangle$ в (30) и (31): величины l_k в автоколлимационной схеме будут на 5% меньше, а обратные дисперсии D_k – на 5% больше, чем соответствующие величины в Таблице 4. Здесь дифференциальное виньетирование на нерабочих гранях штрихов не превышает 7%.

1.6 Спектрометры высокого разрешения с исправленной комой камеры Вадсворта

Во всех приведенных выше расчетах минимальное расстояние между соседними спектральными полосками эшеллограммы было принято равным 0.45 мм. Такая величина h была выбрана для того, чтобы исключить взаимные фотометрические искажения соседних полосок. Как показали оценки, сферическая вогнутая решетка с полученными выше параметрами – радиусом кривизны, светосилой пучков и их наклоном к нормали решетки – в схеме Вадсворта должна давать заметную кому: в рассмотренных схемах большая ось пятна комы должна быть ориентирована поперек спектральных полосок и величина $3\rho_{II}$ может достигать 0.3 – 0.4 мм. Однако, существуют способы заметного уменьшения aberrаций с помощью асферизации вогнутой решетки (Пейсахсон 1975). Применение одного из таких способов даст возможность существенно повысить допустимую плотность спектральных полосок на эшеллограмме. Такая более плотная упаковка эшелльных спектров делает целесообразным переход от разрабатываемых детекторов с рабочей поверхностью 40×60 мм к уже опробованному в космических условиях детекторам с рабочей поверхностью 30×40 мм².

Ограничимся рассмотрением автоколлимационных схем спектрометров для среднего и ближнего ультрафиолета с максимально достижимой разрешающей силой.

Для такого спектрометра среднего ультрафиолета вместо (17) теперь имеем следующие исходные данные:

$$\begin{aligned} \lambda_{min} = 1100\text{Å}, \quad \lambda_{max} = 1900\text{Å}, \quad f_1 = 800\text{мм}, \quad f_2 = 750\text{мм}, \\ b = 0.082\text{мм}, \quad h = 0.25\text{мм}, \quad L' = 30 \text{ мм и } H' = 40\text{мм} \end{aligned} \quad (32)$$

Этим данным соответствуют следующие параметры схемы спектрометра:

$$\begin{aligned} R_{max} = 49700, \quad k_{max} = 220, \quad N_g k_g = 667\text{мм}^{-1}, \quad N = 77\text{мм}^{-1}, \\ \varphi = \gamma = \langle \varphi' \rangle = 68^\circ 6, \\ \langle \varphi_g \rangle = 5^\circ 7, \quad \gamma = 2^\circ 9, \quad \langle \varphi'_g \rangle = 0, \quad R_g = 1500\text{мм} \end{aligned} \quad (33)$$

Характеристики эшеллограммы, которая будет построена спектрометром с такой схемой, приведены в Таблице 5.

Для спектрометра ближнего ультрафиолета и повышенной плотности полосок на эшеллограмме вместо (27) имеем

$$\begin{aligned} \lambda_{min} = 1900\text{Å}, \quad \lambda_{max} = 3400\text{Å}, \quad f_1 = 800\text{мм}, \quad f_2 = 750\text{мм}, \\ b = 0.082\text{мм}, \quad h = 0.25\text{мм}, \quad L' = 30 \text{ мм и } H' = 40\text{мм} \end{aligned} \quad (34)$$

Этим исходным данным соответствуют следующие параметры схемы спектрометра:

$$\begin{aligned} R_{max} = 44200, \quad k_{max} = 203, \quad N_g k_g = 356\text{мм}^{-1}, \quad N = 47\text{мм}^{-1}, \\ \varphi = \gamma = \langle \varphi' \rangle = 66^\circ 2, \\ \langle \varphi_g \rangle = 5^\circ 4, \quad \gamma = 2^\circ 7, \quad \langle \varphi'_g \rangle = 0, \quad R_g = 1500\text{мм} \end{aligned} \quad (35)$$

Спектрометр с такими параметрами будет строить эшеллограмму с характеристиками, приведенными в Таблице 6.

Таблица 5.

k	λ_k (Å)	$\delta \lambda_k$ (Å)	l_k (мм)	h_k (мм)	D_k (Å/мм)
220	1100.0	5.0	17.4	0.25	0.29
210	1152.4	5.5	18.2	0.27	0.30
200	1210.0	6.0	19.1	0.30	0.32
190	1273.7	6.7	20.1	0.34	0.33
180	1344.4	7.5	21.2	0.37	0.35
170	1423.5	8.4	22.5	0.42	0.37
160	1512.5	9.5	23.9	0.47	0.40
150	1613.3	10.8	25.5	0.54	0.42
140	1728.6	12.3	27.3	0.62	0.45
130	1861.5	14.3	29.4	0.72	0.49
127	1905.5	15.0	30.1	0.75	0.50

Таблица 6.

K	λ_k (Å)	$\delta \lambda_k$ (Å)	l_k (мм)	h_k (мм)	D_k (Å/мм)
203	1900.0	9.4	16.6	0.25	0.56
193	1998.4	10.4	17.4	0.28	0.59
183	2107.7	11.5	18.4	0.31	0.63
173	2229.5	12.9	19.5	0.34	0.66
163	2366.3	14.5	20.7	0.39	0.70
153	2520.9	16.5	22.0	0.44	0.75
143	2697.2	18.9	23.5	0.50	0.80
133	2900.0	21.8	25.3	0.58	0.86
123	3135.8	25.5	27.4	0.68	0.93
113	3413.3	30.2	29.8	0.81	1.01

Сравнение этих результатов с предыдущими показывает, что в спектрометрах с более плотной укладкой спектральных полосок и с меньшим размером светоприемника максимально достижимое спектральное разрешение примерно на 10% ниже, эшелле с несколько меньшей плотностью штрихов должна работать в более высоких порядках и необходима вогнутая решетка с меньшей плотностью штрихов и меньшим углом блеска; при этом общее число спектральных полосок, перекрывающих заданный диапазон длин волн, возрастает до 94 в спектрометре среднего ультрафиолета и до 91 – в спектрометре близкого ультрафиолета.

В заключение этой части статьи следует заметить, что при отсутствии диспергирующих элементов с необходимыми плотностью штрихов и углами блеска, соответствующими расчету, уравнения (25) позволяет найти небольшие изменения величин f_1 и f_2 , которые могут еще удовлетворять габаритным ограничениям на прибор, но в то же время в той или иной степени приблизить схему спектрометра к оптимальной с доступными диспергирующими элементами.

2 К расчету спектрометра с вогнутой решеткой в схеме Роуланда

Спектрометр с вогнутой дифракционной решеткой имеет единственную оптическую деталь – вогнутую решетку. Благодаря этому обстоятельству потери света в спектрометрах этого типа минимальны, что делает их весьма подходящими при исследованиях слабых источников излучения, в частности, в космических исследованиях.

Как известно, в схеме Роуланда входная диафрагма, вершина вогнутой дифракционной решетки и спектр, построенный решеткой, находятся в плоскости, перпендикулярной штрихам решетки, и на окружности, диаметр которой равен радиусу кривизны решетки R_g . Основные свойства такого спектрометра могут быть получены из анализа уравнения дифракционной решетки (1).

В случае вогнутой решетки это уравнение описывает ход осевого луча конического пучка лучей из точечной диафрагмы в центр решетки и даваемый этим лучом ниточный спектр на круге Роуланда: каждой точке круга соответствует определенная длина волны в спектре. Если же диафрагма не точечная, а имеет конечную ширину, то в центр решетки падает веер лучей, который в каждой точке круга Роуланда дает суперпозицию лучей, соответствующих некоторому диапазону длин волн $\Delta\lambda$, что и определяет спектральное разрешение прибора. Дифференцируя исходное соотношение (1) по φ при постоянном φ' , получаем

$$\cos\varphi\Delta\varphi = Nk\Delta\lambda \quad (36)$$

Комбинируя это соотношение с (1) и вводя, аналогично (9), величину спектрального разрешения

$$R = \lambda/\Delta\lambda \quad (37)$$

получаем

$$(\sin\varphi + \sin\varphi')/\cos\varphi = R\Delta\varphi \quad (38)$$

Поскольку угол раствора веера

$$\Delta\varphi = b/R_g \cos\varphi, \quad (39)$$

где b – ширина входной диафрагмы и $R_g \cos\varphi$ – расстояние от диафрагмы до центра решетки, то, комбинируя (38) и (39), получаем

$$\sin\varphi + \sin\varphi' = bR/R_g \quad (40)$$

2.1 Спектрометры с вогнутыми дифракционными решетками и минимизированным астигматизмом

Для схемы с минимизированным астигматизмом, где отраженный луч со средней длиной волны идет вдоль нормали к решетке, то есть, $\langle \varphi' \rangle = 0$, из (40) следует

$$\sin\varphi = bR/R_g \quad (41)$$

Таким образом, заданный радиус круга Роуанда, ширина входной диафрагмы и необходимое спектральное разрешение однозначно определяют установку решетки относительно идущего в спектрометр пучка света для условия минимального астигматизма.

Далее, если записать уравнение (1) для средней длины волны рассматриваемого интервала $(\lambda_{\max} + \lambda_{\min})/2$, которая соответствует углу дифракции $\langle \varphi' \rangle = 0$, то получим соотношение для необходимых параметров решетки:

$$Nk = 2\sin\varphi/(\lambda_{\max} + \lambda_{\min}) \quad (42)$$

Если теперь записать уравнение (1) для максимальной длины волны λ_{\max} , соответствующей максимальному углу дифракции φ'_{\max} , то с учетом (42) получим соотношение для определения этого угла

$$\varphi'_{\max} = \arcsin[(\lambda_{\max} - \lambda_{\min})\sin\varphi/(\lambda_{\max} + \lambda_{\min})] \quad (43)$$

Тогда линейная протяженность спектра определится как

$$l = 2R_g \varphi'_{\max} \quad (44)$$

Наконец, астигматическую разность рассматриваемой схемы можно оценить с помощью общих соотношений для отражения от сферической поверхности с радиусом кривизны R_g (Прокофьев 1992):

$$\begin{aligned} \cos^2\varphi/d + \cos^2\varphi'/d_m &= (\cos\varphi + \cos\varphi')/R_g \\ 1/d + 1/d_s &= (\cos\varphi + \cos\varphi')/R_g \end{aligned} \quad (45)$$

где d – расстояние от точечного источника до отражающей поверхности, d_m – фокусное расстояние для лучей меридионального сечения и d_s – фокусное расстояние для лучей сагиттального сечения. При $d = f_1 = R_g \cos\varphi$ из (45) нетрудно получить выражения для величин $d_{s,m}$:

$$d_m = R_g \cos\varphi' \quad \text{и} \quad d_s = R_g \cos\varphi/(\cos\varphi \cos\varphi' - \sin^2\varphi) \quad (46)$$

и для астигматической разности $\Delta = d_s - d_m$:

$$\Delta = R_g (\cos\varphi \sin^2\varphi' + \cos\varphi' \sin^2\varphi)/(\cos\varphi \cos\varphi' - \sin^2\varphi) \quad (47)$$

Итак, обозначая через $\delta\varphi'$ полную угловую протяженность спектра и через s – расстояние от входной диафрагмы до середины спектра, получаем систему соотношений

$$\begin{aligned}
 \sin\varphi &= bR/R_g \\
 Nk &= 2\sin\varphi/(\lambda_{max} + \lambda_{min}) \\
 \varphi'_{max} &= \arcsin[(\lambda_{max} - \lambda_{min}) \sin\varphi/(\lambda_{max} + \lambda_{min})] \\
 \delta\varphi' &= 2\varphi'_{max} \\
 l &= R_g \delta\varphi' \\
 \Delta &= R_g (\cos\varphi \sin^2 \varphi' + \cos\varphi' \sin^2 \varphi) / (\cos\varphi \cos\varphi' - \sin^2 \varphi) \\
 s &= R_g \sin\varphi
 \end{aligned}
 \tag{48}$$

которая дает возможность рассчитать основные параметры схемы с вогнутой решеткой на круге Роуланда с минимальным астигматизмом.

Результаты расчетов ряда схем по (48) для $b = 0.082$ мм, широкого ультрафиолетового диапазона длин волн от $\lambda_{max} = 3400$ Å до $\lambda_{min} = 1200$ Å и спектральных разрешений $R = 2000, 500$ и 100 приведены в таблицах 7, 8 и 9 соответственно; эти разрешения соответствуют ширинам инструментального контура в шкале скоростей 150, 600 и 3000 км/с.

Таблица 7. Спектральное разрешение $R = 2000$

R_g (мм)	φ	Nk (мм ⁻¹)	$\delta\varphi'$	$\Delta(\varphi'_{max})$ (мм)	$\Delta^2_{tor} < \Delta^2_{tor} >_{min}^{1/2}$ (мм)	при φ'_{stig}
900	10°50	792	10°0	39	2.5	±2°68
800	11°83	891	11°3	44	2.8	±3°02
700	13°55	1019	12°9	51	3.3	±3°46
600	15°86	1188	15°0	62	3.7	±4°04
500	19°15	1426	18°1	78	4.6	±4°87
400	24°20	1782	22°6	110	5.8	±6°13

$l = 157$ мм и $s = 164$ мм

В расчетах рассмотрен диапазон величин R_g , который не противоречит габаритным ограничениям приборного отсека телескопа Т-170.

Для оценки влияния астигматизма на разрешение спектрометра приведенную в таблицах максимальную продольную астигматическую разность $\Delta(\varphi'_{max})$ следует умножить на светосилу пучка. Для пучка, выходящего из телескопа Т-170, имеем $F/10$, так что поперечная астигматическая разность на множитель $10 \times (f_2/f_1) = 10 \sec\varphi$, то есть, по крайней мере на порядок величины, меньше соответствующих величин $\Delta(\varphi'_{max})$.

Таблица 8. Спектральное разрешение $R = 500$

R_g (мм)	φ	Nk (мм ⁻¹)	$\delta\varphi'$	$\Delta(\varphi'_{max})$ (мм)	$\Delta^2_{tor} < \Delta^2_{tor} >_{min}^{1/2}$ (мм)	при φ'_{stig}
900	2°61	198	2°5	2.3	0.15	±0°67
800	2°94	223	2°8	2.6	0.17	±0°75
700	3°36	255	3°2	3.0	0.20	±0°86
600	3°92	297	3°8	3.5	0.23	±1°00
500	4°70	357	4°5	4.2	0.28	±1°20
400	5°88	446	5°6	5.3	0.34	±1°51

$l = 39.2$ мм и $s = 41.0$ мм

Один из известных способов понижения астигматизма в схеме с вогнутой дифракционной решеткой – это использование вместо сферической решетки тороидальной. В таком случае при радиусе кривизны меридионального сечения решетки $R^m = R_g$ радиус кривизны ее сагиттального сечения должен составлять

$$R^s = R_g \cos\varphi \cos\varphi'_{stig} \tag{49}$$

где φ'_{stig} – угол дифракции той точки спектра, в которой требуется достичь стигматичности спектра. Тогда астигматическая разность определяется соотношением

$$\Delta_{tor} = R_g [\cos\varphi \cos\varphi'_{stig} / (\cos\varphi + \cos\varphi' - \cos\varphi'_{stig}) - \cos\varphi'] \tag{50}$$

Как известно, тороидальная решетка позволяет добиться строгой стигматичности спектра не более, чем в двух длинах волн. Оптимальным можно считать такой выбор этих точек спектра, когда среднеквадратичная астигматическая разность по всему рассматриваемому спектру минимальна. Такой выбор можно реализовать с помощью простой вычислительной процедуры.

Разделим весь диапазон углов φ' на n равных интервалов и, приравнивая последовательно φ'_{stig} всем граничным значениям φ' этих интервалов, вычислим $n + 1$ значений величины $\langle \Delta^2_{tor} \rangle^{1/2}$. По этим дискретным точкам можно провести плавную кривую и по ней оценить минимальное значение $\langle \Delta^2_{tor} \rangle^{1/2}$ и соответствующий угол стигматичности φ'_{stig} . Найденные таким образом эти величины даны в последних столбцах таблиц 7 и 8. Нетрудно убедиться, что во всех рассмотренных случаях оптимальный угол стигматичности составляет 0.54 от половины $\delta\varphi'$. Для разрешения $R = 100$ величины $\langle \Delta^2_{tor} \rangle^{1/2}$ пренебрежимо малы для всех углов стигматичности.

Рассмотрение этих таблиц приводит к следующим выводам, которые позволяют наметить область применимости спектрометра с вогнутой решеткой на круге Роуанда.

