

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LXX

Ответственный редактор
академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ



МОСКВА. «НАУКА». 1985

УДК 523

Известия Крымской астрофизической обсерватории:
Сб. статей.— М.: Наука, 1985, т. 70.— 180 с.

В сборник включены статьи, содержащие результаты исследований и разработок, выполненных в Крымской астрофизической обсерватории. Рассматриваются актуальные проблемы физики Солнца и звезд. Даны описания новых астрофизических приборов.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

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

Рецензенты:

Р. Е. ГЕРШБЕРГ, Н. Н. СТЕПАНЯН

**Известия ордена Трудового Красного Знамени
Крымской астрофизической обсерватории
Том LXX**

*Утверждено к печати
ордена Трудового Красного Знамени
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР*

Редактор Ю. И. Ефремов. Редактор издательства Э. С. Павлинова
Художественный редактор Т. П. Полянова. Технические редакторы Н. Н. Плохова,
И. В. Бочарова
Корректор Г. Н. Лац

ИБ № 27956

Сдано в набор. 28.03.84. Подписано к печати 26.03.85. Т-04237. Формат 70×108¹/₁₆
Бумага офсетная № 1. Гарнитура литературная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 15,4.
Усл. кр., отг. 16,105. Уч.-изд. л. 21,8. Тираж 1250 экз.
Тип. зак. 40. Цена 1 р. 60 к.

Ордена Трудового Красного Знамени
издательство «Наука» 117864 ГСП-7, Москва В-485, Профсоюзная ул., 90.
2-я типография издательства «Наука» 121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 6.

И $\frac{1705000000-214}{042(02)-85}$ без объявления

© Издательство «Наука», 1985 г.

УДК 523.75

**О ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ВСПЫШЕК****А. Н. Бабин, А. Н. Коваль**

Продолжены исследования линейной поляризации эмиссионных солнечных образований [1]. По спектральным наблюдениям в линии H_{α} , полученным с высоким пространственным разрешением, обнаружено, что в некоторых вспышечных узлах на протяжении нескольких секунд дуги изменяется не только величина, но и знак поляризации, определяемой согласно (1). В области вспышек некоторые мелкие эмиссионные детали типа усов или полосок непрерывной эмиссии показывают значительную поляризацию.

ON THE FINE STRUCTURE OF POLARIZED FLARE ELEMENTS, by A. N. Babin, A. N. Koval. — The investigation of linear polarization of solar emission features is being continued. From the spectral observation in the H_{α} -line obtained with high spatial resolution it was found that in a distance scale of some arc second in some flare knots not only the value but also the sign of the polarization determined by (1) is changed. In the flare region some emission knots like moustache or grain of continuous emission show strong polarization.

Нами были продолжены исследования поляризации солнечных эмиссионных образований [1].

Наблюдательный материал был получен летом 1982 г. на большом коронографе КГ-2 ($D/F = 50$ см/20 м). Спектры в линии H_{α} снимались в III порядке дифракционного спектрографа (дисперсия $\sim 1,7$ мм/Å). В качестве анализатора линейной поляризации использовалась двупреломляющая призма из стекла и шпата. Регистрация спектров производилась с помощью малоформатной фотокамеры „Киев-10“. Применение аэрофотоплёнки изопанхром тип 17 позволяло делать короткие экспозиции ($\sim 1/60$ с), в результате чего был получен высококачественный материал с разрешением деталей вплоть до расстояния $0'',6$. Система подмотра изображения на щели спектрографа через H_{α} -фильтр давала возможность начинать фотографирование спектров при появлении вспышки и выбирать при этом наиболее интересные места.

При визуальном просмотре полученных спектрограмм вспышек было обнаружено, что некоторые эмиссионные узлы по-разному выглядят в ортогональных поляризациях: в одних случаях наблюдаются существенные различия в их структуре, в других очень мелкие эмиссионные детали типа усов или полосок непрерывной эмиссии показывают заметное различие в яркости. Примеры таких пар спектрограмм приведены на рис. 1. Наиболее ярко различие структуры видно на рис. 1, в, где на спектре в одной поляризации эмиссия представляет собой одиночную деталь, а в ортогональной поляризации она состоит из двух деталей. Существенное различие в яркости эмиссий хорошо видно на рис. 1, г.

ФОТОМЕТРИЯ

Для выявления структурных деталей эмиссионных узлов вспышек и оценки степени их поляризации была проведена фотометрическая обработка спектрограмм. Фотометрические разрезы проводились перпендикулярно направлению дисперсии в нескольких спектральных участках, но чаще всего в красном

крыле линии H_{α} между атмосферными линиями $\lambda 6563,53$ и $\lambda 6564,22 \text{ \AA}$, которые служили реперами для установки одного и того же места по длине волны на спектрах в ортогональных поляризациях. В тех случаях, когда эмиссия не имела протяженных крыльев, фотометрические разрезы делались в центре линии H_{α} .

Вычисленные интенсивности нормировались к единице в том месте, где разрез проходил по невозмущенной фотосфере. Полученные таким путем распределения интенсивности в ортогональных поляризациях совмещались (репером служило изображение нити, натянутой поперек щели спектрографа, учитывалось небольшое различие в масштабах обоих снимков поперек дисперсии). Результаты фотометрии приведены на рис. 2. Далее определялась степень поляризации деталей по формуле

$$P = (I_0 - I_e) / (I_0 + I_e), \quad (1)$$

где I_0 и I_e — интенсивности в свете обыкновенного и необыкновенного луча в данном месте, отсчитываемые от уровня невозмущенной фотосферы.

РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Вспышка балла 2п 19.07 82 г., $\rho \approx 0,30$. На спектрограмме, полученной в $5^{\text{h}} 50^{\text{m}} 53^{\text{s}}$ UT, видны три эмиссионные детали (рис. 1, а и рис. 2, а). Заметное различие в распределении интенсивности поперек дисперсии наблюдается лишь для среднего узла: в одной поляризации — резкая одиночная эмиссия (ее размер на уровне половины интенсивности $\sim 3'',4$), в другой — двойная (расстояние между пиками $\sim 0'',8$). Степень поляризации в центральной части эмиссии $\sim 9\%$.

2. На спектрограмме в $5^{\text{h}} 51^{\text{m}} 30^{\text{s}}$ UT (другое место вспышки) различие видно уже для двух узлов (рис. 2, б), причем для узла I оно аналогично предыдущему случаю с расстоянием между пиками $\sim 0'',6$ и поляризацией около $3,5\%$. В центральной части узла II поляризация изменяется от 5% до -3% (стрелки на рис. 2, б), т. е. не только по величине, но и по знаку.

3. Вспышка балла sp 19.07 82 г., $\rho \approx 0,89$. Поляризационная спектрограмма получена в $11^{\text{h}} 36^{\text{m}} 06^{\text{s}}$ UT. Более яркий узел (рис. 2, в) наиболее отчетливо показывает уже отмечавшееся выше различие в структуре: одиночная деталь размером $2'',6$ в одной поляризации и двойная с расстоянием между максимумами $\sim 1'',4$ — в другой. Поляризация эмиссии здесь значительна и обнаруживает большие изменения ($+25\%$, -11% , $+18\%$).

4. Вспышка балла sb 20.07 82 г., $12^{\text{h}} 56^{\text{m}} 30^{\text{s}}$ UT, $\rho \approx 0,53$. Тонкая структура наиболее крупного узла I (рис. 2, г) заметно отличается в ортогональных поляризациях. Соответственно изменяется и степень поляризации ($+6\%$, -7% , $+4\%$).

5. Вспышка sp, 19.07 82 г., $9^{\text{h}} 20^{\text{m}}$ UT, $\rho \approx 0,85$. Максимальные яркости основного вспышечного узла не показывают различий (рис. 2, д), в то же время яркости двух соседних отдельных очень тонких и протяженных эмиссий заметно различаются, причем одна из них ярче в одной поляризации, а другая — в ортогональной.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Прежде всего следует обсудить вопрос, не могут ли обнаруженные нами эффекты иметь инструментальное происхождение.

В самом деле, пространственное и спектральное разрешение на спектрограммах в одной и другой поляризациях несколько различаются. Это связано с тем, что для одного луча анализатор работает как толстая плоскопараллельная пластина, а для другого — как призма с малым углом при вершине, установленная в сходящемся (расходящемся) пучке вблизи фокуса [2]. Однако вследствие малой светосилы действующих пучков это различие мало и, как видно по совпадающим (или почти совпадающим) тонким деталям на рис. 2, а, б, г, практически не проявляется. В пользу того, что раздвоение эмиссии

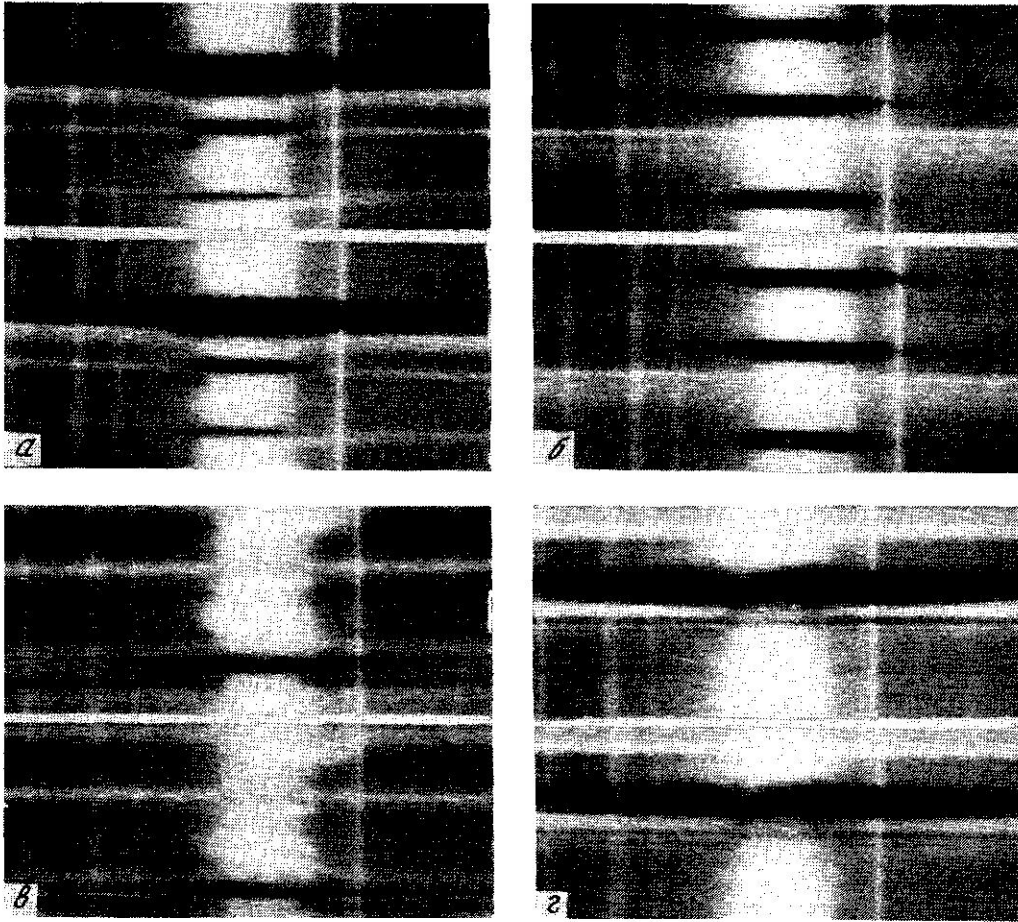


Рис. 1. Примеры исследуемых поляризационных спектрограмм (19.07 82 г.)
 а, б — вспышка балла Zn в $5^{\text{h}}50^{\text{m}}53^{\text{s}}$ и $5^{\text{h}}51^{\text{m}}30^{\text{s}}$ UT; в — вспышка балла sn в $11^{\text{h}}36^{\text{m}}06^{\text{s}}$ UT; г — вспышка sn в $9^{\text{h}}20^{\text{m}}$ UT

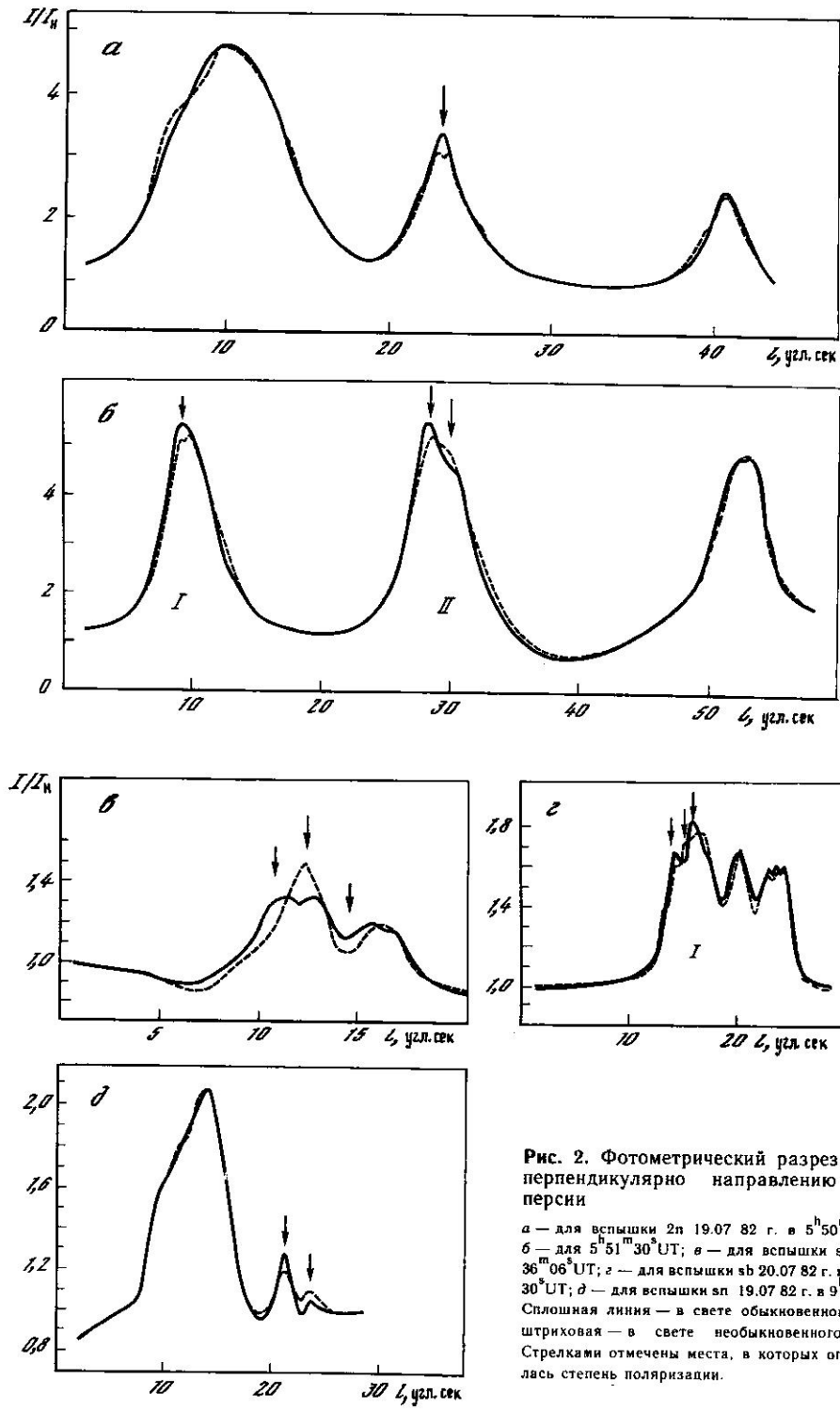


Рис. 2. Фотометрический разрез узлов перпендикулярно направлению дисперсии

а — для вспышки 2п 19.07 82 г. в $5^h 50^m 53^s$ UT;
 б — для $5^h 51^m 30^s$ UT; в — для вспышки сп в $11^h 36^m 06^s$ UT; г — для вспышки sb 20.07 82 г. в $12^h 56^m 30^s$ UT; д — для вспышки сп 19.07 82 г. в $9^h 20^m$ UT.
 Сплошная линия — в свете обыкновенного луча, штриховая — в свете необыкновенного луча. Стрелками отмечены места, в которых определялась степень поляризации.

в одной поляризации нельзя приписать различию качества изображений в ортогональных поляризациях, говорит и тот факт, что оно наблюдается как в поляризации, соответствующей обыкновенному лучу нашего анализатора (рис. 2, в), так и наоборот (рис. 2, а, б).

Другая возможная причина связана с дрожанием изображения на щели спектрографа, так как экспонирование производилось у нас с помощью затвора фотоаппарата. При этом лепестки затвора двигались перпендикулярно дисперсии и разные части кадра экспонировались не строго одновременно. Согласно [3] при средних условиях наблюдений Солнца амплитуда дрожания A на разных частотах f равна $2''$ на 0,5 Гц, $0'',4$ на 5 Гц и $0'',03$ на 50 Гц. Наши спектрограммы получены с экспозицией $1/60$ с, что соответствует $f = 60$ Гц. При этом максимальное расстояние между пиками двойной эмиссионной детали равно $1'',4$, что примерно в 50 раз превосходит амплитуду дрожания на близкой частоте 50 Гц. Таким образом, объяснить раздвоение дрожанием невозможно.

Посмотрим теперь, нельзя ли связать с дрожанием различие в яркости деталей в ортогональных поляризациях. Представим зависимость l — смещения детали от среднего положения на щели спектрографа — в виде

$$l = A \sin 2\pi ft,$$

где t — время. Тогда для приведенного выше распределения A от f в наиболее неблагоприятном случае максимальное смещение за время, равное разнице в моментах экспонирования одной и той же детали в разных поляризациях (которое мы приняли равным 0,01 с), составит около $0'',20$. У самых тонких изолированных деталей на наших спектрограммах полуширина около $1'',6$, а контур близок к треугольному. Если такая деталь установлена на щель спектрографа не совсем симметрично, то при смещении ее на $0'',2$ интенсивность изменится на $\sim 13\%$. Это изменение всего в 1,5 раза меньше наблюдаемого для такой детали (рис. 2, д). Так что при некотором превышении амплитуды дрожания значений, приведенных в [3], в принципе возможно объяснить различие яркости очень мелких деталей дрожанием изображения и неодновременностью их экспонирования в ортогональных поляризациях.

Однако мы располагали поляризационными спектрограммами аналогичных образований, полученными на башенном солнечном телескопе БСТ-2, качество изображений на которых ниже (в частности, из-за более длительных экспозиций $\sim 0'',2$), но зато они получались одновременно в обеих поляризациях (так как использовался затвор за входной щелью спектрографа). В результате просмотра этих спектрограмм удалось найти такие, на которых также заметно различие яркости образований типа усов или полосок непрерывной эмиссии в ортогональных поляризациях. Результаты фотометрической обработки одного такого случая, выполненной в красном крыле линии H_{α} перпендикулярно дисперсии, приведены на рис. 3.

Таким образом, не удастся объяснить инструментальными эффектами различия некоторых эмиссионных образований как по структуре, так и по интенсивности.

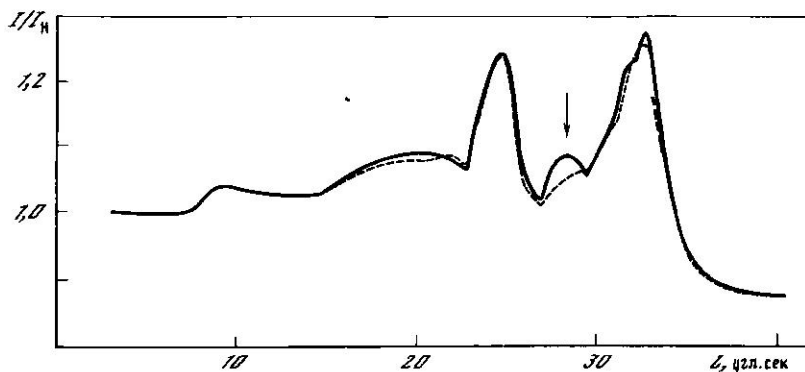


Рис. 3. Фотометрический разрез узлов для усов 11.07 80 г. в $3^{h53^{m}}UT$, $q = 0,98$
Обозначения те же, что на рис. 2

Что касается структурных различий, то аналогичные результаты были получены при исследовании вспышек с анализатором круговой поляризации [4]. С другой стороны, самые первые наблюдения линейной поляризации ядер непрерывной эмиссии, выполненные в [5], показали, что в четырех случаях (из 12 исследованных) имелось указание на отличие поляризации полосок непрерывной эмиссии от поляризации соседней фотосферы, достигающее 5%.

Как уже отмечалось ранее, раздвоение эмиссионных деталей на исследованных спектрограммах наблюдалось в свете как обыкновенного, так и необыкновенного луча.

При наблюдениях на коронографе КГ-2 анализатор линейной поляризации был стационарно закреплен относительно входной щели спектрографа так, что его оси составляли с щелью угол 45° . Поскольку спектрограф на КГ-2 установлен в фокусе куде, то изображение на щели спектрографа вращается. Таким образом, в течение дня поляризационные оси анализатора по-разному ориентированы относительно изображения Солнца.

На поляризационных спектрограммах вспышки 2п 19.07 82 г., снятых в $5^{\text{h}}51^{\text{m}}$ и $5^{\text{h}}52^{\text{m}}$ UT, для изображений, полученных в свете необыкновенного луча, направление колебаний электрического вектора было близким к тангенциальному, а в свете обыкновенного луча — к радиальному (отклонение не превышало $7-8^\circ$). При этом раздвоенная эмиссионная деталь наблюдалась в свете необыкновенного луча, т. е. в той поляризации, для которой направление колебаний электрического вектора было близким к тангенциальному.

Спустя ~ 6 ч (в $11^{\text{h}}36^{\text{m}}$ UT) была получена спектрограмма вспышки sp, наблюдавшейся в другой активной области, но в том же квадранте и примерно на том же радиус-векторе, что и вспышка балла 2п. Здесь раздвоение эмиссии видно в свете обыкновенного луча, но за указанный промежуток времени ориентация осей анализатора относительно изображения Солнца изменилась почти на 90° . Таким образом, и в этом случае в поляризации с радиальным направлением электрического вектора мы видим одиночную деталь, а с тангенциальным — двойную.

ВЫВОДЫ

Сформулируем основные результаты.

1. Некоторые вспышечные узлы показывают существенные различия в структуре на изображениях в ортогональных поляризациях. Для изученных спектрограмм наиболее типичными являются случаи, когда в одной поляризации наблюдается одиночная деталь, а в ортогональной — двойная. Эмиссия раздваивается в той поляризации, для которой плоскость колебаний электрического вектора близка к тангенциальному направлению на Солнце.

Для некоторых вспышечных узлов на протяжении нескольких секунд дуги изменяется не только величина, но и знак поляризации, определенной в соответствии с (1).

2. В области вспышек некоторые мелкие эмиссионные образования типа усов или полосок непрерывной эмиссии имеют значительную поляризацию.

3. Инструментальными эффектами невозможно объяснить различия в структуре и яркости эмиссионных узлов, наблюдаемые в ортогональных поляризациях.

Авторы благодарны А. Б. Северному за постоянный интерес к данной теме и Н. А. Фроловой за помощь в обработке фотометрических записей.

Ноябрь 1982 г.

Литература

1. Бабин А. Н., Коваль А. Н. Исследование линейной поляризации некоторых солнечных эмиссионных образований. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, с. 89.
2. Ландсберг Г. С. Оптика. М.: Наука, 1976, с. 386.
3. Brandt P. N. Frequency spectra of solar image motion. — Solar Phys., 1969, vol. 7, N 2, p. 187.
4. Коваль А. Н. Об измерении магнитных полей в протуберанцах и вспышках фотографическим методом. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 57, с. 133.
5. Северный А. Б., Хохлова В. Л. О поляризации непрерывной эмиссии в активных образованиях на Солнце. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1958, т. 20, с. 67.

УДК 523.75

О КВАЗИПЕРИОДИЧНОСТИ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА

В. И. Абраменко, М. Б. Огирь

По наблюдениям вспышечной активности всего диска Солнца, выполненным летом 1980 и 1981 гг. в Крымской астрофизической обсерватории, исследовано распределение моментов появления вспышек и их энергии по времени методом фурье-анализа. Найдены следующие группы достоверных квазипериодов, превосходящих уровень 3σ : $109-166^m$, $68-78^m$, $25-46^m$. Квазипериоды $68-78^m$ и $25-46^m$ характеризуют повторяемость сгущений вспышек, а квазипериоды $109-166^m$ проявляются как модуляции вспышечной энергии сгущений.

ON QUASI-PERIODICITY OF THE FLARE ACTIVITY OF THE SUN, by V. I. Abramenko, M. B. Ogir.— On the basis of the flare activity observations all over the solar disk, carried out at the Crimean Astrophysical observatory in summer of 1980 and 1981, the time distribution of the flare appearances on the surface and their energies were investigated by Fourier-analysis method. The following groups of authentic quasi-periods, surpassing 3σ level, were discovered: $109-166^m$, $68-78^m$, $25-46^m$. The quasi-periods $68-78^m$ and $25-46^m$ characterize the repetition of the flare groupings, and quasi-periods $109-166^m$ are manifested as modulations of the flare energy of the groupings.

В настоящее время имеются наблюдательные данные, свидетельствующие о том, что во вспышечной активности Солнца могут существовать квазипериодические закономерности. Так, согласно [1—4] вспышки, возникающие в отдельных активных областях, могут группироваться по времени. Что касается вспышечной активности всего Солнца, то она до сих пор была исследована мало.

В [5] по каталожным данным за 1957—1958 гг. установлено, что распределение по времени моментов начал сильных вспышек имеет неслучайный характер, и выделены группировки длительностью 1,3 сут и более. В [6] также по каталожным данным за 1968 г. исследованы те же распределения, но для всех вспышек и получен ряд достоверных периодов в пределах от 29 до 1440^m , свидетельствующих о квазипериодическом характере вспышечной активности Солнца.

С целью проверки результатов [5, 6] и дальнейшего исследования характера вспышечной активности всего Солнца на однородном наблюдательном материале летом 1980 и 1981 гг. были выполнены наблюдения вспышек на всем диске Солнца практически одновременно в течение нескольких часов подряд на протяжении 95 сут. Наблюдения проводились в излучении линии H_{α} на коронографе КГ-1 Крымской обсерватории. По пленкам определялись моменты появления всех вспышек (по превышению на 20% яркости относительно яркости флоккулов) и их баллы. В полученном наблюдательном материале обнаружены сгущения вспышечных событий. С целью поиска закономерностей во временном распределении этих сгущений мы провели спектральный фурье-анализ на ЭВМ ЕС-1033. Для него из всего наблюдательного материала оказались пригодными пять реализаций длительностью от 8 до 26 сут.

На рис. 1 представлен фрагмент одной из этих реализаций (июнь 1980 г.) в

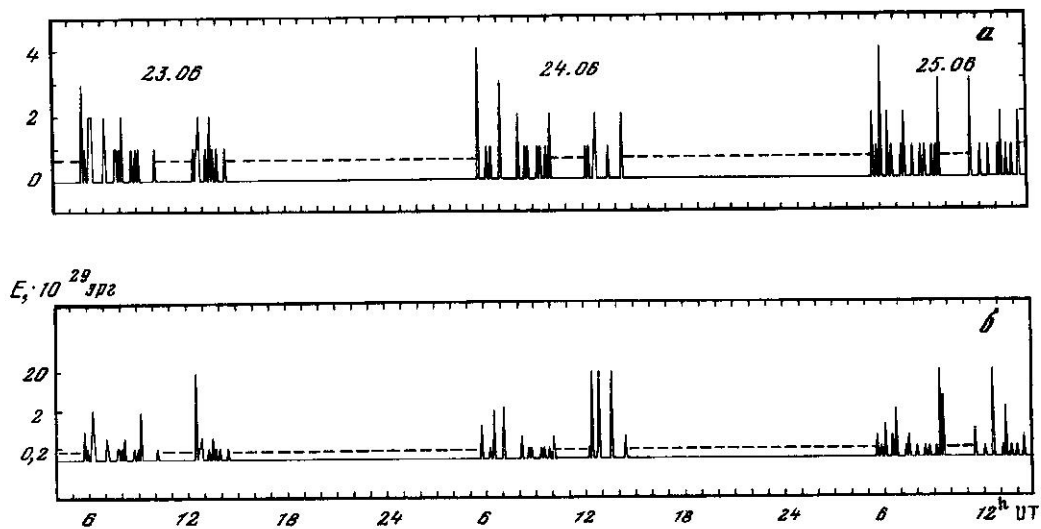


Рис. 1. Диаграмма распределений по времени моментов возникновения вспышек на всем диске Солнца (а) и их энергий (б) для 23—25.06 80 г. Штриховой линией отмечены интервалы времени, когда отсутствовали наблюдения

двух видах. Рис. 1, а дает распределение числа вспышек по времени; по оси абсцисс — время (UT), по оси ординат — число вспышек N , возникающих на всем диске независимо от их баллов в течение $\Delta t = 5$ мин. Рис. 1, б дает распределение полной энергии излучения E этих же вспышек по времени. Здесь ось абсцисс та же, ось ординат — полная энергия вспышек (в логарифмическом масштабе). Согласно [7, 8] она изменяется примерно на порядок при переходе от одного балла к другому. Из [8] были взяты следующие значения полной энергии излучения для вспышек разных баллов:

Балл	5N	1N	2N	3N
E , эрг	$2 \cdot 10^{28}$	$2 \cdot 10^{29}$	$2 \cdot 10^{30}$	$2 \cdot 10^{31}$

В рассмотренных нами пяти реализациях были зарегистрированы лишь две вспышки балла 3N. Мы исключили их из рассмотрения, так как в картине изменения энергии на их фоне все остальные вспышки выглядели как шумы и эти два сильных события полностью определяли спектр мощности.

Представление наблюдательных данных по количеству событий — общепринятое, но упрощенное. Однако оно позволяет в общих чертах выявить характер исследуемых процессов. Представление данных по энергии событий ближе к истинному энергетическому ходу процессов. Анализ обоих представлений позволит нам сделать более уверенные выводы.

Спектры мощности вычислялись по методу наложения эпох [9]. В качестве примеров на рис. 3—6 приведены спектры мощности двух реализаций: 20.06—1.07 80 г. и 2.09—10.09 81 г.

Для того чтобы исследовать влияние скважности наблюдений на вид спектра в интересующих нас диапазонах частот, нам пришлось исследовать спектры всех реализаций в районе нулевых частот, потому что линейные комбинации сильных низкочастотных линий могут давать ложные пики по всему спектру. На рис. 2 приведены спектры мощности выбранных двух реализаций в диапазоне частот 0—150 мкГц. По нижней оси абсцисс указаны частоты, по верхней (неравномерная шкала) — периоды T ; по оси ординат — квадрат амплитуды F^2 нормированного спектра (см. [10]). На обоих спектрах хорошо видна линия суток 1428^m и ее гармоники: 714, 480, 361 m . В реализации 20.06—01.07 80 г. наблюдения велись почти каждый день по 8 ч (с небольшими перерывами), т. е. скважность «сутки» хорошо сохранялась, и поэтому в области нулевых частот выявляются только гармоники суток. В реализации 2.09—10.09 81 г. наблюдения

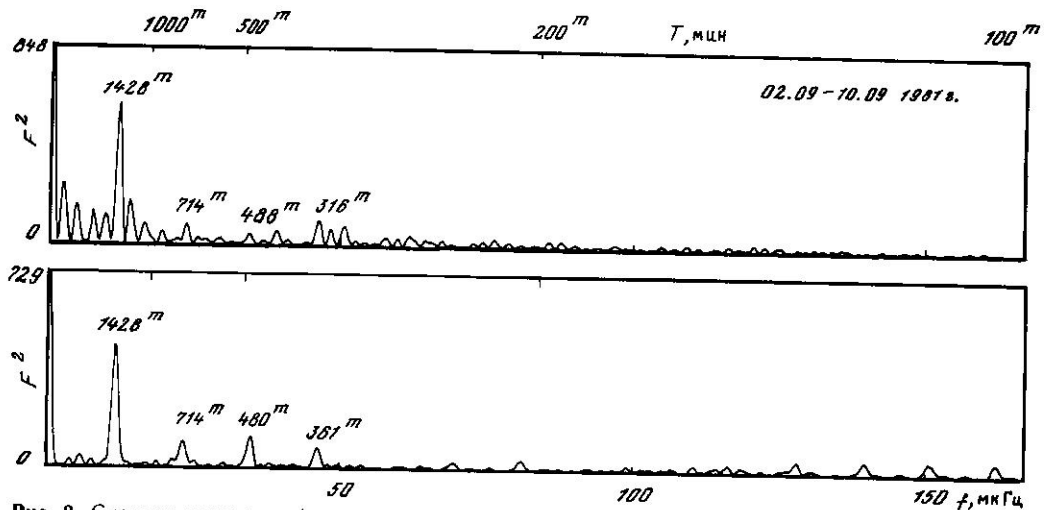


Рис. 2. Спектры мощности (по числу вспышек) двух реализаций, построенные в районе нулевых частот (см. текст)

нерегулярны — были пропуски в наблюдениях по 1—2 дня, и иногда наблюдения велись в течение дня только по 3—4 ч. Поэтому здесь спектр в районе нулевых частот содержит и другие линии.

Перейдем теперь к методике обнаружения ложных пиков (комбинационных линий) по положению сильных низкочастотных линий. Если обозначить через f_i и f_j частоты двух любых низкочастотных линий, то на $f = k(f_i \pm f_j)$ и $f = kf_i$, где $k = 1, 2, 3, \dots$, можно ожидать появления ложных пиков в интересующих нас областях спектров. Такие спектры были построены для всех реализаций и для обоих видов представления данных, с тем чтобы в каждом случае провести свой расчет положений комбинационных линий.

Рассмотрим теперь спектры мощности в интересующих нас частотных областях (от 200 до 20^м). На рис. 3 показаны спектры реализации 20.06—01.07 80 г. Из сравнения обоих графиков мы видим, что общий характер спектра сохраняется — выделяется серия достоверных линий в районе 30^м. В районе 100-минутных периодов согласование спектров хуже, но это может быть вызвано и плохим

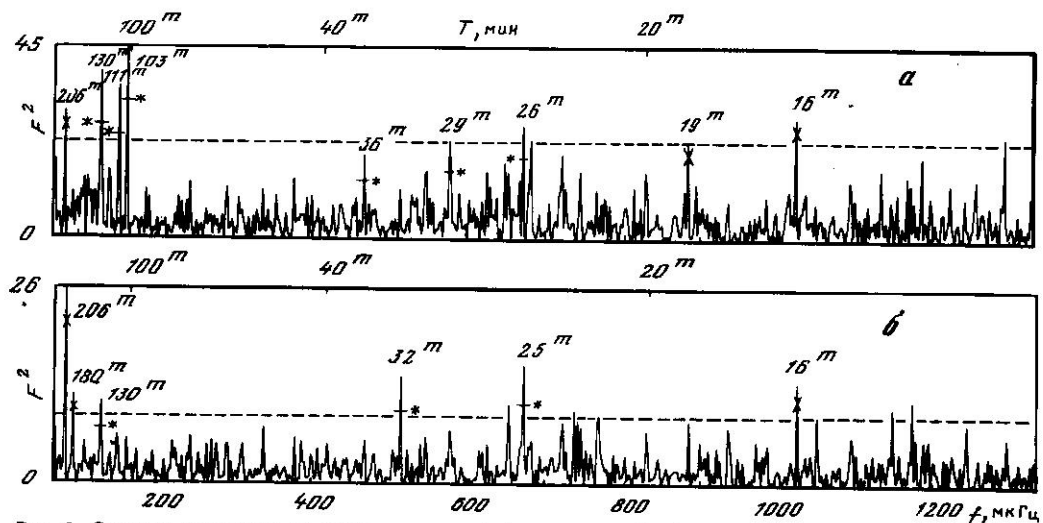


Рис. 3. Спектры мощности по числу вспышек (а) и их энергий (б) реализации 20.06—01.07 1980 г. в диапазоне 100—1300 мГц

Штриховая линия — уровень 3σ , звездочками отмечены нижние границы 90%-ного доверительного интервала, крестиками указаны комбинационные линии

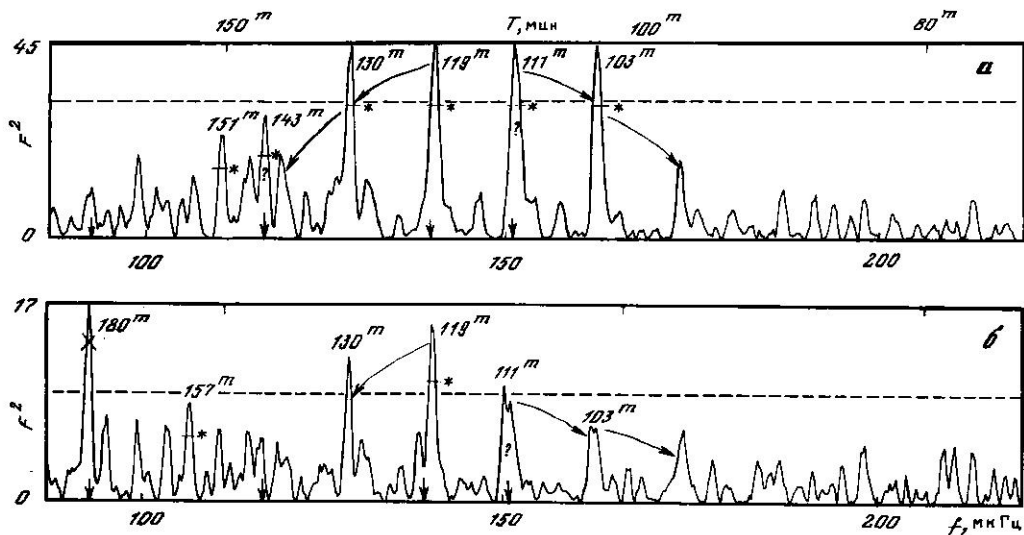


Рис. 4. Спектры мощности реализации 20.06—01.07 1980 г. в диапазоне 100—200 мкГц по числу всплесков (а) и их энергии (б)

Вертикальные стрелки на оси абсцисс указывают положение 8-й, 10-й, 12-й и 13-й гармоник суток; длинные стрелки указывают положения суточных спутников сильных линий

разрешением в данной области спектра. Поэтому рассмотрим участок от 200 до 70^м отдельно, с большим разрешением (рис. 4, обозначения те же). Положение суточных спутников сильной линии на частоте f_0 вычислялось по формуле

$$f = f_0 \pm \frac{1}{288}, \quad f_0 \pm \frac{2}{288} \text{ и т. д.}$$

где 288 — число пятиминуток в сутках.

В обоих спектрах уверенно определяется одна и та же группа линий в районе 130—103^м. Линия 119^м не совпадает с 12-суточной гармоникой, поэтому мы считаем ее реальной. Сильная линия 130^м — это ее суточная гармоника слева. Ее правая суточная гармоника попадает в область 111^м, и сюда же точно попадает 13-я гармоника суток. Поэтому реальность этого периода мы ставим под сомнение.