1. Схема с вогнутой решеткой на круге Роуанда для регистрации спектра в широком диапазоне длин волн с разрешением $R = 2000$ обладает громадным астигматизмом. Замена сферической решетки на тороидальную понижает астигматизм в 15 – 20 раз, но и после этого остаточный астигматизм оказывается неприемлемо велик. Поэтому схема с таким разрешением может быть использована лишь для сравнительно узких спектральных интервалов, скажем, в пределах 500 – 1000 Å.

2. Для $R = 500$ рассматриваемая схема дает приемлемое решение, поскольку астигматизм в несколько мм может быть практически устранен переходом от сферической к тороидальной вогнутой решетке.

3. При $R = 100$ проблема астигматизма практически не существует, но возникают конструктивные трудности, связанные с пространственной близостью спектра к входной диафрагме.

4. В случаях, когда приходится устранять астигматизм, желательно использовать схему с наибольшей возможной величиной R_g , поскольку при этом реализуются меньшие углы дифракции и, следовательно, минимален астигматизм.

2.2 Спектрометры с вогнутыми дифракционными решетками без минимизации астигматизма

Если построенный вогнутой решеткой спектр оказывается столь близок к входной диафрагме спектрометра, что не остается места для размещения детектора, то в некоторых случаях эта трудность может быть преодолена установкой дополнительного диагонального зеркала. Но при этом возрастают потери в спектрометре и, главное, как показывает Таблица 9, при совсем малых s не остается места и для такого небольшого зеркальца. Однако, если астигматизм в рассматриваемой схеме пренебрежимо мал, то можно отказаться от заложенного в приведенные расчеты условия минимума астигматизма $\langle \varphi' \rangle = 0$ и рассмотреть более общий случай схемы спектрометра с вогнутой решеткой. Такое более общее рассмотрение, основанное на соотношении (40), дает вместо (48) следующую систему равенств для определения параметров схемы спектрометра:

$$\begin{aligned}
 \sin\varphi + \sin\langle\varphi'\rangle &= bR/R_g \\
 Nk &= 2(\sin\varphi + \sin\langle\varphi'\rangle)/(\lambda_{min} + \lambda_{max}) \\
 \varphi'_{max} &= \arcsin\{[(\lambda_{max} - \lambda_{min})\sin\varphi + 2\lambda_{max}\sin\langle\varphi'\rangle]/(\lambda_{max} + \lambda_{min})\} \\
 \delta\varphi' &= 2(\varphi'_{max} - \langle\varphi'\rangle) \\
 l &= R_g\delta\varphi' \\
 \Delta &= R_g(\cos\varphi\sin^2\varphi' + \cos\varphi'\sin^2\varphi)/(\cos\varphi\cos\varphi' - \sin^2\varphi) \\
 s &= R_g[\cos^2\varphi + \cos^2\langle\varphi'\rangle - 2\cos\varphi\cos\langle\varphi'\rangle\cos(\varphi - \langle\varphi'\rangle)]^{1/2} \\
 \Delta_{tor} &= R_g[\cos\varphi\cos\varphi'_{stig}/(\cos\varphi + \cos\varphi' - \cos\varphi'_{stig}) - \cos\varphi']
 \end{aligned} \tag{51}$$

Таблица 9. Спектральное разрешение
 $R = 100$

R_g (мм)	φ	Nk (мм ⁻¹)	$\delta\varphi'$	$\Delta(\varphi'_{max})$ (мм)	$\langle \Delta^2_{tor} \rangle^{1/2}_{min}$ (мм)
900	0°52	40	0°50	0.09	0.01
800	0°59	45	0°56	0.10	0.01
700	0°67	51	0°64	0.12	0.01
600	0°78	59	0°75	0.14	0.01
500	0°94	71	0°90	0.17	0.01
400	1°17	89	1°12	0.21	0.01

$l = 7.8$ мм и $s = 8.2$ мм

Заметим, что когда угол $\langle \varphi' \rangle$ не равен нулю, нарушается симметричность картины астигматизма относительно середины спектра и максимальное значение Δ_{max} достигается для наибольшего по модулю значения φ' . При несимметричной картине астигматизма не сохраняется и отмеченное выше постоянство отношения оптимального угла стигматичности к величине $\delta\varphi'$, но описанная вычислительная процедура нахождения φ'_{stig} остается справедливой.

В качестве конкретного приложения соотношений (51) рассмотрим возможные схемы спектрометров низкого ($R = 500$) и очень низкого ($R = 100$) разрешения, подходящие для установки на космическом телескопе Т-170.

Согласно Таблице 8, длина ожидаемого спектра с разрешением $R = 500$ и перекрывающего диапазон длин волн от 1200 до 3400 Å, составляет около 40 мм. Современный детектор с таким полем зрения имеет диаметр технологической оснастки около 120 мм. Таким образом, в схеме спектрометра с s не менее 90 мм определенно удастся пространственно развести детектор и входную диафрагму. Первое и предпоследнее соотношения в (51) образуют систему уравнений для определения величин φ и $\langle \varphi' \rangle$ искомой схемы спектрометра. Полагая $R_g = 900$ мм, $b = 0.082$ мм и $s = 90$ мм, получаем из этой системы величины φ и $\langle \varphi' \rangle$ и затем по оставшимся соотношениям (51) – все остальные параметры спектрометра, см. первую строку Таблицы 10.

Таблица 10.

R	R_g (мм)	φ	$\langle \varphi' \rangle$	Nk (мм ⁻¹)	$\delta\varphi'$	l (мм)	Δ_{max} (мм)	s (мм)	$\langle \Delta_{tot} \rangle^{1/2}$ (мм)	φ'_{stig}
500	900	4°18	-1°56	198	2°50	39.2	5.5	90	0.69	-1°70
100	900	4°18	-3°65	40	0°50	7.8	8.5	123	0.32	-3°65
100	900	3°13	-2°61	40	0°50	7.8	4.6	90	0.23	-2°61

Во второй строке Таблицы 10 даны параметры схемы с $R = 100$, в которой решетка с меньшим числом штрихов устанавливается в том же положении, что и в предыдущей схеме. В результате получаем спектр предельно низкого разрешения, пространственно разделенный со спектром низкого разрешения. В третьей строке дана схема, в которой разность углов $\varphi - \langle \varphi' \rangle$ принята такой же, как в схеме, приведенной в первой строке Таблицы 10, то есть оба эти спектра могут регистрироваться на один и тот же детектор. При этом, естественно, будут пространственно разделены нулевые порядки этих решеток.

Как видно из предпоследнего столбца Таблицы 10, при светосиле питающей оптики $F/10$ поперечные астигматические разности в рассмотренных схемах спектрометров с неминимизированным астигматизмом оказываются меньше ширины изображения входной диафрагмы, то есть, астигматизм этих схем, действительно, несуществен. Следует, однако, иметь в виду, что соотношения (47) и (50) позволяют найти лишь главную aberrацию рассматриваемой оптической системы – астигматическую разность первого порядка (Прокофьев 1992), которую необходимо учитывать при первом рассмотрении схемы прибора. Но при окончательном расчете спектрометра с вогнутой дифракционной решеткой необходимо провести учет всех aberrаций прямым расчетом хода лучей. Этому вопросу посвящена вторая часть настоящего исследования.

Благодарности. Выражаю глубокую благодарность В.К. Прокофьеву, В.И. Пронику и Х. Беккер-Россу за полезные обсуждения, В.Ю. Теребижу, обратившему внимание на ошибку в первоначальном варианте статьи, и А.В. Теребиж за составление машинной программы вычисления оптимальных углов стигматичности.

Литература

- Гершберг Р.Е. (Gershberg R.E.), 1992, in: M.Giampapa and J.Bookbinder (eds) Proc.7th Cambridge Workshop "Cool stars, stellar systems, and the Sun". Astron.Soc.Pacific Conf.Ser. 26, 652.
- Пейсахсон И.В., 1975, Оптика спектральных приборов. Ленинград. Машиностроение. 1975.
- Прокофьев В.К., 1992, Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв., 84, 193.

К расчету спектрометров с вогнутыми дифракционными решетками. II

Р.Е. Гершберг, Д.Н. Рачковский и А.В. Теребиж

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 334413, Украины, Крым, Научный

Поступила в редакцию 15 ноября 1993 г.

Аннотация. Дан алгоритм расчета точечных диаграмм в дифракционном спектрометре с вогнутой тороидальной решеткой. Рассмотрены различные варианты фокусировок: для достижения максимального спектрального разрешения, для наилучшего пространственного разрешения, для наивысшей проникающей силы прибора и для регистрации спектров на плоском и цилиндрическом светоприемниках. Приводятся результаты расчета с помощью разработанного пакета программ спектрометров низкого и очень низкого спектрального разрешения.

ON A DESIGN OF SPECTROMETERS WITH CONCAVE DEFFRACTION GRATINGS.II. *by R.E. Gershberg, D.N. Rachkovsky and A.V. Terebizh.* A computation algorithm for spot diagrams of diffraction spectrometers with concave toroidal gratings is given. Different designs are considered: for the highest spectral resolution, for the best spacial resolution, for the largest throughput, as well as for focusing on flat and cylindrical surfaces of detectors. Computational programs were used to design low and very low resolution spectrometers, and results of computations are given.

Ключевые слова: инструменты, спектрометры с вогнутой дифракционной решеткой

В I части этого исследования (настоящий том, стр.166), посвященной главным образом дифракционным спектрометрам с эшелле, были приведены также основные соотношения между элементами оптических схем спектрометров с вогнутой тороидальной решеткой на круге Роуанда. Для требуемого диапазона длин волн и необходимого спектрального разрешения эти соотношения позволяют оценить параметры подходящей дифракционной решетки, остаточный продольный астигматизм и общую конфигурацию спектрометра. Однако, эти соотношения не достаточны для более полного расчета спектрометра, когда требуется учет всех aberrаций и оценки допусков на оптические параметры и конструктивные элементы прибора, а также при рассмотрении схем, в которых входная щель и светоприемник смещены с круга Роуанда. Такое более полное рассмотрение спектрометра с вогнутой решеткой может быть выполнено с помощью прямого расчета хода лучей и анализа точечных диаграмм.

В настоящей работе дан алгоритм расчета точечных диаграмм для изображений в дифракционном спектрометре с тороидальной вогнутой решеткой и на его основе рассмотрены варианты схем спектрометров низкого и очень низкого разрешения для космического телескопа Т-170 планируемого эксперимента СПЕКТР-УФ (Гершберг 1992).

1 Уравнение наклонного тора

Рассмотрим схему с тороидальной вогнутой решеткой, у которой r – радиус кривизны поверхности вдоль штрихов и R – в поперечном направлении. Как известно, для подавления астигматизма

вогнутой решетки необходимо $R > r$.

Поместим вершину такой решетки в начало координат, направим ось X поперек штрихов решетки, ось Y – вдоль штрихов и ось Z – по нормали к решетке. Очевидно, что при такой ориентации решетки в системе координат след тора на плоскости $x = 0$ – это окружность

$$y^2 + (r - z_{x=0})^2 = r^2 \quad (1)$$

Поверхность тора образуется вращением этого следа вокруг оси, параллельной оси Y и пересекающей ось Z в точке $z = R$:

$$x^2 + (R - z)^2 = (R - z_{x=0})^2 \quad (2)$$

Исключая из (1) и (2) $z_{x=0}$, получаем уравнение тороидальной поверхности в виде

$$x^2 + (R - z)^2 = [R - r + (r^2 - y^2)^{1/2}]^2 \quad (3)$$

или в явном виде

$$z = R - \{[R - r + (r^2 - y^2)^{1/2}]^2 - x^2\}^{1/2} \quad (4)$$

Очевидно, что при $R = r$ тор вырождается в сферу

$$z = R - (R^2 - x^2 - y^2)^{1/2} \quad (5)$$

радиуса R , проходящую через начало координат $(0, 0, 0)$ и с центром в точке $(0, 0, R)$.

Для установки решетки в положении необходимого угла падения, тороидальную поверхность необходимо развернуть на соответствующий угол φ вокруг оси Y :

$$\begin{aligned} x &= x_\varphi \cos \varphi + z_\varphi \sin \varphi \\ y &= y_\varphi \\ z &= z_\varphi \cos \varphi - x_\varphi \sin \varphi \end{aligned} \quad (6)$$

Подставляя (6) в (3) и опуская нижний индекс φ , получаем уравнение наклонного тора в виде:

$$z = R \cos \varphi - \{[R - r + (r^2 - y^2)^{1/2}]^2 - (x + R \sin \varphi)^2\}^{1/2} \quad (7)$$

2 Расчет хода лучей в спектрометре с вогнутой тороидальной решеткой

Поместим входную точечную диафрагму в точке $(0, 0, z_d)$ и направим из нее на решетку конический пучок лучей. Уравнение таких лучей можно записать в виде:

$$x/p_i = y/q_i = z - z_d \quad (8)$$

i -ый луч пересекает тороидальную поверхность в точке, определяемой системой уравнений (7) и (8), которая приводится к виду

$$\begin{aligned} x_i &= p_i y_i / q_i \\ y_i &= q_i \{ R \cos \varphi - z_d - [(R - r + (r^2 - y_i^2)^{1/2})^2 - \\ &\quad - (p_i y_i / q_i + R \sin \varphi)^2]^{1/2} \} \\ z_i &= z_d + y_i / q_i \end{aligned} \quad (9)$$

Уравнение 4 порядка относительно y_i удобно решать методом последовательных приближений, используя в качестве первого приближения решение для схемы со сферической решеткой, то есть, при условии $r = R$, которое приводит это уравнение к квадратному:

$$[y_i^{(1)}]^2 (1 + p_i^2 + q_i^2) / q_i^2 - 2y_i^{(1)} (R \cos \varphi - z_d - p_i R \sin \varphi) / q_i + z_d^2 - 2z_d R \cos \varphi = 0 \quad (10)$$

С точностью до малых второго порядка из (10) следует

$$y_i^{(1)} = -q_i z_d (1 + p_i \operatorname{tg} \varphi) \quad (11)$$

Располагая координатами $i^{\text{он}}$ точки на тороидальной поверхности, построим в ней связанную с поверхностью местную систему координат $X'Y'Z'$, в которой наиболее удобно рассматривать формирование отраженного луча.

В исходной системе координат XYZ векторы касательных к тороидальной поверхности в направлениях, параллельных осям X и Y , имеют вид $i + f_x k$ и $j + f_y k$, где f_x и f_y – соответствующие частные производные функции $z(x, y)$:

$$\begin{aligned} f_x &= (R \sin \varphi + x_i) / (R \cos \varphi - z_i) \\ f_y &= y_i [R - r + (r^2 - y_i^2)^{1/2}] / (R \cos \varphi - z_i)(r^2 - y_i^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (12)$$

Следовательно, нормаль к этой поверхности определяется векторным произведением этих двух векторов:

$$\mathbf{n} = \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ 1 & 0 & f_x \\ 0 & 1 & f_y \end{vmatrix} = -f_x \mathbf{i} - f_y \mathbf{j} + \mathbf{k} \quad (13)$$

Совместим с этой нормалью ось Z' местной системы координат:

$$\mathbf{k}' = (-f_x \mathbf{i} - f_y \mathbf{j} + \mathbf{k})(1 + f_x^2 + f_y^2)^{-1/2} \quad (14)$$

Далее, орт \mathbf{j}' оси Y' направим вдоль касательной к поверхности решетки в направлении ее штрихов. Очевидно, что этот орт перпендикулярен местной нормали и направлению $\cos \varphi \mathbf{i} + \sin \varphi \mathbf{k}$ – касательной к поверхности решетки в ее вершине поперек направления штрихов:

$$\begin{aligned} \mathbf{j}' &= \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ -f_x & -f_y & 1 \\ \cos \varphi & 0 & \sin \varphi \end{vmatrix} \times [f_y^2 + (\cos \varphi + f_x \sin \varphi)^2]^{-1/2} = \\ &= [-f_y \sin \varphi \mathbf{i} + (\cos \varphi + f_x \sin \varphi) \mathbf{j} + f_y \cos \varphi \mathbf{k}] \times \\ &\quad \times [f_y^2 + (\cos \varphi + f_x \sin \varphi)^2]^{-1/2} \end{aligned} \quad (15)$$

Наконец, ось X' направим перпендикулярно выбранным осям Y' и Z' :

$$\begin{aligned} \mathbf{i}' &= \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ -f_y \sin \varphi & \cos \varphi + f_x \sin \varphi & f_y \cos \varphi \\ -f_x & -f_y & 1 \end{vmatrix} \times [(1 + f_x^2 + f_y^2) \times \\ &\quad \times (f_y^2 + (\cos \varphi + f_x \sin \varphi)^2)]^{-1/2} = [(\cos \varphi + f_x \sin \varphi + \\ &\quad + f_y^2 \cos \varphi) \mathbf{i} + (f_y \sin \varphi - f_x f_y \cos \varphi) \mathbf{j} + (f_y^2 \sin \varphi + f_x \cos \varphi + \\ &\quad + f_x^2 \sin \varphi) \mathbf{k}] \times [(1 + f_x^2 + f_y^2) \times (f_y^2 + (\cos \varphi + f_x \sin \varphi)^2)]^{-1/2} \end{aligned} \quad (16)$$

Орт падающего луча (8) в системе XYZ записывается в виде

$$\mathbf{i}^{\text{он}} = (p \mathbf{i} + q \mathbf{j} + \mathbf{k})(1 + p^2 + q^2)^{-1/2} \quad (17)$$

Как известно, процедура вычисления компонентов вектора в новой системе координат по известным компонентам в исходной системе состоит в последовательном скалярном умножении векторного равенства

$$\mathbf{i}^{\text{он}} = I \mathbf{i} + J \mathbf{j} + K \mathbf{k} = I' \mathbf{i}' + J' \mathbf{j}' + K' \mathbf{k}' \quad (18)$$

на орты новой системы координат:

$$\begin{aligned} I' &= I(\mathbf{i}, \mathbf{i}') + J(\mathbf{j}, \mathbf{i}') + K(\mathbf{k}, \mathbf{i}') = \\ &= [p(\cos \varphi + f_x \sin \varphi + f_y^2 \cos \varphi) + q(f_y \sin \varphi - f_x f_y \cos \varphi) + \\ &\quad + f_y^2 \sin \varphi + f_x \cos \varphi + f_x^2 \sin \varphi] \{ (1 + f_x^2 + f_y^2)(1 + p^2 + \\ &\quad + q^2) [f_y^2 + (\cos \varphi + f_x \sin \varphi)^2] \}^{-1/2} \\ J' &= I(\mathbf{i}, \mathbf{j}') + J(\mathbf{j}, \mathbf{j}') + K(\mathbf{k}, \mathbf{j}') = \\ &= [-p f_y \sin \varphi + q(\cos \varphi + f_x \sin \varphi) + f_y \cos \varphi] \{ (1 + p^2 + \\ &\quad + q^2) [f_y^2 + (\cos \varphi + f_x \sin \varphi)^2] \}^{-1/2} \\ K' &= I(\mathbf{i}, \mathbf{k}') + J(\mathbf{j}, \mathbf{k}') + K(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \\ &= (-p f_x - q f_y + 1) \{ (1 + f_x^2 + f_y^2)(1 + p^2 + q^2) \}^{-1/2} \end{aligned} \quad (19)$$

Согласно Спенсеру и Мэрти (1962), уравнение дифракции на плоской решетке в местной системе координат можно записать в следующем виде:

$$[\Gamma^e, \mathbf{k}'] = [\Gamma^{in}, \mathbf{k}'] + Nk\lambda j' \quad (20)$$

где Γ^e – орт отраженного луча, N – плотность штрихов на решетке, k – порядок дифракции и λ – длина волны дифрагируемого излучения. При переходе к вогнутой решетке локальная плотность штрихов на ее поверхности уменьшается по сравнению с номинальной величиной на множитель

$$(\text{Cos}\varphi i + \text{Sin}\varphi k, i') = \{[f_y^2 + (\text{Cos}\varphi + f_x \text{Sin}\varphi)^2] / (1 + f_x^2 + f_y^2)\}^{1/2} \quad (21)$$

Введем для локальной плотности штрихов обозначение $N' = N(\text{Cos}\varphi i + \text{Sin}\varphi k, i')$. Далее, поскольку $j' = -[i', \mathbf{k}']$, то из (20) следует

$$\Gamma^e = \Gamma^{in} - N'k\lambda i' + \Gamma k' \quad (22)$$

или

$$\Gamma^e = (I' - N'k\lambda)i' + J'j' + (K' + \Gamma)k' \quad (23)$$

Величина Γ определяется из условия нормировки орта Γ^e :

$$(I' - N'k\lambda)^2 + J'^2 + (K' + \Gamma)^2 = 1 \quad (24)$$

откуда следует

$$K' + \Gamma = \pm[1 - (I' - N'k\lambda)^2 - J'^2]^{1/2} \quad (25)$$

Итак, компоненты орта отраженного луча Γ^e в местной системе координат таковы

$$\begin{aligned} P' &= I' - N'k\lambda \\ Q' &= J' \\ R' &= -[1 - (I' - N'k\lambda)^2 - J'^2]^{1/2} \end{aligned} \quad (26)$$

(Знак компоненты R' выбран противоположным знаком K' .) Проводя над вектором Γ^e процедуру, аналогичную описанной выше для вектора Γ^{in} , получаем формулы для вычисления компонент $\{P, Q, R\}$ по $\{P', Q', R'\}$:

$$\begin{aligned} P &= \{(\text{Cos}\varphi + f_x \text{Sin}\varphi + f_y^2 \text{Cos}\varphi)P' - f_y \text{Sin}\varphi(1 + f_x^2 + f_y^2)^{1/2} Q' - f_x [f_y^2 + (\text{Cos}\varphi + f_x \text{Sin}\varphi)^2]^{1/2} R'\} \{(1 + f_x^2 + f_y^2)[f_y^2 + (\text{Cos}\varphi + f_x \text{Sin}\varphi)^2]\}^{-1/2} \\ Q &= \{(f_y \text{Sin}\varphi - f_x f_y \text{Cos}\varphi)P' + (\text{Cos}\varphi + f_x \text{Sin}\varphi)(1 + f_x^2 + f_y^2)^{1/2} Q' - f_y [f_y^2 + (\text{Cos}\varphi + f_x \text{Sin}\varphi)^2]^{1/2} R'\} \{(1 + f_x^2 + f_y^2)[f_y^2 + (\text{Cos}\varphi + f_x \text{Sin}\varphi)^2]\}^{-1/2} \\ R &= \{(f_y^2 \text{Sin}\varphi + f_x \text{Cos}\varphi + f_x^2 \text{Sin}\varphi)P' + f_y \text{Cos}\varphi(1 + f_x^2 + f_y^2)^{1/2} Q' + [f_y^2 + (\text{Cos}\varphi + f_x \text{Sin}\varphi)^2]^{1/2} R'\} \times \\ &\quad \times \{(1 + f_x^2 + f_y^2)[f_y^2 + (\text{Cos}\varphi + f_x \text{Sin}\varphi)^2]\}^{-1/2} \end{aligned} \quad (27)$$

Заметим, что соотношения (19) и (27) можно записать в матричном виде

$$\begin{pmatrix} I' \\ J' \\ K' \end{pmatrix} = L_1 \begin{pmatrix} I \\ J \\ K \end{pmatrix} \text{ и } \begin{pmatrix} P \\ Q \\ R \end{pmatrix} = L_2 \begin{pmatrix} P' \\ Q' \\ R' \end{pmatrix} \quad (28)$$

и матрица L_2 является транспонированной к L_1 : $L_2 = \bar{L}_1$.

Для дальнейших расчетов каноническое уравнение отраженного от $i^{\text{ог}}$ точки луча

$$(x - z_i)/P_i = (y - y_i)/Q_i = (z - z_i)/R_i \quad (29)$$

целесообразно переписать в виде

$$tg\omega_i(x - x_i) = tg\psi_i(y - y_i) = z - z_i \quad (30)$$

где

$$tg\omega_i = R_i/P_i \quad \text{и} \quad tg\psi_i = R_i/Q_i \quad (31)$$

Если вычисления дают отрицательные значения ω или ψ , то для дальнейших расчетов к этим величинам следует добавить 180° . Очевидно, что при этом положение соответствующих лучей в пространстве не изменится.

3 Фокусировка отраженных пучков и построение точечных диаграмм

Изображение входной точечной диафрагмы, которое строится пучком монохроматических лучей, отраженных от вогнутой решетки, естественно рассматривать в плоскости, перпендикулярной оси пучка. За ось пучка примем прямую, проходящую через центр решетки, то есть, через начало координат $(0, 0, 0)$, и для которой углы ψ_0 и ω_0 равны средним величинам по всем лучам пучка:

$$\begin{aligned} \psi_0 &= \langle \psi_i \rangle \\ \omega_0 &= \langle \omega_i \rangle \end{aligned} \quad (32)$$

Поскольку картина зеркального отражения пучка лучей от решетки симметрична, то $\psi_0 = 90^\circ$; это означает, что осевой луч пучка лежит в плоскости $y = 0$, и его уравнение записывается в виде:

$$xtg\omega_0 = z, \quad y = 0 \quad (33)$$

а уравнение перпендикулярной к нему плоскости – соответственно

$$xctg\omega_0 + z = const \quad (34)$$

Для некоторого выбранного значения константы K решаем совместно (30) и (34) и получаем совокупность точек пересечения этих лучей с плоскостью, перпендикулярной оси пучка лучей:

$$\begin{aligned} \bar{x}_i &= (K + x_i tg\omega_i - z_i)/(tg\omega_i + ctg\omega_0) \\ \bar{y}_i &= [(K + y_i tg\psi_i - z_i)tg\omega_i - ctg\omega_0(x_i tg\omega_i - y_i tg\psi_i)]/tg\psi_i(tg\omega_i + ctg\omega_0) \\ \bar{z}_i &= [K tg\omega_i - ctg\omega_0(x_i tg\omega_i - z_i)]/(tg\omega_i + ctg\omega_0) \end{aligned} \quad (35)$$

Выберем в качестве центра вычисленной точечной диаграммы точку пересечения осевого луча пучка с рассматриваемой плоскостью (34); координаты центра определяются из (35) при подстановке величин, определяющих осевой луч, то есть, $x_i = y_i = z_i = 0$, $\omega_i = \omega_0$ и $\psi_i = \psi_0 = 90^\circ$:

$$\begin{aligned} \bar{x}_0 &= K/(tg\omega_0 + ctg\omega_0) \\ \bar{y}_0 &= 0 \\ \bar{z}_0 &= K tg\omega_0/(tg\omega_0 + ctg\omega_0) \end{aligned} \quad (36)$$

Затем переносим начало координат в центр точечной диаграммы

$$\begin{aligned} \bar{x}'_i &= \bar{x}_i - \bar{x}_0 \\ \bar{y}'_i &= \bar{y}_i \\ \bar{z}'_i &= \bar{z}_i - \bar{z}_0 \end{aligned} \quad (37)$$

и совмещаем плоскость диаграммы с картинной плоскостью

$$\begin{aligned} X_i &= \bar{x}'_i \sin\omega_0 - \bar{z}'_i \cos\omega_0 \\ Y_i &= \bar{y}'_i \end{aligned} \quad (38)$$

Поскольку величины $\{X_i, Y_i\}$ зависят от значения величины K , то окончательная точечная диаграмма строится для такого ее значения, при котором минимизируется некоторый параметр диаграммы. Отраженный от вогнутой решетки пучок лучей уже не является гомоцентрическим, поэтому не существует лучшей фокусировки вообще: для различных астрофизических задач необходима различная фокусировка, то есть требуются минимизация разных параметров точечной диаграммы. Можно рассмотреть три такие задачи и соответствующие им минимизируемые параметры.

Предельно достижимое разрешение по спектру можно получить при минимизации размера точечной диаграммы вдоль дисперсии: выбор K реализуется при отыскании минимальной разности $X_{max} - X_{min}$.

Предельное пространственное разрешение достигается за счет определенной потери спектрального разрешения и реализуется при выборе величины K в ходе минимизации разности $Y_{max} - Y_{min}$.

Предельная проникающая сила спектрометра достигается при наиболее компактных изображениях, то есть, при выборе величины K , соответствующей минимуму максимальной суммы $X_i^2 + Y_i^2$ среди всех точек диаграммы.

Изложенный алгоритм должен быть применен для построения ряда монохроматических точечных диаграмм, перекрывающих весь диапазон длин волн, на который рассчитывается проектируемый спектрометр. В общем случае, совокупность центров таких точечных диаграмм $\{\tilde{x}_0^j, \tilde{z}_0^j\}$ располагается на некоторой кривой в плоскости $y = 0$, и качество изображения в спектрометре будет зависеть от того, сколь хорошо эта кривая будет укладываться на поверхность светоприемника. Рассмотрим светоприемники с плоской и цилиндрической (или сферической) поверхностями.

Фокусировка спектра на плоский светоприемник. Через центры точечных диаграмм $\{\tilde{x}_0^j, \tilde{z}_0^j\}$, построенных независимо для всех монохроматических пучков по изложенной схеме, проводим методом наименьших квадратов прямую

$$z = Ax + B \quad (39)$$

где

$$\begin{aligned} A &= [n \Sigma \tilde{x}_0^j \tilde{z}_0^j - (\Sigma \tilde{x}_0^j)(\Sigma \tilde{z}_0^j)] / C \\ B &= \{[\Sigma (\tilde{x}_0^j)^2] (\Sigma \tilde{z}_0^j) - (\Sigma \tilde{x}_0^j \tilde{z}_0^j) (\Sigma \tilde{x}_0^j)\} / C \\ C &= n \Sigma (\tilde{x}_0^j)^2 - (\Sigma \tilde{x}_0^j)^2 \end{aligned}$$

и n – число рассматриваемых монохроматических пучков. В трехмерном пространстве уравнение (39) соответствует плоскости наилучшей фокусировки всего спектра. Совместное решение (39) и (30) дает точки пересечения этой плоскости со всеми лучами каждого из пучков. Во избежание путаницы с точками диаграмм, которые для каждого монохроматического пучка уже были построены, координаты точек диаграмм на единой плоскости будем заключать в косые скобки. Координаты этих точек определяются формулами (35), в которых $ctg \omega_0$ заменен на $-A$ и K на B , а координаты центров точечных диаграмм в этой общей плоскости – формулами, аналогичными (36):

$$\begin{aligned} |\tilde{x}_0^j| &= B / (tg \omega_0^j - A) \\ |\tilde{y}_0^j| &= 0 \\ |\tilde{z}_0^j| &= B tg \omega_0^j / (tg \omega_0^j - A) \end{aligned} \quad (40)$$

где ω_0^j – средний угол дифракции j° пучка лучей. Построение точечных диаграмм в единой картинной плоскости проводится с помощью формул (37) и (38) с заменой в (37) \tilde{x}_0 и \tilde{z}_0 соответственно на $|\tilde{x}_0^j|$ и $|\tilde{z}_0^j|$, \tilde{x}_i , \tilde{y}_i и \tilde{z}_i на $|\tilde{x}_i^j|$, $|\tilde{y}_i^j|$ и $|\tilde{z}_i^j|$ и в (38) – ω_0 на $180^\circ - \arctg(1/A)$.

Фокусировка спектра на цилиндрический светоприемник. Через найденные выше центры точечных диаграмм в плоскости $y = 0$ необходимо провести ближайшую окружность с центром в точке (x_0, z_0) и с радиусом ρ_0 :

$$(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2 = \rho_0^2 \quad (41)$$

Параметры такой окружности должны минимизировать сумму квадратов разностей $\rho_j - \rho_0$, где

$$\rho_j = [(\bar{x}_j - x_0)^2 + (\bar{z}_j - z_0)^2]^{1/2} \quad (42)$$

Согласно идеологии метода наименьших квадратов, минимум функции

$$\Phi = \Sigma (\rho_j - r_0)^2 \quad (43)$$

имеет место при условиях

$$\begin{aligned} x_0 &= \Sigma \bar{x}_j (1 - \rho_0/\rho_j) / \Sigma (1 - \rho_0/\rho_j) \\ z_0 &= \Sigma \bar{z}_j (1 - \rho_0/\rho_j) / \Sigma (1 - \rho_0/\rho_j) \\ r_0 &= \Sigma \rho_j / n \end{aligned} \quad (44)$$

Но малые величины, входящие в знаменатели двух первых отношений (44), не позволяют воспользоваться этими нелинейными соотношениями непосредственно для отыскания параметров ближайшей окружности методом итераций. Поэтому для приближения к минимуму функции (43) воспользуемся алгоритмом типа градиентного спуска.

Производные функции Φ имеют вид:

$$\begin{aligned} \Phi'_{x_0} &= -2\Sigma (1 - \rho_0/\rho_j) (\bar{x}_j - x_0) \\ \Phi'_{z_0} &= -2\Sigma (1 - \rho_0/\rho_j) (\bar{z}_j - z_0) \\ \Phi'_{\rho_0} &= -2\Sigma (\rho_j - \rho_0) \end{aligned} \quad (45)$$

Поскольку в рамках простейшей теории спектрометра с вогнутой решеткой спектр фокусируется на круге Роуланда, то в качестве нулевого приближения искомым параметрам ближайшей окружности следует взять

$$x_0^{(0)} = -(R/2)\text{Sin}\varphi, \quad z_0^{(0)} = (R/2)\text{Cos}\varphi \quad \text{и} \quad \rho_0^{(0)} = R/2 \quad (46)$$

Процедура отыскания последующих приближений такова.