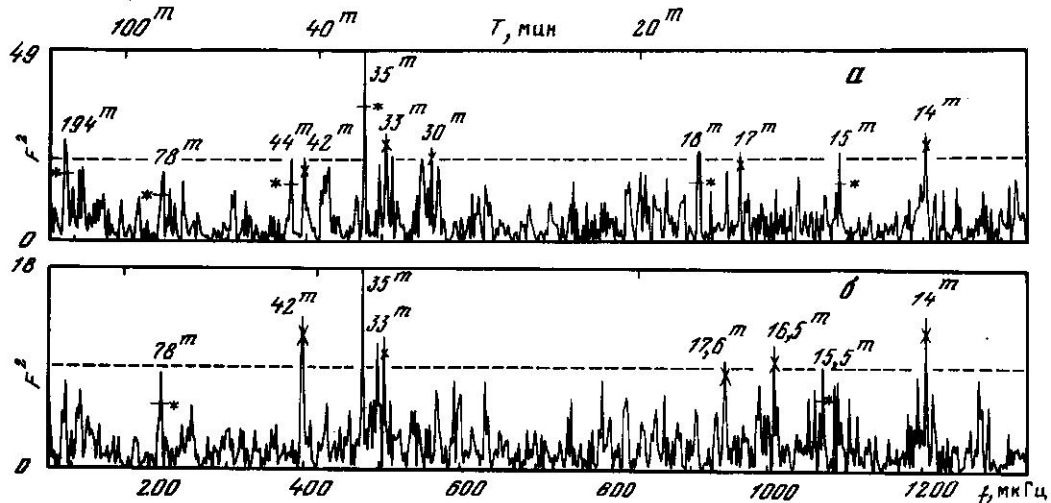


Рис. 5. Спектры мощности реализации 02.09—10.09 1981 г. в диапазоне 100—1300 мкГц по числу всплесков (а) и их энергии (б)

Обозначения те же, что на рис. 3

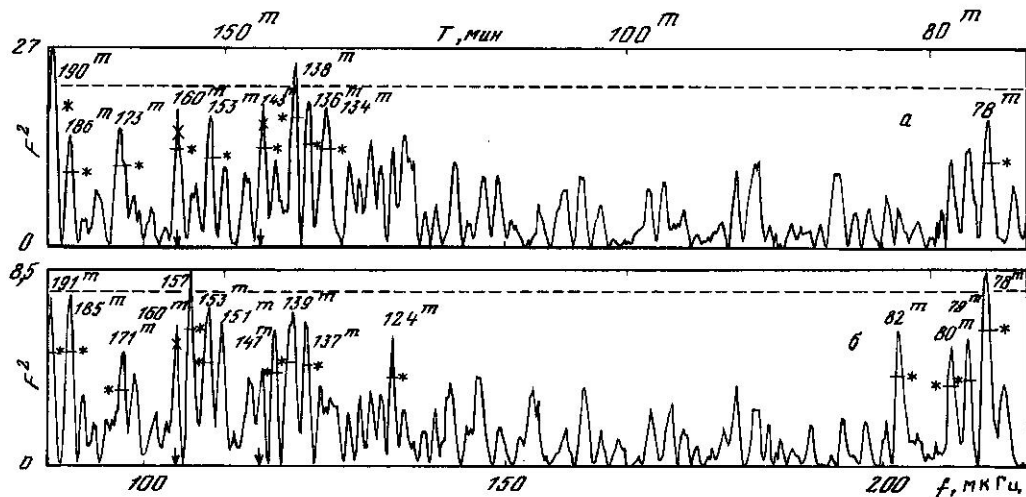


Рис. 6. Спектры мощности реализации 02.09—10.09 1981 г. в диапазоне 100—200 мкГц по числу всплесков (а) и их энергии (б)

Вертикальные стрелки на оси абсцисс указывают положения 8-й и 10-й гармоник суток

В спектрах реализации 02.09—10.09 81 г. (рис. 5) по обоим типам данных уверенно выделяется группа линий в районе 35^m . В области высоких частот уровень шума в спектрах всех реализаций повышается, и периоды короче 25^m мы не можем считать достоверными. В области низких частот ($60—200^m$) уровень шума ниже, и, возможно, уровень 3σ для данного участка спектра превышен. Поэтому целесообразно рассмотреть эту частотную область с другим разрешением (см. рис. 6). На рис. 6 видны два подъема в областях $130—150^m$ и $78—82^m$. Последний лишь намечается в спектре по количеству всплесков, а в спектре по энергиям он уверенно проявляется и детализируется. По спектрам наших реализаций определяются и более длинные периоды: $190, 191, 185^m$ (см. рис. 6). Однако средний непрерывный интервал наших наблюдений $3—4$ ч, и эта скважность могла проявиться в спектрах как раз на периодах, больших $160—170^m$. Поэтому мы не можем считать эти линии обусловленными физикой процесса и не рассматриваем их.

На спектрах всех реализаций обычно выделяются не одиночные линии, а группы линий. Это привело нас к выводу о том, что исследуемый процесс имеет квазипериодический характер. Из этих соображений в сводную таблицу мы включили не только линии, превосходящие уровень 3σ , но и те линии, нижняя граница 90% -ного доверительного интервала которых лежит выше уровня шумов.

В сводной таблице в графе «вид данных» строки N соответствуют представлению данных по количеству всплесков, а строки E — представлению по энергии всплесков. Звездочками отмечены линии, выходящие за уровень 3σ .

Среди всех полученных квазипериодов выделяется упорядоченная последовательность: $160, 80, 40^m$ (см. 1-й, 4-й и 6-й столбцы таблицы). Было проверено, не является ли такое удвоение частот эффектом метода обработки. В фурье-анализе подобная ситуация может возникать при следующих условиях. Если в исследуемом процессе есть периодическая составляющая негармонической (например, ступенчатой) формы на частоте f_0 , то в спектре появятся линии на частотах $2f_0, 3f_0, 4f_0$ и т. д., причем их амплитуды будут последовательно убывать. Теперь проверим, выполняются ли для наших спектров эти условия. Во-первых, точный анализ положений линий показал, что только одна пара линий в реализации 02.09—10.09 81 г. 157 и 78^m удовлетворяет соотношению $2f_{(157)} = f_{78}$, однако более высоких гармоник линии 157^m в спектре нет. Во-вторых, амплитуды линий последовательности $160, 80, 40^m$ не убывают, а, наоборот, возрастают (см. рис. 5, линия 35^m — самая сильная).

Все это дает основание считать, что линии в районах $150—160^m, 70—90^m, 32—46^m$ обусловлены независимыми квазипериодическими процессами.

Дата наблюдений	Вид данных	Обнаруженные периоды, мин						
		1	2	3	4	5	6	7
28.06—01.07 80 г.	N	151		*119			36	*29 *26
	E	157 *159		*119			*32 *37	*25
23.06—30.06 81 г.	N	*150			88		*34	
		*145			74			
	E	*166			*68		42	
		*159 *150 *145			88 72	*58	37	
16.07—30.07 81 г.	N			*126	*75		*46 *42	28 28
	E		*138				*39	
02.09—10.09 81 г.	N	153	136		78		*35	
			134					
	E	*157	141		*78			
		153 151	139 137	124	82		*35	
06.10—31.10 81 г.	N	150		128	*77		*46 43	
	E	150		*109 *109	*77		*44	29 *28

Затем результаты спектрального анализа были сопоставлены с диаграммами, построенными по нашим наблюдениям вспышек. Оказалось, что квазипериоды 25—78^м характеризуют повторяемость сгущений вспышек. А квазипериоды 109—166^м проявляются как модуляции вспышечной энергии сгущений.

В заключение можно отметить, что наши результаты согласуются с тем, что было получено при исследованиях квазипериодичности солнечной активности ранее. Так, в [6] также есть серия достоверных периодов от 29 до 160^м. В [11] получено, что всплески радиоизлучения локальных источников на $\lambda 3,15$ см возникали цугами через интервалы 1—2 ч. В [12] также по наблюдениям локальных радионисточников было замечено, что, помимо всплесков, наблюдались длительные постепенные изменения радиоизлучения со средним периодом 100^м. На долгопериодические изменения накладывались короткопериодические с периодом около 20^м. Наличие периодических колебаний в поляризованном радиоизлучении на $\lambda 3,15$ см отмечалось в [13]. Были замечены периоды 15—20^м и около 40^м. В [14] при исследовании радиоизлучения активной области на $\lambda 3,5$; 2,5 и 1,9 см обнаружено, что квазипериодические последовательности пульсаций имеют среднюю длительность около 20^м и средний период около 85^м.

В [15] было получено, что гармонические составляющие степени поляризации локальных источников можно разбить на две группы: 60—160^м и 200—300^м. Горьковскими радиоастрономами [16] по наблюдениям радиоизлучения всего Солнца на 3 см были найдены квазипериоды от 30 до 60^м. В [17] по наблюдениям общего потока радиоизлучения Солнца на $\lambda 4$ см был найден период 41^м.

Из всей совокупности полученных результатов можно сделать вывод о том, что вспышечная активность Солнца в целом имеет квазипериодический характер.

Авторы выражают глубокую благодарность академику А. Б. Северному за полезное обсуждение работы и Д. Н. Рачковскому за постоянное внимание и ценные советы в ходе ее выполнения.

Ноябрь 1982 г

Литература

1. *Обашев С. О., Минасянц Г. С., Макаренко Н. Г.* Структура временного ряда, образованного вспышками в отдельных группах пятен. — В кн.: Солнечная активность. Алма-Ата, 1973, с. 105.
2. *Беллев В. А., Куклин Г. В.* Некоторые закономерности временных последовательностей вспышек. — В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. М.: Наука, 1973, вып. 26, с. 105.
3. *Якимец М., Лендзиволь А., Васюционек Я., Войцеховски А.* Исследование распределения солнечных вспышек по времени для отдельных активных областей. — В кн.: Возникновение и эволюция активных областей на Солнце /Тр. VIII консулт. совещ. АН соц. стран по физике Солнца. М., 1976, с. 166.
4. *Огирь М. Б., Цап Т. Т.* Структура магнитного поля и вспышечная активность в области McMath 9740 (октябрь 1968 г.). — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1981, т. 63, с. 46.
5. *Касинский В. В.* О неслучайности временного ряда вспышек и причинно-связанные хромосферные вспышки. — В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. Иркутск, 1971, жур. 20, с. 52.
6. *Афанасьева В. И., Лаптухов А. И., Павлов П. П.* О колебаниях атмосферы Солнца. — В кн.: Исследования космической плазмы. М.: ИЗМИРАН, 1980, с. 5.
7. *Обашев С. О.* Энергетическая классификация хромосферных вспышек. — В кн.: Солнечная активность. М.: Наука, 1968, вып. 3., с. 98.
8. *Курочка Л. Н., Курочка Е. В., Остапенко В. А.* Энергия излучения и структура хромосферных вспышек. — Вест. Киев. ун-та. Сер. астрон., 1975, № 17, с. 25.
9. *Абраменко В. И., Рачковский Д. Н.* Аналогия метода наложения эпох и фурье-преобразования данных. Влияние наличия тренда на результаты обработки данных, неравномерно распределенных по времени. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, с. 71.
10. *Дженкинс Г., Ватс Д.* Спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1971, т. I, с. 268.
11. *Ершов Н. Н., Цветков Л. И.* О временном ходе поляризации радиовсплесков на Солнце по наблюдениям 29.X 1968 года на волне 3,15 см. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1973, т. 47, с. 64.
12. *Бачурин А. Ф., Дворянин А. С., Ершов Н. Н.* Радиоизлучение мощной активной области на Солнце в июле 1974 г. на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 57, с. 156.
13. *Ершов Н. Н., Тенин М. В., Цветков Л. И.* Поляризационные наблюдения радиоизлучения Солнца на волне 3,15 см. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1971, т. 43, с. 3.
14. *Абраменко В. И., Ершов Н. Н., Цветков Л. И.* Квазипериодические пульсации радиоизлучения протонной области на Солнце в июле 1974 г. на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1982, т. 65, с. 87.
15. *Абраменко В. И., Цветков Л. И.* Колебания степени круговой поляризации радиоизлучения протонной области на Солнце. — Изв. Крым. астрофиз. obs., т. 69.
16. *Алешин В. И., Кобрин М. М., Коршунов А. И.* О квазипериодических компонентах с периодами от 30 до 60 мин в спектрах флуктуаций радиоизлучения Солнца на волне 3 см. — Изв. вузов. Радиофизика/Изв. Горьков. ун-та и науч.-исслед. радиофиз. ин-та, 1973, т. 16, № 5, с. 747.
17. *Kaufman R.* Possible long-period oscillations in Solar radio emission at microwaves. — Solar Phys., 1972, vol. 33, № 1, p 178.

УДК 523.9+524.3

О ВОЗБУЖДЕНИИ ПУЛЬСАЦИЙ ЗВЕЗД ПРИ ИХ ВЗАИМНЫХ СБЛИЖЕНИЯХ

А. Г. Косовичев, А. Б. Северный

В линейном приближении с помощью численных методов рассмотрены колебания, возникающие при тесных сближениях звезд. Показано, что приливные силы вызывают колебательные движения двух типов. Первое из них — собственное колебание, симметричное относительно полярной оси и описываемое сферической гармоникой степени $l=2$ и порядка $m=0$. Второй, более важный тип движения ($l=2, |m|=2$) представляет собой бегущую волну, распространяющуюся в направлении движения возмущающей звезды по параболической орбите. Амплитуда бегущей волны в несколько раз больше амплитуды стоячего колебания.

Исследованы распределения амплитуд в спектре колебаний для политропных моделей с индексами $N=2; 2,5; 3; 3,25; 3,5$ и различных значений периастровых расстояний. Показано, что если расстояние между звездами в периастре не превышает $3R_0$ (R_0 — радиус звезды), то максимальную амплитуду в спектре имеет фундаментальная мода. В случае больших периастровых расстояний максимум в спектре располагается в области гравитационных мод.

На основе теоретических расчетов сделано предположение, что 160-минутные пульсации Солнца возникли в результате сближения Солнца со звездой на ранней стадии его эволюции.

Отмечено, что колебания, возбуждаемые при тесных сближениях звезд, очень похожи на пульсации звезд типа β Сер.

ON THE EXCITATION OF OSCILLATIONS OF STARS AT THEIR ENCOUNTERS, by *A. G. Kosovichev, A. W. Severny*.— The oscillations arising at close encounters of stars is considered with the aid of numerical methods in linear adiabatic approximation. It is shown that two types of oscillatory motions appear due to the action of tidal force. First one is normal mode described by spherical harmonic of degree $l=2$ and order $m=0$. The second one more important type of oscillation, of several times higher amplitude ($l=2, m=+2$) is a running wave, propagating in the direction of parabolic motion of disturbing star.

The spectral distribution of amplitudes is investigated for polytropic stellar models with the index of polytropes $N=2, 2.5, 3, 3.25, 3.5$ and for different periastron distances Q . At this distances $Q < 3R_0$, (R_0 is the radius of the star) attains a maximum amplitude is attained at the fundamental mode. For larger Q maximal amplitudes are among gravitational g -modes.

It is suggested that the 160 min oscillation of the Sun can be a relict phenomenon of encounter of the Sun with a star, or a cloud, of small ($1/5$ of solar) mass at the earlier stages of solar evolution when it was among the stars of early type star cluster.

It was also pointed out that the oscillation arising at close encounters are very similar to those of β Cep stars.

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа возникла под влиянием трудностей в объяснении 160-минутных колебаний Солнца (данные наблюдений см. в [1—3]).

Первая трудность возникает при попытке ответить на вопрос: почему наблюдается одно стабильное по фазе колебание с периодом $160^m, 01$? Известно, что период (60^m) может появиться среди g -мод высокого порядка ($g_8 - g_{10}$) у нерадиальных колебаний степени $l \geq 1$ в стандартной модели Солнца [4—7]. Вопрос о наличии других мод, в частности более низкого порядка, пока остается открытым: наблюдения если и позволяют подозревать их появление, то их фаза не является столь устойчивой, как фаза 160^m -колебания. Теоретически же едва ли можно ожидать появления моды ниже g_3 даже в случае нестандартной модели с конвективным перемешиванием внутри Солнца ([8], модель Н) или для модели с турбулентной диффузией [9]. (Дискуссию этого вопроса см. в [10].) Эти модели, однако, не заслужили общего признания, хотя они приводят также к низкому выходу нейтрино, которого, видимо, следует ожидать на основании последнего отрицательного экспериментального результата относительно массы нейтрино [11].

Вторая трудность возникает при попытках объяснить возбуждение этих 160^m -колебаний с помощью какого-либо внутреннего механизма (см. 12—16). В нашей недавней работе, кроме того, было показано, что невозможно возбудить колебания с периодом более 131^m ни для одной из современных моделей внутреннего строения Солнца, сделав резонные допущения о нерадиальных возмущениях, которые могут возникать внутри Солнца [17].

Под влиянием этих соображений авторы попытались исследовать, не являются ли долгопериодные колебания, в частности 160^m -колебания, результатом приливного взаимодействия Солнца со звездой. Таким образом, принимая концепцию появления долгопериодных возмущений из-за приливных сил от проходящей звезды, мы тем самым считаем, что интересующее нас колебание — реликтовое явление. О том, как оно может «выживать» со временем, будет речь в дальнейшем (см. разд. 6).

Но независимо от того, какое этот процесс может иметь отношение к нашей проблеме колебаний, проблема звездных сближений, хотя и достаточно редких, может играть большую роль в динамике звездных систем [18], в проблемах происхождения двойных звезд [19,20] и планетных систем [21]. В частности, в последнее время успешно разрабатывается теория происхождения Солнечной системы на основе представления о сближении с Солнцем диффузного облака или звезды малой массы [22—24]. Такие сближения звезд, как показано в [19, 20], могут приводить к захвату Солнцем другой массы, если в процессе сближения известная доля кинетической энергии звезды перейдет в энергию колебательных движений Солнца. Поэтому обычное утверждение о невозможности захвата в проблеме двух тел (см., например, [25]) следует сейчас пересмотреть в свете этих последних результатов.

Настоящая работа посвящена изучению характера звездных колебаний, возбуждаемых приливными силами при тесных сближениях звезд. Мы исследуем подробно спектр этих колебаний, рассматривая физическую картину пульсаций и пытаемся применить результаты к наблюдаемым пульсациям Солнца, а также к пульсирующим звездам типа β Сер. Рассмотрение проводится в рамках линейной теории, границы применимости которой также будут обсуждаться.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ

2.1. Оценки времени взаимодействия звезд

Без детальных вычислений очевидно, что при сближении с другой звездой на Солнце могут возникнуть длительные возмущения. Эта длительность по порядку величины будет близка к характерному времени наибольшего сближения звезд. Оценим это время, исходя из предположений, что возмущающая звезда S_* массы M_* движется в системе координат, связанной с Солнцем массы M_\odot и радиуса R_\odot , по параболической орбите с расстоянием периастра Q . Из известных уравнений (в параметрическом виде, см. [26])

$$R/Q = \sec^2(\psi/2); \quad (t - t_p) = K^{-1} Q^{3/2} \left[\operatorname{tg}(\psi/2) + \frac{1}{3} \operatorname{tg}^3(\psi/2) \right], \quad (2.1)$$

где ψ — истинная аномалия (угол между направлением на периастр и радиус-вектором R), t_p — момент прохождения через периастр (положим $t_p = 0$), K — постоянная Гаусса, равная 0,0172021 в системе измерений, в которой время измеряется в сутках, расстояние в астрономических единицах; получим характерное время прохождения звезды от $R = -2Q$ до $R = 2Q$ (изменение ψ от $-\pi/2$ до $\pi/2$):

$$\tau = \frac{8}{3} Q^{3/2} K^{-1} = 1,550 \cdot 10^2 Q^{3/2} \text{ (сут)}. \quad (2.2)$$

Отсюда видно, что $\tau \approx 160^m = 0^d 111$ при $Q = 1,72 R_\odot$ ($R_\odot = 4,65 \cdot 10^{-3}$ а. е.). Т. е. даже при близких прохождениях, когда $Q \leq 1,7 R_\odot$, длительность приливного возмущения не менее 160^m . Иными словами, возбуждаемые колебания лежат в области долгопериодных g -мод. Аналогичный вывод для случая двойных звезд был сделан еще Каулингом [27].

В общем случае орбита звезды S_* будет гиперболической с эксцентриситетом

$$\varepsilon = 1 + \frac{v_\infty^2 Q^2}{G(M_\odot + M_*)} \approx 1 + \left(\frac{v_\infty}{v_p} \right)^2 \left(\frac{Q}{R_\odot} \right)^2, \quad (2.3)$$

где v_∞ — скорость звезды S_* при $R \rightarrow \infty$, $v_p = 618$ км/с — параболическая скорость на поверхности Солнца. Поскольку обычно v_∞ не превышает несколько десятков км/с, то легко видеть, что при не очень больших расстояниях в периастре эксцентриситет будет близок к единице. Другими словами, орбита звезды будет близка к параболической. Таким образом, начальная скорость звезды относительно Солнца не влияет на наши оценки существенным образом.

2.2. Ограничения со стороны предела Роша

В приведенном сейчас рассмотрении необходимо учитывать другое ограничение, которое накладывает предел Роша: деформация Солнца не должна приводить к разрыву его массы. Это означает, что периастровое расстояние Q должно быть больше предела Роша — критического расстояния R_{cr} , определяемого соотношением [21, §155—156]

$$R_{cr} = 2,3(M_*/M_\odot)^{1/3} R_\odot. \quad (2.4)$$

(Заметим, что в [20] в выражении (2.4) стоит фактор 2,40.) При $M_* = M_\odot$ величина $R_{cr} = 2,3 R_\odot$, но при $M_* = 1/5 M_\odot$ $R_{cr} = 1,33 R_\odot$, поэтому указанное в п. 2.1 ограничение $Q \geq 1,72 R_\odot$, необходимое для получения периодов $\geq 160^m$, не противоречит критерию Роша, если только масса встречной звезды меньше массы Солнца. Всякая масса $M_* \geq 0,42 M_\odot$ попадает внутрь полости Роша, поэтому встречная масса должна быть по крайней мере в 2,5 раза меньше массы Солнца, т. е. это должно быть небольшое облако или звезда-карлик.

2.3. Оценки периодов колебаний

Для качественных оценок периодов колебаний, возникающих при сближениях, мы можем исходить из исследований Джинса [21, §120]. При быстром прохождении звезды около Солнца оно приобретает форму эллипсоида, вытянутого в направлении Солнца — звезда (ось эллипсоида a), и начинает совершать колебания возле положения $b - c = 0$, где b и c — две другие оси фигуры. Период этих колебаний

$$T = 2\pi/k, \quad k^2 = 2\pi\rho abc \left[\int_0^\pi \frac{(\lambda - bc)d\lambda}{(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)\Delta} + \frac{\mu}{2\pi\rho abc} + \frac{\theta'}{bc} \right], \quad (2.5)$$

где ρ — плотность эллипсоида, θ' — положительная константа,

$$\Delta = [(a^2 + \lambda)(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)]^{1/2}, \quad \mu = GM_*/R^3,$$

в (2.5) величина в квадратных скобках всегда положительна, так что всегда $k \geq \sqrt{\mu}$, поэтому

$$T \leq 2\pi/\sqrt{GM_*/R^3}.$$

Выразив R и M_* в единицах радиуса и массы Солнца, получим

$$T \leq 166^m, 2 (R/R_\odot)^{3/2} (M_*/M_\odot)^{-1/2} = T_c. \quad (2.6)$$

При $M_* = M_\odot$, $R = R_\odot$ величина $T_c = 166^m, 2$, а при $M_* = 1/5 M_\odot$, $R = Q = 1,72 R_\odot$ величина $T_c = 840^m = 0^d, 58$, т. е. период может быть весьма большим. Весь приведенный выше вывод строго применим только для несжимаемой массы. Отметим, что для сфероидов Маклорена ($a \gg b = c$) собственные колебания, вызванные, в частности, приливным воздействием, могут иметь периоды в пределах от $155^m, 3$ до $245^m, 3$, даже если при колебаниях имеются отклонения от линейности [28]. Это заключение в известной степени тривиально, так как периоды собственных колебаний несжимаемой сферы более 160^m и составляют $\sim 187^m$. Отклонения от несжимаемости можно оценить, если рассмотреть крайний случай «сжимаемости», т. е. представить Солнце в виде модели Роша. Минимальные частоты ее собственных колебаний даются формулой [29]

$$\sigma_m^2 = \frac{4}{9} \pi \gamma G \bar{\rho}^- m(m+3), \quad (2.7)$$

где $m = \sqrt{2(3-4/\gamma)}$, $\gamma = 5/3$,

так что

$$T = 2\pi/\sigma = 125^m, 6 \rho_m^{-1/2}.$$

Если у такой модели возникает период 160^m , то это означает, что или размеры «первичного» Солнца (при неизменной массе) были примерно на 30% больше современных размеров, что в принципе не исключено, или же что Солнце находилось в стадии расширения из-за процесса усиленного выгорания ^3He и водорода — процесса, указанного Дилке и Гафом [30]. Собственные периоды стандартной модели должны быть заметно больше периодов этой модели Роша, поэтому оценка (2.7) представляет собой грубую оценку снизу.

Обе оценки (2.6) и (2.7) только иллюстрируют возможности поиска решения долгопериодных пульсаций на пути реликтового явления — встречи Солнца со звездой, возможно, в далеком прошлом.

2.4. Вероятность сближения

Вероятность подобной встречи не раз обсуждалась в литературе. Вероятность процесса сближения в системе звезд, окружающих Солнце, ничтожно мала; как это следует, например, из вычислений Чандрасекара [31, гл. II, § 2,3], время между сближениями едва ли менее 10^{13} лет. Однако если Солнце первоначально входило в местную систему или в молодое скопление звезд (такая точка зрения сейчас начинает возобладать [32]), то это время существенно сократится (см. [30], гл. V, табл. 9) и может достигнуть 10^8 лет — величина менее 1/10 возраста Солнца. Это следует также из работы Вульфсона [33], а также Дорманда и Вульфсона [23]. Согласно [18] для современного состояния местной системы можно принять время динамической эволюции $\sim 10^8$ лет. Это время порядка интервала времени быстрых встреч при отсутствии захватов (см. обсуждение этих вопросов в заметках [34] и [35]). В работе [36] высказано более радикальное мнение о том, что было близкое прохождение около Солнца нейтронной звезды или черной дыры, сопровождавшееся аккрецией Солнцем окружающего их вещества. Там же отмечено, что при тангенциальной скорости черной дыры ~ 100 км/с встреча на расстоянии 100 а. е. может происходить каждые $10^8 - 10^9$ лет независимо от массы черной дыры. Предполагается, что эта черная дыра может быть далеким спутником или удаляющимся от Солнца объектом, координаты которого на небе авторы пытаются предсказать. Так или иначе, встреча звезды с Солнцем не является, по-видимому, событием, которое следует а priori исключать.

3. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

3.1. Приливной потенциал

Будем рассматривать возбуждение колебаний в невращающейся звезде S_0 , имеющей массу M_0 и радиус R_0 , под влиянием приливных сил другой звезды S_* (массы M_*). При этом будем считать возмущения, производимые приливными силами, в звезде S_0 малыми. Очевидно, что предположение о малости возмущений справедливо лишь в случае не слишком тесных сближений.

Принятое нами линейное приближение позволяет сохранить лишь первый (квадрупольный) член в разложении приливного потенциала по сферическим гармоникам. Отклонением формы поверхности звезды от сферической при выводе приливного потенциала будем пренебрегать. Величина приливного гравитационного потенциала, создаваемого звездой S_* , в точке A звезды S_0 (рис. 1) дается формулой [37]

$$\Phi_T = \frac{3}{2} \frac{GM_* r^2}{R^3} \left(\frac{1}{3} - \cos^2 \delta \right), \quad (3.1)$$

где δ — угол между вектором OA и линией OS_* , соединяющей центры звезд.

Как уже отмечалось, в системе координат, связанной с центром звезды S_0 звезда S_* движется по параболической орбите, которая задается зависимостью от времени расстояния $R(t)$ между S_0 и S_* и угла $\psi(t)$, заключенного между OS_* и направлением на периастр OP (см. рис. 1):

$$R(t) = Q(1 + y^2), \quad \psi(t) = 2 \operatorname{arctg} (y), \quad (3.2)$$

$$y^3/3 + y = \sqrt{G(M_0 + M_*)/2Q^3} t.$$

Введем сферическую систему координат (r, θ, φ) , связанную с центром звезды S_0 ; полярную ось направим перпендикулярно к плоскости орбиты, а угол φ будем отсчитывать от направления на периастр OP . Запишем в этой системе координат выражение для приливного потенциала в точке A , принимая во внимание гео-

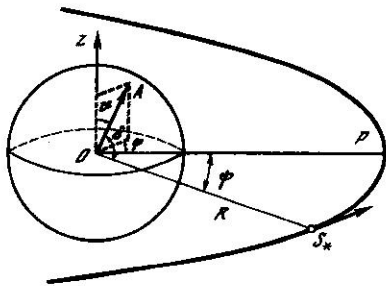


Рис. 1. Система координат

метрическое соотношения для углов $\cos \delta = \sin \vartheta \cos (\varphi - \psi)$,

$$\Phi_T(r, \vartheta, \varphi) = \frac{GM_* r^2}{R^3} \left[\frac{1}{4}(3 \cos^2 \vartheta - 1) - \frac{3}{4} \sin^2 \vartheta \cdot \sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi - \frac{3}{4} \sin^2 \vartheta \cdot \cos 2\varphi \cdot \cos 2\psi \right] \quad (3.3)$$

или, используя действительные сферические функции [38]:

$$\Phi_T(r, \vartheta, \varphi) = - \sum_{m=-2,0,2} \gamma^{(m)} \Phi^{(m)}(r) Y_2^{(m)}(\vartheta, \varphi), \quad (3.4)$$

где $\gamma^{(0)} = -\sqrt{\pi/5}$, $\gamma^{(\pm 2)} = \sqrt{3\pi/5}$,

$$\Phi^{(m)}(r) = \begin{cases} \frac{GM_* r^2}{R^3}, & m = 0, \\ \frac{GM_* r^2}{R^3} \sin 2\varphi, & m = 2, \\ \frac{GM_* r^2}{R^3} \cos 2\varphi, & m = -2, \end{cases}$$

$$Y_2^{(0)}(\vartheta, \varphi) = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \frac{1}{2} (3 \cos^2 \vartheta - 1)$$

— зональная сферическая гармоника степени $l = 2$ и порядка $m = 0$,

$$Y_2^{(2)}(\vartheta, \varphi) = \sqrt{\frac{5}{48\pi}} 3 \sin^2 \vartheta \cdot \sin 2\varphi, \quad Y_2^{(-2)}(\vartheta, \varphi) = \sqrt{\frac{5}{48\pi}} 3 \sin^2 \vartheta \cdot \cos 2\varphi$$

— секториальные сферические гармоники степени $l = 2$ и порядка $m = \pm 2$.

3.2. Уравнения линейных нерадиальных пульсаций

Уравнения, описывающие движения газа в звезде S_0 под действием приливных сил, в линейном адиабатическом приближении имеют вид

$$\frac{d\xi}{dt} = v, \quad \frac{d^2 \xi}{dt^2} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p' + \frac{\nabla p_0}{\rho_0^2} \rho' - \nabla \Phi' - \nabla \Phi_T, \quad (3.5)$$

$$\rho' + \operatorname{div}(\rho_0 \xi) = 0, \quad p'/\rho_0 - \gamma \rho'/\rho_0 + A_0 \xi_r = 0,$$

$$\Delta \Phi' = 4\pi G \rho'.$$

Здесь $A_0(r) = \frac{1}{\rho_0} \frac{dp_0}{dr} - \frac{\gamma}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dr}$, r — эйлерова переменная вдоль радиуса звезды ($0 \leq r \leq R_0$); ρ_0, p_0 — плотность и давление в исходном равновесном состоянии, ρ' и p' — возмущения соответствующих величин; ξ — вектор смещения, ξ_r — его радиальная компонента, v — скорость, Φ' — возмущение гравитационного потенциала;

$$\nabla \Phi_T = \sum_{m=-2,0,2} \gamma^{(m)} \left(\Phi_r^{(m)}, \Phi_\varphi^{(m)} \frac{\partial}{\partial \vartheta}, \Phi_\psi^{(m)} \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) Y_2^{(m)}$$

— градиент приливного потенциала.

Граничные условия

$$\xi_r = \Phi' = 0 \quad \text{при } r = 0, \quad (3.6)$$

$$\rho' + \xi_r \frac{d\rho_0}{dr} = 0, \quad \frac{d\Phi'}{dr} + \frac{l+1}{r} \Phi' = 0 \quad \text{при } r = R_0$$

выражают условия симметрии в центре и условия свободной поверхности [39].

Начальные условия

$$v = \xi = \rho' = p' = \Phi' = 0 \text{ при } t \rightarrow -\infty \quad (3.7)$$

означают, что звезда S_0 до сближения со звездой S_* находилась в невозмущенном состоянии.

Для описания внутреннего строения звезды S_0 были выбраны политропные модели с различными индексами: $N=2; 2,5; 3; 3,25; 3,5$, полученные численным интегрированием уравнений Лэна-Эмдена [40]. Это позволило нам проследить влияние на спектр колебаний степени концентрации массы к центру. (Отношения плотности в центре звезды к средней плотности для этих моделей приведены в таблице.)

Уравнения (3.5) вместе с граничными и начальными условиями (3.6) и (3.7) дают полную математическую постановку задачи.

Исходные уравнения удобно записать в безразмерном виде, приняв за основные единицы массы и длины массу и радиус звезды S_0 (M_0 и R_0) и, кроме того, положив $G = 1$. Тогда единицы времени, скорости, плотности, давления и гравитационного потенциала

$$t_0 = (R_0^3/GM_0)^{1/2}, \quad v_0 = (GM_0/R_0)^{1/2}, \quad \rho_0 = M_0/R_0^3,$$

$$p_0 = GM_0^2/R_0^4, \quad \Phi_0 = GM_0/R_0.$$

Заметим, что при $M_0 = M_\odot = 1,99 \cdot 10^{33}$ г и $R_0 = R_\odot = 6,96 \cdot 10^{10}$ см $t_0 = 1,59 \cdot 10^3$ с = 26,56 мин, $v_0 = 4,37 \cdot 10^7$ см/с, $\rho_0 = 5,9$ г/см³, $p_0 = 1,13 \cdot 10^{16}$ дин/см², $\Phi_0 = 1,9 \cdot 10^{15}$ эрг/г.

Нетрудно видеть, что в выбранной нами безразмерной системе единиц решение задачи зависит всего от двух безразмерных параметров: $m_* = M_*/M_0$ и $q = Q/R_0$.

4. МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Для решения сформулированной задачи применялись два метода:

1) численное интегрирование системы уравнений в частных производных (3.5) методом конечных разностей и 2) метод Фурье — разложение решения по собственным функциям. Первый способ дает общую пространственно-временную картину пульсаций ($\xi(r, v, \varphi, t)$), второй позволяет исследовать спектр колебаний. Разумеется, полную картину пульсаций можно было бы получить суперпозицией собственных мод, найденных в методе 2. Однако, по нашему мнению, метод конечных разностей более удобен с вычислительной точки зрения, так как, во-первых, он сразу дает физическую картину пульсаций, а во-вторых, позволяет без дополнительных затрат перейти к другой модели внутреннего строения и рассмотреть колебания другой степени l . В спектральном методе необходимо каждый раз вычислять большое число собственных значений и собственных функций, что представляет собой довольно трудоемкую процедуру, которую трудно автоматизировать. Однако в процессе расчетов выяснилось, что конечно-разностный метод не позволяет получить с хорошей точностью спектр установившихся колебаний при $t \rightarrow \infty$ в случае больших расстояний между звездами в периастре ($Q > 3$), так как колебания имеют малую амплитуду. Поэтому в настоящей работе мы использовали сочетание двух методов, краткое описание которых дано ниже.

4.1. Метод конечных разностей

Поскольку в выражении для приливного потенциала радиус r и угловые координаты ϑ и φ разделены, то аналогичное разделение переменных можно сделать и в исходной системе уравнений (3.5). Решение при этом ищем в виде

$$\xi(r, \vartheta, \varphi, t) = \sum_{m=0, \pm 2} \left[\xi_r^{(m)}(r, t), \xi_\vartheta^{(m)}(r, t) \frac{d}{d\vartheta}, \xi_\varphi^{(m)}(r, t) \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right] Y_{\frac{1}{2}}^{(m)}(\vartheta, \varphi) \quad (4.1)$$

и аналогично для $v(r, \theta, \varphi, t)$;

$$\rho'(r, \theta, \varphi, t) = \sum_{m=0, \pm 2} \rho_1^{(m)}(r, t) Y_2^{(m)}(\theta, \varphi) \quad (4.2)$$

и аналогично для p' и Φ' . Подставляя выражения (4.1) и (4.2) в (3.5), получаем систему уравнений для функций, зависящих от времени и от одной пространственной переменной r :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi_r^{(m)}}{\partial t} &= v_r^{(m)}; & \frac{\partial \xi_l^{(m)}}{\partial t} &= v_l^{(m)}; \\ \frac{\partial v_r^{(m)}}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_1^{(m)}}{\partial r} + \left(\frac{\partial p_0}{\partial r} / \rho_0^2 \right) \rho_1^{(m)} - \frac{\partial \Phi_1^{(m)}}{\partial r} - \Phi_1^{(m)}(r, t); \\ \frac{\partial v_l^{(m)}}{\partial t} &= -\frac{p_1^{(m)}}{\rho_0 r} - \frac{\Phi_1^{(m)}}{r} - \Phi_1^{(m)}(r, t); \\ \frac{\partial \rho_1^{(m)}}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_0 v_r^{(m)}) - \frac{l(l+1)}{r} \rho_0 v_l^{(m)} &= 0; \\ p_1^{(m)} / \rho_0 - \gamma \rho_1^{(m)} / \rho_0 + A_0(r) \xi_r^{(m)} &= 0; \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Phi_1^{(m)}}{\partial r} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} \Phi_1^{(m)} &= 4\pi G \rho_1^{(m)}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Для системы линейных уравнений в частных производных построена абсолютно устойчивая разностная схема второго порядка точности по переменным r и t . Решение системы разностных уравнений находилось методом матричной прогонки. Разностная сетка содержала до 250 пространственных узлов и «сгущалась» в центральной области и вблизи поверхности. Шаг по времени выбирался равным 0,02—0,1 (в безразмерных переменных). Число Куранта во всех расчетах не превышало 10.