Делаем первую пробу первого шага:

$$\begin{aligned} \Delta x_0^{(1,1)} &= -[1/\Phi'_{x_0}(0)] / \{\Sigma [1/\Phi'(0)]^2\}^{1/2} \\ \Delta z_0^{(1,1)} &= -[1/\Phi'_{z_0}(0)] / \{\Sigma [1/\Phi'(0)]^2\}^{1/2} \\ \Delta \rho_0^{(1,1)} &= -[1/\Phi'_{\rho_0}(0)] / \{\Sigma [1/\Phi'(0)]^2\}^{1/2} \end{aligned} \quad (47)$$

где суммирование в знаменателях проводится по трем искомым параметрам. Для $x_0 = x_0^{(0)} + \Delta x_0^{(1,1)}$, $z_0 = z_0^{(0)} + \Delta z_0^{(1,1)}$ и $\rho_0 = \rho_0^{(0)} + \Delta \rho_0^{(1,1)}$ по (43) вычисляем $\Phi(1, 1)$ и сравниваем ее с $\Phi(0)$, вычисленной для (46). Если $\Phi(1, 1) < \Phi(0)$, то вторую пробу первого шага делаем с удвоенными приращениями аргументов

$$\Delta x_0^{(1,2)} = 2\Delta x_0^{(1,1)}, \quad \Delta z_0^{(1,2)} = 2\Delta z_0^{(1,1)}, \quad \Delta \rho_0^{(1,2)} = 2\Delta \rho_0^{(1,1)} \quad (48)$$

Если $\Phi(1, 2)$ оказывается меньше $\Phi(1, 1)$, то приращения аргументов еще раз удваиваются. И так до тех пор, пока $\Phi(1, k)$ не станет больше $\Phi(1, k-1)$; в этом случае $k-1$ проба дает первый шаг спуска:

$$\begin{aligned} x_0^{(1)} &= x_0^{(0)} + \Delta x_0^{(k-1)}, \\ z_0^{(1)} &= z_0^{(0)} + \Delta z_0^{(k-1)}, \\ \rho_0^{(1)} &= \rho_0^{(0)} + \Delta \rho_0^{k-1} \end{aligned} \quad (49)$$

Если же $\Phi(0) < \Phi(1, 1)$, то приращения (47) не удваиваются, а половинятся; в ходе дальнейшего деления приращений аргументов величины $\Phi(1, k)$ все время сравниваются с $\Phi(0)$, и первый шаг спуска определяется той k -ой пробой, на которой впервые реализуется соотношение $\Phi(0) > \Phi(1, k)$.

При выполнении второго шага спуска первая проба вычисляется аналогично (47):

$$\begin{aligned}\Delta x_o^{(2,1)} &= -[1\Phi'_{x_o}(1)]/\{\Sigma[1\Phi'(1)]^2\}^{1/2} \\ \Delta z_o^{(2,1)} &= -[1\Phi'_{z_o}(1)]/\{\Sigma[1\Phi'(1)]^2\}^{1/2} \\ \Delta r_o^{(2,1)} &= -[1\Phi'_{r_o}(1)]/\{\Sigma[1\Phi'(1)]^2\}^{1/2}\end{aligned}\quad (50)$$

с учетом

$$\rho_j^{(1)} = \{[\tilde{x}_j - x_o^{(1)}]^2 + [\tilde{z}_j - z_o^{(1)}]^2\}^{1/2} \quad (51)$$

В последующих пробах, как и в первом шаге, эти приращения аргументов (50) удваиваются или половинятся, и окончание каждого шага происходит так же, как и первого шага. Поиск ближайшей окружности заканчивается, когда "коэффициент спуска" 2^{-m} , появляющийся при половинении начального приращения аргументов, становится меньше наперед заданной достаточно малой величины. После окончания поиска параметров x_o , z_o и ρ_o ближайшей окружности, находим точки пересечения этой окружности с каждым из осевых лучей всех монохроматических пучков:

$$\begin{aligned}(\tilde{x}_o^j) &= \text{Cos}^2 \omega_o^j \{x_o + z_o \text{tg} \omega_o^j - [(x_o + z_o \text{tg} \omega_o^j)^2 + \\ &\quad + \text{Sec}^2 \omega_o^j (\rho_o^2 - x_o^2 - z_o^2)]^{1/2}\} \\ (\tilde{z}_o^j) &= (\tilde{x}_o^j) \text{tg} \omega_o^j\end{aligned}\quad (52)$$

(Во избежание путаницы с точками диаграмм, которые первоначально строились для каждого монохроматического пучка отдельно, точки диаграмм при фокусировке на единую цилиндрическую поверхность заключаем в дополнительные круглые скобки.) Радиусы-векторы ближайшей окружности к этим точкам, проходящие через ее центр и точки (52), описываются уравнениями

$$z - z_o = (x - x_o) ((\tilde{z}_o^j) - z_o) / ((\tilde{x}_o^j) - x_o) \quad (53)$$

Поэтому уравнения перпендикулярных к ним плоскостей, проходящих через точки (52), имеют вид:

$$z - (\tilde{z}_o^j) + (x - (\tilde{x}_o^j)) ((\tilde{x}_o^j) - x_o) / ((\tilde{z}_o^j) - z_o) = 0 \quad (54)$$

Для каждого монохроматического пучка совместное решение (54) и (30) дает соответствующую точечную диаграмму в пространстве

$$\begin{aligned}(\tilde{z}_i^j) &= \{[(\tilde{z}_o^j) + (\tilde{x}_o^j) ((\tilde{x}_o^j) - x_o) / ((\tilde{z}_o^j) - z_o)] \text{tg} \omega_i + \\ &\quad + ((\tilde{x}_o^j) - x_o) (z_i - x_i \text{tg} \omega_i) / ((\tilde{z}_o^j) - z_o)\} / \{\text{tg} \omega_i + \\ &\quad + ((\tilde{x}_o^j) - x_o) / ((\tilde{z}_o^j) - z_o)\} \\ (\tilde{y}_i^j) &= y_i + ((\tilde{z}_o^j) - z_i) \text{ctg} \psi_i \\ (\tilde{x}_i^j) &= \{[(\tilde{z}_o^j) + (\tilde{x}_o^j) ((\tilde{x}_o^j) - x_o) / ((\tilde{z}_o^j) - z_o) + \\ &\quad + x_i \text{tg} \omega_i - z_i] / \{\text{tg} \omega_i + ((\tilde{x}_o^j) - x_o) / ((\tilde{z}_o^j) - z_o)\}\end{aligned}\quad (55)$$

Переносим центры точечных диаграмм в (52) и совмещая их плоскости с картинной плоскостью, получаем окончательно

$$\begin{aligned}X_i &= [(\tilde{x}_i^j) - (\tilde{x}_o^j)] \{1 + [((\tilde{x}_o^j) - x_o) / ((\tilde{z}_o^j) - z_o)]^2\}^{1/2} \\ Y_i &= (\tilde{y}_i^j)\end{aligned}\quad (56)$$

4 Некоторые результаты вычислений

Для расчетов дифракционных спектрометров планируемого космического эксперимента СПЕКТР-УФ изложенная выше схема была реализована в виде пакета программ РОУЛАНД. При отладке этих программ были отработаны некоторые вычислительные процедуры.

При светосиле выходящего из Т-170 пучка $F/10$, величины p_i и q_i не превосходят по модулю 0.05. Интервал от -0.05 до 0.05 разбивался на 16 равных частей и формировалась квадратная сетка 16×16 ячеек, центры которых составляют 256 пар $\{p_i, q_i\}$. Поскольку центральное виньетирование в телескопе $\mathcal{E} = 0,47$, то для дальнейшего расчета из этих 256 пар отбирались лишь те, которые удовлетворяют соотношениям

$$(0.0235)^2 < p_i^2 + q_i^2 < (0.05)^2 \quad (57)$$

Таких пар оказывается 164.

Для расчета конкретной оптической схемы спектрометра необходимы следующие исходные данные: перечень длин волн, для которых рассчитываются точечные диаграммы, величины R , $r = R \cos \varphi \cos \varphi'_{stig}$, где φ'_{stig} – угол дифракции той длины волны, на которой требуется получить стигматический спектр, Nk , z_d и φ . Как известно, в спектрометре с вогнутой тороидальной решеткой астигматизм минимален в направлении нормали к решетке. Если угол стигматичности тоже принять равным нулю, то в центре спектра астигматизм исчезает, но симметрично нарастает к краям спектра. Если же принять угол стигматичности отличным от нуля, то за счет появления некоторого астигматизма в центре спектра можно понизить эту абберацию в некоторой области между двумя различными точками стигматических изображений. Однако, при уходе рабочей области спектра от направления нормали к решетке симметричность картины астигматизма нарушается, и в общем случае, как было показано ранее (настоящий том, стр. 166), продольная астигматическая разность тороидальной поверхности в направлении некоторого угла дифракции φ' определяется соотношением

$$\Delta_{tor} = R[\cos \varphi \cos \varphi'_{stig} / (\cos \varphi + \cos \varphi' - \cos \varphi'_{stig}) - \cos \varphi'] \quad (58)$$

Для выбора оптимального угла стигматичности мы проводили расчеты усредненной по всему спектру этой величины для ряда значений φ'_{stig} и находили такое значение угла стигматичности, при котором величина $\langle \Delta_{tor} \rangle^{1/2}$ оказывалась минимальна. Таким образом, мы отыскиваем оптическую схему прибора, который будет давать по возможности хороший спектр во всем рассматриваемом диапазоне длин волн, а не ориентирован на некоторый фиксированный участок спектра. Строго говоря, соотношение (58) справедливо только для параксиальных лучей. При переходе к дифракционной решетке конечного размера абберации возрастают, но величина оптимального угла стигматичности при этом, по-видимому, изменяется лишь в небольших пределах.

Мы проводили расчеты для перечисленных выше трех критериев оптимизации изображений в спектрометрах – вдоль и поперек дисперсии и по максимальной компактности изображения – и для каждой из этих фокусировок проводился расчет изображений на ближайшей плоскости и на ближайшем цилиндре. К этим 6 вариантам добавлен седьмой – изображения на круге Роуланда; расчет этих изображений ведется по алгоритму расчета для ближайшего цилиндра, но с заранее фиксированными параметрами цилиндра (46).

В качестве иллюстрации развитой нами методики приведем один из предварительных вариантов расчета оптических схем спектрометров низкого и очень низкого разрешения для установки на космическом телескопе Т-170 в эксперименте СПЕКТР-УФ.

С п е к т р о м е т р н и з к о г о р а з р е ш е н и я

Оценим параметры возможной оптической схемы спектрометра низкого разрешения для эксперимента СПЕКТР-УФ. Пусть необходимо построить прибор, работающий в диапазоне длин волн от 1200 до 3400 Å со спектральным разрешением $\lambda/\Delta\lambda = 500$ при ширине входной щели 1"0 (или $\lambda/\Delta\lambda = 1000$ при ширине входной щели 0"5). При выполнении условия минимального астигматизма, (см. настоящий том, стр. 166), угол падения на решетку осевого луча пучка определяется соотношением

$$\sin \varphi = b(\lambda/\Delta\lambda)/R \quad (59)$$

где b – линейный размер входной щели. При фокусном расстоянии телескопа Т-170 17000 мм, обоих указанных сочетаниях ширины щели и спектрального разрешения и меридиональном радиусе кривизны вогнутой дифракционной решетки $R = 900$ мм, допускаемом габаритами инструментального отсека телескопа, из (59) следует $\varphi = 2^\circ 61'$. Однако, в таком случае расстояние s от входной щели до середины спектра составит лишь 41 мм, что явно мало не только для установки современного светоприемника, характерный диаметр которого составляет 150 мм, но и для установки плоского зеркала, которое ценой дополнительной потери света могло бы вывести пучок в сторону от входной щели. Это обстоятельство заставляет искать подходящую оптическую систему спектрометра, в которой дифракционная решетка работает не в режиме минимума астигматизма.

Согласно I части этого исследования (настоящий том, стр. 166), в таком общем случае для дифракционной вогнутой решетки имеют место соотношения

$$\begin{aligned} (\sin\varphi + \sin\langle\varphi'\rangle) &= b(\lambda/\Delta\lambda)/R \\ s &= R[\cos^2\varphi + \cos^2\langle\varphi'\rangle - 2\cos\varphi\cos\varphi'\cos(\varphi - \langle\varphi'\rangle)]^{1/2} \end{aligned} \quad (60)$$

где $\langle\varphi'\rangle$ – средний угол дифракции для рассматриваемого диапазона длин волн. Для приведенных выше значений $b(\lambda/\Delta\lambda)$ и R и $s = 90$ мм, которое позволит работать со светоприемником указанного размера, решение системы (60) таково: $\varphi = 4^\circ 18'$ и $\langle\varphi'\rangle = -1^\circ 56'$. Необходимая плотность штрихов на дифракционной решетке, определяемая соотношением

$$Nk = 2(\sin\varphi + \sin\langle\varphi'\rangle)/(\lambda_{\min} + \lambda_{\max}), \quad (61)$$

для полученного решения составляет 198.0 мм^{-1} , и полная длина спектра, определяемая формулой

$$l = 2R(\arcsin\{[(\lambda_{\max} - \lambda_{\min})\sin\varphi + 2\lambda_{\max}\sin\langle\varphi'\rangle]/(\lambda_{\max} + \lambda_{\min})\} - \langle\varphi'\rangle) \quad (62)$$

и перекрывающая диапазон 1200–3400 Å, равна 39.2 мм. Для найденных углов φ и $\langle\varphi'\rangle$ определенный выше оптимальный угол стигматичности равен $-1^\circ 70'$. Следовательно, сагиттальный радиус кривизны дифракционной решетки $r = R\cos\varphi\cos\varphi' = 897.21$ мм. Полагая $r_d = R\cos\varphi = 897.61$ мм, определяем таким образом все исходные параметры оптической схемы спектрометра и проводим расчет ожидаемого качества изображения.

Результаты расчета приведены в Таблице 1. Она показывает, что при регистрации спектра точечного источника на круге Роуанда рассматриваемая схема может обеспечить среднее разрешение по спектру около 1 мкм и среднее пространственное разрешение около $0''8$. Если регистрировать спектр на плоский светоприемник, то соответствующей фокусировкой можно добиться повышения среднего спектрального разрешения до 15 мкм при практически таком же – до $0''8$ – среднем пространственном разрешении либо пространственного разрешения лучше $0''05$ при среднем спектральном разрешении около 70 мкм. Если добиваться максимальной компактности изображения, то фокусировкой детектора можно достичь разрешения около 35 мкм вдоль и поперек дисперсии. Применением в рассматриваемой схеме светоприемника со сферической поверхностью можно, в принципе, несколько повысить разрешение по сравнению с тем, что получается на плоском детекторе. Но при входной диафрагме спектрометра 40 – 80 мкм, соответствующей $0''5 - 1''$ на небе, и при размере пикселей детектора в 20 – 40 мкм едва ли целесообразно изготавливать и устанавливать сферический детектор, поскольку достижимый с его помощью выигрыш в разрешении не будет заметен на фоне инструментальной ширины щели. Следует, однако, заметить, что если бы удалось использовать наиболее “мелкозернистые” из существующих детекторов с размером пикселей 8 – 12 мкм, то методом восстановления изображений (Теребиж 1991) даже при указанном размере входной диафрагмы можно было бы повысить спектральное разрешение в несколько раз.

Таблица 1.