4.2. Спектральный метод

Систему уравнений (3.5) вместе с граничными условиями (3.6) можно записать в операторном виде [41, 42]

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + L\xi = -\nabla \Phi_T, \quad (4.4)$$

где оператор L — самосопряженный оператор в гильбертовом пространстве со скалярным произведением

$$\langle u, v \rangle = \int_0^1 (u, v) dM_r. \quad (4.5)$$

(Явный вид оператора L приведен в [41, §15.2].) Решение уравнения (4.4) запишем в виде

$$\xi(r, \theta, \varphi, t) = \sum_{n, m} a_n^{(m)}(t) \xi_n^{(m)}(r, \theta, \varphi), \quad (4.6)$$

$$\xi_n^{(m)}(r, \theta, \varphi) = \sum_{n, m} \left[\xi_{r, n}(r), \xi_{l, n}(r) \frac{\partial}{\partial \theta}, \xi_{t, n}(r) \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right] Y_2^{(m)} \quad (4.7)$$

— собственные функции оператора L :

$$L\xi_n^{(m)} = \omega_n^2 \xi_n^{(m)}.$$

Уравнения для коэффициентов $a_n^{(m)}(t)$, характеризующих спектральное распределение амплитуд, получим, умножив (4.4) скалярно на $\xi_n^{(m)}$:

$$\frac{d^2 a_n^{(m)}}{dt^2} + \omega_n^2 a_n^{(m)} = B_n^{(m)}(t), \quad (4.8)$$

где

$$B_n^{(m)}(t) = - \langle \xi_n^{(m)}, \nabla \Phi_r \rangle / \|\xi_n^{(m)}\|^2, \quad (4.9)$$

$$\langle \xi_n^{(m)}, \nabla \Phi_r \rangle = - \gamma^{(m)} \int_0^1 [\xi_{r,n} \Phi_r^{(m)} + l(l+1) \xi_{t,n} \Phi_t^{(m)}] \rho r^2 dr, \quad (4.10)$$

$$\|\xi_n^{(m)}\|^2 = \int_0^1 [\xi_{r,n}^2 + l(l+1) \xi_{t,n}^2] \rho r^2 dr. \quad (4.11)$$

Из (3.7) вытекают начальные данные для коэффициентов $a_n^{(m)}$

$$a_n^{(m)}(t \rightarrow -\infty) \rightarrow 0. \quad (4.12)$$

Решение задачи (4.8), (4.12) получается методом вариации постоянных:

$$a_n^{(m)}(t) = c_{1,n}^{(m)}(t) \sin \omega_n t - c_{2,n}^{(m)}(t) \cos \omega_n t, \quad (4.13)$$

где

$$c_{1,n}^{(m)}(t) = \frac{1}{\omega_n} \int_{-\infty}^t B_n^{(m)}(\tau) \cos(\omega_n \tau) d\tau, \quad (4.14)$$

$$c_{2,n}^{(m)}(t) = \frac{1}{\omega_n} \int_{-\infty}^t B_n^{(m)}(\tau) \sin(\omega_n \tau) d\tau.$$

Заметим, что $B_n^{(m)}(t)$ можно представить в виде

$$B_n^{(m)}(t) = \gamma^{(m)} \omega_n \alpha_n \beta_n^{(m)}(t), \quad (4.15)$$

где зависимость от времени выделена в сомножитель $\beta_n^{(m)}$:

$$\beta_n^{(m)}(t) = \begin{cases} \frac{1}{R(t)^3}, & m = 0, \\ \frac{1}{R(t)^3} \sin 2\psi(t), & m = 2, \\ \frac{1}{R(t)^3} \cos 2\psi(t), & m = -2, \end{cases}$$

а величина другого сомножителя α_n

$$\alpha_n = \frac{2m_*}{\omega_n} \int_0^1 (\xi_{r,n} + 3\xi_{t,n}) \rho r^3 dr / \int_0^1 (\xi_{r,n}^2 + 6\xi_{t,n}^2) \rho r^2 dr \quad (4.16)$$

определяется внутренним строением звезды. Тогда $c_{1,n}^{(m)}(t)$ и $c_{2,n}^{(m)}(t)$ можно представить в виде

$$c_{1,n}^{(m)}(t) = \alpha_n \gamma^{(m)} \int_{-\infty}^t \beta_n^{(m)}(\tau) \cos(\omega_n \tau) d\tau = \alpha_n \gamma^{(m)} A_{1,n}^{(m)}(t), \quad (4.17)$$

$$c_{2,n}^{(m)}(t) = \alpha_n \gamma^{(m)} \int_{-\infty}^t \beta_n^{(m)}(\tau) \sin(\omega_n \tau) d\tau = \alpha_n \gamma^{(m)} A_{2,n}^{(m)}(t),$$

где

$$A_{1,n}^{(m)}(t) = \int_{-\infty}^t \beta_n^{(m)}(\tau) \cos(\omega_n \tau) d\tau,$$

$$A_{2,n}^{(m)}(t) = \int_{-\infty}^t \beta_n^{(m)}(\tau) \sin(\omega_n \tau) d\tau.$$

Соотношения (4.6), (4.13)–(4.17) дают полное решение задачи (3.5)–(3.7) спектральным методом.

Наибольший интерес представляют установившееся распределение амплитуд в спектре колебаний ($t \rightarrow \infty$) и распределение амплитуд в момент максимального сближения звезд ($t = 0$). В первом случае, принимая во внимание, что $R(t)$ — четная функция, получим

$$A_{1,n}^{(0)}(\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos \omega_n \tau}{R(\tau)^3} d\tau; \quad A_{2,n}^{(0)}(\infty) = 0;$$

$$A_{1,n}^{(2)}(\infty) = 0; \quad A_{2,n}^{(2)}(\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin [2\psi(\tau)] \sin \omega_n \tau}{R(\tau)^3} d\tau; \quad (4.18)$$

$$A_{1,n}^{(-2)}(\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos [2\psi(\tau)] \cos \omega_n \tau}{R(\tau)^3} d\tau; \quad A_{2,n}^{(-2)}(\infty) = 0.$$

Обозначим через $\hat{a}_n^{(m)}$ амплитуду установившихся колебаний:

$$\hat{a}_n^{(m)} = \begin{cases} \alpha_n \gamma^{(0)} A_{1,n}^{(0)}(\infty), & m = 0, \\ \alpha_n \gamma^{(2)} A_{2,n}^{(2)}(\infty), & m = 2, \\ \alpha_n \gamma^{(-2)} A_{1,n}^{(-2)}(\infty), & m = -2. \end{cases} \quad (4.19)$$

При $t = 0$ имеем

$$a_n^{(m)}(0) = -c_{2,n}^{(m)}(0) = -\alpha_n \gamma^{(m)} A_{2,n}^{(m)}(0) = \begin{cases} \alpha_n \gamma^{(0)} \int_0^{\infty} \frac{\sin \omega_n \tau}{R(\tau)^3} d\tau, & m = 0, \\ \alpha_n \gamma^{(2)} \int_0^{\infty} \frac{\sin 2\psi}{R(\tau)^3} \sin \omega_n \tau d\tau, & m = 2, \\ \alpha_n \gamma^{(-2)} \int_0^{\infty} \frac{\cos 2\psi}{R(\tau)^3} \cos \omega_n \tau d\tau, & m = -2. \end{cases} \quad (4.20)$$

При вычислении с помощью численных методов интегралов $A_{1,n}^{(m)}(\infty)$ и $A_{2,n}^{(m)}(\infty)$ для больших ω_n встречаются трудности, связанные с быстрой осцилляцией подынтегральной функции. Действительно, в случае больших ω_n интегралы Фурье в (4.18) для функций, не имеющих особенностей на действительной оси, убывают экспоненциально с ростом ω_n , а квадратурные формулы для численного интегрирования имеют погрешность, растущую по степенному закону при увеличении ω_n . В результате для достаточно больших ω_n погрешность численного интегрирования будет больше величины самого интеграла [43]. В такой ситуации оказываются полезными асимптотические оценки интегралов (4.18) при больших ω_n .

Сделаем в (4.18) замену переменной интегрирования, используя (3.2). В результате получим

$$\begin{aligned} A_{1,n}^{(0)}(\infty) &= \frac{1}{\mu q^3} I^{(0)}(p), \\ A_{1,n}^{(-2)}(\infty) &= \frac{1}{2\mu q^3} [I^{(-2)}(p) + I^{(2)}(p)] = \frac{1}{\mu q^3} I_1(p), \\ A_{2,n}^{(2)}(\infty) &= \frac{1}{2\mu q^3} [I^{(-2)}(p) - I^{(2)}(p)] = \frac{1}{\mu q^3} I_2(p), \end{aligned} \quad (4.21)$$

где

$$\begin{aligned} \mu &= [(1 + m_*)/2q^3]^{1/2}, \\ p &= \omega_n/\mu, \\ I^{(m)}(p) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos[p(y^3/3 + y) + 2m \operatorname{arctg} y]}{(y^2 + 1)^2} dy, \\ m &= 0, \pm 2. \end{aligned} \quad (4.22)$$

Асимптотическое разложение интегралов (4.22) при $p \rightarrow \infty$ получено в Приложении. Главный член асимптотического разложения имеет вид

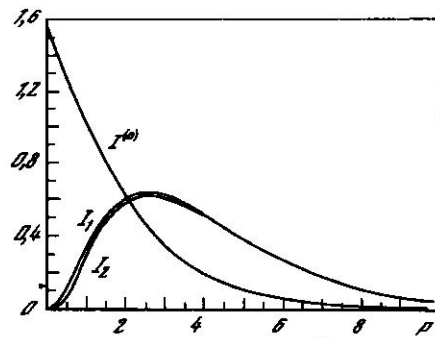


Рис. 2. Зависимость функций $I^{(0)}$, I_1 и I_2 от параметра p (см. (4.21))

$$I^{(m)}(p) = \frac{\pi}{2^{m+2}\Gamma\left(\frac{3-m}{2}\right)} p^{\frac{1-m}{2}} \exp\left(-\frac{2}{3}p\right), \quad (4.23)$$

где Γ — гамма-функция.

На рис. 2 показаны зависимости $I^{(0)}(p)$, и $I_1(p)$ и $I_2(p)$. При $p < 5$ значения интегралов получены численно при помощи квадратурных формул Филона [43]. Эти расчеты показали, что уже при $p = 2$ асимптотические формулы дают значения интегралов с точностью 1%.

Отметим важное в дальнейшем соотношение

$$I_1(p) \approx I_2(p). \quad (4.24)$$

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

5.1. Зависимость амплитуды колебаний от времени

Результаты решения задачи методом конечных разностей представлены на рис. 3 и 4. Здесь показаны зависимости от времени радиальных и тангенциальных смещений в точке, отстоящей на расстоянии 0,99 от центра звезды. Расчеты проведены при следующих значениях параметров: $m_* = 0,2$, $q = 2$ (рис. 3) и $m_* = 0,2$, $q = 3$ (рис. 4). В качестве модели внутреннего строения звезды S_0 выбрана политропа $N = 3$. Видно, что наибольшие смещения вблизи поверхности звезды происходят в моменты максимального сближения звезд. После прохождения периастра через некоторое время t , которое возрастает при увеличении периастрального расстояния q (например, при $q = 2$, $t \approx 2$; при $q = 3$, $t \approx 10$), устанавливаются колебания с определенной амплитудой. Эти колебания не являются строго монохроматическими, что указывает на возбуждение сразу

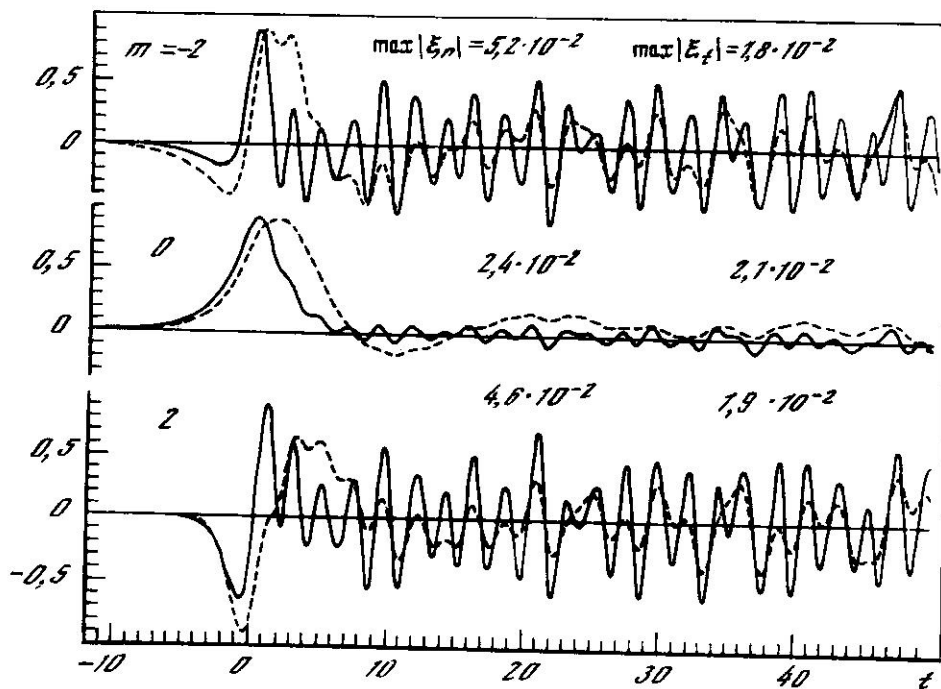


Рис. 3. Зависимость амплитуды колебаний на поверхности звезды от времени

Сплошные линии — радиальные смещения ξ_r , штриховые — тангенциальные ξ_t . По оси ординат показаны значения смещений ξ_r и ξ_t в единицах $\max |\xi_r|$ и $\max |\xi_t|$, которые приведены на рисунке. Время отсчитывается от момента прохождения через периастр ($t=0$), $m_* = 0,2$; $q = 2$

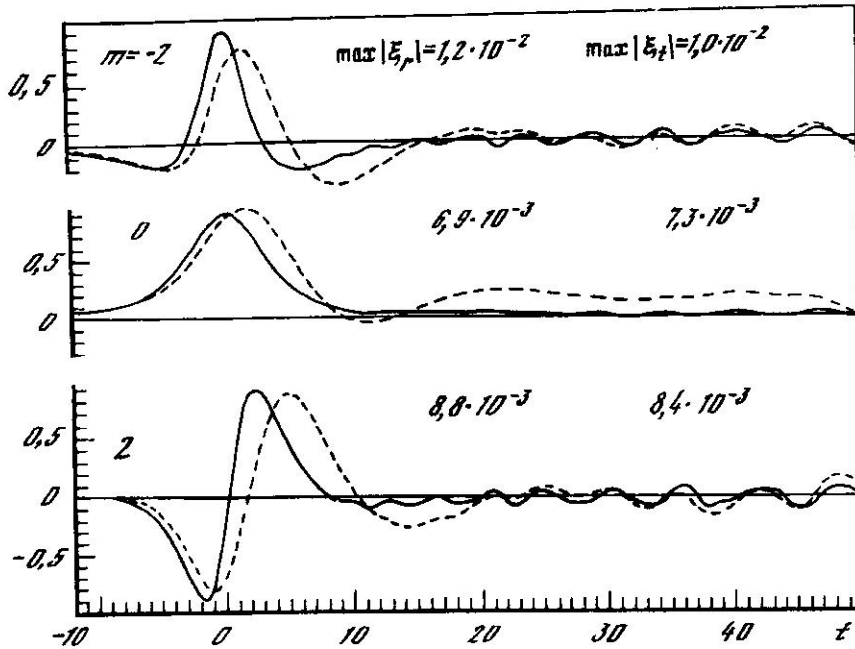


Рис. 4. То же, что на рис. 3, $m_* = 0,2$; $q = 3$

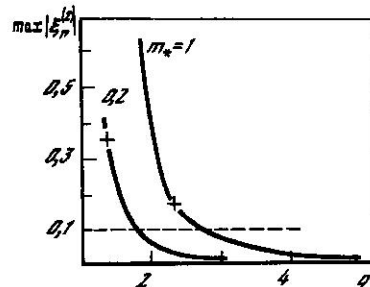
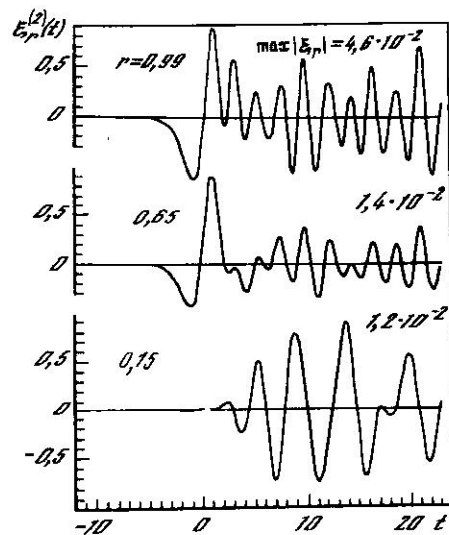


Рис. 5. Зависимость от времени радиальных смещений колебаний с $m=2$ в различных слоях звезды: $r=0,99$; $0,65$ и $0,15$; $m_* = 0,2$; $q=2$

Рис. 6. Максимальное смещение как функция периастрального расстояния

Крестиками показаны пределы Роша. Штриховая прямая показывает условную границу применимости линейной теории

нескольких собственных частот. Тем не менее в каждом случае прослеживается преобладание колебаний с определенной частотой. Так например, при $q=2$ колебания имеют период, приблизительно равный 2,2, что соответствует фундаментальной моде квадрупольных колебаний с частотой $\omega_1 = 2,862$ (см. таблицу), $T_1 = 2\pi/\omega_1 = 2,19$ (при $M_0 = M_\odot$ и $R_0 = R_\odot$; $T_1 \approx 58^m,3$).

Во втором случае $q = 3$ и $m = 0$ период $T \approx 6,0$ ($159^m,4$) и соответствующая частота $\omega + 0,96$, что свидетельствует о преобладании гравитационной моды g_5 . Колебания с $m = \pm 2$ имеют несколько более короткий период $T \approx 5,5$ ($146^m,1$), что соответствует собственному колебанию g_4 ($\omega \approx 1,14$). Кроме того, амплитуда колебаний для секториальных гармоник ($m = \pm 2$) в несколько раз превосходит амплитуду колебаний зональной гармоники ($m = 0$).

На рис. 5 показана зависимость от времени радиальных смещений колебаний с $m = 2$ на поверхности звезды $r = 0,99$, в средних слоях $r = 0,65$ и в

центральной области $r = 0,15$ для случая $m_* = 0,2$, $q = 2$. Эти результаты показывают, что приливные силы в моменты максимального сближения вызывают сильные смещения преимущественно внешних слоев звезды. Центральная область испытывает заметные возмущения уже после прохождения периастра, когда установятся стационарные колебания. Следовательно, можно предположить, что при сильном взаимодействии звезд выбросы вещества будут происходить из поверхностных слоев.

Амплитуда колебаний убывает с глубиной, а период увеличивается. Последнее свидетельствует о преобладании внутри звезды низкочастотных гравитационных колебаний.

Расчеты, выполненные методом конечных разностей, позволяют также определить границы применимости принятого нами линейного приближения. Рис. 6 показывает величину максимального смещения как функцию периастрового расстояния q . Для определенности будем считать, что линейное приближение справедливо, если возмущения не превосходят 0,1. Эта граница, показанная на рисунке штриховой линией, дает минимальные значения периастровых расстояний, при которых еще можно пользоваться линейной теорией: при $m_* = 0,2$; $q_{\min} \approx 1,8$; при $m_* = 1$ $q_{\min} \approx 2,6$. Полученные условия лежат довольно близко к соответствующим пределам Роша $q_{cr} \approx 1,33$ и 2,3, которые указаны на рисунке крестиками. Отсюда следует, что линейная теория работает в довольно большой области параметров.

5.2. Спектр колебаний

Спектр установившихся колебаний при $t \rightarrow \infty$ можно получить, используя метод фурье-разложения решения по собственным функциям. В этом методе требуется знать собственные частоты и собственные функции нормальных колебаний. Для каждой из политропных моделей $N = 2; 2,5; 3; 3,25; 3,5$ методом дополненного вектора [44] рассчитаны частоты и собственные функции следующих мод колебаний: $f, p_1, p_2, \dots, p_{10}, g_1, g_2, \dots, g_{10}$. Число дискретных точек по радиусу в этом разностном методе составляло 900. Это обеспечивает хорошую точность вычислений [7, 42]. При расчете более высоких обертонов p - и g -мод, собст-

Частоты и периоды собственных колебаний политроп

Мода	N = 2		2,5		3		3,25		3,5	
	$q_c/\bar{r} = 11,4$		23,4		54,2		88,2		152,9	
	ω	T_{\odot}	ω	T_{\odot}	ω	T_{\odot}	ω	T_{\odot}	ω	T_{\odot}
p_{10}	15,41	10,83	15,89	10,51	15,38	10,86	15,16	11,01	14,98	11,15
p_9	15,06	11,09	14,52	11,50	14,09	11,85	13,91	12,00	13,78	12,13
p_8	13,61	12,27	13,16	12,69	12,81	13,04	12,67	13,18	12,56	13,30
p_7	12,16	13,73	11,80	14,15	11,53	14,48	11,43	14,61	11,35	14,70
p_6	10,72	15,57	10,45	15,98	10,26	16,28	10,19	16,38	10,16	16,44
p_5	9,279	17,99	9,094	18,36	8,986	18,58	8,962	18,63	8,963	18,63
p_4	7,834	21,31	7,741	21,57	7,717	21,63	7,732	21,59	7,774	21,47
p_3	6,382	26,16	6,384	26,15	6,447	25,90	6,506	25,66	6,598	25,30
p_2	4,910	34,00	5,016	33,28	5,175	32,26	5,287	31,58	5,463	30,56
p_1	3,402	49,08	3,628	46,01	3,912	42,68	4,125	40,47	4,579	36,46
f	1,766	94,55	2,200	75,87	2,862	58,33	3,354	49,77	4,023	41,50
g_1	0,7504	222,5	1,343	124,3	2,217	75,31	2,824	59,12	3,481	47,96
g_2	0,5447	306,5	0,9949	167,8	1,682	99,26	2,204	75,73	2,925	57,08
g_3	0,4288	389,3	0,7914	210,9	1,351	123,6	1,782	93,67	2,399	69,59
g_4	0,3542	471,3	0,6577	253,8	1,128	147,9	1,494	111,8	2,021	82,62
g_5	0,3020	552,7	0,5631	296,5	0,9695	172,2	1,286	129,8	1,744	95,71
g_6	0,2635	633,7	0,4926	338,9	0,8503	196,3	1,129	147,8	1,535	108,8
g_7	0,2337	714,2	0,4381	381,1	0,7576	220,3	1,008	165,7	1,372	121,7
g_8	0,2102	794,4	0,3946	423,1	0,6836	244,2	0,910	183,5	1,241	136,6
g_9	0,1910	874,2	0,3591	464,9	0,6231	267,9	0,8303	201,1	1,134	147,3
g_{10}	0,1750	953,7	0,3296	506,5	0,5727	291,5	0,7640	218,5	1,045	159,8

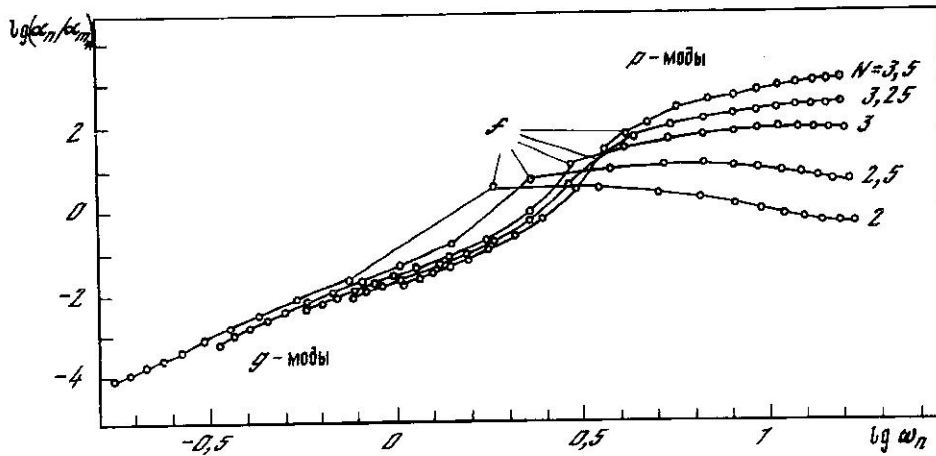


Рис. 7. Зависимости параметра α_n от частоты ω_n для различных политроп
Точки на кривых показывают положение собственных частот от g_{10} до p_{10} слева направо

венные функции которых быстро осциллируют, происходит потеря точности. Для этих мод принят асимптотический закон распределения собственных частот [45]. Величины частот и периодов рассчитанных собственных колебаний приведены в таблице. Они хорошо согласуются с данными [20, 46].

Значения частот приведены в единицах $(GM_o/R_o^3)^{1/2}$, а периодов — в минутах для $M_o = M_\odot$ и $R_o = R_\odot$. Вторая строка — отношение центральной плотности к средней для политропных моделей. На рис. 7 показана зависимость $\lg |\alpha_n/m_n|$ от $\lg \omega_n$ для рассматриваемых политроп, рассчитанная по формуле (4.16). Следует учитывать, что для всех g -мод и четных p -мод (p_2, p_4, \dots) α_n — положительная величина, а для нечетных p -мод (p_1, p_3, \dots) — отрицательная. Из рис. 7 видно, что в области низких частот (g -моды высокого порядка) α_n является степенной функцией ω_n , причем показатель степени не зависит от индекса политропы и равен 3,5:

$$\alpha_n \approx d_1 m_n \omega_n^{3,5}, \quad (5.1)$$

где $d_1 \approx 2,5 \cdot 10^{-2}$. Величина d_1 зависит от модели внутреннего строения слабо, медленно убывает с ростом N . Можно предположить, что зависимость (5.1) является асимптотической и сохраняется для других g -мод более высокого порядка. Получение строгой асимптотической оценки α_n при $\omega_n \rightarrow 0$ с использованием асимптотических решений для g -мод представляет довольно сложную задачу, которая еще не решена. Однако приближенное выражение (5.1) согласуется с оценками Кристенсена-Далстаарда и Гафа [47].

Представленные на рис. 8 спектры колебаний позволяют проследить распределение амплитуды возбуждаемых мод в зависимости от индекса политропы N и от расстояния между звездами в периастре q .

Легко заметить, что во всех случаях амплитуды секториальных гармоник ($m = \pm 2$) больше амплитуд зональных гармоник ($m = 0$). Этот вывод согласуется с результатами, полученными методом конечных разностей.

Примечательной особенностью спектров является также четкий максимум для f -моды в случае малых периастровых расстояний ($q < 3$). Причем для политропных моделей со слабой концентрацией массы к центру ($N = 2; 2,5$) максимум выражен наиболее резко, и амплитуда в этом случае больше. При $q > 3$ максимум в спектре смещается в область g -мод, и его амплитуда с ростом q убывает. Если $q > 5$, то максимальная амплитуда становится меньше 10^{-5} , т. е. в этом случае приливное взаимодействие звезд слишком слабое для того, чтобы вызвать колебания заметной амплитуды.

При $q > 3$ положение максимума в спектре колебаний можно получить, используя асимптотические зависимости (4.23) и (5.1). Тогда, подставив (4.21) и (5.1) в (4.19), получим

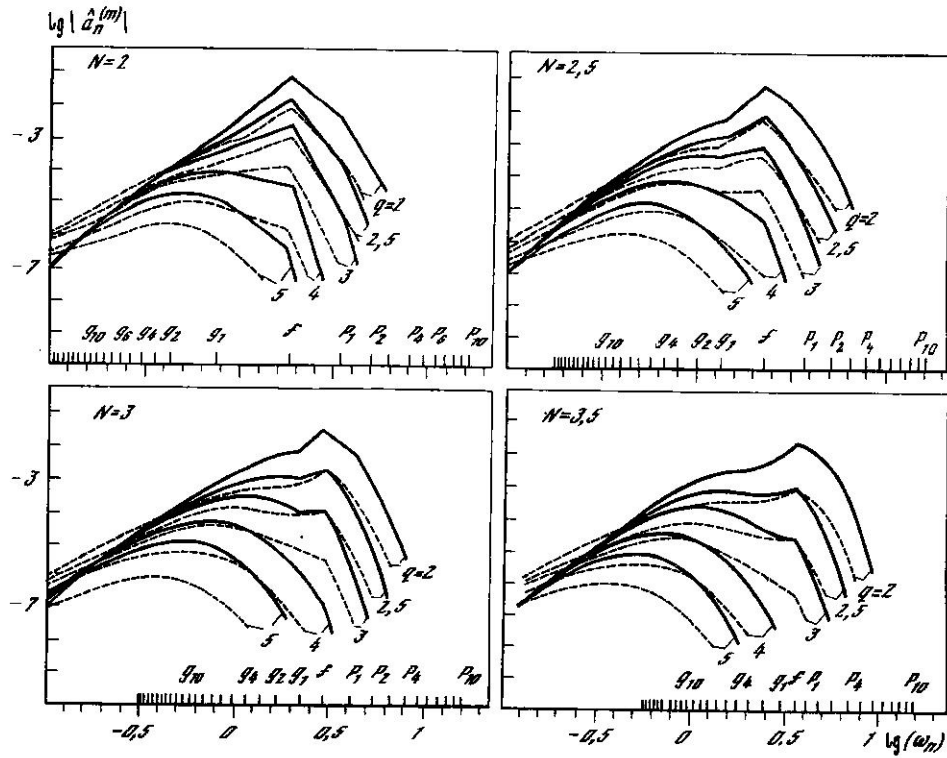


Рис. 8. Распределение амплитуды в спектре установившихся колебаний для политроп $N=2; 2,5; 3; 3,5$ и периастровых расстояний $q=2; 2,5; 3; 4; 5$; $m_*=0,2$

Сплошные кривые для секториальных гармоник $|m|=2$, штриховые — для зональной $m=0$. Вдоль оси абсцисс показаны собственные частоты

$$\hat{a}_n^{(m)} = \frac{\pi d_1 \gamma^{(m)}}{2^{|m|/2 + 2} \Gamma\left(\frac{3+|m|}{2}\right)} \frac{m_* \omega_n^{3,5}}{\mu q^3} \left(\frac{\omega_n}{\mu}\right)^{\frac{i+|m|}{2}} \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{\omega_n}{\mu}\right). \quad (5.2)$$

Нетрудно видеть, что максимум функций $\hat{a}_n^{(m)}(\omega_n)$ достигается при

$$\omega_{\max}^{(m)} = (6 + 0,75|m|) \mu = \begin{cases} 4,24 \frac{\sqrt{1+m_*}}{q^{3/2}}, & m = 0, \\ 5,3 \frac{\sqrt{1+m_*}}{q^{3/2}}, & m = \pm 2. \end{cases} \quad (5.3)$$

максимальное значение амплитуды

$$\hat{a}_{\max}^{(m)} = \begin{cases} 0,175 m_* (1 + m_*)^{1,25} / q^{6,75}, & m = 0, \\ 2,725 m_* (1 + m_*)^{1,25} / q^{6,75}, & m = \pm 2. \end{cases} \quad (5.4)$$

Таким образом, для гармоник с $m = \pm 2$ максимум в спектре имеет более высокие частоты и амплитуды, чем для гармоник с $m = 0$.

Эффективную ширину спектра оценим по формуле:

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_{\text{ef}}^m = \frac{\int_a^\infty \hat{a}_n^{(m)}(\omega) d\omega}{\hat{a}_{\max}^{(m)} \omega_{\max}^{(m)}} = \begin{cases} 1,28, & m = 0, \\ 1,14, & m = \pm 2. \end{cases}$$

Следовательно, в области низких частот (g -моды) спектр оказывается широким, и, как показывает рис. 8, вблизи максимума большое число g -мод имеют амплитуду порядка $\hat{a}_{\max}^{(m)}$.

Таким образом, при $q < 3$ наибольшую амплитуду в спектре имеет f -мода, и для слабоконцентрированных политропов ее амплитуда заметно больше амплитуд других собственных колебаний, а при $q > 3$ максимум в спектре приходится на g -моды, и в этом случае колебания носят многопериодический характер (сразу несколько g -мод имеют сравнимые амплитуды).

Интересно сопоставить распределения амплитуд в спектре установившихся колебаний ($t \rightarrow \infty$) и в момент прохождения через периастр ($t = 0$) с показанными на рис. 9 для $m = 0$, $q = 3$, $m_* = 0,2$, $N = 2; 2,5; 3; 3,5$. Здесь большую амплитуду (особенно для $N \geq 3$) имеют высокочастотные колебания (p -моды). Это означает, что в моменты наибольшего сближения приливное возмущение локализовано в оболочке звезды. Аналогичный результат получен в п. 5.1 методом конечных разностей.

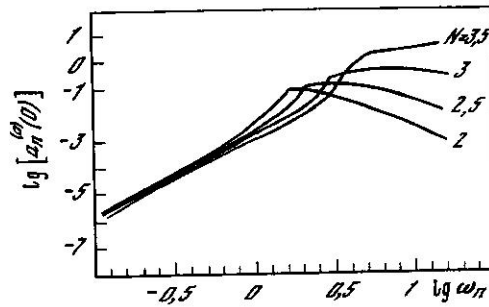


Рис. 9. Распределение амплитуды в момент наибольшего сближения ($t=0$) для зональной гармоники $m=0$; $m_*=0,2$; $q=2$

5.3. Физическая картина пульсаций

Под действием приливных сил (3.4) звезда S_0 приобретает форму эллипсоида вращения [21]. Посмотрим, как изменяется форма поверхности звезды с течением времени.

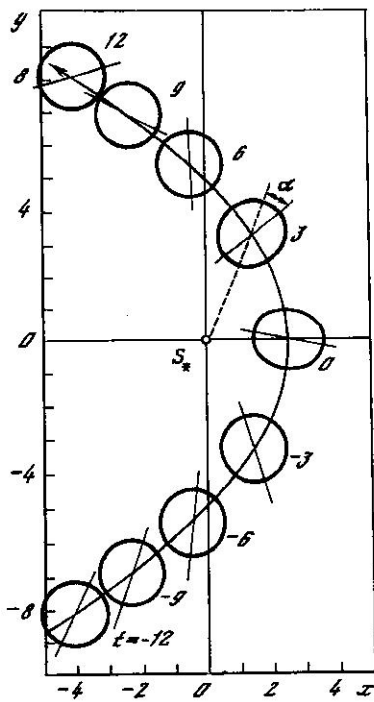
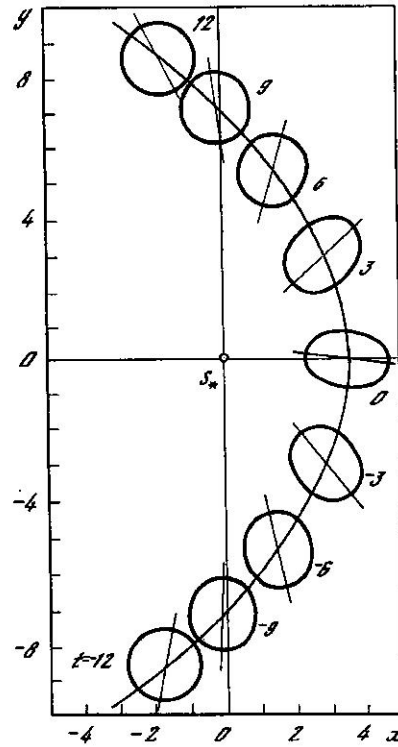


Рис. 10. Форма поверхности звезды S_0 в различные моменты времени в системе отсчета, связанной с возмущающей звездой S_*

Прямые, проходящие через центр S_0 , показывают направление большой оси эллипсоида; $m_*=1$; $q=2,5$

Рис. 11. То же, что на рис. 10; $m_*=1$; $q=3,5$



Уравнение поверхности звезды имеет вид

$$R_0(\vartheta, \varphi, t) = 1 + \sum_{m=0, \pm 2} \xi_r^{(m)}(1, t) Y_2^{(m)}(\vartheta, \varphi). \quad (5.5)$$

Вычислим $R_0(\vartheta, \varphi, t)$ в плоскости орбиты ($\vartheta = \pi/2$), используя зависимости $\xi_r^{(m)}(r, t)$ полученные методом конечных разностей. Результаты расчетов ($N = 3$, $m_* = 1$, $q = 2,5$ и $3,5$) показаны на рис. 10 и 11 в системе отсчета, связанной со звездой S_* . Большая ось эллипсоида (показанная прямой линией) до прохождения периастра направлена вдоль линии, соединяющей центры звезд. Но в моменты наибольшего сближения отстает от нее (на рисунках это выглядит как опережение вследствие изменения системы отсчета). После прохождения периастра ориентация большой оси нарушается. Во втором случае (рис. 11) (для наглядности деформация увеличена в 10 раз) при $q = 3,5$ запаздывание большой оси в периастре меньше, и ее ориентация сохраняется длительное время после прохождения периастра.

На рис. 12 приведена зависимость максимального угла запаздывания от расстояния между звездами в периастре.

Интересно отметить, что запаздывание в ориентации большой оси эллипсоида было предсказано Джинсом [21], который показал, что этот эффект приводит к передаче углового момента звезде S_0 . В результате звезда приобретает некоторую угловую скорость. Величина передаваемого углового момента вычислена в линейном приближении в [48]. Большой интерес представляет расчет вращения звезды в нелинейном случае, так как в линейной теории это эффект второго порядка малости. В настоящее время имеются лишь весьма приближенные расчеты Вульфсона [22].

Если построить зависимость угла α (см. рис. 10) от времени (рис. 13), то можно обнаружить интересную особенность — после прохождения периастра большая ось эллипсоида начинает вращаться. На рис. 13 этому соответствует периодическое изменение угла на величину, равную π . Период возрастает с увеличением q от значения $T \sim 2,2$ (для $M_0 = M_\odot$ и $R_0 = R_\odot$, $T = 58, {}^m3$) при $q = 2$ (что соответствует частоте f -моды) до ~ 6 (159, m4) при $q = 3,5$ (мода g_5). Вращение оси эллипсоида не является строго равномерным, потому что, как уже отмечалось, возбуждаемые в звезде S_0 пульсации многопериодические.

Интересно также заметить, что при сравнительно больших расстояниях в периастре ($q = 3; 3,5$) бегущие волны появляются не сразу после максимального сближения, а с некоторой задержкой по времени, в течение которой большая

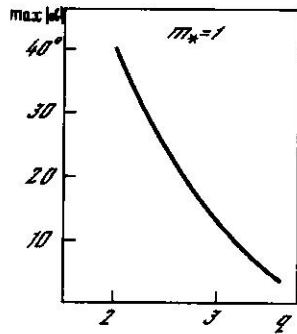


Рис. 12. Зависимость от расстояния в периастре максимального угла запаздывания большой оси эллипсоида от линии, соединяющей центры звезд; $m_* = 1$

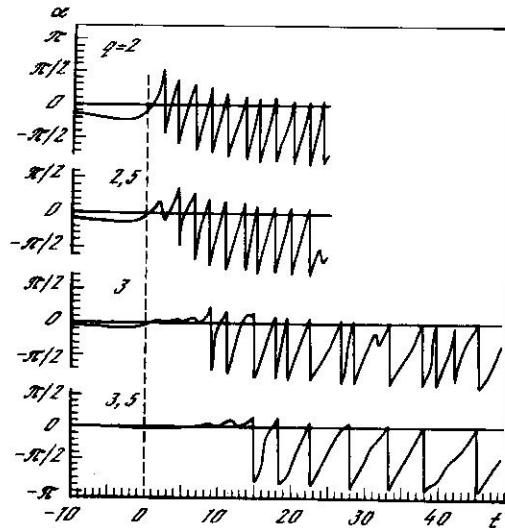


Рис. 13. Зависимость от времени угла между большой осью эллипсоида и линией, соединяющей центры звезд, для $q = 2; 2,5; 3; 3,5$; $m_* = 1$

ось эллипсоида сохраняет ориентацию на звезду S_* . При росте q время задержки увеличивается.