ПРОГРАММА РОУЛАНД
 Расчет точечных диаграмм
 для изображений в дифракционном спектрометре с вогнутой решеткой
 полные ширины (FWZH) точечных диаграмм вдоль (δX) и поперек (δY) дисперсии

Роуландовский спектрометр низкого разрешения для диапазона 1200–3400 Å

Исходные данные:

- радиусы кривизмы решетки – меридиональный 900.00 мм, сагиттальный 897.21 мм
- угол между нормалью к решетке в ее центре и осью падающего пучка 4.18 град.
- эффективная плотность истриков решетки 198.0 на мм
- расстояние от входной диафрагмы до центра решетки 897.61 мм

длина волны	изображения на круге Роуланда		фокусировка по максимуму спектрального разрешения				фокусировка по максимуму пространственного разрешения				фокусировка по максимуму проницающей силы							
			параметры ближа йшей плоскости		параметры ближа йшего цилиндра		параметры ближа йшей плоскости		параметры ближа йшего цилиндра		параметры ближа йшей плоскости		параметры ближа йшего цилиндра					
			A=	B=	x0=	z0=	го0=	A=	B=	x0=	z0=	го0=	A=	B=	x0=	z0=	го0=	
	δX	δY	δX	δY	δX	δY	δX	δY	δX	δY	δX	δY	δX	δY	δX	δY	δX	δY
1200	0.001	0.128	0.023	0.104	0.000	0.127	0.128	0.001	0.104	0.023	0.075	0.052	0.052	0.076				
1475	0.001	0.086	0.006	0.079	0.000	0.085	0.085	0.001	0.079	0.006	0.045	0.040	0.039	0.046				
1750	0.001	0.048	0.007	0.054	0.000	0.047	0.047	0.001	0.054	0.007	0.020	0.027	0.027	0.020				
2025	0.001	0.015	0.014	0.029	0.000	0.015	0.015	0.001	0.029	0.015	0.000	0.015	0.014	0.001				
2300	0.001	0.013	0.017	0.004	0.000	0.013	0.013	0.001	0.004	0.017	0.015	0.002	0.002	0.015				
2575	0.001	0.035	0.014	0.022	0.000	0.036	0.035	0.001	0.021	0.015	0.025	0.011	0.011	0.025				
2850	0.001	0.053	0.007	0.047	0.000	0.053	0.053	0.000	0.046	0.007	0.030	0.024	0.023	0.030				
3125	0.001	0.065	0.006	0.072	0.000	0.066	0.066	0.000	0.071	0.006	0.030	0.036	0.036	0.030				
3400	0.001	0.073	0.023	0.097	0.000	0.073	0.073	0.000	0.097	0.024	0.025	0.049	0.048	0.025				
ср. кв. по спектру	0.001	0.067	0.015	0.065	0.000	0.067	0.067	0.001	0.065	0.015	0.036	0.033	0.032	0.036				

Таблица 2.

ПРОГРАММА РОУЛАНД
 Расчет точечных диаграмм
 для изображений в дифракционном спектрометре с вогнутой решеткой
 полные ширины (FWZH) точечных диаграмм вдоль (δX) и поперек (δY) дисперсии

Роуландовский спектрометр низкого разрешения для диапазона 1200–3400 Å

Исходные данные:

радиусы кривизны решетки - меридиональный 900.00 мм, сагиттальный 897.72 мм

угол между нормалью к решетке в ее центре и осью падающего пучка 3.13 град.

эффективная плотность штрихов решетки 39.6 на мм

расстояние от входной диафрагмы до центра решетки 898.66 мм

длина волны	изображения на круге Роулянда		фокусировка по максимуму спектрального разрешения				фокусировка по максимуму пространственного разрешения				фокусировка по максимуму проницающей силы			
			параметры ближа ишей плоскости		параметры ближа ишего цилиндра		параметры ближа ишей плоскости		параметры ближа ишего цилиндра		параметры ближа ишей плоскости		параметры ближа ишего цилиндра	
			A=	x0=	A=	x0=	A=	x0=	A=	x0=	A=	x0=	A=	x0=
			0.128	-32.783	0.073	-57.336	0.100	-45.038	0.100	-45.038	0.100	-45.038	0.100	-45.038
			B=	x0=	B=	x0=	B=	x0=	B=	x0=	B=	x0=	B=	x0=
			906.506	448.807	901.588	447.656	904.045	448.136	904.045	448.136	904.045	448.136	904.045	449.299
				ro0=		ro0=		ro0=		ro0=		ro0=		ro0=
				450.002		448.737		449.299		449.299		449.299		449.299
	δX	δY	δX	δY	δX	δY	δX	δY	δX	δY	δX	δY	δX	δY
1200	0.000	0.034	0.001	0.033	0.000	0.034	0.034	0.000	0.001	0.033	0.017	0.016	0.000	0.034
1475	0.000	0.025	0.000	0.024	0.000	0.025	0.025	0.000	0.001	0.024	0.012	0.012	0.000	0.025
1750	0.000	0.016	0.000	0.016	0.000	0.016	0.016	0.000	0.000	0.015	0.008	0.008	0.000	0.016
2025	0.000	0.007	0.001	0.008	0.000	0.007	0.007	0.000	0.000	0.007	0.003	0.004	0.000	0.007
2300	0.000	0.001	0.001	0.001	0.000	0.001	0.001	0.000	0.001	0.001	0.001	0.000	0.000	0.001
2575	0.000	0.010	0.001	0.009	0.000	0.010	0.010	0.000	0.001	0.009	0.005	0.005	0.000	0.009
2850	0.000	0.018	0.000	0.017	0.000	0.018	0.018	0.000	0.002	0.016	0.009	0.009	0.000	0.017
3125	0.000	0.026	0.000	0.026	0.000	0.026	0.026	0.000	0.002	0.024	0.013	0.013	0.001	0.025
3400	0.000	0.033	0.001	0.034	0.000	0.033	0.033	0.000	0.002	0.031	0.016	0.017	0.001	0.033
ср. кв. по спектру	0.000	0.022	0.001	0.022	0.000	0.022	0.022	0.000	0.001	0.021	0.011	0.011	0.000	0.022

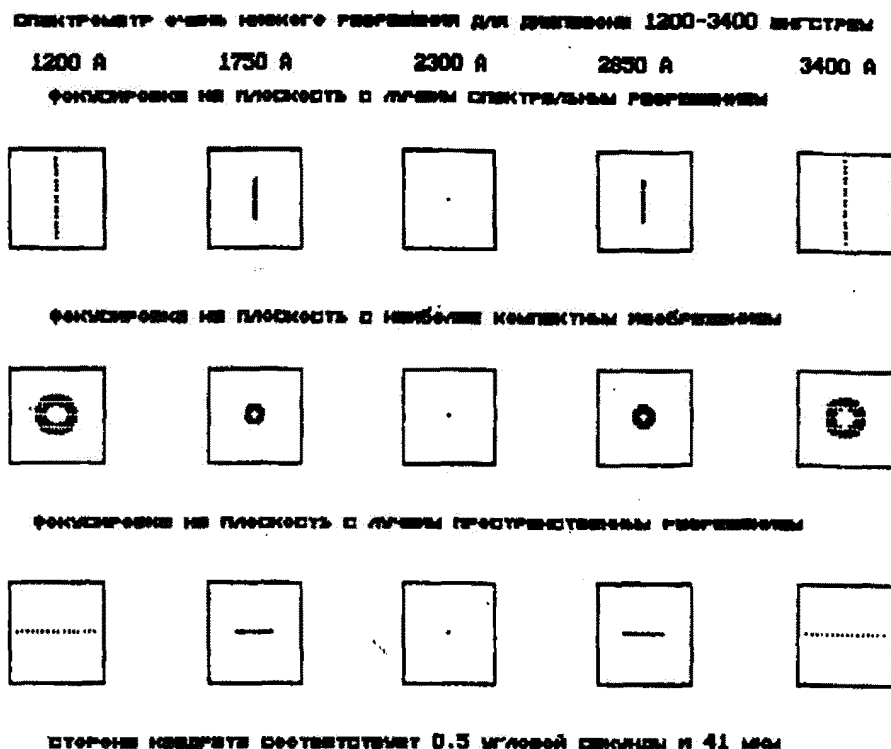


Рис. 1. Точечные диаграммы в пяти длинах волн для спектрометра низкого разрешения при регистрации изображений на плоском детекторе при фокусировке для лучшего спектрального разрешения, для наиболее компактного изображения и для лучшего пространственного разрешения

На рис.1 приведены точечные диаграммы этой схемы для пяти длин волн для изображений на плоском детекторе при различных фокусировках.

Спектрометр очень низкого разрешения можно установить в том же инструментальном отсеке телескопа Т-170, где будет работать спектрометр низкого разрешения. Выберем в качестве очень низкого разрешения $\lambda/\Delta\lambda = 100$ для щели 1" (или $\lambda/\Delta\lambda = 200$ для 0.5). Очевидно, что в этом случае дифракционная решетка также будет работать не в режиме минимального астигматизма. Чтобы оба прибора работали с одной и той же входной щелью и с одним и тем же светоприемником, их оптические схемы должны иметь одну и ту же разность углов $\varphi - \langle \varphi' \rangle$. Чтобы определить эти углы для спектрометра очень низкого разрешения, достаточно взять эту разность из предыдущего расчета и первое уравнение системы (60). Тогда получаем $\varphi = 3^\circ 13$ и $\langle \varphi' \rangle = -2^\circ 61$ и, аналогично предыдущему, определяем остальные исходные параметры оптической схемы спектрометра: $Nk = 39.6 \text{ мм}^{-1}$, $l = 7.8 \text{ мм}$, $\varphi'_{stg} = -2^\circ 61$, $r = 897.72$ и $z_d = 898.66 \text{ мм}$. Результаты расчета такой схемы приведены в Таблице 2 и на рис.2. Они показывают, что в спектрометре очень низкого разрешения при надлежащей фокусировке плоского детектора можно достичь среднее разрешение 11 мкм вдоль и поперек дисперсии, и здесь нет смысла применять светоприемник со сферической поверхностью.

Благодарности. Мы глубоко благодарны В.Ю. Теребижу, обратившего наше внимание на работу Спенсера и Мэрти (1962), за стимулирующую критику и полезные дискуссии и за контрольный расчет хода лучей по независимой вычислительной программе.

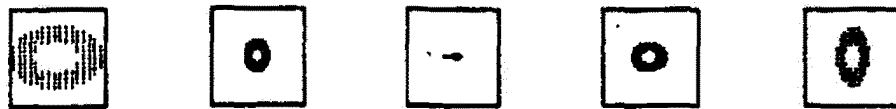
СПЕКТРОМЕТР НИЗКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ ДЛИНАН 1200-3400 АНГСТРЕМ

1200 А 1750 А 2300 А 2800 А 3400 А

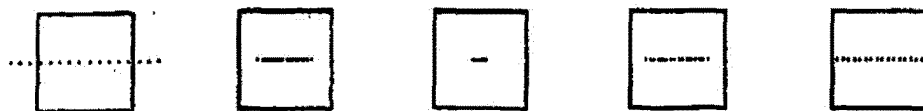
ФОКУСИРОВКА НА ПЛОСКОСТЬ В ЛИНЕЙНОМ СПЕКТРАЛЬНОМ РЕЗЕРВУАРЕ



ФОКУСИРОВКА НА ПЛОСКОСТЬ В НЕБОЛЬШОМ КОЛЛЕКТОРЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ



ФОКУСИРОВКА НА ПЛОСКОСТЬ В ЛИНЕЙНОМ ПРОСТРАНСТВЕННОМ РЕЗЕРВУАРЕ



СТОРОНЫ КАДРА СООТВЕТСТВУЮТ ОДНОЙ УГЛОВОЙ СЕКОМКИ В 62 МИН

Рис. 2. То же для спектрометра очень низкого разрешения

Литература

- Гершберг Р.Е., Изв.Крым.Астрофиз.Обсерв., Настоящий том, стр. ...
 Гершберг Р.Е. (Gershberg R.E.), 1992, in: M.S.Giampra and J.A.Bookbinder (eds) Proc.7th Cambridge workshop on cool stars, stellar systems, and the Sun. Astron.Soc.Pacific Conf.Series. 26, 652.
 Спенсер и Мэрти (Spencer G.H. & M.V.R.K.Murty), 1962, Journal of Optical Soc.America 52, 672.
 Тербиж В.Ю. (Terebizh V.Yu.), 1991, Astronomical and Astrophysical Transactions 1, 3.

Апохроматизирующие линзовые системы

Попов Г.М., Попов Е.Г.

Крымская астрофизическая обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 16 октября 1993 г.

Аннотация. Рассмотрены насадки из двух или трех линз к ахроматическим объективам, преобразующие их в апохроматы. Насадки могут быть расположены как перед объективом, так и между объективом и изображением.

APOCHROMATING LENS SYSTEMS, by G.M. Popov, E.G. Popov. Two or three lenses nozzles for achromatic lenses are discussed. The nozzle converts an achromatic lens to apochromatic lens. The nozzle can be situated before achromatic lens or between this lens and focal plane.

Ключевые слова: апохроматические объективы

Применение ахроматических объективов произвело революционный переворот в оптическом приборостроении. Однако ахроматические линзовые объективы страдают от остаточного хроматизма положения или вторичного спектра. Долгое время все попытки разработать новые сорта оптических стекол с нужным ходом дисперсии приводили к незначительному уменьшению вторичного спектра, либо имели следствием появление недопустимой сферохроматической аберрации. Впрочем, в последние годы успехи в выращивании кристаллов, например, таких, как флуорит, позволили рассчитать и выпустить серийно телескопы-рефракторы с апохроматическими объективами диаметром порядка 10 см., а также фотообъективы, такие, как например, "Апотаир". Кроме того, за рубежом и в СССР разработаны особые сорта оптических стекол, но они как правило, имеют ряд недостатков и обычно не позволяют получить достаточно большой диаметр заготовки. Стоимость флуорита очень высока, он труден в обработке и имеет высокий коэффициент теплового расширения, а размеры заготовок ограничены 10–15 сантиметрами. Поэтому представляет большой интерес рассчитать такие дополнительные объективы (насадки) которые могли бы работать вместе с существующими объективами-ахроматами, устраняя их вторичный спектр. Желательно, чтобы они были составлены из распространенных марок оптических стекол, хорошо освоенных в производстве.

Идея подобной насадки была выдвинута Русиновым М.М. (Русинов 1984), Кристеном Р.М. (Кристен 1985). Однако насадка, описанная Русиновым, требует перерасчета (изменения параметров) объектива-ахромата, с которым она применяется; насадка, описанная Кристеном, состоит из зарубежных стекол, недоступных отечественному потребителю. Мы покажем, что и из отечественных оптических стекол можно рассчитать насадки, превращающие в апохроматы ахроматические объективы умеренной светосилы. При этом насадки могут быть изготовлены как из особых стекол, так и из обычных.

Рассмотрим теоретические основы этого вопроса.

Основные требования, которым должны удовлетворять рассматриваемые насадки, таковы:

1. оптическая сила (фокусное расстояние) объектива с насадкой должна находиться в заданных пределах;

2. насадка не должна ухудшать исправление aberrаций объектива, т.е. исправление сферической aberrации, комы и др.;
3. насадки должны исправлять остаточный хроматизм положения (вторичный спектр) заданного ахроматического объектива; при этом величина вторичного спектра в нужной спектральной области предполагается известной.
4. насадка должна иметь по возможности простую конструкцию, например, состоять из двух – трех линз со сферическими поверхностями.

Будем считать, что предмет находится на бесконечности. Пусть исходный ахроматический объектив исправлен на хроматизм положения для двух длин волн света, например, F и C , т.е. в этих лучах совмещены в одной точке парааксиальные изображения на оси. Вторичный спектр для заданных длин волн света будем считать известным. Обозначим оптическую силу объектива Φ , оптическую силу насадки φ . Оптическая сила системы Φ_c "объектив + насадка" определяется известным выражением (Максудов 1979)

$$\Phi_c = \Phi + \varphi - \Phi \cdot \varphi \cdot d, \quad (1)$$

где d – расстояние от задней главной плоскости первого компонента до передней главной плоскости второго компонента. Возможны два варианта – насадка впереди, либо объектив впереди. Из (1), считая φ , Φ и d известными, находим

$$\varphi = \frac{\Phi_c - \Phi}{1 - \Phi \cdot d} \quad (2)$$

Для насадки, состоящей из двух соприкасающихся тонких линз, хроматизм положения должен быть исправлен, поэтому (Максудов 1979)

$$\frac{\varphi_1}{\nu_1} + \frac{\varphi_2}{\nu_2} = 0 \quad (3)$$

где φ_1 и φ_2 – оптические силы первой и второй линз объектива, ν_1 и ν_2 – числа Аббе первой и второй линз соответственно. Очевидно, что

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 \quad (4)$$

Из (3) и (4) находим

$$\varphi_1 = \frac{\nu_1}{\nu_1 - \nu_2} \cdot \varphi; \quad \varphi_2 = \frac{-\nu_2}{\nu_1 - \nu_2} \cdot \varphi \quad (5)$$

Обычно оптическая сила φ насадки мала по сравнению с оптической силой объектива Φ , т.е.

$$|\Phi| \gg |\varphi| \cong 0 \quad (6)$$

Из (4) и (6) следует, что $\varphi_1 + \varphi_2 \cong 0$ или $\varphi_1 \cong -\varphi_2$. Иными словами, насадка состоит из положительной и отрицательной линз и является почти афокальной. При этом из (3) следует, что

$$\nu_1 \approx \nu_2 \quad (7)$$

Заметим, что случай $\nu_1 = \nu_2$ неосуществим, т.к. из (5) ясно, что в этом случае $\varphi_1 = \varphi_2 = \infty$. Вторичный спектр $\Delta s'$ насадки может быть вычислен так же, как и вторичный спектр тонкого объектива (Максудов 1979)

$$\Delta s = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{(\nu_1 - \nu_2) \cdot \varphi}, \quad (8)$$

где γ_1 и γ_2 частные относительные дисперсии стекол первой и второй линз насадки. Из (8) следует, что при заданном φ следует выбирать стекла с максимальной разностью $\gamma_1 - \gamma_2$ с тем, чтобы увеличить вторичный спектр насадки (уменьшение разности $\nu_1 - \nu_2$ нежелательно, т.к. это приводит к увеличению оптических сил линз φ_1 и φ_2 насадки). Некоторые пары стекол из отечественного каталога даны в таблице 1, – они пригодны для расчета апохроматизирующих насадок к обычным апохроматам, например, изготовленным из стекол К8 и Ф1. В таблице 1 поэтому приведена также

Таблица 1.