Таким образом, можно сделать вывод, что колебания, возникающие в результате действия приливных сил, представляют собой суперпозицию бегущих волн, которые распространяются в положительном направлении (в направлении движения звезды S_* по орбите).

Данный результат можно получить другим способом, применяя разложение по собственным функциям. Действительно, принимая во внимание (4.6), запишем (5.5) в виде

$$R_0(\vartheta, \varphi, t) = 1 + \sum_{n,m} a_n^{(m)} \xi_{r,n}(1) Y_2^{(m)}(\vartheta, \varphi) = 1 + \sum_n \left[\sqrt{\frac{5}{4\pi}} a_n^{(0)}(t) + \sqrt{\frac{5}{48\pi}} (a_n^{(2)}(t) \sin 2\varphi + a_n^{(-2)}(t) \cos 2\varphi) \right] P_2(\cos \vartheta). \quad (5.6)$$

Для установившихся колебаний ($t \rightarrow \infty$)

$$a_n^{(2)}(t) = -\hat{a}_n^{(2)} \cos \omega_n t; \quad a_n^{(-2)}(t) = \hat{a}_n^{(-2)} \sin \omega_n t;$$

$$a_n^{(0)}(t) = \hat{a}_n^{(0)} \sin \omega_n t.$$

Подставляя в (5.6) и учитывая, что с хорошей точностью $\hat{a}_n^{(2)} = \hat{a}_n^{(-2)}$ (см. (4.24)), получим при $t \rightarrow \infty$

$$R_0(\vartheta, \varphi, t) = 1 + \sum_n \left[\sqrt{\frac{5}{4\pi}} \hat{a}_n^{(0)} \sin \omega_n t + \sqrt{\frac{5}{48\pi}} \hat{a}_n^{(2)} \sin(\omega_n t - 2\varphi) \right] P_2(\cos \vartheta).$$

Первое слагаемое в квадратных скобках описывает симметричное по φ квадрупольное колебание, второе дает бегущую волну. Можно принять, что частота волны определяется собственным колебанием с максимальной амплитудой в спектре (см. рис. 8).

Таким образом, приливные силы возбуждают в звезде S_0 движения двух типов: первый — стоячие квадрупольные колебания с собственными частотами ω_n ; второй — бегущие волны, фазовые скорости которых $(d\varphi/dt)_n = \omega_n/2$.

В результате появления движения второго типа звезда S_0 принимает форму эллипсоида, вытянутого в экваториальной плоскости и вращающегося с угловой скоростью $\omega_n/2$ вокруг полярной оси Oz (см. рис. 1). Иначе говоря, в течение периода собственных колебаний эллипсоид поворачивается на 180° . Однако поскольку он является фигурой, симметричной относительно поворота вокруг одной из главных осей, то движение второго типа, так же как и первого, имеет частоту, равную собственной частоте ω_n . Вращение эллипсоида, строго говоря, не является равномерным, потому что в этом движении участвуют несколько волн с различными фазовыми скоростями.

Важно отметить, что движения типа бегущей волны имеют амплитуды, в несколько раз превышающие амплитуды при колебаниях первого типа. Например, в тех случаях (при $q > 3$), когда наибольшие амплитуды имеют гравитационные моды (см. (5.4)), отношение амплитуд движений второго и первого типа составляет

$$\hat{a}_{\max}^2 / \sqrt{12} \hat{a}_{\max}^{(0)} \approx 2,725 / \sqrt{12} \cdot 0,175 \approx 4,5.$$

Это означает, что в нашей задаче определяющими являются движения типа бегущей волны.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

6.1. Основные выводы

Приливные силы, возникающие при тесном сближении звезд, вызывают в звезде S_0 колебательные движения двух типов.

Одно из них — собственное колебание, симметричное относительно полярной

оси и описываемое сферической гармоникой степени $l = 2$ и порядка $m = 0$. При таких колебаниях звезда поочередно принимает форму вытянутого и сплюсненного эллипсоидов вращения. Колебания не являются строго монохроматическими. Тем не менее они показывают преобладание определенной собственной частоты. Так, если расстояние между звездами в периастре Q не превышает $3R_0$ (R_0 — радиус звезды S_0), то максимальную амплитуду в спектре колебаний имеет фундаментальная мода. В случае больших периастровых расстояний максимум в спектре располагается в области гравитационных мод, период колебаний при этом возрастает. С увеличением периастрового расстояния максимум в спектре смещается в сторону более высоких обертонов g -мод. Причем амплитуда колебаний быстро убывает и при $Q > 5R_0$ становится меньше чем 10^{-5} , иначе говоря, приливное взаимодействие в этом случае слишком слабое, чтобы вызвать колебания заметной амплитуды.

Другой, более важный тип движения ($l = 2, |m| = 2$) представляет собой бегущую волну, распространяющуюся в направлении движения возмущающей звезды S_1 по параболической орбите. Амплитуда бегущей волны в несколько раз больше амплитуды стоячего колебания. Данный тип движения приводит к тому, что звезда принимает форму эллипсоида, вытянутого в экваториальной плоскости и вращающегося вокруг полярной оси с угловой скоростью, вдвое меньшей частоты колебаний. Это движение также суперпозиция нескольких мод. Однако в последнем случае колебания типа бегущей волны имеют более высокую частоту по сравнению со стоячими колебаниями, т. е. в движении второго типа участвуют более низкие обертоны g -мод.

6.2. Замечание о механизме пульсаций звезд типа β Сер

Существует целый класс переменных звезд (так называемые звезды типа β Сер), пульсации которых хорошо описываются суперпозицией двух нерадиальных колебаний $l = 2, |m| = 2$ и $l = 2, m = 0$ [42, 49—51]. Причем в большинстве случаев бегущая волна распространяется в направлении вращения.

Попытки объяснить возбуждение этих пульсаций каким-либо внутренним механизмом не дали положительных результатов. В [52] предложен механизм возбуждения приливными силами пульсаций этого типа для звезд, входящих в двойные системы. Однако эта гипотеза встречает возражение, потому что не все звезды типа β Сер являются двойными системами. Кроме того, трудно понять, почему эти звезды занимают определенное место на диаграмме Герцшпрунга—Рессела [53].

Принимая во внимание результаты настоящей работы, можно предположить, что возбуждение пульсаций звезд типа β Сер произошло в результате тесного сближения с другими звездами. При этом необходимо сделать предположение, что вращение эти звезды приобрели также под действием приливных сил, что, впрочем, качественно согласуется с расчетами [48]. Последнее обстоятельство, а также большая амплитуда пульсаций делают необходимым проведение нелинейных расчетов. Для уверенных выводов требуется также детальный анализ некоторых других аспектов этой сложной проблемы.

Однако уже сейчас можно отметить, что возраст звезд типа β Сер оценивается в 10^6 — 10^7 лет, т. е. это сравнительно молодые звезды, часть которых входит в состав звездных скоплений. Как показывают результаты моделирования динамики звездных скоплений на ранней стадии их эволюции, тесные сближения звезд происходят достаточно часто [18].

6.3. Применение к проблеме солнечных пульсаций

Обсудим сейчас возможность применения полученных результатов для объяснения происхождения солнечных пульсаций с периодом 160^m , которые, вероятно, представляют собой квадрупольную ($l = 2$) g -моду высокого порядка g_8 — g_{10} [4].

Если предположить, что в прошлом имело место тесное сближение Солнца

с другой звездой, результатом которого явилось возбуждение широкого спектра g -мод, то возникает вопрос: каков вид спектра колебаний в настоящее время. Наблюдения солнечных пульсаций показывают лишь одну стабильную моду с периодом 160^m . Для того чтобы объяснить этот экспериментальный факт, нужно предположить, что из первоначально широкого спектра g -мод сейчас только одно собственное колебание имеет амплитуду, достаточно большую, чтобы ее можно было обнаружить в наблюдениях. Однако численные расчеты устойчивости солнечных g -мод на основе квазиadiaбатического метода, выполненные Кристенсенем-Далсгаардом и др. [54, 55], Шибахашаи и др. [56], Бари и др. [57], Сайо [58], показали, что все g -моды квадрупольных колебаний ($l = 2$) затухают с характерным временем $\sim 10^6$ лет на протяжении всей эволюции Солнца на главной последовательности ($t = 4,7 \cdot 10^9$ лет), за исключением, возможно, ранней стадии ($t < 2 \cdot 10^9$ лет) [58]. Кроме того, время затухания для высоких обертонов меньше. В результате к настоящему времени квадрупольные g -моды могут полностью затухнуть.

Однако не исключена возможность того, что колебание 160^m «выживает» благодаря резонансу с модами близкого периода, но различных степеней l . Например, из табл. 1 статьи [20] такими модами являются g_4 при $l = 2$ и g_6 для $l = 3$, их частоты составляют 1,127 и 1,116. Такие моды, усиливая друг друга, могут при нелинейном взаимодействии дать стационарное колебание с низким затуханием. Точно так же может действовать явление распадной неустойчивости [16], когда имеется неустойчивая мода степени $l = 1$ с частотой ω_1 и моды другой степени (например, $l = 2$ и 3) с частотами ω_2 и ω_3 , для которых выполняется соотношение $\omega_2 + \omega_3 = \omega_1$.

Если, несмотря на указанные трудности в теории, все же предположить, что пульсации с периодом 160^m представляют собой бегущую волну, $l = 2$, $|m| = 2$ (при больших периастровых расстояниях $q \geq 3$, см., например, рис. 13 ($q = 3,5$), где $T \approx 159,^m4$), то отсюда вытекает ряд следствий, которые в принципе могут быть проверены экспериментально.

Наблюдаемая картина звездных пульсаций типа бегущей волны ($l = 2$, $|m| = 2$) с учетом вращения звезды рассматривалась в ряде работ [49—51]. Наиболее характерной особенностью этих пульсаций является периодическое изменение ширины линии в спектре звезды с периодом, равным периоду пульсаций лучевой скорости. Причем если волна бежит в направлении вращения, то колебания ширины линии опережают по фазе на $\pi/2$ колебания лучевой скорости. Другими словами, линии имеют максимальную ширину на восходящей ветви лучевой скорости. Амплитуда колебаний ширины по порядку величины составляет [51]: $(\Delta \lambda)_{\text{кол}} / (\Delta \lambda)_{\text{вр}} \sim v_{\text{кол}} / v_{\text{вр}} \approx 10^{-3}$, где $(\Delta \lambda)_{\text{вр}}$ — уширение линии вследствие вращения, $v_{\text{вр}} \approx 2 \text{ км/с}$ — линейная скорость вращения Солнца, $v_{\text{кол}} \approx 1 \text{ м/с}$ — амплитуда колебаний скорости в волне.

Однако отмеченные свойства колебаний определены для интегральных по диску наблюдений (как звезды), а наблюдения солнечных пульсаций выполнены дифференциальным методом «центр минус край» [59]. Поэтому для анализа наблюдений эти выводы следует пересмотреть.

Укажем еще одно свойство пульсаций, которое можно проверить в наблюдениях. При одновременном возбуждении колебаний типа бегущей волны и обычного стоячего колебания в результате их сложения должны возникнуть биения при наличии вращения, так как в этом случае частоты колебаний не совпадают. При наблюдениях 160-минутных колебаний обнаружены соответствующие биениям регулярные вариации амплитуды с периодом, близким к 27-дневному периоду вращения Солнца, однако значимость их пока невелика.

Обработка девятилетних наблюдений солнечных пульсаций в КАО показывает, что в спектре мощности, помимо пика на частоте $\omega_0 = 2\pi/160,^m01$, существует еще пик меньшей значимости на близкой частоте $\omega_1 = 2\pi/158,^m98$. Из теории нерадиальных пульсаций следует [39], что если различие в частотах ω_0 и ω_1 связано с вращением Солнца, то должно выполняться соотношение $\omega_1 - \omega_0 = m\beta\bar{\Omega}_\odot$, где $m = 2\bar{\Omega}_\odot$ — средняя угловая скорость вращения Солнца, β — величина порядка единицы, зависящая от внутреннего строения Солнца. Если принять $\bar{\Omega}_\odot = 2\pi/27^d$ (твердотельное вращение), тогда $\beta \approx (\omega_1 - \omega_0)/2\bar{\Omega}_\odot \approx$

$\approx 0,78$, что лежит в разумных пределах. Однако эти результаты являются пока что предварительными.

Авторы выражают благодарность Н. С. Черныху за обсуждение проблемы сближения звезд в небесной механике.

Ноябрь 1982 г.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для получения асимптотической оценки интеграла (4.22) при $p \rightarrow \infty$ воспользуемся методом перевала [60, 61]. Запишем интеграл в виде

$$I^{(m)}(p) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp[ip(t^3/3 + t) + i2m \operatorname{arctg} t]}{(t^2 + 1)^2} dt. \quad (\text{П1})$$

Будем рассматривать t как комплексное переменное интегрирования. Принимая во внимание, что

$$\exp(i 2m \operatorname{arctg} t) = ((1 + it)/(1 - it))^m,$$

представим (П1) в виде

$$I^{(m)}(p) = \int_C \varphi^{(m)}(t) e^{ph(t)} dt, \quad (\text{П2})$$

где

$$\varphi^{(m)}(t) = (1 + it)^{m-2} (1 - it)^{-(m+2)},$$

$$h(t) = i(t^3/3 + t).$$

Путь интегрирования в комплексной плоскости можно деформировать в кривую, которая начинается в бесконечно удаленной точке в секторе $2\pi/3 < \operatorname{arg} t < \pi$ и переходит в сектор $0 < \operatorname{arg} t < \pi/3$. Точки перевала $h(t)$: $t = \pm i$. Линии наискорейшего спуска определяются равенством $\operatorname{Im} h(t) = \operatorname{const}$. Пусть $t = \xi + i\eta$, тогда $\operatorname{Im} h(t) = \xi^3/3 - \xi\eta^2 + \xi$. Так как $\operatorname{Im} h(\pm i) = 0$, то уравнение линии наискорейшего спуска имеет вид $\xi(\xi^2 - 3\eta^2 + 3) = 0$. Деформируем контур интегрирования C так, чтобы он проходил по линии наискорейшего спуска. Поскольку точка перевала совпадает с полюсом подынтегральной функции, то контур интегрирования вблизи точки $t = i$ проводим ниже (рис. 14).

Введем новую переменную u :

$$u = h(t) - h(i) = \frac{2}{3} + i\left(\frac{1}{3}t^3 + t\right) = -(t - i)^2 \left[1 - \frac{1}{3}i(t - i)\right]. \quad (\text{П3})$$

Заменим переменную интегрирования t на u . Дифференцируя (П3) по u , получим

$$dt = -\frac{i}{t^2 + 1} du.$$

Тогда

$$I^{(m)}(p) = -i \int_C \varphi^{(m)}(t) e^{h(i)p} e^{pu} du, \quad (\text{П4})$$

где

$$\varphi^{(m)}(t) = (1 + it)^{m-3} (1 - it)^{-(m+3)}.$$

Далее получим разложение функции $\varphi^{(m)}(t)$ по степеням u . Из (П3) имеем

$$u^{1/2} = i(t - i) \left[1 - \frac{1}{3}i(t - i)\right]^{1/2}.$$

Выберем главную ветвь функции $u^{1/2}$. Из теоремы Лагранжа вытекает, что в достаточно малой окрестности точки перевала

$$1 + it = u^{1/2} \sum_{n=0}^{\infty} a_n u^{n/2},$$

где

$$a_0 = 1, \quad a_{n-1} = \frac{\Gamma\left(\frac{3n}{2} - 1\right)}{n! \Gamma\left(\frac{n}{2}\right) 3^{n-1}} \quad \text{при } n \geq 1;$$

Γ — гамма-функция. Очевидно, что

$$1 - it = 2 - (1 + it) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n u^{n/2},$$

где

$$b_0 = 2; \quad b_n = -a_{n-1} \quad \text{при } n \geq 1.$$

Далее, используя формулу возведения ряда в степень [60], имеем

$$(1 + it)^{m-3} = u^{\frac{m-3}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} p_n^{(m)} u^{n/2}, \quad (\text{П5})$$

где

$$p_0^{(m)} = a_0^{(m-3)}; \quad p_n^{(m)} = \frac{1}{na_0} \sum_{k=1}^n [k(m-3) - n + k] a_k p_{n-k}^{(m)};$$

$$(1 - it)^{-(m+3)} = \sum_{n=0}^{\infty} q_n^{(m)} u^{n/2}, \quad (\text{П6})$$

где

$$q_0^{(m)} = b_0^{-(m+3)}; \quad q_n^{(m)} = \frac{1}{nb_0} \sum_{k=1}^n [-k(m+3) - n + k] b_k q_{n-k}^{(m)}.$$

Наконец, перемножая ряды (П5) и (П6), получим

$$f^{(m)}(t) = (1 + it)^{m-3} (1 - it)^{-(m+3)} = u^{\frac{m-3}{2}} \sum_{n=0}^{\infty} c_n^{(m)} u^{n/2}, \quad (\text{П7})$$

где

$$c_n^{(m)} = \sum_{k=0}^n p_k^{(m)} q_{n-k}^{(m)}$$

Подставим (П7) в (П4):

$$f^{(m)}(p) = 2\pi e^{-\frac{2}{3}p} \sum_{n=0}^{\infty} c_n^{(m)} \left(\frac{1}{2\pi i} \int_{C'} u^{\frac{m-3+n}{2}} e^{pu} du \right).$$

Контур C' образует на плоскости u петлю, обходящую начало координат в положительном направлении (рис. 15). Асимптотическое разложение этого ин-

Рис. 14. Линия наискорейшего спуска (штриховая кривая) и контур интегрирования C в комплексной плоскости t

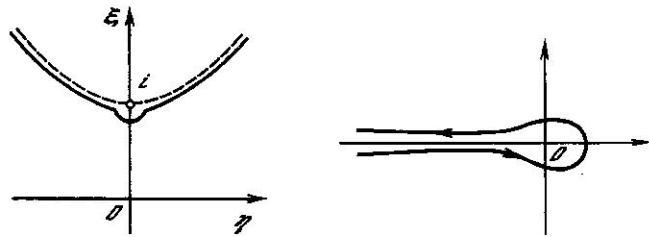


Рис. 15. Контур интегрирования C' в плоскости u

теграла можно получить, воспользовавшись леммой Ватсона для интегралов по петле [60]. Окончательно получаем

$$f^{(m)}(p) = 2\pi e^{-\frac{2}{3}p} \sum_{n=0}^{\infty} d_n^{(m)} p^{-\frac{n+m-1}{2}},$$

где

$$d_n^{(m)} = \begin{cases} c_n^{(m)} / \Gamma\left(\frac{3-m-n}{2}\right), & n \leq 2-m, \\ 0, & n = 3-m, \\ c_n^{(m)} \frac{\sin\left(\frac{m+n-1}{2}\pi\right)}{\pi} \Gamma\left(\frac{m+n-1}{2}\right), & n \geq 4-m. \end{cases}$$

Первые четыре коэффициента $c_n^{(m)}$:

$$\begin{aligned} c_0^{(-2)} &= \frac{1}{2}; & c_1^{(-2)} &= -\frac{1}{6}; & c_2^{(-2)} &= -\frac{1}{144}; & c_3^{(-2)} &= 0; \\ c_0^{(0)} &= \frac{1}{8}; & c_1^{(0)} &= \frac{1}{8}; & c_2^{(0)} &= \frac{23}{192}; & c_3^{(0)} &= \frac{97}{864}; \\ c_0^{(2)} &= \frac{1}{32}; & c_1^{(2)} &= \frac{7}{96}; & c_2^{(2)} &= \frac{89}{768}; & c_3^{(2)} &= \frac{269}{1728}. \end{aligned}$$

Первый член разложения

$$I^{(m)}(\rho) = \frac{\pi}{2^{m+2} \Gamma\left(\frac{3-m}{2}\right)} \rho^{\frac{1-m}{2}} \exp\left(-\frac{2}{3}\rho\right).$$

Литература

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* Observations of solar pulsations.— *Nature*, 1976, vol. 259, p. 87–89.
2. *Brookes J. R., Isaak G. R., van der Raay H. B.* Observations of free oscillations of the Sun.— *Nature*, 1976, vol. 259, p. 92–95.
3. *Scherrer P. H., Wilcox I. M., Kotov V. A.* et al. Observations of solar oscillations with periods of 160 minutes.— *Nature*, 1979, vol. 277, p. 635–637.
4. *Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O.* Towards a heliogeological inverse problem.— *Nature*, 1976, vol. 259, p. 89–92.
5. *Iben I., Mahaffy J.* On the Sun's acoustical spectrum.— *Astrophys. J.*, 1976, vol. 209, p. L39–L44.
6. *Воронцов С. В., Жарков В. Н.* Собственные колебания Солнца и планет-гигантов.— *УФН*, 1981, т. 134, с. 675–710.
7. *Christensen-Dalsgaard J.* On solar model and their periods of oscillations.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1982, vol. 199, p. 735–762.
8. *Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O.* Is the Sun helium-deficient? — *Nature*, 1980, vol. 288, p. 544–547.
9. *Schatzman E., Maeder A., Angrand F., Glowinski R.* Stellar evolution with turbulent diffusion mixing. III solar model and the neutrino problem.— *Astron. and Astrophys.*, 1981, vol. 96, p. 1–16.
10. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.* Исследование глобальных колебаний Солнца. II. Результаты наблюдений в 1974–1980 гг., их анализ и некоторые выводы.— *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1982, т. 66, с. 3–70.
11. *Vuillenmeir J.* Neutrino rest mass: negative results.— *Sky and Telescope*, 1982, vol. 64, p. 334.
12. *Kleeley D.* Excitation of solar *g*-modes with periods near 160 minutes.— In: *Nonradial and nonlinear stellar pulsation: Lect. Not. Phys.*, 1980, vol. 125, p. 245–251.
13. *Wolff C. L.* The collective excitation of *g*-modes in Sun.— In: *Nonradial and nonlinear stellar pulsations: Lect. Not. Phys.*, 1980, vol. 125, p. 252–271.
14. *Dziembowski W.* Comments on gravity mode excitation mechanisms.— In: *Nonradial and nonlinear stellar pulsation: Lect. Not. Phys.*, 1980, vol. 125, p. 272.
15. *Gough D.* Some theoretical remarks on solar oscillations.— In: *Nonradial and nonlinear stellar pulsation: Lect. Not. Phys.*, 1980, vol. 125, p. 273–299.
16. *Вандакуров Ю. В.* О природе 160-минутных солнечных колебаний.— *Астрон. циркул.*, 1981, № 1173.
17. *Kosovichev A. G., Severny A. B.* On the excitation of oscillations of the Sun (numerical model).— *Solar Phys.*, 1983, vol. 82, p. 323–329.
18. *Aarseth S. J.* Dynamical evolution of simulated *N*-body systems.— *Bull. Astron.*, vol. 3, p. 105–125.
19. *Fabian A. C., Pringle J. E., Rees M. J.* Tidal capture formation of binary systems and X-ray sources in globular clusters.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1975, vol. 172, p. 15p–18p.
20. *Press W. H., Teukolsky S. A.* On formation of close binaries by two-body tidal capture.— *Astrophys. J.*, 1977, vol. 213, p. 183–192.
21. *J Jeans J. H.* Problems of cosmogony and stellar dynamics. Cambridge Univ. Press, 1919.
22. *Woolfson M. M.* A capture theory of the origin of the Solar System.— *Proc. Soc.*, 1964, vol. 282, p. 485–507.
23. *Dormand J. R., Woolfson M. M.* The capture theory and planetary condensation.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1971, vol. 151, p. 303–331.
24. *Woolfson M. M.* The capture theory and the origin of the solar system.— In: *The origin of the Solar System/Ed. by S. F. Dermott.* John Wiley & Sons, 1978.

25. Шмидт О. Ю. О возможности захвата в небесной механике.— Избр. труды, геофизика и космогония. М.: Изд-во АН СССР, 1960, с. 75—79.
26. Субботин М. Ф. Курс небесной механики. М.; Л., 1941. 344 с.
27. Cowling T. G. The non-radial oscillations of polytropic stars.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1942, vol. 101, p. 367—375.
28. Баранов А. С. Нелинейные пульсационные колебания сферондов Маклорена.— Астрон. журн., 1981, т. 58, с. 247—256.
29. Росселанд С. Теория пульсаций переменных звезд. М.: Изд-во иностр. лит., 1952, с. 168.
30. Dilke F. W. W., Gough D. O. The solar spoon.— Nature, 1972, vol. 240, p. 262—264.
31. Чандрасекар С. Принципы звездной динамики. М.: Изд-во иностр. лит., 1948.
32. Reeves H. The «big bang» theory of the origin of the solar system.— In: Protostars and planets. Arizona: Univ. Press., 1978.
33. Woolfson M. M. Star formation in galactic cluster.— Phil. Trans. Roy. Soc. L. A., 1979, vol. 291, p. 219—252.
34. Harrison E. R. Has the Sun a companion star? — Nature, 1977, vol. 270, p. 324—326.
35. Henrichs H. F., Staller R. F. A. Has the Sun really got a companion star? — Nature, 1978, vol. 273, p. 132—134.
36. Penedault S. If the Sun has a companion...— Nature, 1978, vol. 275, p. 727—730.
37. Ламб Г. Гидродинамика. М.; Л.: ОГИЗ, 1947. 928 с.
38. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М: Наука, 1972. 736 с.
39. Ledoux P., Walraven T. Variable stars.— In: Handbuch der Physik, 1958, Bd. 51, S. 353—604.
40. Чандрасекар С. Введение в учение о строении звезд. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. 476 с.
41. Cox J. P. Theory of stellar pulsation. Princeton Univ. Press, 1980. 1328 p.
42. Unno W., Osaki Y., Ando H., Shibahashi H. Nonradial oscillations of stars. Univ. Tokyo Press, 1979.
43. Крылов В. И. Приближенное вычисление интегралов. М.: Наука, 1967. 500 с.
44. Калиткин Н. И. Численные методы. М.: Наука, 1978. 512 с.
45. Вандакуров Ю. В. О распределении частот колебаний звезд.— Астрон. журн., 1967, т. 44, с. 786—797.
46. Robe H. Nonradial oscillations of polytropes.— Ann. d'Astrophys., 1968, vol. 31, p. 475—482.
47. Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O. Perturbations in gravitational potential associated with solar oscillations.— In: Nonradial and nonlinear stellar pulsations: Lect. Not. Phys., 1980, vol. 125, p. 369—380.
48. Gingold R. A., Monaghan J. J. The Roche problem for polytropes in central orbits.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1980, vol. 191, p. 897—924.
49. Ledoux P. The nonradial oscillations of gaseous stars and the problem of Beta Canis Majoris.— Astrophys. J., 1951, vol. 114, p. 373—384.
50. Christy R. F. Line doubling and β Canis Majoris variables.— Astron. J., 1967, vol. 72, p. 293—294.
51. Osaki Y. Non-radial oscillations and Beta Canis Majoris phenomenon.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1971, vol. 23, p. 485—502.
52. Kato S. Resonant interaction between non-radial oscillations and tide and double periodicity of Beta Cephei stars.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1974, vol. 26, p. 341—353.
53. Aizenman M. L. The stability of the β Cephei stars.— In: Nonradial and nonlinear stellar pulsation: Lect. Not. Phys., 1980, vol. 125, p. 76—95.
54. Christensen-Dalsgaard J., Dilke F. W. W., Gough D. O. The stability of a solar model to non-radial oscillations.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1974, vol. 169, p. 429—445.
55. Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O. Non-adiabatic nonradial oscillations of a solar model.— 19th Liege Colloquium, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 1975, vol. 8, p. 309—323.
56. Shibahashi H., Osaki Y., Unno W. Non-radial g -mode oscillations and the stability of the Sun.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1975, vol. 27, p. 401—410.
57. Boury A., Gabriel M., Noels A. et al. Vibrational instability of a $1M_{\odot}$ star towards non-radial oscillations.— Astron. and Astrophys., 1974, vol. 41, p. 279—285.
58. Saito N. Stability of non-radial g -mode pulsations in $1M_{\odot}$ models.— Astrophys. J., 1980, vol. 240, p. 685—692.
59. Kouchmy S., Kouchmy O., Kotov V. A. Detection of 160 min solar intensity variations sampling effect.— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 90, p. 372—376.
60. Олвер Ф. Введение в асимптотические методы и специальные функции. М.: Наука, 1978. 376 с.
61. Эрдейи А. Асимптотические разложения. М.: Физматгиз, 1962. 128 с.

ПЕРИОД 160 МИНУТ В СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЕ: ПУЛЬСАЦИЯ СОЛНЦА И СОБСТВЕННОЕ ВРАЩЕНИЕ ПЛАНЕТ И АСТЕРОИДОВ

В. А. Котов, С. Кучми*

Сделано предположение, что близкое совпадение периода глобальной пульсации Солнца $P_0 \approx 160^m$ (Северный и др. [3]) с 9-й и 4-й гармониками периодов вращения (вокруг собственной оси) соответственно Земли и Сатурна не является случайным. Чтобы проверить эту гипотезу, рассмотрена функция соизмеримости и определен уровень статистической достоверности результата. Анализ соизмеримости с периодом P_0 , выполненный для всех имеющихся данных о вращении планет и астероидов (всего 182 объекта с известными периодами вращения), показал, что квазисоизмеримость с P_0 действительно является доминирующей и статистически значимой. Вероятность случайно получить такую квазисоизмеримость с периодом P_0 равна $\sim 10^{-5}$. На основе этого предполагается, что существует (или существовало в прошлом) гравитационное взаимодействие между главными телами Солнечной системы с периодом $\sim 160^m$, вероятно, посредством периодического изменения гравитационного поля.

PERIOD OF 160 MINUTES IN THE SOLAR SYSTEM: SOLAR PULSATION AND SPIN RATES OF PLANETS AND ASTEROIDS, by V. A. Kotov, S. Kouchmy. — It was suggested that the closeness of the period of solar global pulsation $P_0 \approx 160$ min (Severny et al., 1976) to 9th and 4th harmonics of the Earth's and Saturnian days respectively, might not be a chance coincidence. To test this hypothesis a special commensurability function was constructed and the level of uncertainty was emphasized. The analysis of the commensurability with P_0 was extended to all the available data on spin rates of planets and asteroids (in all 182 objects with known spin periods in the Solar system) and it was found that the 160 min commensurability is indeed dominant and remarkably significant. For the probability to obtain the dominant commensurability at very 160 min period at random we get the value of about 10^{-5} . This commensurability implies that there is (or was, in distant past) some gravitational coupling between the main bodies of the Solar system at this 160 min period, presumably, by periodic variation of the gravitational field.

Характерной особенностью Солнечной системы (С. с.) является наличие определенных резонансных (т. е. целочисленных) соотношений между периодами вращения некоторых планет и спутников. Широко известен механизм установления резонансной структуры, предложенный Голдрайхом [1] и основанный на приливном взаимодействии тел; этот механизм, однако, не дает исчерпывающего объяснения установления резонансности в С. с., поскольку он может быть эффективным только в некоторых спутниковых системах, но не в планетной системе в целом, где приливное взаимодействие между планетами и Солнцем пренебрежимо мало (см., например, [2]).

Новое явление, обнаруженное А. Б. Северным и др. [3], устойчивая глобальная пульсация Солнца с периодом

$$P_0 = 160^m,010 \pm 0,^m001, \quad (1)$$

открывает возможность по-новому подойти к проблеме резонансности, или синхронизации, в пределах С. с.

160-минутная пульсация Солнца, наблюдения которой в Крыму ведутся систематически с 1974 г., — надежно установленный факт, подтвержденный независимыми наблюдениями других авторов (см., например, [4—6]); ее природа остается невыясненной (см. обсуждение вопроса А. Б. Северным и др. [7], Гофом [8], Косовичевым и Северным [9]), но эта проблема выходит за рамки нашего исследования.

На мысль о возможности существования некоторой физической связи между глобальными пульсациями Солнца с периодом 160^m и динамикой планетной системы наводят следующие факты неслучайного, по-видимому, характера.

1. Период P_0 очень близок к 9-й гармонике периода вращения Земли (относительно Солнца, $24^h/9 = 160^m$), что впоследствии, после первых сообщений

* Институт астрофизики, Париж (Франция).

[3, 4] о 160^m -колебаниях Солнца, послужило предметом дискуссии о происхождении — солнечном, инструментальном или атмосферном — периодичности P_0 (см. [10—12]). Точное значение периода, однако, оказалось на деле несколько больше, чем $1/9$ сут (см. (1)), что явилось сильным аргументом в пользу именно солнечной природы периода P_0 .

2. Недавно появился другой аналогичный факт соизмеримости — между P_0 и новым значением периода спинового (т. е. вокруг собственной оси) вращения Сатурна $P_c = 10^h 39^m 4$, установленным космическим аппаратом «Вояджер-1» [13]: $P_c \approx 4 \cdot 160^m$; этот интересный факт был отмечен Д. Гофом в выступлении на коллоквиуме МАС № 66 в Крыму в 1981 г.

Заметим, что гипотеза о возможной существенной роли 160^m -периода в С. с. высказывалась Савэ [14] еще в 40-х годах, задолго до обнаружения 160^m -пульсаций Солнца [3, 4]; гипотеза Савэ в свое время не была воспринята астрофизиками вследствие ее недостаточной теоретической обоснованности и отсутствия необходимых наблюдательных данных.

Сейчас, однако, ситуация изменилась: кроме одной лишь гипотезы, о возможности существенной роли 160^m -периода в С. с., мы имеем твердо установленный факт 160^m -пульсаций Солнца, а также указанные выше дополнительные аргументы, которые заставляют искать потенциальное проявление 160^m -пульсаций Солнца внутри С. с.

Очевидно, что солнечные пульсации связаны с периодическими перемещениями масс внутри Солнца; последние могут быть вызваны, например, квадрупольными ($l = 2$ для сферической функции $Y_l^m(\theta, \varphi)$) осцилляциями Солнца. То, что период 160^m может принадлежать одной из квадрупольных гравитационных g -мод колебаний Солнца, является в настоящее время наиболее приемлемой интерпретацией 160^m -периодичности (см., Северный и др. [7], Гоф [8]). Естественно предположить, что такие колебания вызывают (или вызвали в прошлом) периодические возмущения гравитационного поля в пределах С. с. Это предположение вполне разумно (см., например, Вебер [15]) и не противоречит современному состоянию проблемы гравитационного излучения [16, 17].

Задачей, таким образом, является поиск признаков такой соизмеримости (с периодом 160^m) внутри С. с., и, если таковая действительно имеет место, следует определить, насколько она статистически значима, т. е. неслучайна. Исходя из сказанного выше, анализу прежде всего следует подвергнуть имеющиеся данные о периодах собственного вращения (ПСВ) различных тел внутри С. с.

1. ФУНКЦИЯ СОИЗМЕРИМОСТИ

Сначала надо определить, что мы будем понимать под соизмеримостью (точнее, квазисоизмеримостью) и как ее выразить численно.

Согласно Голдрайху [1] квазисоизмеримыми можно считать два движения (или, в нашем случае, два периода) n_1, n_2 , ($n_1 > n_2$), если выполняется условие

$$|n_2/n_1 - A_2/A_1| \leq \varepsilon, \quad (2)$$

где ε — некоторое малое, фиксированное заранее положительное число ($\varepsilon \ll 1$), A_1 и A_2 — достаточно малые целые числа.

Определение квазисоизмеримости (2), однако, здесь не вполне приемлемо, так как мы будем сопоставлять в наиболее общем случае не пары значений n_1, n_2 , а будем вычислять отношения *всех* значений (периодов) P_i данной совокупности объектов к одной определенной величине P ; более того, значение P для определения статистической значимости соизмеримости в дальнейшем будет варьироваться в довольно широких пределах; тем самым мы можем установить, насколько соизмеримость P_i с данным значением P_0 является доминирующей и какова вероятность ее неслучайного появления.

Наш анализ основывается на статистике отклонений отношений P_i/P от целых чисел, а именно: рассматривая некоторую совокупность периодов $P_i = f_i^{-1}$ ($i = 1, 2, \dots, N$), мы определим для них функцию соизмеримости с переменной величиной $P = f^{-1}$ следующим образом:

$$F(f) = a_0 - \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{f}{f_i} - Z_i \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где N — число рассматриваемых объектов (периодов), Z_i — целое число, ближайшее к отношению f/f_i ; «бегущая» частота f принимает все значения в исследуемом диапазоне частот при оптимально выбранном инкременте Δf (у нас всюду $\Delta f = 2$ мкГц). Смысл функции $F(f)$ простой: ее максимум для некоторой частоты f_0 соответствует наилучшей аппроксимации отношений f/f_i целыми числами; применяется, по существу, метод наименьших квадратов для отыскания наилучшей соизмеримости всей совокупности f_i с переменной f .

Величина a_0 равна среднему значению второго члена справа в (3) при произвольном изменении f , так что

$$a_0 = \left(2 \int_0^{0,5} x^2 dx \right)^{1/2} = 0,2887, \quad (4)$$

где x представляет собой разность $f/f_i - Z_i$ при произвольном изменении f , пределы интегрирования (0 — 0,5) соответствуют минимальному и максимальному значениям модуля этой разности; среднее значение $F(f)$ при достаточно широких пределах изменения f близко к нулю.

Из (3), (4) легко видеть, что $F(f)$ принимает максимальное значение 0,2887, когда $f/f_i - Z_i = 0$, т. е. при точной соизмеримости всех f_i с f ; минимальное значение $F(f)_{\min} = -0,2113$ соответствует случаю, когда все f_i несоизмеримы с f , т. е. когда $|f/f_i - Z_i| = 0,5$.

2. СОБСТВЕННОЕ ВРАЩЕНИЕ ПЛАНЕТ

Вероятность случайного совпадения частот пульсаций Солнца $P_0^{-1} = (160^{m,010})^{-1} = 104,16$ мкГц с целочисленной гармоникой земных суток, в пределах $\pm 0^{m,01}$ (или по частоте $\sim \pm 6,5$ нГц) равна $p_3 \approx 1,1 \cdot 10^{-3}$. Аналогично для Сатурна при наблюдаемом совпадении P_0 с 4-й гармоникой P_c ($P_c/4 = 159^{m,85}$) имеем $p_c \approx 8,0 \cdot 10^{-3}$. Произведение $p_3 \cdot p_c \approx 10^{-5}$ достаточно мало и уже указывает на возможность неслучайной близости P_0 к целочисленным гармоникам периодов вращения двух планет. Расширим, однако, анализ такой соизмеримости, включив в рассмотрение другие планеты (а также астероиды, см. п. 3) с известными ПСВ.