N	Стекла	$\Delta\nu_e$	$\Delta\gamma_2$	$\Delta\gamma_e$	$\Delta\gamma_D$	$\Delta\gamma_{A'}$	B_g	B_e	B_D	$B_{A'}$
1	ЛК5+ТФК1	0,49	-0,0100	-0,0048	-0,0050	+0,0123	-0,02080	-0,00980	-0,01000	+0,0251
2	ЛК5+ФК14	0,61	-0,0072	-0,0041	-0,0047	+0,0144	-0,01180	-0,00670	-0,00770	+0,02360
3	ТК8+СТК12	0,04	+0,0065	+0,0032	+0,0031	-0,0094	+0,16250	+0,08000	+0,07800	-0,2350
4	ТК8+СТК15	0,28	+0,0057	+0,0028	+0,0020	-0,0110	+0,02040	+0,01000	+0,00710	-0,03930
5	Ф1+Ф9	2,37	-0,0134	-0,0030	-0,0020	-0,0013	-0,00565	-0,00130	-0,00084	-0,00055
6	Ф6+Ф9	3,36	-0,0160	-0,0040	-0,0025	+0,0058	-0,00467	-0,00120	-0,00074	+0,00173
7	ОФ3+БФ27	0,20	-0,0113	-0,0048	-0,0036	+0,0125	-0,05650	-0,02400	-0,01800	+0,06000
8	К8+Ф1	27,12	-0,0471	-0,0150	-0,0131	+0,0375	-0,00174	-0,00056	-0,00048	+0,00140

пара стекол К8 и Ф1. В таблице 1 даны: порядковый номер пары стекол, обозначение стекол по ГОСТ'у, разность чисел Аббе $\nu_1 - \nu_2 = \Delta\nu_e$ для этих стекол (для $\lambda = 5461\text{Å}$), а также разность частных относительных дисперсий $\gamma_1 - \gamma_2 = \Delta\gamma$ для ряда спектральных линий и отношение $\frac{\Delta\gamma}{\Delta\nu_e} = B$. Для $\Delta\gamma$ и B обозначения спектральных линий выполняют роль индексов.

Как показал Д.Д. Максудов (Максудов 1979) вторичный спектр объективов для подавляющего большинства оптических стекол практически одинаков, поэтому насадка, рассчитанная для объектива из стекол К8 и Ф1 будет в большинстве случаев пригодна и для объективов из других пар стекол (предполагается, что объективы исправлены для одной и той же спектральной области и имеют одинаковый диаметр и относительное отверстие). Из таблицы 1 следует, что возможны насадки как с положительной так и с отрицательной оптической силой; при этом они вносят вторичный спектр одного знака. Наибольшую хроматическую aberrацию вносит пара ТК8 и СТК12, однако она имеет малую разность чисел Аббе $\Delta\nu_e$, что приводит к большим оптическим силам линз насадки при заданной оптической ее силе. Пары 1 - 6 не содержат особых флинтос или особых кронов; пара 7 содержит особый флинт ОФ3. Как показал Максудов Д.Д. (Максудов 1979) выражение (8) может быть преобразовано к виду:

$$N = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{8 \cdot (\nu_1 - \nu_2)} \cdot D^2 \cdot \varphi = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{8 \cdot (\nu_1 - \nu_2)} \cdot D \cdot A, \quad (9)$$

где N - волновая aberrация, D - диаметр входного отверстия, A - относительное отверстие. Или

$$N = C_1 \cdot D^2 \cdot \varphi = \frac{C_1 \cdot D^2}{f'}, \quad (10)$$

где f' - фокусное расстояние, $C_1 = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{8 \cdot (\nu_1 - \nu_2)}$. Если вычислить по (8) продольный вторичный спектр Δs для лучей различных цветов, как известно (Максудов 1979), получим зависимость, напоминающую параболу (так называемую "хроматическую кривую"), где по одной оси отложены длины волн λ , по другой оси - продольный вторичный спектр Δs . Вершина "хроматической кривой" находится в точке λ_0 , положение которой зависит от вида коррекции объектива. Если $\lambda_0 \cong 5550\text{Å}$ (длина волны, для которой чувствительность глаза максимальна), то такой вид коррекции называется визуальной коррекцией, - при этом параксиальные лучи F и C совмещены. При фокусировке системы в лучах λ_0 лучи F и C образуют хроматический кружок с радиусом

$$\rho = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{2 \cdot (\nu_1 - \nu_2)} \cdot D = 4 \cdot C \cdot D. \quad (11)$$

Соответствующая угловая хроматическая aberrация η имеет вид (Максудов 1979)

$$\eta = \frac{\rho \cdot (\gamma_1 - \gamma_2)}{2 \cdot f' \cdot (\nu_1 - \nu_2)} = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{2 \cdot (\nu_1 - \nu_2)} \cdot A = 4 \cdot C_1 \cdot A \quad (12)$$

где $A = \frac{D}{f'}$ – относительное отверстие. Аналогичный вид имеют выражения (10) – (12) и для другого вида коррекции хроматизма, например, фотографической или фотовизуальной коррекции для случая, когда предмет находится на бесконечности. В общем случае, когда предмет находится на конечном расстоянии, продольный вторичный спектр определяется более сложным выражением (тонкий объектив)

$$\Delta s = \frac{(s')^2}{F'} \cdot \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\nu_1 - \nu_2} = B \cdot \frac{(s')^2}{F'}, \quad (13)$$

где s' – расстояние изображения от тонкого объектива, F' – его фокусное расстояние, $B = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\nu_1 - \nu_2}$. Значения B для ряда спектральных линий даны в таблице 1; обозначение спектральной линии играет роль индекса. Предположим, что вид коррекции исходного ахроматического объектива известен. Поставим своей целью задачу исправить вторичный спектр исходного объектива, т.е. совместить в одной точке три цветных луча (апохроматическая коррекция). Для определенности возьмем лучи F, e, C (визуальная апохроматическая коррекция), но все рассуждения остаются в силе и для любых других трех цветных лучей. Рассмотрим случай, когда насадка расположена перед объективом в параллельном пучке лучей. Ее продольный вторичный спектр Δs_H определится из (8)

$$\Delta s_H = B \cdot f' = \frac{B}{\varphi}, \quad (14)$$

где $B = \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\nu_1 - \nu_2}$, f' – фокусное расстояние, φ – оптическая сила насадки. Продольный вторичный спектр коррегируемого объектива $\Delta s'_0$ в обратном ходе лучей можно найти из (13), положив $s' = f'$:

$$\Delta s_0 = \frac{(f')^2}{F'} \cdot B', \quad (15)$$

где $B' = \frac{\gamma'_1 - \gamma'_2}{\nu'_1 - \nu'_2}$ (γ'_1 и γ'_2 – относительные частные дисперсии объектива, ν'_1 и ν'_2 – его числа Аббе), F' – фокусное расстояние объектива. Условие исправления вторичного спектра в системе насадка + объектив имеет вид $\Delta s_H + \Delta s_0 = 0$, или в явном виде после преобразований

$$B + \frac{f'}{F'} \cdot B' = 0$$

Откуда

$$\varphi^{-1} = f' = \frac{-B \cdot F'}{B'} \quad (16)$$

Определив оптическую силу φ насадки, можно найти и силы ее линз φ_1 и φ_2 из (5), а затем и разности кривизн этих линз $\Delta \rho_1$ и $\Delta \rho_2$ по известным формулам для тонких линз (Максудов 1979)

$$\Delta \rho_1 = \frac{\varphi_1}{(n_1 - 1)}, \quad \Delta \rho_2 = \frac{\varphi_2}{(n_2 - 1)}, \quad (17)$$

где n_1 и n_2 – показатели преломления стекол первой и второй линз насадки. Заметим, что стекла насадки можно менять местами. Значения коэффициентов B (или C) зависят от λ ; в таблице 1 даны значения этих коэффициентов для спектральных линий g, e, D, A' при условии, что параксиальные лучи F, C сведены в фокус. Если необходимо свести в этот же фокус лучи e ($\lambda = 5460 \text{ \AA}$), следует B и B' в выражении (16) также использовать для лучей e ; аналогично поступают и для других длин волн света. В качестве примера рассмотрим типичный объектив-ахромат из стекол К8 и Ф1 ($\mathcal{N} 8$ из таблицы 1); для насадки выберем пару стекол ОФ3 и БФ27 ($\mathcal{N} 7$ из таблицы 1). Для $\mathcal{N} 8$ из таблицы 1 находим $B_e = -0.00056 = B'$, для насадки ($\mathcal{N} 7$) из таблицы 1 имеем $B_e = -0.024 = B$. Подставляя эти значения в (16), находим для оптической силы насадки

$$\frac{I}{\varphi} = f' = -428 \cdot F' = -\frac{428}{\Phi}, \quad (18)$$

а затем φ_1 и φ_2 из (5) и $\Delta \rho$ и Δr из (17). Таким образом, насадка имеет фокусное расстояние противоположного знака по отношению к фокусному расстоянию исходного объектива. Аналогичным

свойством обладают, очевидно, насадки № 1, № 2, № 5, № 6 из таблицы 1. Насадки № 3 и № 4 имеют фокусное расстояние того же знака, что и фокусное расстояние объектива № 8. Заметим, что изложенная теория является приближенной, т.к. не учитывает толщин линз; окончательный расчет насадки производится обычно на ЭВМ с использованием специальной оптимизирующей программы. Насадка, как правило, должна иметь исправленную сферическую aberrацию и кому; в частном случае она может быть рассчитана так, чтобы исправить также и эти aberrации, если они не исправлены в исходном объективе. Приступим к рассмотрению результатов расчетов на ЭВМ. Все они имеют визуальное исправление (совмещены лучи для $\lambda = 4860 \text{ \AA}$ и $\lambda = 6563 \text{ \AA}$). Отметим, что насадка, как и всякий тонкий объектив, может вносить как положительную так и отрицательную остаточную хроматическую aberrацию (вторичный спектр). Мы будем рассматривать только насадки, имеющие положительный вторичный спектр, способный компенсировать отрицательный вторичный спектр ахроматического объектива с положительной оптической силой. Все варианты, представленные в таблице 1, были изучены на ЭВМ; оказалось, что они далеко не равноценны по своим характеристикам. Основными остаточными aberrациями насадок являются остаточная сферическая aberrация и сферохроматическая aberrация, которые и ограничивают светосилу насадок и объективов и коррекционные возможности насадок. Наилучшие результаты получены для пар стекол БФ27 + ОФ3 и Ф1 + Ф9 (порядок следования стекол по ходу лучей, естественно, может быть и обратным), — они могут быть применены для коррекции объективов-ахроматов с относительным отверстием 1:10 и менее; диаметры ахроматов могут достигать 100–200 мм и более. Насадка 1 может быть расположена либо перед объективом 2 (рис. 1) на небольшом расстоянии от него, либо за ним (рис. 2); в первом случае насадка работает в параллельном пучке лучей, во втором — в сходящемся пучке и может располагаться на значительном расстоянии от него. Это позволяет уменьшить диаметры линз насадки и массу стекла, что снижает стоимость и трудоемкость изготовления. Следует также иметь в виду, что оптические стекла трудно изготовить и отжечь в случае больших диаметров линз, в особенности это относится к особым стеклам, таким, как ОФ3.

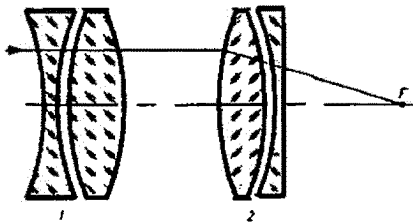


Рис. 1 Ахроматический объектив 2 из двух линз с насадкой 1 перед ним, преобразующей его в апохромат

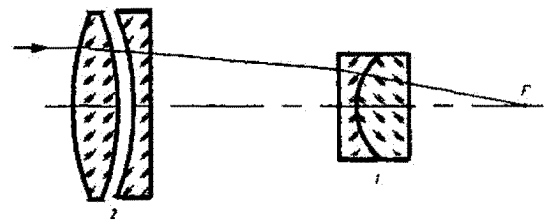


Рис. 2 Ахроматический объектив 2 из двух линз с компенсатором 1 из двух линз в сходящемся пучке лучей

Конструктивные элементы насадки с объективом (рис. 1) даны в таблице 2. Диаметр отверстия объектива и насадки $D=100$ мм; фокусное расстояние около 1000 мм. В насадке применены стекла БФ27 и ОФ3; в объективе — К8 и Ф1. Насадка расположена вплотную к объективу, хотя и может быть расположена на некотором расстоянии от него. Aberrации исходного объектива даны в таблице 3; aberrации системы в целом (насадка + объектив) представлены в таблице 4.

Таблица 2. $D=100$ мм		
r , мм	d , мм	Марка стекла
5525,4	20	БФ27
-151,405	0	
-151,669	20	ОФ3
6614,0	0	
612,358	13	К8
-345,896	0	
-350,999	5	Ф1
-1500,65	1008	

Очевидно, что aberrации в спектральной области $\lambda = 4860 - 6563 \text{ \AA}$ уменьшены почти на порядок, а в сине-фиолетовой области — более чем в 2 раза.

Таблица 3.

$H, \text{ мм}$	$\Delta g'_h$	$\Delta g'_F$	f'_F	$\Delta g'_c$	f'_c	$\Delta g'_c$	f'_c	$\Delta g'_A$	f'_A
10	$3,7 \cdot 10^{-2}$	0	1003,9	$-3,5 \cdot 10^{-3}$	1003,5	$3,5 \cdot 10^{-3}$	1004,2	$1,8 \cdot 10^{-2}$	1005,7
30	$1,1 \cdot 10^{-1}$	0	1003,8	$-1,2 \cdot 10^{-2}$	1003,4	$6,7 \cdot 10^{-3}$	1004,1	$5,0 \cdot 10^{-2}$	1005,5
50	$2,0 \cdot 10^{-1}$	0	1003,8	$-2,7 \cdot 10^{-2}$	1003,3	$-4,2 \cdot 10^{-4}$	1003,9	$6,8 \cdot 10^{-2}$	1005,3

Таблица 4.

$H, \text{ мм}$	$\Delta g'_h$	$\Delta g'_F$	f'_F	$\Delta g'_c$	f'_c	$\Delta g'_c$	f'_c	$\Delta g'_A$	f'_A
10	$1,4 \cdot 10^{-2}$	0	1018,9	0	1018,7	$3,2 \cdot 10^{-3}$	1019,0	$7,2 \cdot 10^{-3}$	1019,4
30	$4,7 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-3}$	1018,7	$3,5 \cdot 10^{-3}$	1018,7	$9,0 \cdot 10^{-3}$	1018,9	$2,0 \cdot 10^{-2}$	1019,3
50	$8,7 \cdot 10^{-2}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$	1018,7	$1,5 \cdot 10^{-3}$	1018,6	$4,7 \cdot 10^{-3}$	1018,7	$1,8 \cdot 10^{-2}$	1019,0

Эта же насадка может применяться и для коррекции вторичного спектра любого тонкого ахромата из обычных стекол, имеющего такое же отверстие и фокусное расстояние. Заметим, что насадка практически не влияет на полевые аберрации объектива – кому, астигматизм, кривизну поля и почти не меняет его фокусное расстояние. Если применить прежний исходный объектив, но с насадкой из стекол Ф1 и Ф9, расположив насадку за объективом (в сходящемся пучке лучей) вплотную, получим систему, параметры которой даны в таблице 5.