Предварительно заметим, что из рассмотрения следует исключить такие медленные ротаторы, как Меркурий ($P = 59^d$) и Венеру ($P = 244^d$), потерявшие собственный вращательный момент в результате своей эволюции, и Плутон ($P = 6^d, 4$), являющийся, по существу, двойной планетой. Из остальных шести планет лишь у трех (Земли, Марса и Сатурна) ПСВ точно установлены; для Юпитера период $P = 9^h 56^m$ соответствует вращению Красного Пятна, образования сугубо атмосферного; имеются большие неопределенности в определении ПСВ Урана и Нептуна [18]. Поэтому, чтобы придерживаться большей объективности, при анализе общей соизмеримости всех шести планет будем исходить из общепринятых значений, приведенных Алленом [19], приняв только новое значение ПСВ для Сатурна.

ПСВ шести планет в системе координат, связанной с Солнцем (т. е. относительно Солнца), приведены в табл. 1; здесь же даны отношения P_i/P_0 , из которых четыре находятся в хорошем согласии с гипотезой о преимущественной кратности ПСВ периоду $\sim P_0$.

Таблица 1

Планета	Земля	Марс	Юпитер	Сатурн	Уран	Нептун
Период (P_i)	24 ^h 00 ^m	24 ^h 40 ^m	9 ^h 56 ^m	10 ^h 39 ^m	10 ^h 42 ^m	15 ^h 48 ^m
P_i/P_0	8,999	9,247	3,722	3,996	4,012	5,925

Вычислим для всех значений ПСВ в табл. 1 функцию $F(f)$, где f изменяется в достаточно широких пределах: от $\sim (70^m)^{-1}$ до $\sim (400^m)^{-1}$, что включает весь интересующий нас диапазон частот, рассматриваемый при анализе долгопериодных солнечных осцилляций [5]. Вид $F(f)$ позволит ответить на вопрос, является ли $P_0 \approx 160^m$ наилучшим общим кратным для периодов всех шести планет, или есть множество других P , которые даже лучше подходят для представления $P_i \approx Z_i P$; в последнем случае период P_0 не может считаться уникальным (доминирующим) в распределении ПСВ планет.

На рис. 1, а воспроизведен участок спектра мощности глобальных колебаний Солнца вблизи периода 160^m согласно [5] (Напомним, что во всей области исследованных частот, от ~ 60 до ~ 240 мкГц, линия на частоте $104,16$ мкГц является доминирующей.) На рис. 1, б показана функция $F(f)$, вычисленная для шести планет согласно (3); видно, что период P_0 действительно доминирует; второй пик около 300^m связан с методом анализа и, как будет показано в п. 4, является следствием соизмеримости с периодом $P_0 \approx 160^m$.

«Пиковое» значение F соответствует периоду $160^m,3 \pm 1^m,5$, амплитуда $A = 2,3\sigma$, где σ — среднее квадратичное значение $F(f)$; последнее определялось с помощью равномерно распределенных случайных чисел, которыми при вычислении $F(f)$ были заменены реальные P_i (шесть случайных, «равномерно» рас-

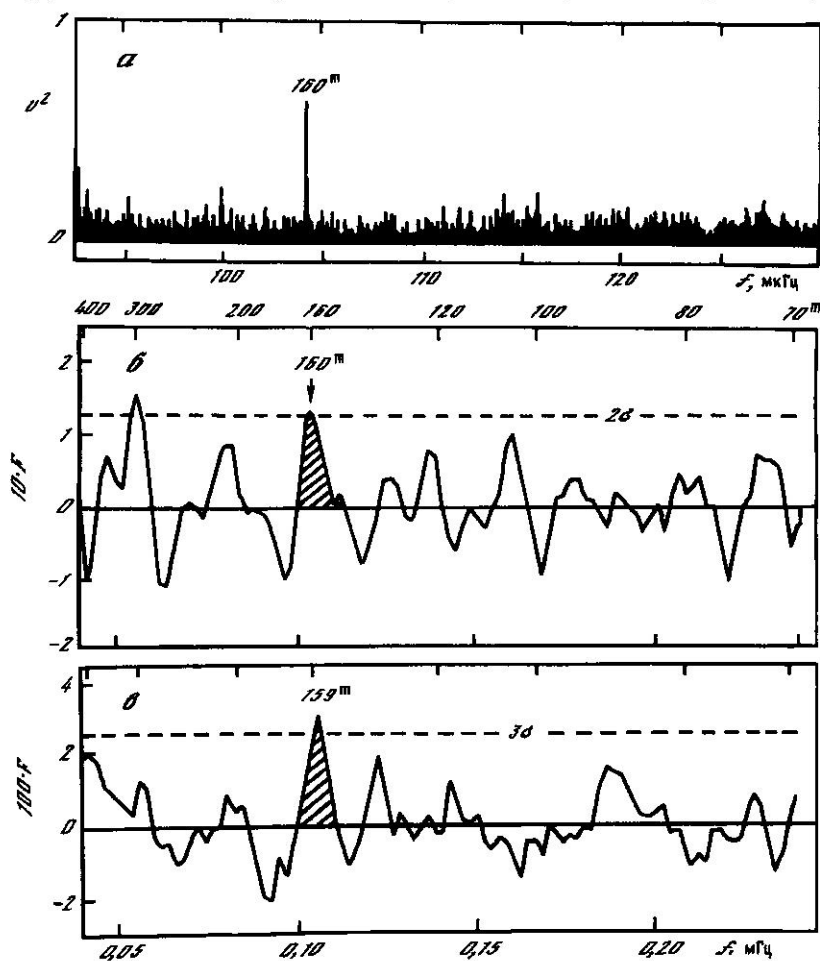


Рис. 1. Часть спектра мощности глобальных колебаний фотосферы Солнца вблизи доминирующего периода 160^m согласно [5], квадрат амплитуды скорости (в относительных единицах) как функция частоты (а); функция соизмеримости F , вычисленная согласно (3) для всей совокупности шести планет (б) и для 176 астероидов (в)

На верхней шкале — период, на нижней — частота. Уровни значимости 2σ и 3σ (б, в) показаны штриховой линией; заштрихованы пики функции $F(f)$, соответствующие периоду $\sim 160^m$

пределенных чисел были взяты в диапазоне периодов от 3 до 26^h . Как показал анализ с помощью критерия χ^2 , функция $F(f)$ с высоким уровнем значимости подчиняется нормальному закону распределения в рассматриваемом диапазоне частот, поэтому вероятность получить случайное отклонение с амплитудой $2,3\sigma$ для заданной частоты f_0 соответствует вероятности $\sim 10^{-2}$.

3. ВРАЩЕНИЕ АСТЕРОИДОВ

Расширим анализ соизмеримости ПСВ, включив в рассмотрение все астероиды с известными ПСВ.

Данные взяты в основном из [20, 21], всего 176 астероидов, ПСВ которых в подавляющем числе случаев сосредоточены в диапазоне от $\sim 2^h,3$, до $\sim 30^h$. (Отметим, что для С. с. характерен так называемый «закон изохронности вращения»: практически все тела вращаются с периодами от $\sim 10^4$ до $\sim 10^5$ с, несмотря на то что их массы отличаются, от Юпитера до астероидов, в $\sim 10^{11}$ раз; причина такой «избирательности» ПСВ в С. с. неясна, см. [2]). Функция F , вычисленная для всех астероидов, показана на рис. 1, в, где опять видим только один доминирующий пик с амплитудой $A \approx 3,4\sigma$, соответствующий периоду $159^m \pm 1^m,5$ и вероятности случайного появления $\sim 4 \cdot 10^{-4}$.

Затем астероиды были разделены на две группы с периодами $P \leq 9^h$ и $P > 9^h$ (три объекта с неуверенно определенными ПСВ были исключены из списка), и в обоих случаях функция $F(f)$ обнаружила максимальный пик на частоте $\sim (160^m)^{-1}$. Результаты анализа по подгруппам объектов, планеты, медленно- и быстро вращающиеся астероиды, все объекты вместе, приведены в табл. 2, где $A(160^m)$ — амплитуда (т. е. значение функции F) пика для периода $\sim 160^m$, N — число объектов, $p(N)$ — соответствующая вероятность.

Функция $F(f)$, вычисленная для всех рассматриваемых тел С. с. с известными ПСВ (шесть планет и 173 астероида; $N = 179$) представлена на рис. 2, где максимальный пик соответствует периоду $159^m \pm 1^m,5$ с амплитудой $\sim 3,4\sigma$ ($p \approx 3,2 \cdot 10^{-4}$).

Таблица 2

Объекты	N	$A(160^m)$	$A(160^m)/\sigma$	$p(N)$	Объекты	N	$A(160^m)$	$A(160^m)/\sigma$	$p(N)$
Планеты	6	$1,34 \cdot 10^{-1}$	2,3	$1,0 \cdot 10^{-2}$	Все астероиды Планеты и астероиды	173	$3,30 \cdot 10^{-2}$	3,2	$7,4 \cdot 10^{-4}$
Астероиды, $P \leq 9^h$	94	$2,54 \cdot 10^{-2}$	1,9	$2,9 \cdot 10^{-2}$					
Астероиды, $P > 9^h$	79	$4,24 \cdot 10^{-2}$	2,6	$4,9 \cdot 10^{-3}$	179	$3,54 \cdot 10^{-2}$	3,4	$3,3 \cdot 10^{-4}$	

На основании табл. 2 и рис. 1, 2 приходим к выводу, что ПСВ планет и астероидов обнаруживают заметную тенденцию к соизмеримости с периодом

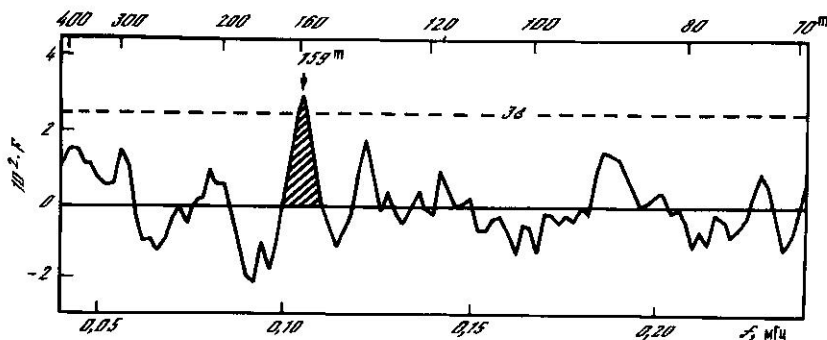


Рис. 2. Функция квазисоизмеримости $F(f)$, вычисленная для 179 объектов Солнечной системы (6 планет и 173 астероидов)

$\sim 160^m$, известным с 1974 г. [3] как период глобальной солнечной пульсации. Вероятность случайного совпадения согласно данным табл. 2 находится в пределах от $p(6) \cdot p(94) \cdot p(79) \approx 1,5 \cdot 10^{-6}$ до $p(179) \approx 3,2 \cdot 10^{-4}$; в качестве средней оценки можно принять значение $p = p(6) \cdot p(173) \approx 10^{-5}$. (5)

4. ПЛАНЕТЫ И БОЛЬШИЕ АСТЕРОИДЫ

Наблюдаются некоторые существенные различия во вращательных свойствах больших и малых астероидов (см., например, [20]), в частности большие астероиды с диаметрами $D > 175$ км вращаются в среднем быстрее, чем малые. По-видимому, происходит сильное изменение характеристик вращения при переходе от астероидов с $D \approx 150$ км к астероидам с $D \approx 250$ км. Тедеско и Заппала [20] полагают, что эта область размеров, от 150 до 250 км, отделяет астероиды малого размера, медленно вращающиеся, от больших, быстро вращающихся, которые могут быть первичными телами С.с., по крайней мере в том смысле, что они не остатки каких-либо распавшихся тел, не пострадали от соударений и, таким образом, как бы являются «носителями» древних (реликтовых) вращательных моментов и ПСВ.

Поэтому представляет интерес вычисление $F(f)$ только для больших астероидов вместе с шестью планетами; заметим, что для больших астероидов и ПСВ определены более надежно (вследствие их большей яркости и других свойств), чем для малых. Из имевшегося списка были отобраны все астероиды с $D \geq 250$ км, их оказалось 14; их данные вместе с данными для шести больших планет приведены в табл. 3.

Функция $F(f)$ для этих 20 самых больших тел С. с. показана на рис. 3, а; видим, что в диапазоне периодов от 60^m до $\sim 1440^m$ (1 сут) доминируют два пика с уровнем значимости около 3σ : $\sim 161^m$ и двойной пик около 320^m .

Таблица 3

Название (номер)	D, км	P, ч	P', ч	Название (номер)	D, км	P, ч	P', ч
Земля	12 756	24,000	24,000	Эвномия (15)	261	6,081	5,333
Марс	6 766	24,66	24,000	Евфросина (31)	270	5,54	5,333
Юпитер	142 796	9,927	10,667	Евгения (45)	250	5,700	5,333
Сатурн	120 000	10,657	10,667	Европа (52)	291	11,258	10,667
Уран	52 400	10,7	10,667	Кибела (65)	311	6,56	5,333
Нептун	48 600	15,8	16,000	Сильвия (87)	251	5,186	5,333
Церера (1)	1 025	9,078	8,000	Камилла (107)	252	4,56	5,333
Паллада (2)	583	7,881	8,000	Бамберга (324)	256	29,42	29,333
Веста (4)	555	5,342	5,333	Давида (511)	335	5,17	5,333
Гигия (10)	443	18	18,667	Интерамния (704)	338	8,723	8,000

Чтобы выяснить происхождение пика около $320^m = 2 \cdot 160^m$, сделан следующий численный «эксперимент». Реально наблюдаемые ПСВ 20 объектов были заменены ближайшими к P_i новыми значениями P'_i (см. табл. 3) точно кратными периоду 160^m , т. е. равными $Z_i \cdot 160^m$, где Z_i — целые числа. Функция $F(f)$ для такого «идеального» распределения ПСВ приведена на рис. 3, б, где отчетливо видно доминирование двух периодов, 160 и 80^m ; их амплитуды одинаковы. Затем «идеальные» значения P'_i были изменены в небольших пределах с помощью 20 случайных чисел R_i , равномерно распределенных в интервале от -1 до $+1$, согласно формуле

$$P'_i = P_0 (Z_i + mR_i); \quad (6)$$

параметр «рассеяния» m принимал последовательно значения 0,3; 0,4; 0,5. Для случаев $m = 0,3$ и 0,5 распределения $F(f)$ показаны на рис. 3, в, г. Видим, что уже небольшое «рассеяние» ($m = 0,3$) привело к полному исчезновению пика $\sim 80^m$; двойной период $\sim 320^m$ всегда присутствует на уровне значимости $\sim 3\sigma$, и это доказывает, что его присутствие на реальном «спектре» $F(f)$ (рис. 3, а) является артефактом основной периодичности $\sim 160^m$.

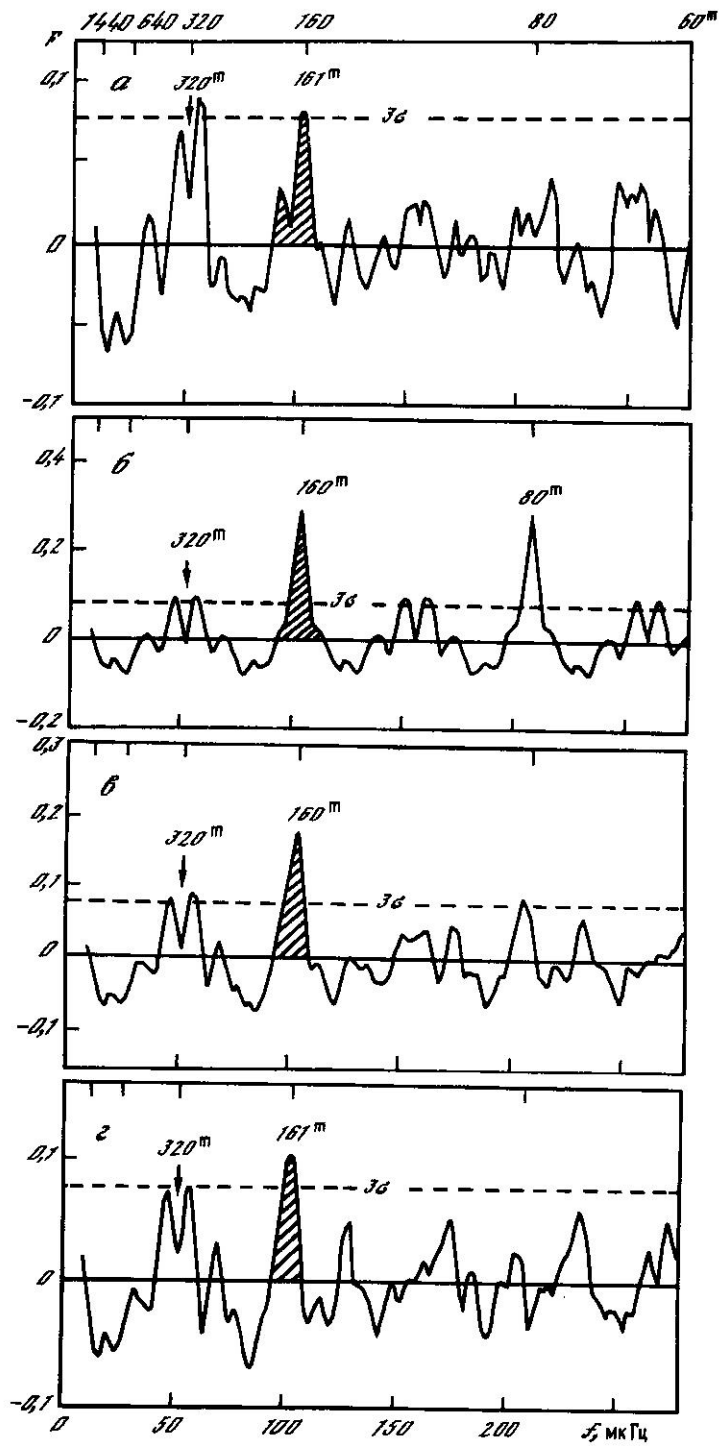


Рис. 3. Функция квазисоизмеримости для 20 самых больших объектов Солнечной системы согласно табл. 3(а) и для 20 «модельных» значений периодов вращения при параметре «рассеяния» $m=0,0$ (б), $0,3$ (в) и $0,5$ (г) соответственно (см. текст)

Вид функции $F(f)$ при $m = 0,5$ (рис. 3, г) подобен виду реально наблюдаемой $F(f)$ (рис. 3, а), что является сильным аргументом в пользу реальности соизмеримости ПСВ 20 больших объектов С. с. с периодом P_0 . Интересно заметить также, что «пиковое» значение максимума в модели $m = 0,5$ соответствует, как и в реальном случае (рис. 3, а), периоду $161^m (\pm 1^m)$, хотя для «идеального» случая $m = 0$ было принято $P_i' = 160^m \cdot Z_i$.

Заключение

Близкое соответствие периода глобальной пульсации Солнца $P_0 = 160^m,010$ 9-ой гармонике земных суток, а также 4-й гармонике периода вращения Сатурна оказывается далеко не случайным. Практически все объекты Солнечной системы, включая все астероиды с известными ПСВ, в среднем статистически обнаруживают такое распределение ПСВ, что период $\sim 160^m$ является наилучшим кратным (соизмеримым) периодом для всего ансамбля объектов С. с. Такая же доминирующая соизмеримость с периодом P_0 статистически значимо ($p \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$) проявляет себя и для трех независимых подгрупп объектов: больших планет (число объектов $N = 6$, вероятность $p \approx 10^{-2}$), медленно вращающихся астероидов ($N = 79$, $p \approx 5 \cdot 10^{-3}$) и быстро вращающихся астероидов ($N = 94$, $p \approx 3 \cdot 10^{-2}$), также для группы из 20 самых больших объектов С. с. ($p \approx 10^{-3}$).

В качестве оценки вероятности случайного совпадения между $P_0 \simeq 160^m$ и периодом, являющимся наилучшим общим кратным для ПСВ планет и астероидов, получена величина (см. (5)) $p \approx 10^{-5}$. С таким уровнем достоверности можно утверждать, что период P_0 характерен не только для Солнца, но и для всей С. с. По-видимому, существовал (или существует) механизм, который привел (приводит) к такой кратности частот вращения практически всех объектов (с известными ПСВ) в пределах С. с. Наиболее приемлемым механизмом может быть гравитационное взаимодействие, например, посредством периодически ($P \simeq 160^m$) меняющегося гравитационного поля (гравитационные волны), что не противоречит современной физической теории и данным о Солнечной системе. Вопрос об амплитуде таких гравитационных возмущений и конкретном физическом механизме, приводящем к «синхронизации» вращений, равно как и о природе глобальной 160^m -пульсации Солнца, наше исследование оставляет открытым. Оценки потока гравитационной энергии, которую может излучать Солнце при квадрупольных осцилляциях, можно найти в [17, 22].

Что касается природы 160^m -пульсации Солнца, то здесь одним из возможных путей для решения проблемы является механизм быстрого приливного взаимодействия, которое могло испытать в далеком прошлом Солнце при сближении с другой звездой (механизм недавно предложен Косовичевым и Северным в [9], где решаются линейные уравнения колебаний Солнца, возникающих при таком сближении и имеющих период, близкий к 160^m); однако здесь также имеются определенные трудности.

Мы признательны А. Б. Северному за неоднократное и весьма полезное обсуждение результатов работы, Д. Гофу за стимулирующую дискуссию о периодах вращения планет и П. П. Добронравину за внимательное чтение рукописи и ценные замечания; выражаем также благодарность Б. Калману, указавшему нам на работу Савэ [14], и В. П. Фомину за обсуждение статистической значимости результатов.

22 ноября 1982 г.

Литература

1. Голдрайх П. Объяснение частой встречаемости соизмеримых средних движений в солнечной системе. — В кн.: Приливы и резонансы в солнечной системе. М.: Мир, 1975, с. 217—247.
2. Альвен Х., Арпенциус Г. Эволюция Солнечной системы / Пер. с англ. под ред. Г. И. Петрова. М.: Мир, 1979, 511 с.
3. Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T. Observations of solar pulsations. — Nature, 1976, vol. 259, p. 87—89.
4. Brookes J. R., Isaak G. R., van der Raay H. B. Observation of free oscillations of the Sun. — Nature, 1976, vol. 259, p. 92—95.
5. Scherrer P. H., Wilcox J. M. Structure of the solar oscillation with period near 160 minutes. — Stanf. Univ. IPR Rep., 1982, N 865.
6. Grec G., Fossat E., Pomerantz M. Solar oscillations: full dusk observations from the geographic south pole. — Nature, 1980, vol. 288, p. 541—544.
7. Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т. Колебания Солнца и проблема его внутреннего строения. — Астрон. журн., 1979, т. 56, с. 1137—1148.
8. Gough D. Some theoretical remarks on solar oscillations. — In: Lecture notes in physics, 1980, vol. 125, p. 273—299.

9. Косовичев А. Г., Северный А. Б. О возбуждении пульсаций звезд при их взаимных сближениях. — *Наст. сб.*, с. 14—38.
10. Grec G., Fossat E. Calculation of pseudo solar narrow band oscillations produced by atmospheric differential extinction. — *Astron. and Astrophys.*, 1979, vol. 77, p. 351—353.
11. Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T. Detection of 160-min solar oscillations and atmospheric extinction. — *Astron. and Astrophys.*, 1980, vol. 88, p. 317—319.
12. Koutchmy S., Koutchmy O., Kotov V. A. Detection of 160-min solar intensity variations: sampling effect. — *Astron. and Astrophys.*, 1980, vol. 90, p. 372—376.
13. Warwick J. W., Pearce J. B., Evans D. R. et al. Planetary radioastronomy observations from Voyager 1 near Saturn. — *Science*, 1981, vol. 212, p. 239—243.
14. Sevin E. Sur la structure du systeme solaire. — *C. r. Acad. Sci. P.*, 1976, vol. 222, p. 220—221.
15. Вебер Дж. Общая теория относительности и гравитационные волны / Пер. с англ. под ред. Д. М. Иваненко. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 271 с.
16. Дикке Р. Влияние переменного во времени гравитационного взаимодействия на Солнечную систему. — В кн.: *Гравитация и относительность*. М.: Мир, 1965, с. 251—294.
17. Брагинский В. Б. Гравитационное излучение и перспективы его экспериментального обнаружения. — *УФН*, 1965, т. 86, с. 433—446.
18. Podolak M., Reynolds R. T. On the structure and composition of Uranus and Neptun. — *Icarus*, 1981, vol. 46, p. 40—50.
19. Аллен К. У. Астрофизические величины / Пер. с англ. под ред. Д. Я. Мартынова. М.: Мир, 1977, 446 с.
20. Tedesco E. F., Zappala V. Rotational properties of asteroids: correlations and selection effects. — *Icarus*, 1980, vol. 43, p. 33—50.
21. Lagerkvist C.-I. Photographic photometry of main-belt asteroids. — *Uppsala Astron. Obs. Rep.*, 1977, N 9.
22. Krivsky L., Zeithamer T. On the possibility of generating gravitational radiation by the Sun. — *Astrophys. Space Sci.*, 1982, vol. 85, p. 309—313.

УДК 523

О ПРИСУТСТВИИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В СРЕДНЕШИРОТНОМ E-СЛОЕ ИОНОСФЕРЫ С ПЕРИОДОМ, БЛИЗКИМ К ПЕРИОДУ ПУЛЬСАЦИЙ СОЛНЦА 160 МИНУТ

В. П. БОБОВА, Б. М. ВЛАДИМИРСКИЙ, А. М. ЛЯЦКАЯ*

Критические частоты f_0E и f_0F_2 , полученные с ионограмм станции Ташкент (279 дней измерений, 8^h — 14^h местного времени 1974, 1976 и 1980 гг.), обработаны методом косинор-анализа с целью поиска периода, совпадающего с периодом пульсации Солнца. Обнаружено, что в критических частотах E-слоя в спокойных условиях присутствует период, близкий к $160^{m,010}$. Устойчивая фаза найденного периода практически совпадает с фазой ранее исследованной модуляции амплитуд геомагнитных микропульсаций Pc3,4 и с фазой радионаблюдений солнечных пульсаций. В F₂-слое ионосферы такие вариации не обнаруживаются. Амплитуда измерений критических частот соответствует относительным изменениям и $\sim 7 \cdot 10^{-3}$ в потоке солнечного ультрафиолетового излучения $\lambda \sim 1000 \div 800 \text{ \AA}$.

ON THE PRESENCE OF PERIODICAL VARIATIONS OF ELECTRON CONCENTRATION IN THE MEAN-LATITUDE E-IONOSPHERE WITH THE PERIOD CLOSE TO SOLAR 160-MIN OSCILLATIONS, by V. P. Bobova, B. M. Vladimirovsky, A. M. Lyatskaia. — The critical frequencies f_0E and f_0F_2 derived from the ionogrammes obtained on the ionospheric station Tashkent (279 day of measurements in 1974, 1976 and 1980 spanning from 08^h till 14^h LT), were analysed by cosinor method to search for the period 160-min coinciding with the period of solar oscillation. It has been revealed that the period which is close to $160^{m,010}$ is present in f_0E at quiet conditions. The stable phase of this period practically coincides with the modulation phase of the geomagnetic micropulsations Pc 3,4 according to the earlier results [3,4] and with the phase of solar pulsations estimated by radiomeasurements [6]. Such variations were not detected in F₂ layer. The amplitude of the critical frequencies variations corresponds to the relative amplitude of solar UV variations of about $7 \cdot 10^{-3}$ in the range $\lambda 1000 \div 800 \text{ \AA}$.

* Лаборатория геофизики ЛГУ (Ленинград).

Предположение о возможном присутствии эффектов пульсаций Солнца с периодом 160^m в геофизических измерениях [1, 2,] получило в последние годы достаточное обоснование. В частности, было обнаружено, что в огибающей амплитуд геомагнитных микропульсаций $Pc\ 3,4$ (МГД-колебаний, генерируемых на границе магнитосферы) имеется период, практически совпадающий с периодом солнечных пульсаций: амплитуды $Pc\ 3,4$ модулированы с периодом $160^m,012 \pm \pm 0,^m004$ [3,4]. (Точное значение периода пульсаций Солнца, найденное в оптических измерениях, составляет $160,^m\ 0101 \pm 0,^m0006$ [5].) Вариация огибающей амплитуд $Pc\ 3, 4$ имеет устойчивую фазу. Величина фазы здесь и далее определяется как положение максимальной амплитуды, отсчитываемое от условного начального момента с точностью до целого числа периодов. Максимальные амплитуды $Pc\ 3, 4$ приходятся на фазу максимума яркости центральной зоны солнечного диска в радиоизлучении [6]. Указанные особенности этих вариаций могут быть истолкованы как указание на наличие 160^m -периода солнечных пульсаций в солнечном ультрафиолетовом излучении. При некоторых допущениях можно оценить амплитуду вариаций потока ультрафиолетового излучения исходя из значения амплитуды модуляции огибающей $Pc\ 3, 4$. Согласно [3, 4] поток ультрафиолетового излучения в диапазоне $\lambda < 1000\ \text{Å}$ варьирует с амплитудой 2—4%. Та же самая величина из совершенно других соображений была недавно получена для амплитуды квазипериодических вариаций ультрафиолетового солнечного излучения перед крупными вспышками (для периодов того же порядка) [7].

Вывод о наличии вариаций яркости Солнца в ультрафиолете с периодом $\sim 160^m$ был сделан на ограниченном материале с использованием данных только одной обсерватории. Естественно, этот вывод нуждается в подтверждении на независимом наблюдательном материале.

Такого рода проверку целесообразно осуществить, основываясь на данных непосредственных ионосферных измерений, ибо вариации электронной плотности порядка процентов со стабильной фазой можно надеяться обнаружить в соответствующих изменениях критических частот. Настоящее сообщение и посвящено изложению первых результатов поиска периода 160 мин в ионосферных наблюдениях.

1. МАТЕРИАЛ И ЕГО ОБРАБОТКА

Исходным материалом для анализа послужили стандартные измерения на ионосферной станции Ташкент. Данные были получены из Мирового центра данных МЦД-Б2. Ионограммы, как обычно, снимались каждые 15 мин. Значения критических частот f_0E и f_0F_2 снимались с ионограмм с точностью 0,1 МГц. Использовались данные в интервале 08 — 14^h местного времени (в некоторые дни этот промежуток составлял 06 — 14^h). Интервалы, когда на ионограммах был заметен спорадический слой E , исключались из рассмотрения. Основная часть массива (232 дня) относится к 1976 г. (минимум солнечной активности), причем отсутствовали данные трех месяцев — января, августа и сентября. Для проверки воспроизводимости результатов и изучения возможного изменения фазы было обработано также по одному летнему (август) месяцу 1974 и 1980 гг. Из этих последних данных исключены дни с ионосферными возмущениями (информация о возмущениях бралась из [8]).

Обработка проводилась в два этапа. Сначала исходные ряды для каждого дня исправлялись за суточную вариацию. Для этого вычитался параболический тренд. Параметры параболы находились методом наименьших квадратов. Далее, исправленные таким образом данные аппроксимировались косинусоидой по методу наименьших квадратов (косинор-анализ) для набора пробных периодов близ 160 мин. Применялась та же самая математическая программа с тем же значением начального пункта, что и ранее [3]. Как и прежде, для независимой проверки средних значений вычисленных параметров применялся метод наложения эпох. В данном случае вычислялась относительная фаза каждой точки для точного значения периода $160,^m010$. Затем исправленные за суточную вариацию значения критических частот усреднялись в соответствующем интервале фаз.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Вся обработка была сделана в двух вариантах — для полного массива данных и после проведения редукиции, состоявшей, помимо исключения дней с ионосферными возмущениями для 1974 и 1980 гг., в выборке дней с числом точек в данный день не менее 19. Все вычисленные значения фаз $\bar{\varphi}$ и амплитуд \bar{A} представлены в таблице. В первых трех колонках приведены даты, число дней наблюдения в данном месяце, оценках средней фазы для каждого месяца, далее даны значения $\bar{\varphi}$ и \bar{A} для отмеченных интервалов обоих вариантов обработки. Индивидуальные значения амплитуд оказались, как правило, очень малы, так что их ошибки для среднемесячных значений составляют около 100%. Тем не менее рассмотрение полученных данных с полной определенностью указывает на присутствие вариаций с устойчивой фазой.

Год, месяц	Период $160^m, 010$					Период $160^m, 000$				
	Число дней по месяцам	$\bar{\varphi}$ за месяц	до редукиции			после редукиции			$\bar{\varphi}$	\bar{A}
			всего дней в группе	$\bar{\varphi}$	\bar{A}	всего дней в группе	$\bar{\varphi}$	\bar{A}		
1974 VIII	26	7,1	26	$7,1 \pm 1,4$	0,013	22	$6,7 \pm 1,5$	0,012	$1,3 \pm 1,3$	0,013
1976 II	25	4,4	75	$4,5 \pm 1,0$	0,010	56	$4,6 \pm 1,2$	0,009	$1,2 \pm 1,5$	0,010
III	30	4,5								
IV	20	4,3								
V	30	5,3								
VI	25	4,9	69	$4,9 \pm 1,1$	0,011	55	$5,3 \pm 1,2$	0,009	$2,1 \pm 1,2$	0,011
VII	14	4,4								
X	29	4,5								
XI	29	6,6	88	$5,9 \pm 1,3$	0,006	63	$6,4 \pm 1,3$	0,012	$4,1 \pm 1,1$	0,005
XII	30	6,9								
1980 VIII	21	6,7	21	$6,7 \pm 1,5$	0,013	14	$6,1 \pm 1,6$	0,010	$2,2 \pm 1,4$	0,012
Среднее			279	$5,36 \pm 0,9$	$0,005 \pm 0,003$	210	$5,85 \pm 1,10$	$0,007 \pm 0,004$		

Один из признаков наличия устойчивого периода в анализируемом ряде при применении косинор-анализа — неоднородность распределения по фазам (частоты встречаемости фаз). Эти распределения для периода $160^m, 010$ представлены на рис. 1. Распределение для f_0E относится ко всему редуцированному набору данных (210^d), для f_0F_2 — ко всем дням 1976 г.

Как видно, частота встречаемости фаз для f_0E весьма неравномерна. Если использовать в качестве меры отклонения данного распределения от равномерного величину χ^2 , то для гистограммы рис. 1, а $\chi^2 = 30,1$ (пять степеней свободы).

Вероятность получить такое распределение из-за флуктуаций (случайно) не превышает 10^{-3} . Это предположительное нахождение фазы около $\varphi \approx 6$ рад (заметное и по средним значениям $\bar{\varphi}$ в таблице) не может быть связано с присутствием суточной гармоника ($T = 160^m, 000$), так как для соответствующего значения периода распределение приближается к равномерному ($\chi^2 = 18,1$). На диаграммах рассеяния для индивидуальных точек в координатах «фаза — амплитуда» отчетливо виден систематический характер эффекта и то,

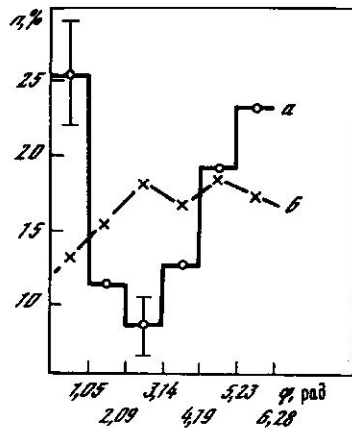


Рис. 1. Частота встречаемости фаз периода $160^m, 010$ в критических частотах f_0E (а) и f_0F_2 (б).
Мера отклонения данного распределения от равномерного — величина χ^2 (пять степеней свободы). По горизонтальной оси — интервал фаз, по вертикальной — доля дней со значениями фаз в данном интервале.

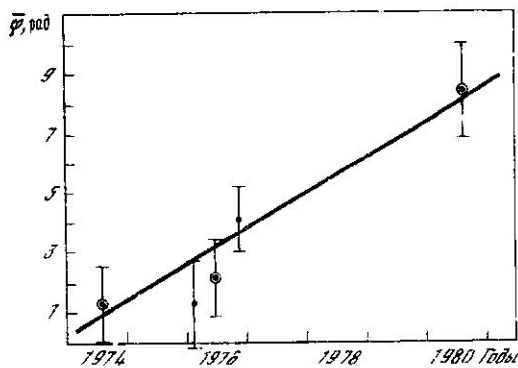


Рис. 2. Смещение средней за данный месяц фазы $\bar{\varphi}$ для периода $160^m, 000$ в зависимости от времени. Наклон прямой, проведенной методом наименьших квадратов, равен $1,27 \pm 0,25$ рад \cdot год.

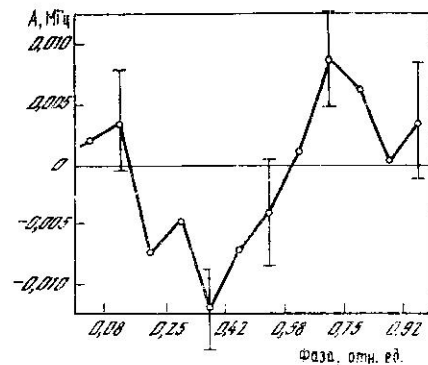


Рис. 3. Изменение f_0E (МГц) в среднем по периоду для $T = 160^m, 010$ для 116 дней летних измерений. По горизонтальной оси — относительная фаза, отсчитываемая от $00^h 00^m 01.01$ 1974 г. Ошибки — стандартные отклонения.

что в зоне максимума ~ 6 рад сосредоточены практически все большие амплитуды. Среднее для всего массива (279^d) составляет $\bar{\varphi} = 5,36 \pm 0,90$ рад с амплитудой $0,005 \pm 0,003$ МГц.

Как отметили авторы [9], измерение скорости смещения фазы для гармоники суток ($T = 160^m, 000$) является удобным методическим приемом для оценки точного значения периода. Во избежание влияния сезонных вариаций параметров ионосферы и эффекта уравнения времени дрейф фазы должен определяться для отдельного сезона. На рис. 2, где нанесены все данные, выделены три точки, относящиеся к лету (график вполне аналогичен соответствующему графику в [3, 4] для огибающих Рс 3,4). Наклон определен методом наименьших квадратов и составляет $1,27 \pm 0,25$ рад/год (величина дрейфа для периода, найденного в оптических наблюдениях, составляет $1,29$ рад/год). Полученная величина практически совпадает со скоростью смещения фазы в огибающей амплитуду микропульсации Рс 3, 4 [3, 4]. Малое число точек и большие ошибки $\bar{\varphi}$ на рис. 3 не дают возможности, разумеется, независимо определить точное значение периода. Однако из представленных данных видно, что f_0E содержит периодический компонент с периодом, достаточно близким к найденному в оптических наблюдениях.

Средний профиль изменения f_0E по периоду $T = 160^m, 010$, построенный по методу наложения эпох, представлен на рис. 3. Здесь включены данные всех летних месяцев (116 дней измерений). Кривая находится в разумном соответствии с результатами, полученными косинор-анализом. Применение χ^2 -критерия показывает, что вероятность получить результат рис. 3 случайно (из-за флуктуации) не превышает 1%.

Аналогичное рассмотрение всех данных для критических частот слоя F_2 показывает, что вариаций с устойчивой фазой в этом случае определено не обнаруживается. Это, в частности, хорошо видно из рис. 1, б. Вывод о реальном отсутствии искомых вариаций в f_0F_2 , однако, едва ли может быть сделан без дополнительных исследований с привлечением большого массива данных. В частности, возможно, что отрицательный результат следует отнести за счет неполного вычитания суточной гармоники (суточный ход критических частот слоя F_2 значительно хуже аппроксимируется параболой).

3. СРАВНЕНИЕ С ДРУГИМИ ВИДАМИ ИЗМЕРЕНИЙ. ОБСУЖДЕНИЕ

Если рассмотренные выше вариации в значениях f_0E реальны, то они, естественно, должны совпадать по фазе с вариациями амплитуд микропульсаций Рс 3, 4, исследованными ранее [3, 4]. Поскольку при изучении модуляций амплитуд Рс 3, 4 не удается в достаточной мере избавиться от суточной гармоники

ки, устойчивая фаза колебаний с периодом $160^m 012 \pm 0^m 004$ известна для этого вида измерений с ограниченной точностью. Приблизительно она равна 4,5 рад. Из данных таблицы видно, что максимум f_0E (и, следовательно, максимум электронной концентрации) практически совпадает с этой величиной. Замечательно, что такова же и фаза максимума яркости центра солнечного диска при наблюдении пульсаций 160^m при радиоизмерениях в сантиметровом диапазоне [6]. Если привести радиоданные [6] в систему отсчета, применяемую нами, то для 1977—1980 гг., среднее значение указанной фазы составляет $4,23 \pm \pm 0,5$ рад (48 дней наблюдений 1977—1980 гг., $\lambda = 2,25$ см). Общеизвестно, что всякого рода вариации интенсивности ультрафиолетового излучения и S-компоненты радиоизлучения обнаруживают высокую степень корреляции. По этой причине совпадение фазы в двух сравниваемых видах измерений — существенный аргумент в пользу реальности рассматриваемых вариаций критических частот E-слоя ионосферы.

Зная амплитуду вариаций критических частот, нетрудно получить оценку амплитуды вариации интенсивности солнечного ультрафиолетового излучения в диапазоне длин волн, ответственном за ионизацию H-слоя ионосферы ($\lambda \approx \approx 1000 \div 800 \text{ \AA}$). Используя стационарное уравнение баланса ионизации и представляя соответственно поток ультрафиолетового излучения, электронную концентрацию и f_0E как $I_0 + \delta I$, $n_0 + \delta n$ и $f_0 + \delta f$, легко получить $\delta I/I_0 = = 2\delta n/n_0 = 4\delta f/f_0$. Принимая $f_0 \approx 3$ МГц, $\delta f \approx 5 \cdot 10^{-3}$ МГц (полученная выше средняя амплитуда), имеем $\delta I/I_0 \approx 6,7 \cdot 10^{-3}$. Это существенно меньше, чем было получено по модуляции амплитуд Pc 3,4 [3, 4]. Причины подобного расхождения (почти на порядок) остаются пока неясными и подлежат дополнительному изучению. Можно отметить только, что достаточно грубая оценка [3, 4] относится ко всей ионосфере, а величина, полученная выше, — только к E-слою.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенные выше данные и их анализ позволяют сделать следующие заключения.

1. В критических частотах среднеширотной E-ионосферы в спокойных условиях обнаруживается период с устойчивой фазой $\sim 5,4$ рад, эта величина очень близка к периоду пульсаций Солнца, найденному в оптических измерениях $160^m 010$. Электронная концентрация в E-слое возрастает практически одновременно с увеличением амплитуд геомагнитных микропульсаций Pc 3, 4 и радиояркости центра диска Солнца в сантиметровом диапазоне.

2. Вариаций с тем же периодом в слое F_2 ионосферы не обнаружено.

3. Вариации критических частот соответствует относительная вариация в потоке ультрафиолетового излучения Солнца $\lambda \approx 1000 \div 800 \text{ \AA}$ с амплитудой $\sim 7 \cdot 10^{-3}$.

Авторы весьма признательны В. А. Котову, Ю. И. Нешпору и Д. Н. Рачковскому за полезные советы при выполнении этой работы и обсуждение

Апрель 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Гульельми А. В., Владимирский Б. М., Репин В. Н. К вопросу о геоэффективности колебаний поверхности Солнца.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1977, т. 17, с. 930.
2. Владимирский Б. М., Бобова В. П., Репин В. Н., Веретенникова В. К. О присутствии в магнитосфере Земли колебаний с периодом 160 минут, обусловленных пульсациями Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1981, т. 64, с. 132.
3. Владимирский Б. М., Бобова В. П., Бондаренко Н. М., Веретенникова В. К. Пульсации с периодом 160 минут в земной магнитосфере, возможно обусловленные колебаниями Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 75.
4. Vladimirsky B. M., Bobova V. P., Bondarenko N. M., Veretennikova V. K. 160^m pulsations in the magnetosphere of the Earth possibly caused by oscillations of the Sun.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 451.
5. Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T. et al. Manifestation of the 160-min solar oscillations in the velocity and brightness (optical and radio observations).— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 9.
6. Цветков Л. И. Когерентные колебания в радиоизлучении «спокойного» Солнца. Методика и результаты наблюдений 1977—1980 гг.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 67, с. 118.

7. Кобрин М. М., Малычик В. И., Снегирев С. Д. О влиянии предвспышечных пульсаций солнечного излучения на магнитосферу Земли.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1982, т. 22, с. 156.
 8. Solar-geophysical Data. Boulder (USA), 1974, 1980.
 9. Scherrer P. H., Wilcox J. M., Severny A. B. et al. Further evidence of solar oscillations with a period of 160 minutes.— Astrophys. J., 1980, vol. 237, p. L97.

УДК 523. 745

ФАКТОРЫ МАГНИТНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ДЛЯ ИЗБРАННЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ СОЛНЦА В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН $\lambda 4400-6750 \text{ \AA}$, ВЫЧИСЛЕННЫЕ ПО ЛАБОРАТОРНЫМ ЗНАЧЕНИЯМ МНОЖИТЕЛЕЙ ЛАНДЕ КОМБИНИРУЮЩИХСЯ ТЕРМОВ

М. Дж. Гусейнов

По известным лабораторным значениям факторов Ланде комбинирующихся термов g_L , которые с большой точностью определены физическими экспериментами (они собраны в [19]), нами рассчитаны множители зеемановского расщепления \bar{g}_L для 57 фраунгоферовых линий спектра Солнца в диапазоне длин волн $\lambda 4400-6750 \text{ \AA}$. Сравнение их с теоретическими значениями \bar{g}_L (при $L-S$ связи) для тех же спектральных линий показало, что величины \bar{g}_L и \bar{g}_L в основном хорошо согласуются. Однако имеют место случаи, когда они существенно различаются. Результаты измерения магнитного расщепления $\Delta\lambda_H$ подобных спектральных линий по поляризационным спектрограммам нескольких пятен показали справедливость лабораторных значений факторов Ланде \bar{g}_L . Следовательно, их использование позволит избежать некоторых значительных систематических ошибок при определении и сравнении напряженностей магнитных полей по разным линиям поглощения.

Составлена таблица, где для избранных фраунгоферовых линий приводятся следующие данные: 1) теоретические факторы Ланде \bar{g}_L , вычисленные для случая $L-S$ связи; 2) множители зеемановского расщепления линий \bar{g}_L , рассчитанные согласно известным лабораторным значениям g_L комбинирующихся термов, приведенным [19]; 3) относительные различия лабораторных и теоретических факторов Ланде $(\bar{g}_L - \bar{g}_L) / \bar{g}_L$ в %; 4) величины $\bar{g}_L \lambda_0^2$ и $\bar{g}_L \lambda_0^2$ (λ_0 — длина волны линии поглощения).

THE MAGNETIC SPLIT FACTORS FOR SELECTED SOLAR SPECTRAL LINES IN THE WAVELENGTH RANGE $\lambda 4400-6750 \text{ \AA}$, CALCULATED BY THE EXPERIMENTAL VALUES OF LANDE FACTORS COMBINATION TERMS, by M. J. Huseynov. Using the experimental values of Lande factors combination terms g_{ex} , which were estimated with high precision (compiled in [19]), we have computed the Zeeman splitting factors \bar{g}_{ex} for 57 Fraunhofer lines of the solar spectrum in the wavelength range $\lambda 4400-6750 \text{ \AA}$. The comparison with the theoretical values \bar{g}_{theor} (for the case of $L-S$ coupling) for the same spectral lines showed, that the values \bar{g}_{ex} and \bar{g}_{theor} are principally in a good agreement, though, however, in some cases they are markedly different. The results of the magnetic split $\Delta\lambda_H$ measurements of the like spectral lines according to the polarization spectrogrammes of some spots evidenced for the correct experimental values of Lande factor \bar{g}_{ex} . Consequently, significant systematic errors in determination and comparison of the magnetic field strengths by different absorption lines can be eliminated.

The Table compiled for selected Fraunhofer lines gives the data as follows: 1) theoretical Lande factors \bar{g}_{theor} , calculated for $L-S$ coupling, 2) factors of Zeeman splitting \bar{g}_{ex} , calculated by the established experimental values \bar{g}_{ex} of combination terms, given in [19], 3) relative ratios of experimental and theoretical Lande factors $(\bar{g}_{ex} - \bar{g}_{theor}) / \bar{g}_{theor}$ in per cents, 4) values of $\bar{g}_{theor} \lambda_0^2$ and $\bar{g}_{ex} \lambda_0^2$ (λ_0 is the absorption line length).

Одновременное наблюдение в нескольких спектральных линиях является одним из эффективных методов исследования магнитных полей на Солнце. Этот способ применяется для определения вертикального градиента напряженности $\Delta H / \Delta h$, сравнения поверхностного распределения магнитного поля на разных уровнях атмосферы Солнца, изучения его тонкой структуры (см., например, [1—18]). При сравнении напряженностей магнитных полей H , измеренных по разным фраунгоферовым линиям, в некоторых случаях требуются максимально

большая точность определения H . Это требование может быть обеспечено, с одной стороны, повышением точности измерений зеемановских расщеплений линий $\Delta\lambda_H$, с другой стороны, использованием более точных значений факторов Ланде.

Обычно все исследователи для вычисления H пользуются теоретическими значениями факторов Ланде g_T , рассчитываемых по множителям магнитного расщепления g , комбинирующихся термов при $L-S$ -связи, которые определяют по формуле

$$g_T = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1)$$

где L , S и J — орбитальное, спиновое и главное квантовые числа соответственно. Однако если обратиться к их лабораторным значениям g_L , которые с довольно большой точностью определены на основе физических экспериментов (подробный список лабораторных исследований, посвященных изучению зеемановского расщепления, приведен в [19], где собраны и величины g_L), видно, что в отдельных случаях g_T и g_L существенно различаются, хотя они в основном находятся в хорошем согласии. Подобные различия g и g_L могут привести к значительным отличиям и между эффективными факторами Ланде спектральных линий g_T и g_L , рассчитанных согласно g_T и g_L соответственно (g_L мы будем называть лабораторным значением фактора Ланде линии).

Как известно, напряженность магнитного поля H по эффекту Зеемана находят по следующей формуле:

$$\Delta\lambda_H = 4,67 \cdot 10^{-5} g \lambda_0^2 H, \quad (2)$$

где g — фактор Ланде для наблюдаемой линии, λ_0 — ее длина волны, $\Delta\lambda_H$ — половинное расстояние между центрами тяжести коротко- и длинноволнового σ -компонентов зеемановского расщепления. Видно, что любые неточности в значениях g могут быть источником систематических ошибок в определении напряженности магнитного поля H .

В исследованиях магнитных полей активных областей Солнца к лабораторным значениям факторов Ланде впервые обратился А. Б. Северный [2], который и на основе собственных наблюдений магнитных полей солнечных пятен уточнил множитель зеемановского расщепления для линии поглощения Fe I $\lambda 4886,337 \text{ \AA}$. Согласно известным [19] лабораторным факторам Ланде комбинирующихся термов ранее нами [15] были рассчитаны множители Ланде g_L для некоторых линий поглощения Fe I, V I, Ti I и Sc I, где было найдено, что иногда они на $2 \div 3\%$ отличаются от теоретических значений g_T , и сделано заключение о необходимости брать за основу лабораторные значения g_L при определении разностей напряженностей магнитных полей $\Delta H = H_1(V I) - H_2(Fe I)$.

Затем мы вычислили лабораторные значения множителей магнитного расщепления g_L для многих линий поглощения, использованных нами в [16], и несколько других линий Ti I $\lambda 6064,626 \text{ \AA}$ и Fe I $\lambda 5247,058 \text{ \AA}$, по которым изучались магнитные поля в [9] и [12]. Для этого, как и в [15], мы принимали известные лабораторные факторы Ланде комбинирующихся термов g_L , которые собраны в [19]. К сожалению, для многих термов нет лабораторных определений их магнитного расщепления. Поэтому мы не смогли рассчитать лабораторные факторы Ланде g_L для всех линий, которые в настоящее время представляют определенный интерес. Отметим, что в нескольких случаях, когда лабораторное значение g_L имелось только для нижнего или верхнего терма перехода, при расчете g_L линии поглощения для отсутствующего фактора g_L мы принимали его теоретическое значение.

Таким образом, нами были вычислены лабораторные факторы Ланде g_L для 57 спектральных линий различных элементов. Были рассчитаны также величины $g_L \lambda_0^2$, которые могут быть полезными при определении напряженности магнитного поля H по формуле (2).

К настоящему времени имеются несколько опубликованных списков спектральных линий, где приведены теоретические значения факторов Ланде g_T [20—23]. Однако известна только одна статья [24], вышедшая недавно, где для 18 фраунгоферовых линий рассчитаны эффективные факторы Ланде g_L по лабораторным значениям зеемановского расщепления g_L отдельных термов.

Т а б л и ц а 1

Теоретические и лабораторные значения факторов Ланда, их относительные различия

Элемент	Линия, λ_0 , Å	Переход	Длины нижнего уровня			Длины верхнего уровня			Длины				
			g_L	g_U	$\Delta g/g_U, \%$	g_L	g_U	$\Delta g/g_U, \%$	g_T	g_J	$\Delta g/g_T, \%$	$g_{T0} \cdot 10^{10}, \text{см}^2$	$g_{J0} \cdot 10^{10}, \text{см}^2$
Fe I	6750,164	$a^3P_1 - z^2P_0^0$	1,500	1,500	0,0	1,496	1,500	0,3	1,500	1,498	-0,1	68,35	68,26
	6733,1153	$y^3P_0^0 - g^2D_0$	2,500	2,502	0,1	0/0	2,500	-	2,500	2,502	0,1	113,34	113,43
	6705,105	$y^3P_2 - e^2P_2^0$	1,833	1,836	0,2	1,833	1,833	-	1,833	1,835	0,2	82,42	82,50
	6663,448	$a^3P_1 - z^2P_0^0$	1,500	1,500	0,0	0/0	1,500	-	1,500	1,500	0,0	66,60	66,60
	6633,758	$y^3P_3 - e^2P_3^0$	1,667	1,661	-0,4	1,664	1,667	-0,2	1,667	1,663	-0,2	73,34	73,18
	6608,044	$a^3P_2 - y^3D_3^0$	1,500	1,506	0,4	1,492	1,500	-0,5	1,500	1,478	-1,5	65,50	64,54
	6481,878	$a^3P_2 - y^3D_3^0$	1,500	1,506	0,4	1,495	1,500	-0,3	1,500	1,500	0,0	63,02	63,02
	6452,315	$a^4P_{3/2} - z^4P_{3/2}^0$	1,733	1,70	-1,9	1,600	1,600	-0,6	1,500	1,501	0,1	62,45	62,49
	6435,049	$a^4D_{5/2} - z^4D_{5/2}^0$	1,200	1,196	-0,3	1,200	1,200	0,0	1,200	1,200	0,0	49,69	49,69
	6421,360	$a^3P_2 - z^3P_2^0$	1,500	1,506	0,4	1,493	1,500	-0,5	1,500	1,499	-0,1	61,85	61,81
Ti I	6419,956	$y^3D_3 - y^3G_3^0$	1,333	1,324	-0,7	1,333	1,333	-	1,333	1,291	-3,1	53,21	53,21
	6312,241	$b^2F_4 - y^2G_3^0$	1,250	1,26	0,8	1,05	1,050	0,0	1,150	1,158	0,7	45,82	46,14
	6306,047	$a^2D_{5/2} - z^2D_{5/2}^0$	1,200	1,20	0,0	—	1,200	-	1,200	1,200	0,0	47,72	47,72
	6302,499	$z^3P_0 - e^2D_0$	2,500	2,487	-0,5	0/0	2,500	-	2,500	2,485	-0,5	99,30	98,79
	6296,495	$a^6D_{9/2} - z^6D_{9/2}^0$	1,555	1,520	-2,3	1,56	1,587	-1,7	1,500	1,463	-2,5	59,47	58,00
	6292,816	$a^6D_{7/2} - z^6D_{7/2}^0$	1,587	1,53	-3,6	1,58	1,657	-4,6	1,500	1,468	-2,1	59,40	58,13
	6285,165	$a^6D_{5/2} - z^6D_{5/2}^0$	1,657	1,61	-2,8	1,76	1,866	-5,7	1,500	1,497	-0,2	59,26	59,14
	6258,573	$a^6D_{3/2} - z^6D_{3/2}^0$	3,333	3,29	-1,3	3,20	3,333	-4,0	3,333	3,245	-2,3	130,57	127,11
	6256,887	$a^6D_{1/2} - z^6D_{1/2}^0$	1,657	1,61	-2,8	1,58	1,657	-4,6	1,657	1,595	-3,7	64,87	62,44
	6251,825	$a^6D_{5/2} - z^6D_{5/2}^0$	1,587	1,53	-3,6	1,56	1,587	-1,7	1,587	1,545	-1,6	62,03	60,39
Fe I	6173,341	$a^3P_1 - y^3D_0^0$	2,500	2,499	-0,04	0/0	2,500	-	2,500	2,499	-0,04	95,27	95,24
	6157,733	$c^3F_4 - e^3F_4^0$	1,250	1,264	1,1	1,181	1,250	-5,5	1,250	1,223	-2,2	47,40	46,37
	6143,183	$a^3F_3 - z^3F_3^0$	1,085	1,06	-2,3	1,085	1,085	-0,5	1,085	1,070	-1,4	40,95	40,38
	6137,002	$a^3P_2 - y^3D_3^0$	1,833	1,820	-0,7	1,500	1,500	-0,5	2,000	1,984	-0,8	75,33	74,72
	6127,475	$a^3F_4 - z^3F_4^0$	1,250	1,24	-0,8	1,23	1,250	-1,6	1,250	1,235	-1,2	46,93	46,37
	6064,626	$a^3P_0 - z^3S_0^0$	0/0	—	-	1,99	2,000	-0,5	2,000	1,99	-0,5	73,56	73,19
	6003,022	$z^3F_4 - e^3F_4^0$	1,250	1,250	0,0	1,288	1,250	-3,0	1,250	1,269	1,5	45,04	45,73
	5588,764	$3^3D_3 - 3d4pD_3^0$	1,333	1,329	-0,3	—	1,333	-	1,333	1,331	-0,2	41,65	41,57
	5563,608	$y^3D_0 - g^2D_0$	1,500	1,495	-0,3	1,492	1,500	-0,5	1,500	1,489	-0,7	46,43	46,09
	5543,944	$y^3D_3 - g^2D_3^0$	1,500	1,492	-0,5	1,57	1,500	-4,7	1,500	1,609	7,3	46,10	49,45
5522,454	$z^2P_1 - g^2D_2$	1,500	1,493	-0,5	1,57	1,500	-4,7	1,500	1,531	2,1	45,75	46,69	

Таблица 1 (окончание)

Элемент	Линия, λ_0 , Å	Переход	Для нижнего уровня				Для верхнего уровня				Для линии				
			g_T	g_L	$\Delta g/g_T, \%$	g_T	g_L	$\Delta g/g_T, \%$	g_T	g_L	$\Delta g/g_T, \%$	$\bar{g} \cdot 10^{10}, \text{cm}^2$	$\bar{g} \cdot 10^{10}, \text{cm}^2$	$\bar{g} \cdot 10^6 \cdot 10^{10}, \text{cm}^2$	
			4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14		
Fe I	5476,576	$5^5D_1^0 - 6^5D_4$	1,500	1,496	-0,3	1,500	1,487	-0,9	1,500	1,492	-0,5	1,500	1,492	44,99	44,75
	5473,910	$5^5D_0^0 - 6^5D_3$	1,500	1,492	-0,5	1,500	1,492	-0,5	1,500	1,492	-0,5	1,500	1,495	44,95	44,71
	5393,176	$2^5D_3^0 - 6^5D_4$	1,500	1,503	0,0	1,500	1,502	0,1	1,500	1,503	0,2	1,500	1,505	43,63	43,77
	5329,937	$2^5D_3^0 - 6^5D_3$	1,500	1,503	0,2	1,500	1,508	0,5	1,500	1,508	0,5	1,500	1,513	42,77	43,14
Cr I	5329,794	$2^7P_0^0 - 6^7D_3$	1,750	1,752	0,1	1,750	—	—	1,750	1,755	0,3	1,750	1,755	49,71	49,85
	5324,191	$2^5D_1^0 - 6^5D_4$	1,500	1,502	0,1	1,500	1,503	0,2	1,500	1,502	0,1	1,500	1,502	42,52	42,58
Fe I	5302,307	$2^5D_1^0 - 6^5D_2$	1,500	1,495	-0,3	1,500	1,508	0,5	1,500	1,504	0,3	1,500	1,507	42,17	42,37
	5283,629	$2^5D_3^0 - 6^5D_3$	1,500	1,500	0,0	1,500	1,508	0,5	1,500	1,504	0,3	1,500	1,504	41,88	41,99
	5273,170	$2^5D_0^0 - 6^5D_1$	0/0	—	—	1,500	1,518	1,2	1,500	1,518	1,2	1,500	1,518	41,71	42,21
	5263,314	$2^5D_3^0 - 6^5D_2$	1,500	1,503	0,2	1,500	1,503	0,2	1,500	1,503	0,2	1,500	1,503	41,55	41,64
	5253,468	$2^5D_1^0 - 6^5D_2$	1,500	1,495	-0,3	1,500	1,518	1,2	1,500	1,506	0,4	1,500	1,506	41,40	41,56
	5250,216	$2^5D_0^0 - 6^5D_1$	0/0	—	—	3,000	2,999	-0,03	3,000	2,999	-0,03	3,000	2,999	82,69	82,67
	5247,574	$2^5D_0^0 - 6^5D_0$	0/0	0,000	0,0	2,500	2,512	0,5	2,500	2,512	0,5	2,500	2,512	68,84	69,17
	5247,058	$2^5D_1^0 - 6^5D_0$	1,500	1,494	-0,4	1,750	1,746	-0,2	2,000	1,998	-0,1	2,000	1,998	55,06	55,01
	5229,860	$2^5D_1^0 - 6^5D_0$	1,500	1,495	-0,3	0/0	—	—	1,500	1,495	-0,3	1,500	1,495	41,03	40,89
	5217,396	$2^5D_1^0 - 6^5D_3$	1,500	1,502	0,1	1,500	1,508	0,5	1,500	1,493	-0,5	1,500	1,493	40,83	40,64
Fe I	5215,188	$2^5D_3^0 - 6^5D_3$	1,500	1,503	0,2	1,500	1,518	1,2	1,500	1,518	1,2	1,500	1,518	40,80	40,69
	5145,102	$2^5D_3^0 - 6^5D_1$	1,833	1,820	-0,7	1,833	1,836	0,2	1,833	1,836	0,2	1,833	1,828	48,53	48,39
	5131,476	$2^5D_3^0 - 6^5D_0$	2,500	2,499	-0,04	2,500	2,502	0,1	2,500	2,502	0,1	2,500	2,500	65,83	65,83
	5051,905	$2^5P_1^0 - 6^5P_0^0$	2,000	2,006	0,3	2,000	1,99	-0,5	2,000	1,998	-0,1	2,000	1,998	51,04	50,99
	4886,337	$2^5D_3^0 - 6^5D_2$	1,500	1,492	-0,5	1,500	—	—	1,500	1,448	-3,5	1,500	1,448	35,81	34,57
	4704,954	$2^5P_1^0 - 6^5D_0$	2,500	2,487	-0,5	0/0	—	—	2,500	2,487	-0,5	2,500	2,487	55,34	55,05
	4645,193	$2^5P_0^0 - 6^5D_0^0$	2,500	2,50	0,0	0/0	—	—	2,500	2,500	0,0	2,500	2,500	53,94	53,94
	4485,683	$2^5P_0^0 - 6^5P_1$	2,500	2,487	-0,5	2,500	2,432	-2,7	2,500	2,460	-1,6	2,500	2,460	50,30	49,50
	4438,349	$2^5P_0^0 - 6^5D_1$	2,500	2,487	-0,5	0/0	—	—	2,500	2,487	-0,5	2,500	2,487	49,25	48,99
	4430,622	$2^5P_1^0 - 6^5D_0^0$	2,500	2,499	-0,04	0/0	—	—	2,500	2,499	-0,04	2,500	2,499	49,08	49,06

В табл. 1 мы приводим следующие данные для 57 спектральных линий, удобных для измерения магнитных полей солнечных пятен:

1) теоретические и лабораторные значения факторов Ланде комбинирующихся термов g_T и g_L , их относительные различия $\Delta g/g_T = (g_L - g_T)/g_T$ отдельно для нижних и верхних уровней переходов;

2) множители магнитного расщепления для каждой линии поглощения, рассчитанные по теоретическим и лабораторным значениям факторов Ланде комбинирующихся термов \bar{g}_T и \bar{g}_L соответственно, их относительные различия $\Delta \bar{g}/\bar{g}_T = (\bar{g}_L - \bar{g}_T)/\bar{g}_T$;

3) величины $\bar{g}_T \lambda_D^2$ и $\bar{g}_L \lambda_D^2$, характеризующие магнитное расщепление каждой линии поглощения.

Сравнение теоретических и лабораторных значений факторов Ланде спектральных линий, перечисленных в табл. 1, показывает, что их различие составляет: в 38 случаях $|\Delta g/g_T| \leq 0,5\%$, в четырех случаях $0,7 \leq |\Delta g/g_T| \leq 0,9\%$, в 14 случаях $1\% \leq |\Delta g/g_T| \leq 4\%$ и только в одном случае $\Delta g/g_T = 7,3\%$. Это говорит о том, что лабораторные и теоретические факторы Ланде \bar{g}_L и \bar{g}_T изученных здесь линий поглощения в основном хорошо согласуются между собой. Однако в некоторых случаях встречаются существенные (от 1 до 7%) их различия. В списке, приведенном в [24], имеются линии поглощения с гораздо большими отличиями \bar{g}_L и \bar{g}_T . Например, для линии Fe I $\lambda 4945,639 \text{ \AA}$ теоретический фактор Ланде по $L - S$ -связи $\bar{g}_T = 0,333$. Однако эффективный множитель зеемановского расщепления этой линии, рассчитанный по лабораторным значениям факторов Ланде комбинирующихся термов, дает $\bar{g}_L = 0,791$. В этом случае $(\bar{g}_L - \bar{g}_T)/\bar{g}_T = 137\%$ или $\bar{g}_L/\bar{g}_T = 2,37$ (различие более чем в 2 раза). Для другой линии Fe I $\lambda 4596,411 \text{ \AA}$ имеет место, на наш взгляд, еще более интересный случай. Дело в том, что, с одной стороны, по теории $L - S$ -связи эта линия поглощения является немагнитной, т. е. для нее $\bar{g}_T = 0$. С другой стороны, эффективный фактор Ланде линии, рассчитанный по лабораторным значениям \bar{g}_L магнитного расщепления комбинирующихся термов, дает $\bar{g}_L = 0,753$. Другими словами, линия Fe I $\lambda 4596,4 \text{ \AA}$, которая по теории $L - S$ -связи должна быть немагнитной, согласно лабораторному значению факторов Ланде становится магниточувствительной линией.

Хотя значения факторов Ланде для отдельных термов, приведенные в [19], определены с вполне достаточной точностью (0,001), было очень интересно выяснить, насколько оправдаются эти данные, которые получены во внешних магнитных полях с напряженностью $H \approx (5 \div 9) \cdot 10^4 \text{ Гс}$, в условиях солнечных магнитных полей, где $H \leq 5 \cdot 10^3 \text{ Гс}$. С этой целью мы по девяти эшелным поляризационным спектрограммам пяти солнечных пятен, снятым на БСТ Крымской астрофизической обсерватории, измерили магнитное расщепление $\Delta \lambda_H$ указанных выше двух линий поглощения (Fe I $\lambda 4596,4 \text{ \AA}$ и $\lambda 4945,6 \text{ \AA}$) и определили напряженности магнитного поля H . В табл. 2 мы приводим результаты измерений H по линиям Fe I $\lambda 4596,4 \text{ \AA}$ и $\lambda 4945,6 \text{ \AA}$, а также среднюю напряженность поля \bar{H} в тех же пятнах (\bar{H} вычислена по измерениям зеемановского расщепления четырех линий поглощения Fe I, которые в спектре солнечных пятен имеют примерно такую же роуландовскую интенсивность, как первые две исследуемые линии). Во-первых, нужно отметить, что спектральная линия

Таблица 2
Измерения напряженности магнитного поля

Дата, 1961 г.	Пятно	H , Гс (по 4 линиям Fe I)	$H(\bar{g}_T)$, Гс $\lambda 4596,4 \text{ \AA}$	$\lambda 4945,6 \text{ \AA}$		Дата, 1961 г.	Пятно	H , Гс (по 4 линиям Fe I)	$H(\bar{g}_T)$, Гс $\lambda 4596,4 \text{ \AA}$	$\lambda 4945,6 \text{ \AA}$	
				$H(\bar{g}_L)$, Гс	$H(\bar{g}_T)$, Гс					$H(\bar{g}_L)$, Гс	$H(\bar{g}_T)$, Гс
2.09	Гр. 251, a b c	2540	2500	2580	6130	7.09	Гр. 251, a a	2300	2350	2400	5700
		1970	2070	2100	4990			2350	2450	2300	5460
		1750	1900	1880	4470			2650	2700	2740	6510
5.09	Гр. 251, a a	2700	2800	6650	2800	18.10	Гр. 286 >	2700	2740	2800	6650
		2750	2700	2850	6770						

Fe I $\lambda 4596,4 \text{ \AA}$, которая по теории $L-S$ -связи *немагнитная*, в спектре солнечных пятен *оказалась расщепленной на зеемановские компоненты*. Во-вторых, как видно из табл. 2, напряженности магнитных полей пятен H , найденные по расщеплению этой линии по $\bar{g}_L = 0,753$, хорошо согласуются со средними напряженностями поля тех же пятен \bar{H} , определенными по четырем другим линиям Fe I. Для линии поглощения Fe I $\lambda 4945,6 \text{ \AA}$ напряженности магнитных полей, найденные согласно лабораторному значению фактора Ланде $\bar{g}_L = 0,791$, также находятся в хорошем согласии с \bar{H} . Однако если принять теоретические значения фактора зеемановского расщепления линии $\lambda 4945,6 \text{ \AA}$ ($\bar{g}_T = 0,333$), тогда величины напряженностей магнитных полей пятен, найденные по ней, во-первых, оказываются в несколько раз больше, чем средние значения напряженностей \bar{H} изучаемых пятен, во-вторых, они заведомо превосходят максимальные напряженности полей даже самых больших солнечных пятен. Все сказанное указывает на справедливость лабораторных значений \bar{g}_L для спектральных линий и в условиях магнитных полей пятен.

В заключение можно отметить следующее.

1. Величины факторов Ланде спектральных линий, рассчитанные согласно лабораторным значениям множителей магнитного расщепления комбинирующихся термов \bar{g}_L и по теории $L-S$ -связи \bar{g}_T , в основном хорошо согласуются. Однако имеют место случаи, когда факторы \bar{g}_L и \bar{g}_T существенно различаются.

2. Лабораторные значения факторов Ланде \bar{g}_L фраунгоферовых линий более надежны, и их использование позволит избежать возможных значительных систематических ошибок при определении и сравнении напряженностей магнитных полей по разным спектральным линиям, когда хотя бы для одного из комбинирующихся термов наблюдаемых линий заметно нарушается $L-S$ -связь.

Автор искренне благодарит А. Б. Северного за ценные замечания и советы.

Декабрь 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Severny A. B., Vumba V. On the penetration of solar magnetic fields into the chromosphere. — *Observatory*, 1958, vol. 78, N 902, p. 33.
2. Северный А. Б. Исследование магнитных полей, связанных со вспышками на Солнце. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1960, т. 22, с. 12.
3. Obridko V. N. On the two-component structure of the sunspot magnetic field. — *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 1968, vol. 19, N 4, p. 183.
4. Гусейнов М. Дж. Определение напряженности магнитного поля по различным линиям поглощения. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1968, т. 39, с. 253.
5. Adam M. G. Magnetic field observations for the sunspot C. M. P. 1966, September 19. — *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1969, vol. 145, N 1, p. 1.
6. Зверева А. М., Северный А. Б. Магнитные поля и протонные вспышки 7 июля и 2 сентября 1966 года. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1970, т. 41—42, с. 97.
7. Котов В. А. Магнитное поле и электрические токи униполярного солнечного пятна. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1970, т. 41—42, с. 67.
8. Гусейнов М. Дж. Вертикальное распределение напряженности магнитного поля в ядре солнечного пятна. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1970, т. 41—42, с. 89.
9. Zwaan C.,uurman J. Magnetic field strengths derived from various lines in the umbral spectrum. — In: *Solar magnetic fields*/Ed. R. Howard. Dordrecht-Holland: D. Reidel Publ. Co. IAU Sympos. N 43, 1971, p. 220.
10. Гонасюк С. И., Цал Т. Т. Крупномасштабное поле скоростей, магнитные поля и яркости в атмосфере Солнца. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1972, т. 45, с. 3.
11. Коваль А. Н., Степанян Н. Н. Изменение магнитных полей пятен на двух уровнях в связи с развитием активных областей. — *Солнечные данные*, 1972, № 1, с. 83.
12. Stenflo J. O. Magnetic field structure of the photospheric network. — *Solar Phys.*, 1973, vol. 32, N 1, p. 41.
13. Гусейнов М. Дж. О неоднородности магнитного поля в тени солнечных пятен. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1974, № 49, с. 15.
14. Гусейнов М. Дж. Изучение магнитных полей в тени солнечных пятен по фраунгоферовым линиям с различной чувствительностью к температуре. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1974, т. 50, с. 168.
15. Гусейнов М. Дж. О различии абсолютных значений напряженности магнитного поля в тени солнечных пятен, определяемых по спектральным линиям нейтрального ванадия и железа. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1975, т. 53, с. 66.
16. Гусейнов М. Дж. О величине вертикального градиента напряженности магнитного поля в тени пятен. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1978, т. 58, с. 31.
17. Коваль А. Н., Степанян Н. Н. Изменение магнитных полей солнечных пятен в связи со вспышками. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1983, т. 68, с. 3.

18. *Гопасюк С. И., Северный А. Б.* Некоторые общие особенности солнечных и звездных магнитных полей. — Письма в Астрон. журн., 1983, т. 9, № 2, с. 120.
19. *Moore C. E.* Atomic energy levels, 1949, vol. 1; 1952, vol. 2, National Bureau of Standards, Wash.
20. *von Klüber H.* Über den Nachweis und die Messung lokaler Magnetfelder auf der Sonnenoberfläche. — Ztschr. Astrophys., 1947, Bd. 24, H. 1/2, S. 121.
21. *Hervey Z. W.* Fraunhofer lines with large Zeeman splitting. — Solar Phys., 1973, vol. 28, N 1, p. 9.
22. *Beckers J. M.* A table of Zeeman multiplets. — Phys. sci. res. pap., N 371. Sacramento Peak Observatory, preprint N 141, 1969.
23. *Stenflo J. O., Lindgren L.* Statistical analysis of solar Fe I lines: magnetic line broadening. — Astron. and Astrophys., 1977, vol. 59, N 3, p. 367.
24. *Landi Degl'Innocenti E.* On the effective Lande'factor of magnetic lines. — Solar Phys., 1982, vol. 77, N 1—2, p. 285.

УДК 531.145 + 523.94

СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ДЛЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ЖЕЛЕЗА И ЕГО СОДЕРЖАНИЕ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

А. А. Боярчук, И. С. Саванов

Критически рассмотрены опубликованные значения сил осцилляторов для линий нейтрального железа. Особое внимание уделено влиянию систематических ошибок на величины gf .

Все доступные опубликованные данные о величинах gf (табл. 3) редуцированы в шкалу высокоточных оксфордских измерений (Блеквелл и др. [23]). Для каждой из систем обсуждаются результаты редукации.

Нуль пункт величин сил осцилляторов установлен на основании измерений времен жизни атомов в возбужденном состоянии (табл. 1). Нуль-пункт оксфордской шкалы в пределах ошибок совпадает со средним нуль-пунктом.

Окончательные данные о редуцированных и принятых значениях величин gf для 3420 линий нейтрального железа приведены в табл. 4.

С принятыми значениями сил осцилляторов пересмотрены опубликованные результаты определения содержания железа в атмосфере Солнца. Использование только слабых линий уменьшило неопределенности, связанные с турбулентной скоростью и затуханием. Результаты перепределений собраны в табл. 6, и по ним принято среднее значение содержания железа на Солнце равным $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7,60 \pm 0,10$. Для дальнейшего уточнения этой величины необходимо уточнение модели солнечной атмосферы.

OSCILLATOR STRENGTHS FOR NEUTRAL IRON AND ITS ABUNDANCE IN THE SOLAR ATMOSPHERE, by A. A. Boyarchuk, I. S. Savanov. — Published values of the oscillator strengths for neutral iron lines were critically reviewed. Special attention was drawn to the influence of systematic errors of the gf -values.

All data available from the literary sources on the gf -values (Table 3) were reduced onto the scale of high accuracy Oxford measurements (Blackwell et al. [23]). For each system the results of reduction are discussed.

Zero point of the oscillator strengths is determined with the aid of the life-time measurements (Table 1). Zero point of the Oxford scale within the errors coincides with the mean one.

The established data on the reduced and accepted gf -values for 3420 lines of neutral iron are presented in Table 4.

Using these established values of oscillator strengths, we reviewed the earlier published results on the iron abundance in the atmosphere of the Sun. Based only on the weak lines, the uncertainties related with the turbulent velocity and damping were reduced. The reviewed results are compiled in Table 6, and the mean iron abundance in the solar atmosphere was adopted accordingly as equal to $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7.60 \pm 0.10$.