Таблица 5. $D=100 \text{ мм}$

$r, \text{ мм}$	$d, \text{ мм}$	Марка стекла
612,358	13,0	К8
-345,896	3,0	
-350,999	5,0	Ф1
-1500,65	0,0	
788,475	5,0	Ф1
130,168	1,0	
131,059	10,0	Ф9
566,245	1372,9	

Таблица 6. $s'=1372,53$

$H, \text{ мм}$	$\Delta g'_h$	$\Delta g'_F$	f'_F	$\Delta g'_c$	f'_c	$\Delta g'_c$	f'_c	$\Delta g'_A$	f'_A
10	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$5,4 \cdot 10^{-4}$	1414,6	$-3,8 \cdot 10^{-3}$	1413,9	$-2,2 \cdot 10^{-3}$	1414,1	$1,4 \cdot 10^{-2}$	1416,4
30	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-3}$	1414,9	$-5,7 \cdot 10^{-3}$	1414,2	$-2,2 \cdot 10^{-4}$	1414,4	$4,9 \cdot 10^{-2}$	1416,8
50	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	1414,9	$-1,2 \cdot 10^{-3}$	1414,5	$1,3 \cdot 10^{-2}$	1414,9	$9,9 \cdot 10^{-2}$	1417,4

Линзы объектива раздвинуты на 3 мм (в исходном объективе они расположены вплотную) с целью лучшей коррекции остаточной сферической аберрации. Коррекция хроматизма получилась достаточно хорошей (таблица 6), особенно в фиолетовой области спектра. Заметим, что задний отрезок s' и фокусное расстояние системы увеличились приблизительно в 1,4 раза, что характерно для насадки из стекол Ф1 и Ф9. Эти стекла дешевы и могут быть отлиты в виде заготовок большого диаметра, в отличие от особых стекол. Представляется целесообразным рассчитать такие компенсаторы хроматизма (вторичного спектра), которые имели бы малые размеры по отношению к размерам линз объектива-ахромата. Из зарубежных стекол подобные системы были рассчитаны Кристенем Р.М. (Кристен 1985). Мы покажем, что аналогичные системы могут быть рассчитаны из отечественных стекол (рис. 3).

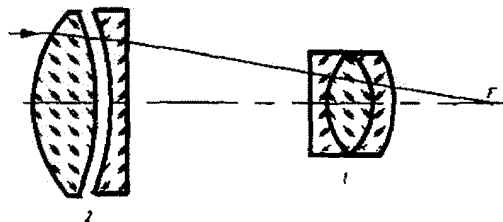


Рис. 3 Ахроматический объектив 2 с компенсатором из трех линз в сходящемся пучке лучей

Таблица 7. $D=120\text{мм}$

Оказалось, что если компенсатор имеет диаметр линз для осевых лучей приблизительно вдвое меньше, нежели диаметр линз основного объектива, то компенсатор может состоять из двух линз; при значительно меньших линзах компенсатора приходится применять трехлинзовую систему компенсатора. Параметры системы с компенсатором из трех линз приведены в таблице 7; абберации – в таблице 8.

r , мм	d , мм	Марка стекла
474,929	13,0	К8
-1133,22	3,0	
-1006,64	5,0	Ф1
2235,16	750,0	
2436,70	5,0	ОФ3
92,00	15,0	БФ27
-92,00	5,0	ОФ3
2210,00	780,95	

Таблица 8. $s'=781,01$

H , мм	$\Delta g'_h$	$\Delta g'_F$	f'_F	$\Delta g'_e$	f'_e	$\Delta g'_c$	f'_c	$\Delta g'_A$	f'_A
10	$1,4 \cdot 10^{-2}$	0	1662,7	0	1662,9	$1,3 \cdot 10^{-3}$	1661,3	$3,8 \cdot 10^{-3}$	1659,2
30	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$-1,3 \cdot 10^{-3}$	1662,6	0	1662,8	$1,5 \cdot 10^{-3}$	1661,1	$8,1 \cdot 10^{-3}$	1658,9
50	$7,4 \cdot 10^{-2}$	$-2,8 \cdot 10^{-3}$	1662,5	$-3,6 \cdot 10^{-3}$	1662,6	$-2,8 \cdot 10^{-3}$	1660,9	$5,5 \cdot 10^{-3}$	1658,5

Очевидно, что исправление хроматизма в широкой области спектра весьма хорошее. Диаметр линз компенсатора приблизительно вдвое меньше диаметра входного отверстия объектива. Заметим, что все вышерассмотренные системы имеют также хорошее исправление комы в широкой области спектра.

Благодарности. Авторы признательны В.И. Пронику и П.П. Доброправину за просмотр рукописи и ценные замечания.

Литература

- Кристен Р.М. (Christen R.M.), 1985, Sky and Telescope. A new approach to color correction, 70, N4, 375.
 Максудов Д.Д., 1979, Астрономическая оптика. Л.: Наука, с.395.
 Русинов М.М., 1984, Вычислительная оптика. Л.: Машиностроение, с.423.

Наиболее важные результаты научных исследований, полученные в Крымской астрофизической обсерватории ГКНТ ПП в 1995г.

ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

В результате анализа поляриметрических наблюдений на АЗТ-11 активной галактики типа BL Lac – OJ 287 была обнаружена тесная корреляция между ее полным и поляризованным потоком оптического излучения и открыта периодическая составляющая в изменениях позиционного угла плоскости поляризации с периодом около 35 дней. Эти качественно новые наблюдательные факты могут быть интерпретированы как непрерывное вращение плоскости поляризации переменного источника излучения со скоростью около 5 градусов в сутки. Такое поведение поляризации может быть объяснено в рамках модели, в которой источником переменного поляризованного излучения является возмущение – ударный фронт или поток релятивистских электронов – распространяющееся вдоль выброса, направленного на нас и имеющего спиральное магнитное поле. Результаты этого исследования, выполненного Н.М. Шаховским и Ю.С. Ефимовым были доложены на совещании в Оксфорде и готовятся к публикации.

СТРОЕНИЕ, ХИМСОСТАВ И МАГНЕТИЗМ ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕР

Проведено комплексное исследование одной из наиболее ярких “металлических” звезд – 15 Vul. Методом Стенфло-Линдегрена осуществлена диагностика магнитного поля сложной структуры на поверхности 15 Vul: по 164 линиям Fe I оценена величина поля $fH = 2400$ гаусс. Проведено тестирование метода Стенфло-Линдегрена с использованием теоретического спектра, рассчитанного по модели Куруца с параметрами атмосферы 15 Vul. Его результаты подтвердили достоверность обнаружения магнитного поля у исследуемой звезды. Установлено, что величина поля fH , определенная по линиям с низким потенциалом возбуждения, превосходит оценку поля, полученную по линиям с высоким потенциалом возбуждения. По аналогии с солнечной атмосферой, это может свидетельствовать о том, что магнитные области на поверхности 15 Vul холоднее окружающей спокойной фотосферы. Иными словами, вероятно существование магнитных полей сложной структуры на поверхности некоторых металлических звезд, что заставляет пересмотреть традиционное представление о “немагнитности” таких звезд. Это исследование выполнено И.С. Савановым и Ю.Ю. Савельевой в сотрудничестве с учеными России – И. Викмаевым, Ф. Мусаевым и Г. Галазутдиновым.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Проведено всестороннее изучение массивной взаимодействующей двойной системы KX And. Изучена ее фотометрическая и поляризационная переменность в течение орбитального периода: обнаружена значительная, не типичная для двойных систем кривая переменности поляризации с доминирующей первой гармоникой, найден угол наклона системы к наблюдателю – 52 градуса – и асимметрия аккреционного диска, вызванная газовыми потоками от вторичного компонента. По спектрам с высоким разрешением и большим отношением сигнал-шум исследована переменность профилей спектральных линий. Обнаружены линии вторичного компонента, по которым найдено, что вторичный компонент системы является гигантом спектрального класса G8, а орбита практически круговой. Анализ переменности линий, принадлежащих более массивному и горячему компоненту, показал, что все они образуются в оболочке, окружающей эту звезду, и оболочка имеет сложную структуру с плотным и холодным аккреционным диском и значительно более горячими газовыми потоками в полярных областях, через которые газ покидает систему. По-видимому, впервые обнаруженная структура газовых потоков в системе KX And может быть распространена на ряд других массивных систем, находящихся на сходном эволюционном этапе. (А.В. Бердюгин, С.В. Бердюгина и А.Е. Тарасов).

В.П. Гринин и В.В. Соболев (Россия) рассмотрели образование Штарковских крыльев водородных линий в спектрах звездных вспышек и показали, что при определенных условиях, зависящих

от параметров вспышки и ее положения на диске звезды, должны формироваться очень протяженные – до 20 \AA и более – крылья бальмеровских линий. Столь большая ширина крыльев обусловлена двумя факторами: значительной оптической толщиной вспышки в частотах бальмеровских линий и большой электронной концентрацией газа во вспышке. Сравнение с наблюдениями вспышек звезды EV Lac, выполненных в КраО в 1992 году, показало, что в мощных вспышках с отчетливо выраженной импульсной фазой подобные широкие крылья, действительно, наблюдаются и их форма хорошо согласуется с рассчитанными на основе модели. Таким образом, диагностика вспышек по наблюдаемым штарковским крыльям водородных линий открывает новые возможности в изучении звездных вспышек.

ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ

Исследована проблема определения химического состава планетарных туманностей (ПТ) путем фотоионизационного моделирования в случае, когда число наблюдательных ограничений на температуру и плотность газа в туманности невелико. Такая проблема типична для внегалактических ПТ и для ПТ в балдже нашей Галактики, поскольку в большинстве случаев спектрах этих далеких и слабых объектов удается измерить интенсивности лишь нескольких наиболее ярких линий. В результате исследования сделан вывод о том, что при отсутствии наблюдательных ограничений на электронную температуру в туманности определить ее химсостав путем фотоионизационного моделирования невозможно: на примере двух ПТ из балджа Галактики с “бедными” спектрами показано, что наблюдаемые спектры можно одинаково хорошо воспроизвести с помощью фотоионизационных моделей, в которых содержание тяжелых элементов различается на порядок. Результаты исследования, выполненного Ю.Ф. Мальковым, В.В. Головатым (Львов) и Г. Стасиньской (Медон) направлена в журнал *Astronomy and Astrophysics*.

ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Проведено исследование хромосферной части продолжительной хромосферной Солнечной вспышки балла 2. По профилям бальмеровских линий Н-альфа, Н-бета и Н-дельта и линии H CaII рассчитаны модели хромосферы для 18 последовательных моментов наблюдений, включающих начало, максимум и угасание вспышки. Получено, что в процессе развития вспышки изменяется не только температура, но и плотность хромосферных слоев. Изменения плотности неоднородны по глубине и достигают 2–3 порядков. Изменение величины эмиссии в начале вспышки происходило, в основном, за счет изменения плотности. Перед максимумом происходило увеличение плотности и уменьшение температуры, затем температура снова возрастала, а плотность оставалась повышенной. Получено, что широкие крылья бальмеровских линий для некоторых моментов, а также соотношение величины эмиссии вблизи максимума не могут быть достаточно хорошо интерпретированы без учета влияния фотосферных слоев вспышки. (Э.А. Барановский, Е.В. Маланушенко, А.В. Шумко)

На основе наблюдений лучевых скоростей в фотосфере и хромосфере Солнца (линии Si I 10827 Å и He I 10830 Å соответственно), исследованы особенности колебательных процессов в областях корональных дыр и вне их. Получено, что все спектры мощности в области частот 0.001–0.02 Гц содержат группу значимых пиков. В области частот, больших 0.01 Гц, амплитуды пиков не превышают значимо уровень шумов.

Показано, что в спокойной фотосфере вне корональных дыр, на спектре мощности имеется значимый пик, соответствующий периоду 302 сек, описывающий известные 5-минутные колебания в фотосфере Солнца. В области корональных дыр этот пик отсутствует. В хромосфере вне корональных дыр наиболее заметными являются пики с периодом 264 и 199 сек. В области корональных дыр, помимо этих пиков, появляются еще два заметных пика соответствующие периодам 146 и 386 сек. Мощность колебательного процесса в интервале частот 0.002–0.01 в фотосфере в области корональных дыр незначительно меньше, чем вне их. В хромосфере ситуация иная: мощность колебательного процесса в корональных дырах существенно больше. (В.П. Маланушенко, Е.В. Маланушенко, Н.Н. Степанян)

Проведен гармонический анализ данных измерений общего магнитного поля Солнца, выполненных в течение 24 лет. Найдено, что наиболее значимые периоды в общем магнитном поле равны 26.92 и 28.13 суток, причем второй период относится к твердотельному вращению магнитного поля, сконцентрированному под конвективной зоной Солнца, а первый – к вращению фотосферного поля вблизи экватора. Получены новые свидетельства в пользу реальности около-годовой периодичности общего магнитного поля Солнца. (В.А. Котов, В.И. Ханейчук, Т.Т. Цап)

На основе наблюдений вектора магнитного поля в 40 активных областях 22-го солнечного цикла, выполненных в Пекинской обсерватории, рассчитаны электрические токи и токовая скрученность поля (current helicity). В 85 процентах случаев уверенно выявляется направление доминирующей закрученности поля в масштабе всей активной области. Таким образом, весьма часто в активных областях выполняется условие для роста свободной магнитной энергии за счет энергии мелко-масштабной флуктуации поля скорости. При этом в 82 процентах случаев для активной области, расположенной в северном полушарии, разбаланс токовой скрученности отрицательный, а южном – положительный. Вероятно такой регулярный характер скрученности обусловлен силами, связанными с вращением Солнца. (В.И. Абраменко, Wang T. (КНР), В.Б. Юрчишин)

СОЛНЕЧНАЯ СИСТЕМА

Облако межпланетной пыли, в которой движется Земля, влияет на инфракрасные наблюдения со спутников-обсерваторий (например, спутника "СОБЕ") и представляет опасность для будущих космических миссий. Н.Н. Горькавым (КрАО) совместно с сотрудниками Центра космических полетов им.Годдарда Дж. Мазером и Л. Озерным был предложен новый подход к исследованию динамики межпланетных частиц, основанный на уравнении непрерывности с включением матрицы рассеяния, описывающей мгновенные изменения орбит частиц. В рамках этого подхода получены важные результаты, описывающие гравитационное рассеяние частиц на планетах в плоской задаче 3-х тел.

В ходе обработки результатов наблюдений падения фрагментов кометы Шумейкера-Леви 9 на Юпитер, выполненных на телевизионном комплексе МТМ-500 в июне 1994 года, открыты кратковременные вспышки резонансной линии натрия. Количественные оценки показали, что области появления излучения натрия имели размеры порядка 100000 км и находились на расстоянии около 200000 км от поверхности Юпитера. Это резко нестационарное свечение натрия обнаружило переменность с характерным временем около минуты и длилось около 40 минут, смещение линий соответствовало скорости порядка 1000 кмс⁻¹. Выдвинута гипотеза о том, что открытое свечение натрия имело ударное возбуждение во внутренней магнитосфере Юпитера: "поставщиком" натрия могли быть субкилометровые осколки кометного ядра, разрушающиеся при бомбардировке высокоэнергичными электронами Юпитерианской магнитосферы. Это исследование выполнено В.В. Прокофьевой в сотрудничестве с киевскими астрономами В.П. Тарашук и К.И. Чурюмовым.

Н.И.Шаховская
Ученый секретарь КрАО

ХРОНИКА

Прошедший 1995 г для Крымской астрофизической обсерватории был юбилейным: пятьдесят лет тому назад, 30 июня 1945 г, по инициативе Академии Наук СССР правительство СССР решило преобразовать Симеизское отделение Пулковской обсерватории в самостоятельное учреждение – Крымскую астрофизическую обсерваторию. В связи с этой датой с 6 по 11 июня в обсерватории была организована юбилейная научная конференция. После торжественного заседания, посвященного истории КраО и научным достижениям, работали параллельно три научных совещания – 1-й пленум секции “Солнце” Украинской астрономической ассоциации, совещание РГ “Физика звездных атмосфер” и совещание по спектродетекции, посвященное памяти проф. В.Б. Никонова. В юбилейной научной конференции приняли участие более шестидесяти астрономов из различных обсерваторий Украины, России и Казахстана.

Обсерватория продолжала активное сотрудничество в международном космическом проекте “СПЕКТР-УФ” и за истекший (1995 год) в обсерватории проведено 2 международных совещания по этому проекту:

1. “Оптика Т-170, её изготовление и контроль”. (11 – 15 мая 1995 г.)

в котором приняли участие Д-р Х. Бек (H.G. Beck) – эксперт по оптике из Космического Агентства Германии, DARA); Д-р Х. Бекер-Росс (H. Becker-Ross) – из Института Оптики и Спектроскопии, Берлин); а также шесть участников проекта из России (Москва: ИНАСАН, НПОЛ);

2. “Конструкция и оптика телескопа Т-170” (28 ноября – 1 декабря 1995г.)