Введение

Все наши знания о звездах, галактиках и других небесных объектах основаны на анализе их электромагнитного излучения. Большинство сведений о физических условиях в туманностях и в атмосферах звезд мы получаем на основа-

нии анализа их спектров. Для получения данных о химическом составе и физических условиях в атмосферах звезд на основании спектрального анализа необходимо знать атомные константы, в частности значения вероятностей переходов, т. е. величины сил осцилляторов и постоянных затухания. Усилиями многих исследователей к настоящему времени измерены или рассчитаны вероятности большого числа переходов для атомов и ионов почти всех элементов. Однако их точность для многих линий еще невысока, а для многих линий значения вероятности переходов неизвестны. Подробно проблемы, связанные с силами осцилляторов, изложены в обзорах Хабера [1] и Бимо и Гревесса [2].

В работах, посвященных анализу химического состава звездных атмосфер, используются различные значения сил осцилляторов и найденные содержания элементов сравниваются с содержаниями элементов в солнечной атмосфере, взятыми из различных источников, часто из компиляций. Это может привести к тому, что разность содержаний какого-либо элемента, возникающая из-за различия в используемых значениях сил осцилляторов, рассматривается как реальная аномалия содержания этого элемента. При использовании различных значений сил осцилляторов результаты определения химического состава не являются однородными, что затрудняет их использование.

Использование дифференциального анализа химического состава звездных атмосфер, т. е. использование звездных сил осцилляторов, определенных на основании исследования спектра звезды сравнения для анализа спектра исследуемой звезды, несколько улучшает положение, хотя многие неопределенности остаются. Во-первых, почти всегда предполагается, что звезда сравнения имеет солнечный химический состав. Во-вторых, при таком анализе не выявляются ошибки в определении физических параметров и в отождествлении линий. Например, если линию Fe I ошибочно будем рассматривать как линию Os I, то из равенства их интенсивностей в спектрах разных звезд мы сделаем заключение, что содержание осмия в атмосферах исследуемых звезд одинаково, хотя для такого заключения нет никаких оснований. Кроме того, для определения температуры и расчета ионизационного равновесия необходимо знать точные абсолютные значения сил осцилляторов, а не их относительные значения, которые достаточны для дифференциального анализа.

Опубликованные до 1964 г. данные о величинах gf рассматривались В. К. Прокофьевым и др. [3], Корлиссом и Варнером [4, 5] и Корлиссом и Течем [6]. Однако в этих компиляциях не обсуждались подробно систематические ошибки измерений различных авторов, а лишь вносились исправления за нуль-пункты систем величин gf .

Ниже мы рассмотрим опубликованные значения сил осцилляторов для нейтрального железа и содержание железа в атмосфере Солнца.

1. Определение величин сил осцилляторов

Сила осциллятора f_{lu} связана с вероятностью спонтанного перехода A_{ul} простым соотношением

$$g_l f_{lu} = mc/2(\lambda/2\pi e)^2 g_u A_{ul}, \quad (1)$$

где g_l и g_u — статистические веса нижнего и верхнего уровней.

Среднее время жизни атома τ_u на возбужденном уровне u связано с вероятностью спонтанных переходов A_{ul} :

$$\tau_u = \sum_l A_{ul}. \quad (2)$$

К сожалению, до сих пор не представлялось возможным измерить непосредственно величины сил осцилляторов или вероятностей переходов. Измеряемые величины — интенсивности линий излучения, эквивалентные ширины линий поглощения и расстояния между крюками в экспериментах по аномальной дисперсии — пропорциональны произведению силы осциллятора на число атомов, находящихся на луче зрения. Поэтому для определения величин сил осцилляторов нам нужно иметь независимые данные о числе атомов, образующих наб-

людаемую линию. В этом и состоит главная трудность при экспериментальном определении значений сил осцилляторов. Ошибки измерений наблюдаемых величин (интенсивностей и т. п.) мы будем рассматривать как случайные, хотя частично они могут быть и систематическими. Ошибки, связанные с переводом измеряемых величин в величины gf , мы будем рассматривать как систематические, и основной задачей первой части работы будет выявление таких ошибок.

1. Ошибки в нуль-пункте системы величин gf . Эта ошибка может возникнуть вследствие ошибки в определении числа поглощающих атомов или же вследствие неточного значения величин gf , взятых для перевода относительных величин gf в абсолютные.

2. Ошибки, связанные с длиной волны. Поскольку все приборы, используемые для построения спектра, и светоприемники, измеряющие излучение в линии, селективны, то для приведения измеренных интенсивностей линий с разной длиной волны в единую систему мы должны использовать кривую чувствительности аппаратуры, которая может иметь некоторую ошибку. Эта ошибка войдет в качестве систематической ошибки в величины gf . Естественно, что метод крюков и метод, основанный на использовании эквивалентных ширинок линий поглощения, в значительной степени свободны от этой ошибки.

3. Ошибки, связанные с интенсивностью линий. Измеряемая интенсивность линий связана с величиной gf :

$$I = gf \frac{N}{g_w} \cdot 10^{-\Theta E_u} S(\lambda) \lambda^{-3}, \quad (3)$$

где $S(\lambda)$ — функция чувствительности аппаратуры, а $\Theta = 5040/T$, T — температура, характеризующая распределение атомов на уровнях, E_u — потенциал возбуждения верхнего уровня. Ошибки, связанные с интенсивностью линий, будут зависеть от величины

$$\lg gf - \Theta E_u - 3 \lg \lambda + \lg S(\lambda). \quad (4)$$

Поскольку функция $S(\lambda)$ обычно не публикуется, то здесь мы будем считать ее равной единице.

4. Влияние самопоглощения. Если среда, где возникают эмиссионные линии, частично непрозрачна, то наблюдаемая интенсивность линии I будет меньше, чем была бы в случае полной прозрачности I_0 :

$$I = I_0 e^{-\tau}. \quad (5)$$

Можно показать, что величина влияния самопоглощения в первом приближении будет зависеть от

$$\lg gf - \Theta E_l. \quad (6)$$

5. Влияние ошибок температуры. Обычно предполагают, что атомы распределены по уровням согласно формуле Больцмана. В этом случае ошибки в величинах gf , связанные с ошибкой в температуре, будут зависеть от E_u или E_l в случае анализа эмиссионных или абсорбционных линий соответственно. Конечно, населенности, даваемые формулой Больцмана, могут отклоняться от реальных относительных населенностей уровней. Косвенным указанием на это можно считать тот факт, что при сопоставлении двух систем величин gf разброс значений $\Delta \lg gf$ внутри одного мультиплета часто заметно меньше, чем среднее для разных мультиплетов. Однако отклонения от формулы Больцмана не изучены, и мы их не будем рассматривать.

Ниже мы рассмотрим отдельно вопрос об установлении нуль-пункта величин gf , а затем рассмотрим влияние четырех остальных видов ошибок на наиболее точные опубликованные системы величин gf .

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НУЛЬ-ПУНКТА СИСТЕМЫ

Лучшую точность определения абсолютных значений сил осцилляторов дают измерения времени жизни атомов в возбужденном состоянии. К настоящему времени подобные измерения были сделаны многими исследователями. Для

того чтобы сделать заключение о точности современных измерений времени жизни, выполненных различными исследователями, мы сравнили их данные с результатами измерений, выполненных Марек, Рихтером и Штанке [7], поскольку последние исследовали наибольшее число уровней. Результаты сравнения приведены в табл. 1. В первом — третьем столбцах указаны авторы, год и лите-

Т а б л и ц а 1

Авторы	Год	Ссылка	Метод	Число об- щих уров- ней с [7]	$\lg gf_{[7]} - \lg gf_{\text{автор}}$	$\lg gf_{[7]} - \lg gf_{\text{автор}}$	Ошибки метода, %
Марек, Рихтер, Штанке	1979	[7]	Задержанных совпадений		0,000	—	6
Вагнер, Оттен	1969	[8]	Двойной резонанс	1	-0,021	5,0	—
Клос	1971	[9]	Электронный пучок	2	$0,009 \pm 0,018$	$2,1 \pm 4,2$	2—5
Андерсен, Сёренсен	1971	[10]	Пучок—фольга	3	$-0,118 \pm 0,070$	$31,2 \pm 20$	10—15
Хилборн, де Зафра	1973	[11]	Эффект Ханле	3	$-0,012 \pm 0,022$	$2,8 \pm 5,2$	6
Эрман, Линра, Мартинсон	1974	[12]	Электронный пучок	4	$0,006 \pm 0,014$	$1,4 \pm 3,3$	3
Фиггер, Сиомос, Валтер	1974	[13]	Лазер	5	$0,034 \pm 0,019$	$8,1 \pm 4,4$	—
Фиггер и др.	1975	[14]	Лазер	3	$0,034 \pm 0,036$	$8,1 \pm 8,6$	3
Сиомос, Фиггер, Валтер	1975	[15]	Лазер	1	0,000	—	—
Брзозовский и др.	1976	[16]	Высокочастотных отклонений «Распыления»	1	-0,049	11,9	6
Рамануям	1977	[17]	«Распыления»	3	$0,028 \pm 0,007$	6,7	—

ратурная ссылка; в четвертом — метод исследования; в пятом — число уровней, совпадающих с уровнями, исследованными в [7]; в последнем столбце — величина внутренней ошибки, приводимой автором, в шестом столбце приведена величина

$$\Delta\tau = \lg \tau_{\text{автор}} - \lg \tau_{[7]} \equiv \lg gf_{[7]} - \lg gf_{\text{автор}}. \quad (7)$$

Среднее отклонение от результатов [7] составляет

$$\Delta\tau = -0,0029 \pm 0,0083$$

или

$$-0,7\% \pm 1,9\%.$$

Имеется несколько измерений абсолютных значений сил осцилляторов в ударной трубке. Их результаты собраны в табл. 2. Поскольку в ударной трубке измерялись величины сил осцилляторов, а не времена жизни, то непосредственно результаты этих двух измерений сравнивать нельзя. Мы использовали исправленные относительные измерения Бриджеса и Корнблифа [18] (см. ниже) для

Т а б л и ц а 2

Авторы	Год	Ссылка	Метод	Точность метода	Число линий	$\lg gf_{[7]} - \lg gf_{\text{автор}}$
Волник, Бертел, Уарес	1971	[19]	Эмиссия в ударной трубке	—	85	$0,00 \pm 0,10$
Хабер, Тобей	1972	[20]	Поглощение в ударной трубке	14%	4	$-0,10 \pm 0,10$
Грасдален, Хабер, Паркинсон	1969	[21]	Поглощение в ударной трубке	26%	22	$+0,10 \pm 0,12$

того, чтобы перейти без всякой редукиции от абсолютных измерений в ударной трубе сил осцилляторов отдельных линий к времени жизни на возбужденных уровнях. В столбце 7 приведены разности времен жизни, определяемые равенством (7). Мы видим, что, несмотря на то что точность измерений в ударной трубе заметно хуже точности измерений времен жизни, результаты двух различных методов измерений близки. В среднем они отличаются менее чем на 10%.

Блеквелл и его сотрудники определили нуль-пункт своих относительных сил осцилляторов по абсолютному значению силы осциллятора для линии λ 3719, принятому ими из опубликованных работ. Позднее Блеквелл и Шаллис [22] вычислили на основании своих сил осцилляторов времена жизни для 12 уровней. Мы сравнили их с данными [7] и получили величину

$$\Delta\tau = -0,0017 \pm 0,0040,$$

что соответствует

$$-0,4\% \pm 0,9\%.$$

На основании изложенного можно считать, что нуль-пункт величин сил осцилляторов линий нейтрального железа в настоящее время установлен с достаточно высокой точностью $\pm 2\%$. Нуль-пункт шкалы Блеквелла и др. в пределах ошибок совпадает со средним нуль-пунктом (см. табл. 1).

3. СРАВНЕНИЕ СИСТЕМ СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

В последнее время были опубликованы результаты измерений величин gf , выполненные Блеквеллом и его сотрудниками (Oxf) ([23] и ссылки в этой статье). В этой серии работ особое внимание уделялось точности измерений и, как считают авторы, удалось добиться, что ошибка величин gf не превышает 0,5 — 1%. Высокая точность подтверждается и сравнением с измерениями других авторов, и результатами теоретических расчетов. Но, к сожалению, до настоящего времени такие измерения были выполнены для 222 линий с потенциалами возбуждения нижнего уровня 0—2,6 эВ. В звездных спектрах мы наблюдаем значительно больше линий Fe I, причем многие из них имеют более высокие потенциалы возбуждения. Поэтому необходимо рассмотреть и другие определения величин gf . При этом будем рассматривать систему Oxf как основную и предполагать, что она свободна от систематических ошибок, отмеченных выше. Для каждой изучаемой системы сопоставление с основной проводилось с целью выявить наличие и установить величину влияния четырех основных видов систематических ошибок. Детально процедура сопоставления будет описана и проиллюстрирована на примере данных Бриджеса и Корблифа [18] (см. ниже).

В первую очередь мы опишем системы, имеющие достаточно высокую внутреннюю точность и которые будут в дальнейшем дополнять основную оксфордскую систему.

Валтерс и Старцев [24] опубликовали результаты определений величин gf методом крюков. Вероятно, эти данные имеют наименьшую после данных Блеквелла случайную ошибку измерения. Имеется небольшая ($\Delta\theta = 0,06$) ошибка в температуре. На рис. 1 представлено сравнение данных Валтерса и Старцева с данными Блеквелла и др. Мы видим, что разброс, за исключением двух линий, не превышает 5%. Однако имеется систематический ход: начиная с некоторого значения слабые линии имеют величины gf , измеренные методом крюков, систематически выше величин gf , измеренных методом поглощения. Насколько нам известно, подобное расхождение еще не обсуждалось, что, вероятно, было следствием отсутствия высокоточных измерений величин gf иными методами, чем методом крюков. Причина обнаруженного расхождения может быть в следующем. У слабых линий, т. е. у линий с малым Ngf , крюки располагаются ближе к центру линии, чем у сильных линий. Начиная с какой-то величины Ngf они будут располагаться так близко к центру линии, что мы уже

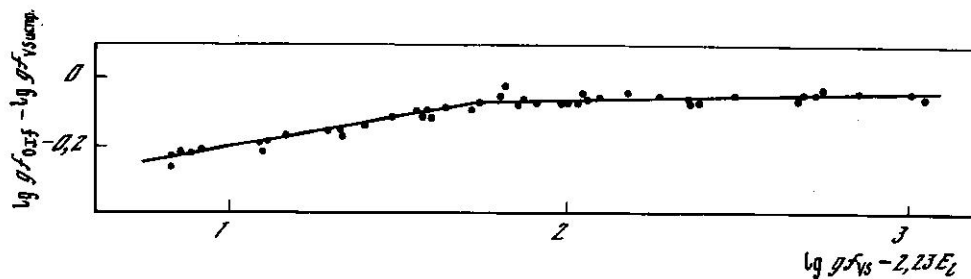


Рис. 1. Сравнение величин сил осцилляторов, определенных Блеквеллом и сотрудниками (Oxf) и Валтерсом и Старцевым (VS), в зависимости от величины ($\lg gf_{VS} - 2,23E_L$)

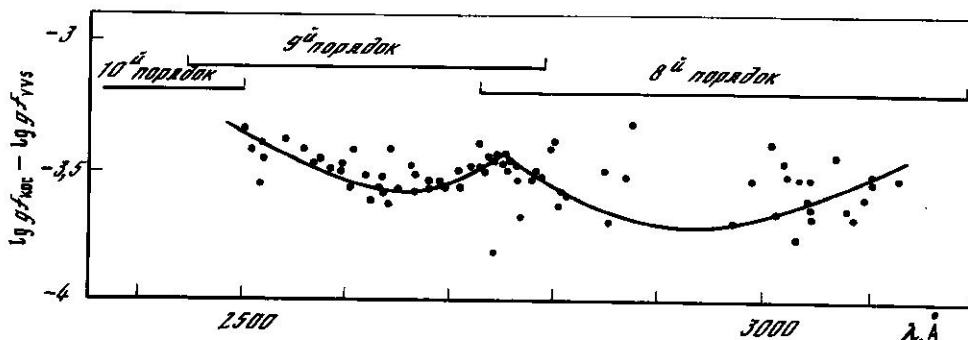


Рис. 2. Сравнение величин сил осцилляторов, определенных Кингом, Олсенем и Корлиссом (KOC), приведенных в оксфордскую шкалу, и Валтерсом, Вирсе и Старцевым (VVS), в зависимости от длины волны

Рис. 3. Сравнение величин сил осцилляторов, определенных Блеквеллом с сотрудниками (Oxf) и Хабером и Паркинсоном (PH), исправленных за шкалу и температуру, в зависимости от длины волны

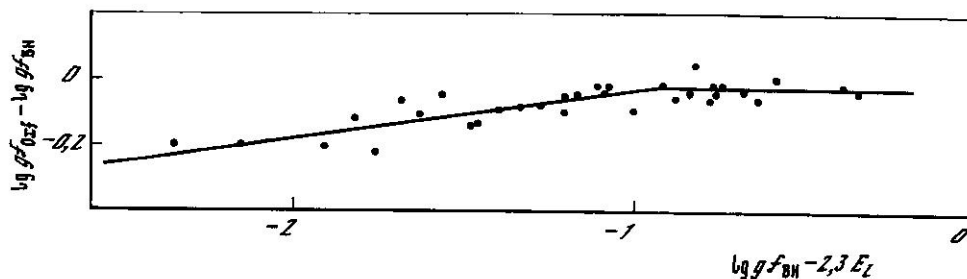
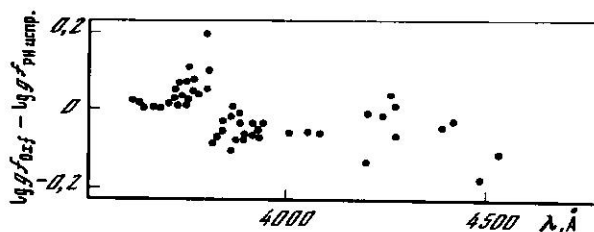


Рис. 4. Сравнение величин сил осцилляторов, определенных Блеквеллом с сотрудниками (Oxf) и Бенфилдом и Хабером (BH), в зависимости от величины ($\lg gf_{BH} - 2,3E_L$)

не можем пренебречь изменением коэффициента поглощения вследствие доплеровского расширения. Поэтому формула показателя преломления, выведенная для коэффициента поглощения, определяемого затуханием, и обычно используемая в методе крюков, становится для таких слабых линий неточной. В [25] указывалось, что, например, для линии Na I λ 5890 область применимости классической формулы метода крюков

$$-13,50 < \lg N_{gf} < -13,10.$$

Вне этого диапазона метод крюков дает завышенные значения величины gf .

Валтерс, Никонова, Старцев [26] определили величины gf методом поглощения. Позднее эти данные были несколько уточнены и дополнены в статье Валтерса, Вирсе и Старцева [27]. Кроме поправки к нуль-пункту, эти данные имеют небольшую поправку к температуре $\Delta\theta = 0,1$. Но наибольшей является поправка, зависящая от длины волны (рис. 2). Мы видим, что поправка соответствует порядкам анализируемого спектра, полученного с эшеле. Очевидно, что интенсивность спектра менялась при переходе от центра порядка к его краю и ошибки в характеристической кривой и влияние рассеянного спектра сказались по-разному. Мы исправили данные Валтерса, Вирсе и Старцева по графику (см. рис. 2), а для $\lambda < 2500 \text{ \AA}$ аналогичный график был построен по данным Бенфилда и Хабера [28] (см. ниже).

Морозова, Старцев, Фриш [29] измерили методом излучения величины gf для 195 линий высокого возбуждения. Из сравнения с данными других авторов мы получили редуцированную формулу

$$\lg gf = \lg gf_{MSF} - 0,245 E_u - 2,55. \quad (8)$$

Следует отметить, что точность этих измерений сравнительно высока.

Несколько работ по определению величин gf для нейтрального железа выполнил Хабер с сотрудниками [15, 20, 21, 28, 30—32].

Хабер и Тобей [20] определили величины gf методом поглощения при возбуждении газа в ударной трубе. Сравнение их данных с данными других авторов показало, что, вероятно, они не имеют других систематических ошибок, кроме ошибки в температуре. Мы исправили их данные по формуле

$$\lg gf = \lg gf_{HTO} - 0,11 E_t + 0,04. \quad (9)$$

Грасдален, Хабер и Паркинсон [21] этим же методом определили величины gf еще для 34 линий. Сравнение с другими данными показало, что систематические ошибки, если они существуют, невелики и случайные ошибки не позволяют их обнаружить. Мы исправили только нуль-пункт системы:

$$\lg gf = \lg gf_{GHP} + 0,10. \quad (10)$$

Хабер и Паркинсон [30] измерили gf -величины для более чем 80 линий методом крюков в нагретых ударной волной газах. Поскольку для большинства из них имеются измерения Блеквелла и др., то это позволило произвести уверенную редуцицию системы. Были обнаружены небольшие систематические ошибки в шкале и температуре. Оказалось, что в районе $\lambda = 3800 \text{ \AA}$ чувствительность меняется скачком на $0,07 \text{ dex}$ (см. рис. 3). Мы исправили данные Хабера и Паркинсона по формулам

$$\lg gf = 1,088 \lg gf_{PH} - 0,128 E_t + 0,47 \text{ для } \lambda < 3800 \text{ \AA}, \quad (11)$$

$$\lg gf = 1,088 \lg gf_{PH} - 0,128 E_t + 0,40 \text{ для } \lambda > 3800 \text{ \AA}.$$

Хабер и Таббс [31] измерили величины gf для двух мультиплетов. Сравнение с данными Блеквелла и др. показывает хорошее согласие с точностью до нескольких процентов.

Бенфилд и Хабер [28] провели измерения gf -величин методом крюков в ультрафиолетовой области спектра. Внутренняя точность их измерений довольно высока, а поправка в нуль-пункте мала. Однако у этих измерений, так же как и измерений Валтерса и Старцева [24], есть систематическая ошибка, связанная с измерением расстояний между крюками для слабых линий. Это хорошо видно из рис. 4, где представлено сравнение данных Бенфилда и Хабера с оксфордскими данными и исправленными данными Валтерса и Старцева. По зависимости, изображенной на этом рисунке, и проводилось исправление данных Бенфилда и Хабера.

Хабер [32] измерил величины gf для 12 линий методом крюков в ультрафиолетовой области. Сравнение с другими авторами не показало наличия систематических ошибок.

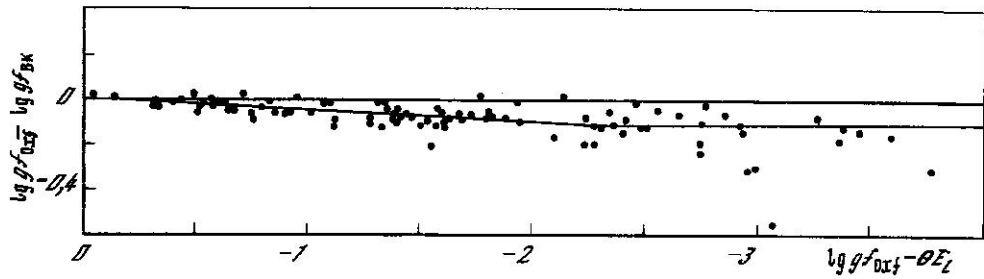


Рис. 5. Сравнение величин сил осцилляторов, определенных Блеквеллом и сотрудниками (OxI) и Бриджесом и Корнблифом (BK), в зависимости от $(\lg gf_{\text{OxI}} - 0,52E_L)$

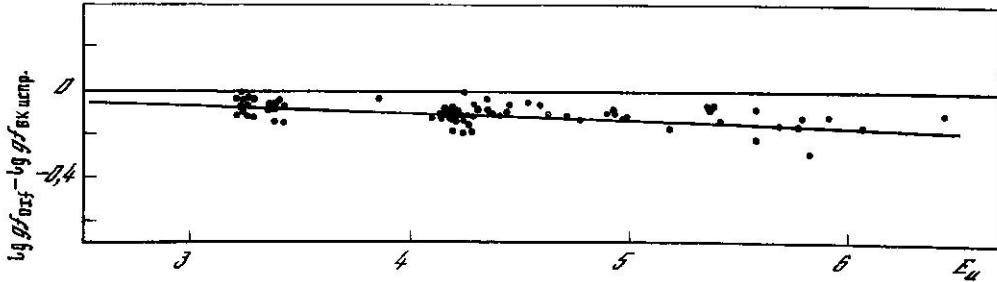


Рис. 6. Сравнение величин сил осцилляторов, определенных Блеквеллом и сотрудниками (OxI) и Бриджесом и Корнблифом (BK), исправленных за шкалу в зависимости от потенциала возбуждения верхнего уровня (E_u)

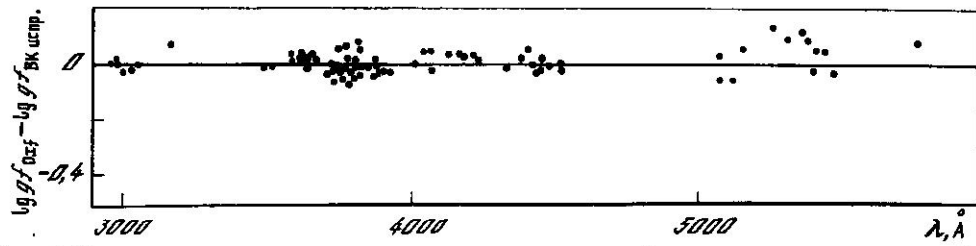


Рис. 7. Сравнение величин сил осцилляторов, определенных Блеквеллом и сотрудниками (OxI) и Бриджесом и Корнблифом (BK), исправленных по формулам (12), в зависимости от длины волны

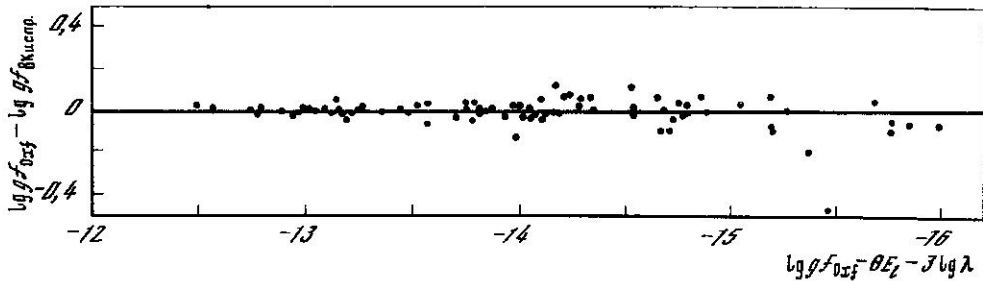


Рис. 8. Сравнение величин сил осцилляторов, определенных Блеквеллом и сотрудниками (OxI) и исправленных по формулам (12) значений Бриджеса и Корнблифа (BK)

Бриджес и Корнблиф (ВК) [18] опубликовали величины gf для 534 линий. На рис. 5—8 представлено сравнение величин $gf_{ВК}$ и $gf_{ОхI}$ в зависимости от различных параметров. Видно, что данные ВК отягощены систематической ошибкой, возникающей вследствие самопоглощения (рис. 5), и систематической ошибкой, возникающей вследствие ошибки в температуре (рис. 6). Не обнаружено систематических ошибок, зависящих от длины волны (рис. 7) и от интенсивности линии (рис. 8). На основании этих графиков мы вывели следующие формулы для освобождения данных ВК от систематических ошибок:

$$\lg gf = \lg gf_{ВК} - 0,10 - 0,03(E_u - 4) \quad \text{для } \lg gf_{ВК} - 0,52E_l < -2,0,$$

$$\lg gf = \lg gf_{ВК} - 0,03(E_u - 4) + 0,0556(\lg gf_{ВК} - 0,52E_l) + 0,0112 \quad (12)$$

для $\lg gf_{ВК} - 0,52E_l > -2,0$.

Разброс точек на рис. 8 растет при переходе к меньшим значениям. В среднем точность данных ВК составляет 10%.

Мей, Рихтер и Уичелманн (MRW) [33] измерили силы осцилляторов 1042 слабых линий эмиссионным методом. Результаты их измерений приведены ими в шкалу Бриджеса и Корнблифа [18]. Приведенное на рис. 9 сравнение данных MRW и ОхI показало, что имеется небольшая поправка в нуль-пункте системы MRW. Имеется значительный разброс (среднее отклонение от $\Delta \lg gf = -0,10$ составляет 20%), который не позволяет обнаружить систематическую ошибку. Сопоставление измерений MRW с данными ОхI совместно с исправленными данными ВК позволило выявить небольшую поправку в температуре $\Delta \theta = 0,03$, что естественно, поскольку система MRW была первоначально привязана к системе ВК. Была найдена также поправка, зависящая от длины волны. Возможно, данные MRW для линий с $\lg gf - 0,52 E_l > -2,10$ несколько искажены самопоглощением. Поскольку этот эффект невелик, определяется неточно и таких сильных линий в работе MRW мало, то мы его не учитывали и исправление данных MRW производилось по формуле

$$\lg gf = \lg gf_{MRW} - 0,03(E_u - 4) - 0,10 + (\lambda - 4400) \cdot 0,03, \quad (13)$$

где λ берется в ангстремах.

Волник, Бертель и Варес (WBW) [19] выполнили абсолютные измерения gf -величин для 118 линий. Мы обнаружили, что интенсивность линии λ 3719 отягощена самопоглощением и имеет заниженное значение величины gf в системе WBW. Для остальных линий имеется небольшая поправка в нуль-пункте. Среднее отклонение от $\Delta \lg gf = -0,10$ составляет 0,08, или 20%. Нам не удалось обнаружить систематических ошибок, связанных с температурой и длиной волны. Поскольку всего несколько линий попадают в диапазон $\lg gf - 0,52 E_l = -1,20 \div -1,40$, где возможное влияние самопоглощения не должно превышать 0,05 dex, то мы пренебрегли этим возможным эффектом и производили исправление данных WBW по формуле

$$\lg gf = \lg gf_{WBW} - 0,10. \quad (14)$$

Кинг и Кинг в 1938 г. [34] впервые провели измерения относительных величин gf для нейтрального железа. Несмотря на то что эти измерения были выполнены почти пятьдесят лет назад, их случайные ошибки существенно меньше ошибок многих более поздних измерений. Среди систематических ошибок следует отметить ошибку в температуре, которая очень велика. Это отмечалось ранее многими исследователями. Существует ошибка и в шкале. Мы исправили данные этой системы сил осцилляторов по формуле

$$\lg gf = 1,23 \lg gf_{КК} - 0,37 E_l - 3,08. \quad (15)$$

Однако эта формула неприменима в ультрафиолетовой области спектра. Как отмечали многие исследователи [3], в этой области становится существенным влияние рассеянного света. Как следует из рис. 10, этот эффект уже становится заметен в районе λ 3500 Å и не позволяет использовать данные для линий с $\lambda < 3200$ Å.

Аартс, Хартинг и Беккер [35] опубликовали результаты определения величин gf эмиссионным методом. Хотя Корлисс и Варнер [4] считали эти данные нена-

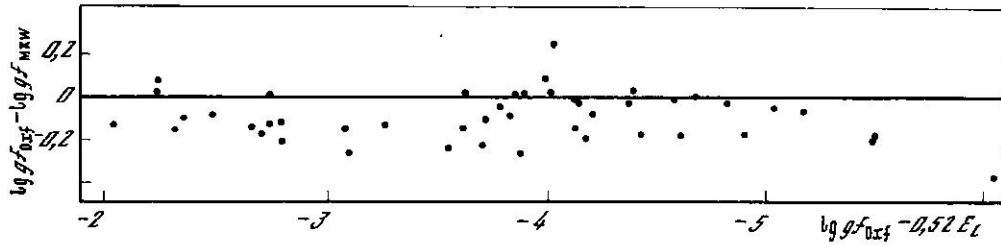


Рис. 9. Сравнение величин сил осцилляторов, определенных Блеквеллом с сотрудниками (OxI) и Меем, Рихтером и Уичелмавом (MRW), в зависимости от величины ($\lg gf_{OxI} - 0,52 E_L$)

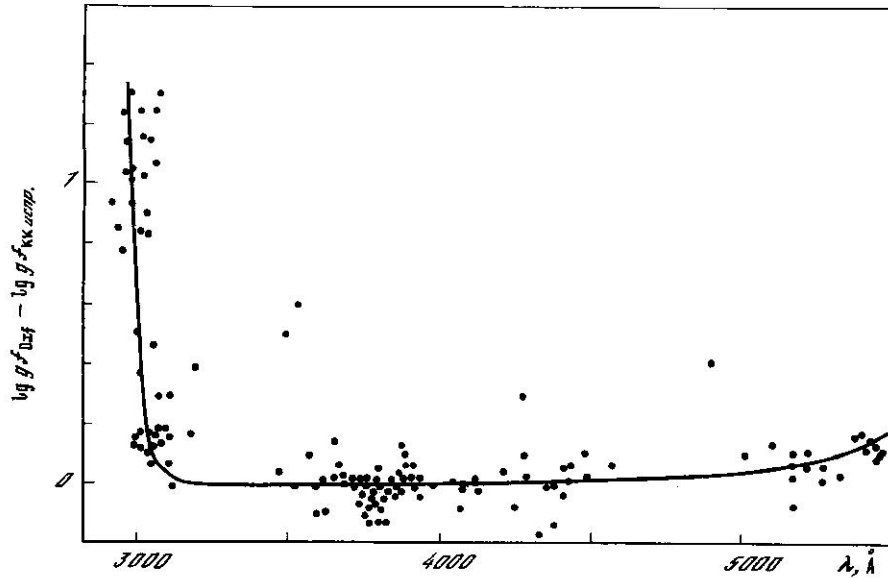


Рис. 10 Сравнение величин сил осцилляторов, определенных Блеквеллом и сотрудниками (OxI) и Кингом и Кингом (КК), исправленных по формуле (15), в зависимости от длины волны

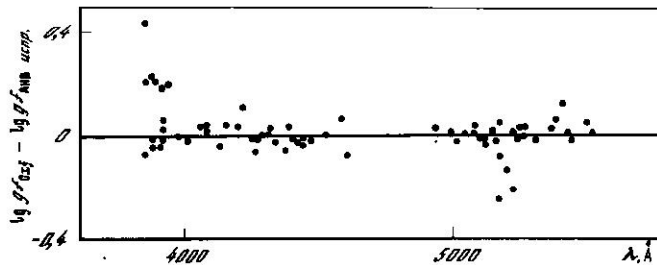


Рис. 11. Сравнение величин сил осцилляторов, определенных Блеквеллом и сотрудниками (OxI) и Аартсом, Хартингом и Беккером (АНВ), исправленных по формуле (16), в зависимости от длины волны

дежными, выполненное нами сопоставление показало, что их внутренняя точность достаточно велика (рис. 11). Редукция производилась по формуле

$$\lg gf = 1,057 \lg gf_{АНВ} - 0,04 E_u - 3,21. \quad (16)$$

Исправление данных Аллена и Асаада [36] производилось по формуле

$$\lg gf = 1,12 \lg gf_{AA} - 0,36 E_u + 1,27. \quad (17)$$

Точность этих данных ниже, чем точность данных Аартса, Хартинга и Беккера. К тому же величины gf для $\lambda < 3800 \text{ \AA}$ систематически занижены (рис. 12). Поэтому мы исправили данные Аллена и Асаада согласно зависимости, изображенной на рис. 12, для линии с $\lambda < 3800 \text{ \AA}$.

Кроссвайт [37] опубликовал обширный список измерений интенсивностей линий эмиссионным методом. Этот список в статье Кроссвайта был разделен на две таблицы, так что в одну из них (табл. 5) вошли линии, для которых влияние самопоглощения, по мнению автора, невелико, а в другую (табл. 6) вошли линии с большим самопоглощением. Однако оказалось, что и табл. 6 содержит достаточно много линий, интенсивности которых не искажены самопоглощением. Из сравнения с данными других авторов были выведены формулы для редукции:

если $x \equiv \lg I + 3 \lg \lambda - 18,804 + 0,523 E_u - 0,903 E_l$, то для $x > -5,4$

$$\lg gf = 1,084 \lg I + 3,252 \lg \lambda + 0,952 E_u - 0,076 E_l - 20,14 \quad (18)$$

и для $x < -5,4$

$$\lg gf = 1,084 \lg I + 3,252 \lg \lambda + 0,952 E_u - 0,076 E_l - 20,14 + 0,08 (x + 5,4).$$

Линии с $x > -4,34$ нами были отброшены из-за низкой точности.

В 1975 г. Меггерс, Корлисс и Скрибнер [38] опубликовали пересмотренные результаты измерений интенсивностей линий, на основании которых выполнена известная работа Корлисса и Бозмана [39] по силам осцилляторов. Поскольку работа Корлисса и Бозмана подвергалась критике многими авторами из-за ошибок в определении температуры и введенной ими нормализационной функции, мы предпочли иметь дело с интенсивностями [38], а не с силами осцилляторов в [39].

Список линий в [38] содержит много линий, для которых имеются оксфордские определения величин gf . Поэтому нам удалось надежно вывести редукционную формулу

$$\lg gf = 1,139 \lg \lambda^3 - 0,124 E_l + 0,957 E_u + A,$$

где $A = -20,04$ для $3760 \text{ \AA} < \lambda < 4700 \text{ \AA}$, (19)

$A = -19,84$ для $4700 \text{ \AA} < \lambda < 6900 \text{ \AA}$,

$A = -19,91$ для $\lambda > 6900 \text{ \AA}$.

При редукции было обнаружено, что измерения [38] отягощены самопоглощением и имеется ошибка в шкале. Различие в постоянной A , на наш взгляд, связано с изменением используемого сорта фотоматериалов при переходе от одного спектрального диапазона к другому.

Из сравнения с другими данными была обнаружена очень важная особенность интенсивностей линий в списках Меггерса, Корлисса и Скрибнера, а именно — что спектр в области короче $\lambda 3760 \text{ \AA}$ был получен при другой температуре источника. На рис. 13 представлено сравнение их данных с данными Бриджеса и Корнблифа [18] для области $3200\text{--}3900 \text{ \AA}$. При этом данные Меггерса, Корлисса, Скрибнера были уже приведены к системе Блеквелла по формулам (19), а данные ВК — по формулам (12). Мы видим, что существует четкая зависимость от потенциала возбуждения для линий с длиной волны короче $\lambda 3760 \text{ \AA}$. Поэтому интенсивности линий этого спектрального диапазона были пересчитаны в величины gf по формуле

$$\lg gf = 1,139 \lg \lambda^3 - 0,124 E_l + 0,762 E_u - 19,27 \quad (20)$$

для $\lambda < 3760 \text{ \AA}$.

Следует отметить, что спектральное поведение сил осцилляторов в районе $\lambda 3760 \text{ \AA}$ было впервые замечено Корлиссом и Варнером [4]. При сопоставлении своих данных с данными Кроссвайта [37] и Кинг и Кинг [34] они отмечали различные особенности при этой длине волны, но относили это за счет ошибок других авторов.