с участием 10 представителей из России (Москва: ИНАСАН и НПОЛ, Ижевск: НТЦ “Восход”);

Обсерватория продолжает участвовать во многих международных программах по исследованию нестационарных процессов на Солнце, звездах, в галактиках, по наблюдению комет и малых планет и в программах по геодинاميке. Сотрудники обсерватории принимали участие в международных симпозиумах, совещаниях, выезжали для проведения совместных исследований.

А.С. Андреев, Л.В. Дидковский и В.А. Котов в апреле выезжали в США в Стенфордский Университет и приняли участие в четвертом совещании по гелиосейсмологии.

В.П. Гринин два месяца работал в обсерватории Арчетри в Италии, продолжая совместные работы по проблеме звездообразования и звездных вспышек, и в октябре 1995 г принял участие в 9-ом Кембриджском совещании по холодным звездам.

Н.Н. Горькавый в марте выезжал в США для участия в лунно-планетной конференции, которая состоялась в Лунно-Планетном институте г. Хьюстона, а в июне в Годдардовский центр НАСА для обсуждения данных наблюдений, полученных на спутнике СОВЕ.

А.В. Долгополов в июне 1995 г выезжал на две недели в Египет для технической помощи в реконструкции солнечного телескопа.

А.С. Андреев в июне участвовал в совещании по проблемам солнечной активности на о. Крит (Греция).

Н.И. Меркулова в июне принимала участие в международном совещании по ядрам активных галактик в Германии (Гейделберг).

Н.С. Чуваева-Полосухина в июле посетила Белградскую обсерваторию и обсудила планы возможных совместных исследований.

Н.С. Чуваева-Полосухина и В.П. Маланушенко в течение месяца работали в Департаменте Астрономии Триестского Университета для проведения совместных исследований по химическому составу магнитных звезд.

А.В. Степанов участвовал в Коллоквиуме 153 МАС “Магнитодинамические явления в солнечной атмосфере”, который состоялся в мае 1995 г в Японии.

И.С. Саванов и С.И. Ростопчин приняли участие в Четвертом Венском Международном Совещании по Моделям атмосфер звезд и спектральному синтезу в июле 1995 г в Вене.

В.И. Абраменко и В.Б. Юрчишин выезжали в продолжительную командировку (6 и 2 месяца соответственно) в Китайскую Народную Республику в Пекинскую Астрономическую обсерваторию для выполнения совместных научных исследований в области солнечной активности.

С.Ю. Калмин выезжал в Финляндию в обсерваторию Турку для выполнения работ по автоматизации астрономических приборов.

А.Е. Тарасов по приглашению британских коллег работал в Сассекском университете, выполнения совместные исследований оболочек массивных звезд.

Ю.Ф. Мальков выезжал на месяц во Францию для проведения совместных исследований планетарных туманностей в Медонской обсерватории.

А.А. Степанян принял участие в 24-той международной конференции по космическим лучам в Риме в августе – сентябре 1995 г.

А.В. Брунс выезжал в июле 1995 на 10 дней в Швейцарию для оптической калибровки летного экземпляра прибора, устанавливаемого на космическую станцию МАРС-96.

Н.С. Черных участвовал в рабочем симпозиуме, организованном Рабочей Группой МАС по проблеме астероидов, сближающихся с Землей, который проходил в сентябре в Италии (о. Вулкано).

Е.С. Дмитриенко, Е.П. Павленко и Н.М. Шаховской в июле выезжали в Великобританию (Кильский Университет) для участия в международном Симпозиуме по катаклизмическим переменным звездам.

Ю.С. Ефимов в сентябре принимал участие в совещании по проекту OJ-94, которое проходило в Оксворде (Великобритания).

Р.Е. Гершберг принял участие в в 9-ом Кэмбриджском совещании по холодным звездам, в октябре во Флоренции (Италия).

Р.Е. Гершберг, С.В. Бердюгина, П.П. Петров, А.Г. Щербаков и Н.С. Чуваева-Полосухина в октябре принимали участие в Симпозиуме N 176 МАС, который состоялся в Институте Астрономии Университета г. Вены.

В.А. Котов, Н.Н. Степанян, Н.В. Стешенко, Н.С. Нестеров, Н.С. Чуваева-Полосухина принимали участие в 3-ем съезде Европейского Астрономического Совета JENAM-95, который состоялся в Катании (Италия).

А.Е. Вольвач принял участие в международном совещании по космической радиоинтерферометрии в сентябре в Нидерландах.

П.П. Петров выезжал в Финляндию и Испанию для совместных наблюдений и исследований молодых звезд.

С.Ю. Калмин и В.А. Щербаков в ноябре – декабре принимали участие в зимней школе по астрофизике в обсерватории на Канарских о-вах.

В сентябре обсерваторию с двухнедельным визитом посетил Пол Роше (Paul Roche) из Великобритании в рамках сотрудничества по исследованию оболочек массивных звезд.

В ноябре Обсерваторию посетили директор Белградской обсерватории д-р М. Дмитриевич и его сотрудник Л. Попович и заключили договор о научном сотрудничестве между обсерваториями.

В августе в обсерваторию приезжал д-р Эдвард Роудс (США) в порядке сотрудничества в области гелиосейсмологии.

В ноябре Обсерваторию посетил д-р К. Сато (Мизусава Астрогеофизическая Обсерватория Японии) для обсуждения совместных работ по геодинамике.

В июне д-р Марио ди Мартано из Туринской обсерватории (Италия) находился в обсерватории с двухдневным визитом и обсудил ряд проблем, касающихся исследований астероидов.

Гражданин Испании Хуан Карлос Миньо Манзано продолжает стажировку в Обсерватории.

В сентябре в обсерватории прошла школа по астрофизике для школьников старших классов из Израиля (г. Ум-Ел-Фахем), организованная сотрудником Твериадской обсерватории Израиля д-ром Г.Ш. Ройзманом и представителем муниципалитета г. Ум-Ел-Фахем г-ном Абу Самехом. Сотрудники обсерватории провели более тридцати лекции, экскурсий, практических занятий.



К.К. ЧУВАЕВ
(1917 – 1994 гг)

15 ноября 1994 г. ушел из жизни Константин Константинович Чуваев – один из самых преданных Крымской обсерватории ученых, проработавший в обсерватории около полувека.

Константин Константинович Чуваев родился 12 октября 1917 г. в поселке Черноисточенск Свердловской области в семье врача – ветеринара. В семье было еще два брата, материальное положение было очень тяжелым и трудовая жизнь К.К. Чуваева началась рано. После окончания школы в 1936 г. он поступает на физико-математический факультет Казанского Университета. Здесь ему приходится одновременно учиться и работать. По окончании Университета в 1941 г. он направляется на работу в Абастуманскую обсерваторию, где ему пришлось проработать только 3–4 месяца, а затем он призывается в Действующую Армию. Все четыре года он был участником Великой Отечественной войны. Боевой путь капитана К.К. Чуваева начинался в Новороссийске в августе 1941 г. и закончился участием в освобождении Праги в мае 1945 г. К.К. Чуваев был участником жесточайших боев за Крым. Он награжден орденами и медалями за форсирование Керченского пролива, за освобождение Керчи, Севастополя. Он участвовал в освобождении и тех мест, где затем появилась новая Крымская обсерватория.

В 1946 г. К.К. Чуваев был отозван из Армии письмом Г.А. Шайна с приглашением на работу в Симеизскую обсерваторию. Для К.К. Чуваева, полного энергии и сил, а также энтузиазма после Победы, не существовало дела, которого он не смог бы выполнить. Г.А. Шайн очень тепло относился к молодому офицеру и не боялся назначать его на самые ответственные участки работы в Обсерватории. Обсерватория восстанавливалась в Симеизе на г. Кошка, и одновременно строилась новая Обсерватория в с. Партизанском. И К.К. Чуваев был тем, кто успевал всюду – наблюдал в Симеизе и устанавливал первые телескопы в Партизанском, работал с немецкими специалистами-инженерами, и часто ездил в командировки в Москву и Ленинград за оптическим оборудованием. Он был постоянно в работе не только научной, но и общественной. В течение нескольких лет он был секретарём партийной организации КрАО.

Первые астрономические наблюдения Константина Константиновича были связаны со службой Солнца и первая публикация, совместная с С.Б. Пикельнером и Е.Ф. Шапошниковой, называлась: "Спектрогелиоскопические наблюдения в 1949 г.". По предложению Г.А. Шайна одновременно с этими наблюдениями молодой Константин Константинович создавал фотометр для фотоэлектрических наблюдений свечения ночного неба в нескольких областях спектра. Прибор был создан в 1950 г. и стал его первым детищем, с которым он выполнил многочисленные наблюдения. Результаты этих наблюдений, опубликованные в "Докладах АН СССР" за 1952 г., явились основой его кандидатской диссертации: "Электрофотометрические исследования свечения ночного неба в нескольких областях спектра."

Постоянно совершенствуя технику наблюдений свечения ночного неба, К.К. Чуваев создает новый шестиканальный фотометр для одновременных наблюдений неба в шести спектральных полосах. С этим фотометром он проводил систематические наблюдения свечения ночного неба по программе МГГ в 1957–1960 гг. Эти наблюдения были признаны лучшими в Союзе.

В нем удачно сочетался талант наблюдателя и умельца, который прекрасно разбирался и в оптике, и в электронике, и при этом он не жалел ни сил, ни времени на возню с каждым прибором, на котором наблюдал. Чистота эксперимента была необходимым условием для его наблюдений. Он не знал, что такое рутинные наблюдения или рутинная обработка, – он неистово много наблюдал и так же неистово много работал с полученными наблюдениями.

Без преувеличения можно сказать, что большая часть фотометрических наблюдений, которые вошли в каталог звезд, опубликованный в 1957 г. под названием "Диаграмма цвет – светимость для звезд, расположенных в окрестностях Солнца", была выполнена непосредственно К.К. Чуваевым.

Интересными были результаты фотоэлектрических наблюдений нестационарной звезды SS Cyg, полученные на 50" телескопе в течение сезонов 60–61 гг. Ему удалось отнаблюдать 4 вспышки и обнаружить двойственность наиболее мощных вспышек этой звезды и другие закономерности. Наблюдение SS Cyg и других нестационарных звезд были продолжены К.К. Чуваевым и сотрудниками отдела Физики звезд на 2.6 м телескопе им. Г.А. Шайна.

В 60-ые годы состоялось его знакомство с лабораторией М.М. Бутслова и другими разработчиками каскадных ЭОПов. С этого времени его судьба была прочно связана с ЭОПами. Константин Константинович обладал редкими способностями экспериментатора, и когда появились многокаскадные ЭОПы он проводил их тщательные испытания и исследования, работая в тесном контакте с М.М. Бутсловым и другими создателями этих приборов. В результате был создан специальный спектрограф с трехкамерным ЭОПом УМ-92 (СПЭМ) для наблюдений слабых объектов. К.К. Чуваев был одним из создателей этого прибора и бессменным наблюдателем на нем в течение многих лет. Тогда, в 60-е годы, впервые в Союзе были получены спектральные наблюдения слабых звезд и галактик с использованием Отечественных ЭОПов с магнитной фокусировкой и они обусловили заметный скачок в спектральных исследованиях КраО. Для спектрального изучения стали доступными слабые нестационарные звезды типа SS Cyg, новые, сверхновые, вспыхивающие, симбиотические и другие звезды. Безотказно, с особым нескрываемым интересом он выполнял все эти наблюдения. Многие из них легли в основу ряда интересных работ, открытий, докторских диссертаций сотрудников КраО и других астрономов Союза.

В 1974 г. К.К. Чуваев, совместно с Н.С. Полосухиной и В.П. Маланушенко, поставил на СПЭМе задачу исследования быстрой переменности спектра магнитных звезд с временным разрешением 0.5–1.0 мин. В течение ряда лет эта группа проводила регулярные спектральные наблюдения звезды Бэбкока, обладающей большим магнитным полем. Было получено более 4000 спектрограмм этой звезды, которые послужили основой для составления (с участием д-ра Вайсса из Австрии) Атласа спектральных линий звезды Бэбкока и определения характера их переменности. Результаты наблюдений стимулировали дальнейшие исследования слабого эффекта переменности у этого класса звезд в других обсерваториях и завершились открытием пульсаций.

В конце 60-х годов К.К. Чуваевым и В.И. Проником были начаты наблюдения спектров ядер активных галактик. Вместе с сотрудниками Специальной астрофизической обсерватории И.М. Копыловым и В.А. Липовецким они провели наблюдения ряда галактик Маркаряна и 15 из них отнесли к сейфертовским.

Постепенно основной научный интерес К.К. Чуваева переместился в область внегалактических объектов. В начале 70-х годов было положено начало спектральному мониторингу ряда сейфертовских галактик, в результате которого Константином Константиновичем получены уникальные ряды спектров этих объектов, равных которым нет в мировой практике. В его банке данных имеется спектральный материал почти для 200 галактик Сейферта и Маркаряна. Для 20-ти из них с одной и той же аппаратурой проведены наблюдения в течение 20-ти лет, а более, чем для 30 галактик, имеются наблюдения в течение 10-ти лет.

Спектрофотометрическая обработка многолетних систематических наблюдений спектров активных ядер галактик занимала много времени и сил. Во многих из них была обнаружена большая или меньшая спектральная переменность. Вот несколько примеров найденной им нестационарности таких систем.

В 1972 г. В.И. Проник и К.К. Чуваев обнаружили сложный характер переменности эмиссионной линии $H\beta$ в спектре галактики Mкг 6. В дальнейшем за 16 лет патрульных наблюдений у ядра галактики Mкг 6 были отмечены сильные изменения интенсивности и вида профиля линии $H\beta$, состоящего из 3 компонентов: центрального, относительно узкого; фиолетового, смещенного на 3000 км/с и относительно слабого; и широкого компонента, шириной до 10000 км/с. Эти наблюдения дали материал для создания Атласа профилей линии $H\beta$, в которых в некоторые моменты времени обнаружались весьма сходные между собой структуры. В промежуточные моменты профиль линии имел совсем иной вид. Был сделан вывод об устойчивости пространственной структуры газа в ядре этой галактики и переменности условий ионизации и возбуждения вещества в области образования водородных линий в разные моменты времени.

Существенные изменения профиля линии $H\beta$ были им зарегистрированы также в спектре галактики NGC 5548.

У галактик NGC 4151 и NGC 7469 была прослежена эволюция спектров от типа Sy1 к типу Sy2, т.е. кардинальная смена характера профилей эмиссионных линий за 2-3 месяца с последующим возвратом к типу Sy1. Параллельные фотометрические наблюдения обнаружили при переходе от типа Sy1 к типу Sy2 сильное ослабление блеска и увеличение покраснения ядра. Простые статистические соображения, основанные на этих наблюдениях, показывают, что многие галактики с активными ядрами должны неоднократно испытывать на протяжении своей жизни подобные переходы от Sy1 к Sy2 и обратно. В этих исследованиях принимали участие московские астрономы В.Л. Окнянский, В.Т. Дорошенко и В.М. Лютый, В.Ф. Есипов.

7-летние наблюдения N-галактики 3C120 показали, что при изменениях блеска ядра до 2 раз и сопутствующих изменениях потока в линии $H\beta$ с характерным временем в 4-5 месяцев профиль этой линии оставался практически неизменным. Отсутствие переменности профилей водородных линий при значительных изменениях потока в них выявлены и по 19-ти летним наблюдениям ядра сейфертовской галактики Mкп 509.

Приведенные результаты свидетельствуют о большом разнообразии явлений, происходящих в ядрах активных галактик.

Константин Константинович с неизменной доброжелательностью передавал свои знания и опыт астронома-наблюдателя молодежи. Все годы своей работы в Крымской обсерватории Константин Константинович был тесно связан с коллективом сотрудников обсерватории, близко принимал к сердцу все события как в научной, так и в общественной жизни обсерватории.

Постоянный интерес, преданность своему делу и мастерство ученого-наблюдателя, высокая требовательность в работе, а так же другие редкие человеческие достоинства принесли К.К. Чуваеву глубокое уважение не только сотрудников звездного отдела, коллектива Крымской обсерватории, но и астрономов других обсерваторий бывшего Союза и за его пределами.

Константин Константинович Чуваев бережно хранил и неизменно следовал традициям, которые были заложены в Крымской обсерватории Г.А. Шайном. В своем последнем докладе на мемориальной конференции, посвященной столетию со дня рождения Г.А. Шайна, Константин Константинович конкретно и образно напомнил старшему поколению и передал новому поколению сотрудников тот дух, которым жила Крымская обсерватория во времена Г.А. Шайна.