После редукции по формулам (19), (20) мы сопоставили данные Меггерса, Корлисса и Скрибнера с данными других авторов и обнаружили зависимость от длины волны. Как следует из рис. 14, зависимость получилась сложной. Отме-

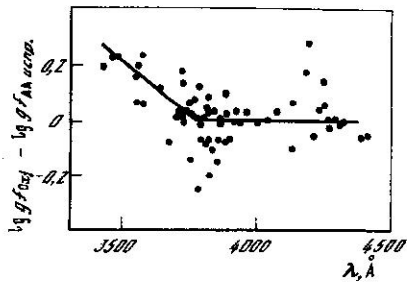


Рис. 12. Сравнение величин сил осцилляторов, определенных Блеквеллом и сотрудниками (OxI) и Алленом и Асаадом (AA), исправленных по формуле (17), в зависимости от длины волны

Рис. 13. Сравнение величин сил осцилляторов, определенных Бриджесом и Корнблифом (BK), исправленных по формулам (12), и Меггерсом, Корлиссом и Скрибнером (MCS), исправленных по формулам (19), в зависимости от потенциала верхнего уровня

Крестики соответствуют линиям, лежащим в диапазоне длин волн $\lambda 3800-3900 \text{ \AA}$, точки — линиям диапазона $\lambda 3160-3760 \text{ \AA}$

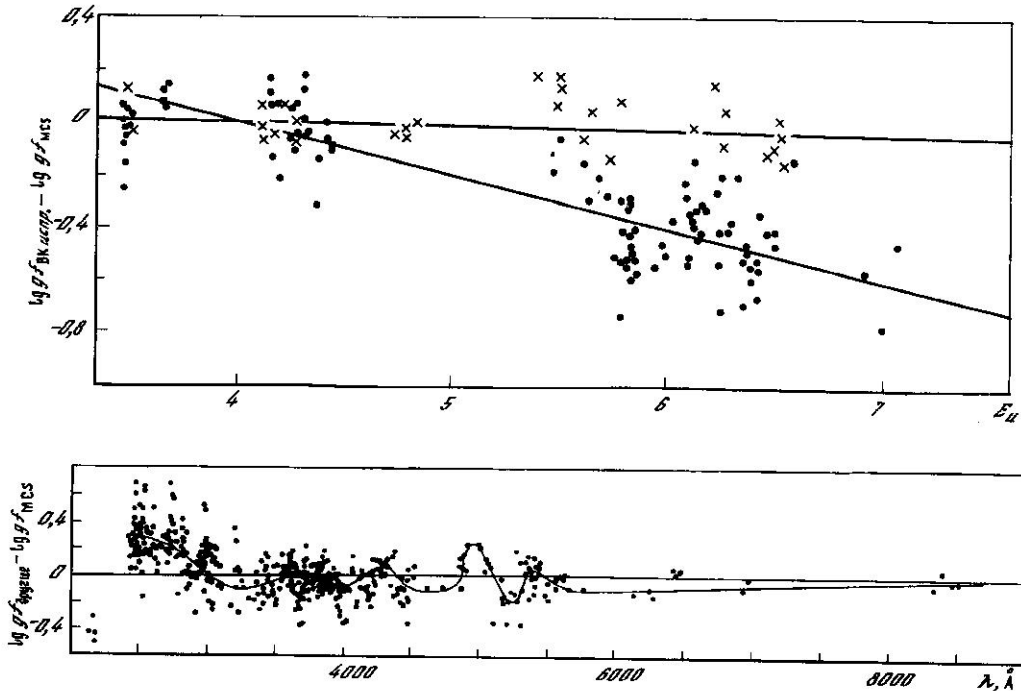


Рис. 14. Сравнение величин сил осцилляторов, измеренных другими авторами и приведенных в шкалу оксфордских данных и Меггерсом, Корлиссом и Скрибнером, исправленных по формулам (19), (20), в зависимости от длины волны

тим, что на существование подобной зависимости указывали Грасдален, Хабер и Паркинсон [21]. Попытки устранить «волны» изменением температуры или величины самопоглощения не увенчались успехом. Поэтому вычисленные величины gf мы исправили за чувствительность согласно рис. 14.

Корлисс и Варнер [4] опубликовали величины gf , полученные из интенсивностей линий, измеренных в Империял колледж. Поскольку для редукции измерений они использовали величины gf Корлисса и Бозмана [39], то поэтому все систематические ошибки [39] были перенесены на их данные. Кроме того, опубликованные данные дополнительно искажены нормализационной функцией. Поэтому сопоставление с другими авторами показало, что редукцию данных Корлисса и Варнера [4] не удастся представить единой формулой, и мы производили ее по формулам

$$\lg gf = 1,151 \lg gf_{IC} - 0,32E_u - 0,45 \lg \frac{\lambda}{5000} - 0,92$$

для $E_u < 5,4$,

(21)

$$\lg gf = 1,151 \lg gf_{IC} + 0,08 E_u - 0,451 \lg \frac{\lambda}{5000} - 1,94$$

для $E_u > 5,4$.

После исправлений по этим формулам мы исправили данные Корлисса и Варнера за чувствительность по графику, аналогичному рис. 14.

Необходимо отметить следующее обстоятельство. Каули и Корлисс [40] вывели редуционную формулу для данных Корлисса и Теча [6], которые в основном для $\lambda > 4000 \text{ \AA}$ базируются на измерениях Корлисса и Варнера:

$$\lg gf = 1,134 \lg gf_{CT} - 0,976 E_u + 5,38 \lg E_u + 0,15. \quad (22)$$

Мы видим, что эта формула близка к нашим редуционным формулам.

Корлисс и Варнер выполнили еще три серии наблюдений: в электрической дуге в США в диапазоне λ 4140—2500 \AA и в Англии в диапазоне λ 2500—2000 \AA и в искре в диапазоне λ 4140—2500 \AA . Во всех случаях для проведения редукиции они использовали величины Корлисса и Бозмана, и как следствие их величины gf отягощены теми же ошибками. Однако для рассматриваемого диапазона есть еще одна дополнительная трудность. Новые данные Корлисса и Варнера [5] были получены при одной и той же температуре для своего диапазона, в то время как данные Корлисса и Бозмана [39] основаны, как указывалось выше, на неоднородном с точки зрения температуры материале. Поскольку для определения температуры Корлисс и Варнер [5] использовали данные для диапазона 4000—4100 \AA и распространили это значение температуры на область $\lambda < 3760 \text{ \AA}$, то при привязке этих данных к данным Корлисса и Бозмана [39] возникла ошибка, которая лишь частично могла быть скомпенсирована поправками к чувствительности. Исключить этот эффект можно лишь по оригинальным измерениям интенсивностей, которыми мы не располагаем. Сравнение данных Корлисса и Варнера [5] с данными других авторов позволило вывести следующие редуционные формулы:

$$\text{если } I_{0,7} \equiv \lg gf - 0,7 E_u - 3 \lg \frac{\lambda}{5000}, \quad (23)$$

то для измерений в дуге

$$\begin{aligned} \lg gf' &= \lg gf_A + 0,300 E_u - 2,640 && \text{для } E_u > 5,8, \\ \lg gf' &= \lg gf_A - 0,295 E_u + 0,849 && \text{для } E_u < 5,8, \\ \lg gf'' &= \lg gf' + 0,32 (I_{0,7} + 3,3) && \text{для } I_{0,7} > -3,3, \\ \lg gf'' &= \lg gf' + 0,24 (I_{0,7} + 4,0) && \text{для } I_{0,7} < -4,0, \\ \lg gf &= \lg gf'' - 0,15(I_{0,7} + 4,0) - 0,25 && \text{для } \lambda < 3700 \text{ \AA}, \\ \lg gf &= \lg gf'' - 0,15 (I_{0,7} + 4,6) + 0,10 && \text{для } \lambda > 3700 \text{ \AA} \end{aligned} \quad (24)$$

и для измерений в искре

$$\begin{aligned} \lg gf' &= \lg gf_s - 0,36 E_u + 1,044 && \text{для } E_u < 5,8, \\ \lg gf' &= \lg gf_s + 0,04 E_u - 2,24 && \text{для } E_u > 5,8, \\ \lg gf &= \lg gf' + 0,15 (I_{0,7} + 4,4) && \text{для } \lambda < 3700 \text{ \AA}, \\ \lg gf &= \lg gf' + 0,10 && \text{для } \lambda > 3700 \text{ \AA}. \end{aligned} \quad (25)$$

После исправления по этим формулам проводилось еще исправление за чувствительность по графикам, аналогичным рис. 14. Следует отметить, что для ультрафиолетовой области ($\lambda < 3000 \text{ \AA}$) мы не располагаем большим списком точных значений величин gf . К тому же имеющиеся данные Валтерса, Вирсе и Старцева [27] и Бенфилда и Хабера [28] относятся к линиям с $E_l < 1,0$. Поэтому редукиция величин здесь менее надежна, чем для области с $\lambda > 3000 \text{ \AA}$.

Кинг, Олсен и Корлисс [41] измерили величины gf для 300 линий в ультрафиолетовой области методом поглощения. Путем сравнения их данных с дан-

ными Блеквелла и других и Валтерса и Старцева мы вывели редукционную формулу

$$\lg gf = \lg gf_{\text{KOS}} - 0,211 E_t - 0,46. \quad (26)$$

Как уже отмечалось, в этой спектральной области мы не имеем хороших определений для линий высокого возбуждения, и приведенная выше формула была выведена с использованием линии с $E_t = 0 \div 1$ эВ. При сравнении данных КОС с менее точными измерениями Корлисса и Варнера [5] наблюдается большой разброс точек на графиках, и на зависимости от потенциала возбуждения появляются «волны», которые можно объяснить как отклонением от термодинамического равновесия, так и другими причинами. Поскольку нет веских доказательств того, какая система вносит больший вклад в эти расхождения, мы ограничились исправлением величин gf по формуле (26).

Байард [42] измерил эмиссионным методом величины gf для 43 линий. Сопоставление его результатов с оксфордскими данными и исправленными данными Бриджеса и Корнблифа показало, что точность этих измерений невысока и имеются систематические ошибки в шкале и в температуре. Мы исправили данные Байарда по формуле

$$\lg gf = 1,10 \lg gf_B - 0,13 E_t + 0,12. \quad (27)$$

Рихтер и Вульф [43] измерили величины gf для линий высокого возбуждения. Из сопоставления с данными других авторов не было выявлено никаких систематических различий. Необходимо было исправить лишь нуль-пункт:

$$\lg gf = \lg gf_{\text{RW}} - 0,10. \quad (28)$$

Мартинез-Гарсиа и др. [44] измерили относительные величины gf , которые затем перевели в абсолютные с помощью времен жизни, измеренных ими ранее [45]. Мы не обнаружили систематических ошибок. Есть только расхождение в нуль-пункте:

$$\lg gf = \lg gf_{\text{MG}} - 0,16. \quad (29)$$

Измерения Гарца и Коха [46] также требуют изменения одного лишь нуль-пункта:

$$\lg gf = \lg gf_{\text{CK}} - 0,08. \quad (30)$$

Поскольку мы рассмотрели все данные, имеющиеся в литературе и содержащие оригинальные измерения, то отметим, что для ряда исследований наши попытки произвести редукции не привели к успеху. Так, например, кроме указанных выше фотоэлектрических измерений Кроссвайт [47] выполнил измерения для полого катода и фотографические измерения интенсивностей в дуге с током в 1 А. Оказалось, что при сопоставлении с более точными эти данные не позволяют осуществить исправления, поскольку их случайные отклонения чрезвычайно велики. На это обстоятельство также указывали Корлисс и Варнер [5]. К аналогичному выводу мы пришли, рассматривая данные Митрофановой [48]. Из-за невысокой точности мы не включили в окончательное рассмотрение данные Хефферлинга [49], Соболева [50] и Пенкина [51]. К тому же их измерения немногочисленны, и для подавляющего большинства линий, приведенных в этих статьях, мы располагаем более точными измерениями.

4. КАТАЛОГ СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ДЛЯ НЕЙТРАЛЬНОГО ЖЕЛЕЗА

Данные об использованных gf -величинах приведены в табл. 3. Там последовательно указаны: порядковый номер, авторы, число линий, спектральный диапазон, диапазон потенциалов возбуждения, метод измерения и приоритет.

При выведении принятых значений gf -величин в табл. 4 мы установили следующий приоритет для данных различных авторов, который указан в последнем столбце табл. 3.

Таблица 3

№ пп.	Авторы	Число линий	Диапазон длин волн, Å	Диапазон потенциалов, эВ	Метод	Приоритет
1	Блеквелл с сотрудниками [23]	222	2950—8800	0—2,60	Поглощение в печи	1
2	Валтерс, Старцев [24]	86	2723—3931	0—1,01	Крюки в печи	2
3	Валтерс, Вирсе, Старцев [26,27]	235	2299—3931	0—1,01	Поглощение в печи	4
4	Морозова, Старцев, Фриш [29]	195	2990—6411	0,80—3,25	Эмиссия в дуге	4
5	Кинг, Кинг [34]	190	2912—5455	0,00—1,61	Поглощение в печи	4
5	Кинг, Олсен, Корлисс [41]	300	2500—3200	0,0—2,95	Поглощение в печи	5
6	Аартс, Хартинг, Беккер [35]	80	3815—5506	0,0—1,61	Эмиссия в печи	4
7	Аллен, Асаад [36]	78	3440—4405	0,0—2,47	Эмиссия в дуге	4
8	Мей, Рихтер, Уичелмани [33]	1042	3493—7133	0,0—5,05	Эмиссия в дуге	5
9	Хабер [32]	9	2584—2737	0,1—0,95	Крюки + ударная труба	3
9	Бенфилд, Хабер [28]	142	1934—3834	0,0—1,00	Крюки + печь	3
9	Хабер, Тобей [20]	39	3156—3777	0,9—3,60	Поглощение + ударная труба	4
9	Грасдален, Хабер, Паркинсон [21]	34	3180—3320	2,17—3,29	Поглощение + ударная труба	4
9	Хабер, Паркинсон [30]	81	3608—4529	0,00—3,56	Крюки + ударная труба	4
9	Хабер, Таббс [31]	17	3679—5255	0,00—0,12	Крюки + поглощение	4
10	Бриджес, Корнблиф [18]	534	2894—5763	0,00—4,45	Эмиссия в дуге	4
11	Кроссвайт [37]		3148—5659	0—5,00	Эмиссия в дуге	5
12	Меггерс, Корлисс, Скрибнер [38]	651	2440—9000	0—4,73	Эмиссия в дуге	5
13	Корлисс [5]	113	2157—2500	0—2,56	Эмиссия в дуге	6
13	Варнер [5]		2500—4149	0—4,30	Эмиссия в дуге	6
14	Варнер [5]		2500—4149	0—4,30	Эмиссия в искре	6
15	Корлисс, Варнер [4]		3983—9889	0,0—5,10	Эмиссия в дуге	6
16	Рихтер, Вульф [43]	38	4602—5330	1,60—4,40	Эмиссия в дуге	4
17	Мартинез-Гарсиа и др. [44]	30	2411—5243	0,86—3,60	Эмиссия	4
18	Волник, Бертель, Уарес [19]	118	3719—5463	0,00—4,43	Эмиссия в ударной трубе	4
19	Гарц, Кох [46]	40	3594—5586	0,00—4,45	Эмиссия в дуге	4
20	Байард [42]	43	4602—6180	0,00—4,58	Эмиссия	4

1. Оксфордские данные [23]. Они были взяты всюду без изменений.
 2. Данные Валтерса и Старцева [24]. После редукиции они были приняты для тех линий, для которых нет оксфордских измерений.
 3. Данные Хабера и др. [28, 32], полученные методом крюков.
 4. Данные, имеющие сравнительно хорошую точность, как, например, данные Бриджеса и Корнблифа [18], Морозовой и др. [29], Кинга и Кинга [34].
 5. Несколько менее точные данные, Мей и др. [33], Кроссвайта [37].
 6. Очень обширные, но менее точные измерения Корлисса и Варнера [4, 5].
- Табл. 4 содержит основные данные. В первых двух столбцах приводятся длина волны и номер мультиплета, в третьем — исправленные данные различных авторов с указанием (в скобках) номера по табл. 3. В последнем столбце приведено принятое значение.

Обычно при выведении принятых значений величин gf мы принимали среднее для наиболее приоритетной группы. Но, за исключением первых двух групп, на окончательную величину принятого значения оказывали влияние и данные более низких приоритетных групп, в зависимости от числа данных в каждой группе и разброса значений. Нам казалось, что при таком подходе уменьшится опасность ухудшить точность хороших измерений. Поскольку в таблице опубликованы редуцированные величины gf отдельно для каждой работы, то читатель имеет возможность получить принятые значения другим способом.

При составлении табл. 4. мы все опубликованные измерения приводили в оксфордскую систему [23]. Напомним, что ход нашей работы был следующим. Сперва в оксфордскую систему были приведены точные измерения Валтерса и Старцева [24], а также измерения Хабера и сотрудников и Бриджеса и Корнблифа [18]. Затем к ним были привязаны системы Кинга и Кинга [34], Морозовой,

Таблица 4

Длина волны	Номер мультиметра	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
2084,122	UV 33	-0,81 (9)	-0,81
2102,120	UV 33	-1,52 (9)	-1,52
2112,97	UV 33	-1,57 (9)	-1,57
2132,020	UV 25	-1,44 (9)	-1,44
2138,59	UV 24	-2,05 (9)	-2,05
2139,70		-1,52 (9)	-1,52
2151,100		-1,80 (9)	-1,80
2153,010	UV 27	-1,79 (9)	-1,79
2157,795	UV 24	-0,25 (13)	-0,25
2161,580	UV 27	-1,95 (9)	-1,95
2164,550	UV 24	-0,67 (13)	-0,67
2166,769	UV 21	+0,09 (9); +0,05 (13)	+0,09
2171,298	UV 24	-1,77 (9); -0,91 (13)	-1,77
2173,210	UV 24	-1,69 (9)	-1,69
2176,840	UV 23	-1,85 (9)	-1,85
2178,080	UV 21	-0,52 (9); -0,34 (13)	-0,52
2178,120	UV 22	-0,47 (9); -0,74 (13)	-0,47
2186,483	UV 21	-0,59 (13)	-0,59
2186,893	UV 22	-1,12 (13)	-1,12
2187,195	UV 21	-0,61 (13)	-0,61
2191,200	UV 22	-2,00 (9)	-2,00
2191,836	UV 21	-0,42 (9); -0,64 (13)	-0,42
2196,043	UV 21	-0,63 (9); -0,74 (13)	-0,63
2200,370	UV 21	-0,75 (9); -0,80 (13)	-0,75
2200,723	UV 21	-1,08 (9); -0,83 (13)	-1,08
2228,170	UV 18	-2,34 (9)	-2,34
2248,858	UV 70	-1,46 (13)	-1,46
2250,791	UV 16	-2,07 (9); -1,78 (13)	-2,07
2259,280	UV 16	-2,57 (9)	-2,57
2259,511	UV 15	-1,31 (9); -1,34 (13)	-1,31
2264,389	UV 71	-1,03 (13)	-1,03
2265,055	UV 16	-2,18 (9); -1,77 (13)	-2,18
2266,903	UV 70	-1,56 (13)	-1,56
2267,085	UV 17	-1,71 (9); -1,62 (13)	-1,71
2267,465	UV 70	-1,01 (13)	-1,01
2269,099	UV 16	-1,77 (13)	-1,77
2270,863	UV 15	-2,17 (13)	-2,17
2271,781	UV 70	-1,28 (13)	-1,28
2272,070	UV 16	-1,73 (9); -1,57 (13)	-1,73
2272,816	UV 71	-1,29 (13)	-1,29
2275,189	UV 16	-2,09 (13)	-2,09
2276,026	UV 14	-1,10 (9); -1,24 (13)	-1,10
2277,098	UV 71	+1,12 (9); -1,53 (13)	+1,12
2277,672	UV 70	-1,53 (13)	-1,53
2279,922	UV 16	-2,00 (9); -1,35 (13)	-2,00
2280,222	UV 70	-1,18 (13)	-1,18
2283,304	UV 16	-1,98 (13)	-1,98
2283,656	UV 16	-1,95 (13)	-1,95
2284,086	UV 14	-1,28 (13)	-1,28
2287,250	UV 14	-1,19 (9); -1,20 (13)	-1,19
2289,032	UV 70	-1,31 (13)	-1,31
2290,546	UV 71	-1,25 (13)	-1,25
2291,122	UV 71	-1,16 (13)	-1,16
2292,525	UV 15	-1,67 (9); -1,63 (13)	-1,67
2294,406	UV 14	-1,42 (9); -1,51 (13)	-1,42
2296,928	UV 14	-1,97 (13)	-1,97
2297,788	UV 14	-1,18 (13)	-1,18
2298,170	UV 14	-1,09 (13)	-1,09
2298,657	UV 15	-2,29 (13)	-2,29
2299,221	UV 14	-1,59 (3); -1,47 (13)	-1,55
2300,140	UV 15	-1,51 (3); -1,45 (9); -1,49 (13)	-1,48
2301,685	UV 14	-1,69 (3); -1,68 (9); -1,76 (13)	-1,69
2303,422	UV 15	-1,84 (9); -1,70 (13)	-1,84
2303,582	UV 15	-1,61 (3); -1,68 (9); -1,60 (13)	-1,64
2309,000	UV 14	-1,31 (3); -1,34 (9); -1,38 (13)	-1,32
2313,105	UV 14	-1,53 (3); -1,21 (9); -1,20 (13)	-1,25

* В скобках указан порядковый номер по табл. 3.

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплетта	Величины $lg g_i$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg g_i$
1	2	3	4
2320,358	UV 14	-1,13(9); -1,17(13)	-1,13
2329,640	UV 12	-3,00(3)	-3,00
2341,575	UV 13	-2,28(13)	-2,28
2350,408	UV 11	-2,78(3); -2,53(13)	-2,78
2355,327	UV 11	-2,90(3); -2,15(13)	-2,90
2356,196		-1,05(13)	-1,05
2369,457	UV 11	-2,08(3); -2,17(13)	-2,11
2371,431	UV 11	-1,78(3); -1,82(9); -1,73(13)	-1,80
2373,625	UV 11	-1,53(9); -1,35(13)	-1,53
2374,519	UV 11	-1,99(3); -1,25(9); -1,83(13)	-1,70
2381,836	UV 11	-1,78(3); -1,82(9); -1,63(13)	-1,80
2389,973	UV 11	-1,70(3); -1,65(9); -1,56(13)	-1,67
2408,045	UV 68	-2,75(13)	-2,75
2411,156		-2,46(17)	-2,46
2411,558		-1,98(13)	-1,98
2429,810	UV 68	-2,23(13)	-2,23
2433,056	UV 68	-1,56(13)	-1,56
2438,183	UV 62	--1,32(3); -1,29(13)	-1,32
2439,630		-1,49(13)	-1,49
2439,743	UV157	+0,17(12); +0,60(13)	+0,38
2440,106	UV157	+0,52(12); +0,22(13)	+0,37
2442,567	UV157	+0,24(12); +0,30(13)	+0,27
2443,873	UV 63	-1,21(3); -1,12(13)	-1,21
2445,213	UV 63	-1,90(13)	-1,90
2447,711	UV 9	-1,45(3); -1,69(9); -1,45(12); -1,60(13)	-1,56
2450,439		-1,44(13)	-1,44
2451,384		-1,63(13)	-1,63
2453,477	UV 62	-0,92(3); -0,95(12); -0,90(13)	-0,92
2453,568	UV157	-0,71(13)	-0,71
2457,598	UV 62	-0,48(3); -0,45(12); -0,41(13)	-0,46
2458,564	UV 59	-2,19(13)	-2,19
2462,182	UV 9	-1,05(3); -1,26(9); -1,10(12); -1,18(13)	-1,15
2462,648	UV 9	-0,39(3); -0,36(9); -0,33(12); -0,78(13)	-0,37
2463,728	UV 65	-1,20(3); -1,20(12); -1,23(13)	-1,20
2465,150	UV 62	-0,43(3); -0,55(12); -0,48(13)	-0,45
2467,733	UV 62	-1,10(3); -1,21(12); -1,16(13)	-1,10
2468,880	UV 59	-0,59(3); -0,59(12); -0,48(13)	-0,59
2470,961	UV 63	-1,40(3); -1,40(13)	-1,40
2472,343	UV 59	-0,59(12); -0,65(13)	-0,62
2472,896	UV 9	-0,16(12); -0,57(13)	-0,30
2473,156	UV 8	-1,62(3); -1,39(13)	-1,62
2474,815	UV 62	-0,55(3); -0,30(12); -0,39(13)	-0,55
2476,654	UV 62	-1,03(3); -1,02(13)	-1,03
2476,861	UV 65	-2,09(13)	-2,09
2479,481	UV 65	-0,94(3); -0,86(12); -0,87(13)	-0,94
2479,777	UV 9	-0,12(3); -0,11(9); -0,11(12); -0,48(13)	-0,12
2483,272	UV 9	+0,66(9); +0,33(12)	+0,66
2483,531	UV 62	-0,78(13)	-0,78
2484,186	UV 9	-0,27(3); -0,18(9); -0,16(12); -0,50(13)	-0,23
2484,530		-1,45(13)	-1,45
2485,989	UV 59	-1,44(3); -1,40(13)	-1,44
2486,372	UV 8	-1,61(3); -1,38(12)	-1,61
2486,690	UV 62	-0,79(3); -0,88(12); -0,74(13)	-0,79
2487,064	UV 62	-0,69(3); -0,72(12); -0,58(13)	-0,69
2487,370	UV 10	-1,77(3); -1,77(12); -1,68(13)	-1,77
2488,144	UV 9	+0,55(9); +0,33(12)	+0,55
2488,942	UV164	-0,06(13)	-0,06
2489,751	UV 9	-0,25(3); +0,19(12); -0,37(13)	-0,25
2489,917	UV 65	-0,81(13)	-0,81
2490,645	UV 9	+0,24(3); +0,35(9); +0,17(12)	+0,30
2491,156	UV 9	+0,01(3); +0,11(9); +0,06(12); -0,25(13)	+0,06
2491,983	UV163	-0,15(13)	-0,15
2492,640	UV 63	-1,71(13)	-1,71
2493,998	UV 63	-1,15(13)	-1,15
2494,252	UV 57	-1,73(3); -1,74(13)	-1,73
2495,869	UV 57	-1,45(3); -1,18(13)	-1,45
2496,534	UV 59	-0,71(3); -0,60(12); -0,39(13)	-0,70
2498,900	UV 8	-2,79(3);	-2,79

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мульти-плета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
2501,133	UV 7	-0,90(3); -0,39(9); -0,28(12); -0,44(13); -0,30(14)	-0,39
2501,695	UV 56	-1,28(3); -1,19(5); -0,71(12); -1,29(13); -1,17(14)	-1,24
2503,491	UV164	-0,28(13)	-0,28
2504,101		-1,44(13)	-1,44
2504,635		-2,41(13)	-2,41
2505,004	UV163	-0,72(13)	-0,72
2506,569	UV163	-0,38(13)	-0,38
2507,899	UV 59	-0,65(3); -0,60(5); -0,72(12); -0,51(13); -0,60(14)	-0,62
2508,751	UV 63	-1,77(5); -1,61(13)	-1,72
2508,948	UV 59	-2,24(13)	-2,24
2509,390		-1,84(13)	-1,84
2510,836	UV 7	-0,20(3); -0,10(5); -0,25(9); -0,23(12); -0,55(13); -0,14(14)	-0,20
2512,266	UV 55	-1,28(13)	-1,28
2512,361	UV 8	-1,69(3); -1,53(5); -1,93(9); -1,49(12); -1,47(13)	-1,69
2515,848	UV104	-1,65(13)	-1,65
2516,249	UV 57	-1,61(5); -2,18(13)	-1,61
2516,572	UV 61	-1,68(3); -1,77(5); -1,60(13)	-1,72
2517,658	UV 59	-0,85(3); -0,77(5); -0,76(12); -0,65(13); -0,79(14)	-0,80
2518,103	UV 7	-0,22(3); -0,56(5); -0,31(9); -0,33(12); -0,50(13); -0,18(14)	-0,31
2518,824		-0,67(13)	-0,67
2519,630	UV 59	-0,94(3); -0,93(5); -0,96(12); -0,89(13); -0,54(14)	-0,94
2521,920	UV 58	-1,39(3); -1,50(13)	-1,39
2522,488	UV 57	-1,22(3); -1,40(13)	-1,22
2522,850	UV 7	+0,36(9); +0,28(12); +0,48(14)	+0,36
2524,294	UV 7	-0,41(3); -0,53(9); -0,49(12); -0,57(13); -0,47(14)	-0,47
2527,436	UV 7	+0,07(3); +0,06(9); -0,02(12); -0,21(13); +0,35(14)	+0,06
2528,910	UV162	-0,90(14)	-0,90
2529,136	UV 7	-0,27(3); -0,51(5); -0,37(9); -0,51(12); -0,47(13); -0,06(14)	-0,37
2529,837	UV 7	-0,80(3); -1,06(12); -0,83(13)	-0,80
2530,694	UV 8	-2,08(3); -1,90(5); -1,49(12); -1,63(13)	-1,99
2531,510	UV162	-0,82(5); -0,36(13)	-0,60
2532,876	UV 56	-1,96(5); -1,88(13)	-1,95
2535,130	UV 60	-2,27(5); -1,88(13)	-2,14
2535,609	UV 7	-0,44(3); -0,72(5); -0,59(9); -0,32(12); -0,60(13); -0,41(14)	-0,51
2537,460	UV102	-1,25(5); -0,99(13); -1,04(14)	-1,15
2539,358	UV 55	-1,53(3); -1,40(5); -1,44(13); -1,47(14)	-1,46
2539,585	UV 56	-2,64(5); -2,54(13)	-2,60
2540,973	UV 7	-0,22(3); -0,39(9); -0,27(12); -0,44(14)	-0,35
2542,101	UV162	+0,91(5); +0,54(12); +0,78(13); +0,60(14)	+0,90
2543,920	UV162	+0,80(5); +0,53(12); +0,77(13); +0,51(14)	+0,80
2544,706	UV162	+0,09(12); +0,63(13)	+0,35
2545,980	UV 7	-0,28(3); -0,38(9); -0,28(12); -0,30(14)	-0,33
2549,614	UV 7	-0,44(3); -0,54(9); -0,43(12); -0,60(14)	-0,49
2550,812	UV 55	-2,01(13)	-2,01
2552,604	UV 8	-2,28(3); -2,10(5); -1,99(13)	-2,19
2552,832	UV 55	-1,80(5); -1,79(13)	-1,80
2554,518		-1,14(13)	-1,14
2555,648	UV 58	-2,46(5); -2,34(13)	-2,40
2556,304	UV102	-1,02(13); -0,76(14)	-0,89
2556,862	UV 53	-1,66(3); -1,64(5); -1,67(13)	-1,65
2557,268	UV101	-2,47(5); -2,04(13)	-2,30
2560,558	UV 56	-1,96(5); -1,85(13)	-1,92
2561,262	UV 58	-2,28(5); -2,16(13)	-2,24
2561,856	UV 55	-1,97(5); -1,95(13)	-1,97
2562,224	UV 55	-1,73(5); -1,60(13)	-1,70
2563,820	UV 55	-2,57(13)	-2,57
2564,561	UV 58	-1,87(5); -1,95(13)	-1,90
2567,860	UV130	-1,12(13)	-1,12
2568,862	UV 54	-1,82(5); -1,81(13)	-1,82
2569,595	UV 52	-1,76(3); -1,76(5); -1,70(13)	-1,76
2569,742	UV 55	-1,76(5); -1,74(13)	-1,76
2571,570	UV103	-2,65(5)	-2,65
2572,752	UV102	-1,80(5); -1,35(13)	-1,65
2576,692	UV 52	-0,77(3); -0,76(5); -0,86(12); -0,90(13); -0,81(14)	-0,77

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
2579,266	UV 55	-2,06(5); -1,97(13)	-2,03
2580,066	UV 54	-2,27(5); -2,34(13)	-2,29
2580,281		-1,61(13)	-1,61
2580,454	UV 54	-2,34(5); -2,63(13)	-2,34
2580,561		-1,60(13)	-1,60
2580,939	UV 55	-2,51(13)	-2,51
2584,537	UV 52	-0,33(3); -0,33(5); -0,29(9); -0,39(12); -0,45(14)	-0,32
2586,557	UV171	-0,97(13)	-0,97
2592,285		-0,97(13)	-0,97
2593,510	UV146	-0,92(5); -0,64(13); -0,87(14)	-0,84
2594,150	UV 52	-1,63(3); -1,63(5); -1,57(13)	-1,63
2595,422	UV 54	-2,77(5); -2,60(13)	-2,77
2598,855	UV103	-1,94(13)	-1,94
2599,565	UV 52	-0,75(3); -0,71(5); -0,30(12)	-0,73
2605,658	UV 51	-1,48(3); -1,52(5); -1,00(12); -1,48(13); -1,54(14)	-1,50
2606,828	UV 52	-0,53(3); -0,42(5); -0,43(9); -0,62(12)	-0,46
2609,220		-0,89(13)	-0,89
2610,750	UV 6	-2,62(3); -2,48(5); -2,49(13)	-2,56
2612,773	UV 6	-2,58(3); -2,24(5); -2,31(13)	-2,41
2614,495	UV 52	-1,74(5); -1,84(13)	-1,78
2618,019	UV 52	-0,82(3); -0,82(5); -0,64(9); -0,73(12); -0,93(13); -0,98(14)	-0,82
2618,711	UV 6	-2,41(3); -2,11(5); -2,19(13)	-2,26
2623,367	UV 6	-2,40(3); -2,22(5)	-2,35
2623,532	UV 52	-0,54(3); -0,62(5); -0,61(9); -0,63(12); -0,80(13); -0,81(14)	-0,58
2627,230	UV 51	-2,52(13)	-2,52
2629,579	UV 6	-2,60(3); -2,48(5); -1,83(12); -2,10(13)	-2,54
2632,238	UV 52	-0,98(3); -1,01(5); -0,94(12); -1,08(13)	-1,00
2632,595	UV 6	-2,27(3); -2,14(5); -2,35(9); -2,07(13); -1,97(14)	-2,32
2635,810	UV 52	-0,74(3); -0,71(5); -0,60(12); -0,75(14)	-0,72
2636,479	UV 51	-1,83(3); -1,85(5); -1,78(13)	-1,84
2641,647	UV 50	-1,37(3); -1,44(5); -1,14(12); -1,32(13); -1,24(14)	-1,37
2643,999	UV 52	-0,78(3); -0,64(5); -0,73(12); -0,80(14)	-0,75
2645,423	UV 6	-2,61(3); -2,52(5); -2,52(13)	-2,56
2647,559	UV 6	-2,36(3); -2,21(5); -2,04(12); -2,18(13)	-2,21
2648,164	UV 99	-2,54(13)	-2,54
2648,548		-1,08(13)	-1,08
2651,708	UV 51	-1,77(3); -1,79(5); -1,88(13)	-1,77
2655,140	UV100	-2,80(5); -2,50(13)	-2,70
2656,145	UV156	-0,70(5); -0,40(12); -0,30(13); -0,35(14); -0,51(17)	-0,50
2656,793	UV 99	-1,78(5); -1,52(13)	-1,70
2660,396	UV 51	-2,06(5); -2,00(13)	-2,04
2661,196	UV 50	-2,39(5)	-2,39
2662,057	UV 50	-1,47(3); -1,39(5); -1,47(12); -1,46(13); -1,29(14)	-1,45
2666,400	UV 50	-1,63(3); -1,66(5); -1,65(13)	-1,65
2666,813	UV 48	-1,00(3); -0,95(5); -0,96(12); -1,06(13)	-0,98
2666,966	UV100	-1,19(5); -0,84(13); -1,15(14)	-1,15
2667,914	UV 6	-2,77(3); -2,71(5); -2,62(13)	-2,74
2669,492	UV156	-1,00(5); -0,59(13); -0,78(17)	-0,78
2673,214	UV 50	-1,89(5); -1,90(13)	-1,89
2679,063	UV 47	-0,73(3); -0,70(5); -0,74(9); -0,68(12); -0,82(13); -0,74(14)	-0,73
2680,454	UV 50	-1,53(3); -1,57(5); -1,50(13); -1,45(14)	-1,53
2680,910	UV100	-2,72(5); -2,62(13)	-2,72
2681,586	UV145	-0,90(5); -0,65(13)	-0,90
2684,857	UV 50	-2,62(5); -2,64(13)	-2,62
2689,213	UV 48	-0,80(3); -0,81(5); -0,84(12); -0,99(13)	-0,80
2689,830	UV 99	-1,54(5); -1,15(13); -1,03(14)	-1,32
2690,069	UV 4	-2,67(3); -2,50(5); -2,40(13)	-2,58
2692,250	UV 98	-2,16(5); -1,98(13)	-2,10
2692,658	UV 50	-2,55(5); -1,62(13)	-2,35
2694,222	UV 4	-3,51(3); -3,38(5); -3,45(13)	-3,45
2694,536	UV144	-0,79(5); -0,48(13); -0,62(14)	-0,70
2695,036	UV 47	-2,12(13)	-2,12
2695,662	UV145	-0,59(5); -0,47(13)	-0,55
2696,284	UV143	-0,39(5); -0,19(13)	-0,35
2697,022	UV100	-1,41(5); -1,23(13)	-1,41

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
2699,108	UV 48	-1,12(3); -1,17(5); -1,07(12); -1,08(14)	-1,12
2701,908	UV161	-1,20(13); -0,66(14)	-1,00
2702,453	UV154	-1,03(13); -0,55(14)	-0,80
2706,012	UV154	-0,69(5); -0,55(12); -0,05(13); -0,30(14)	-0,65
2706,583	UV 48	-0,78(3); -0,76(5); -0,84(9); -0,64(12)	-0,76
2707,451		-0,91(13)	-0,91
2708,570	UV161	-0,52(5); -0,08(12); -0,02(13); -0,23(14)	-0,31
2709,700	UV180	-0,38(5)	-0,38
2709,989	UV144	-1,27(5); -0,86(13)	-1,20
2710,543	UV100	-1,15(5); -1,31(12); -1,01(13); -0,73(14)	-1,15
2711,656	UV 47	-1,13(3); -1,07(5); -1,08(12); -1,15(13)	-1,10
2714,062	UV161	-0,85(13); -0,94(14)	-0,90
2714,870	UV 48	-1,83(5); -1,88(13); -1,92(14)	-1,83
2715,323	UV 4	-3,33(3); -3,08(5); -2,83(13)	-3,21
2716,410	UV154	-1,25(13)	-1,25
2717,368	UV 47	-2,36(5); -2,49(13)	-2,40
2717,787	UV 49	-1,85(5); -1,73(13)	-1,82
2718,436	UV 48	-0,85(3); -0,82(5); -0,92(12); -0,95(13); -1,02(14)	-0,85
2719,027	UV 5	+0,02(2); -0,28(3); -0,01(9); +0,03(12); +0,01(14)	+0,01
2719,418	UV154	-0,03(13)	-0,03
2720,194	UV129	-1,10(5); -0,66(13); -0,63(14)	-1,00
2720,216	UV 4	-3,26(3); -3,08(5); -2,79(13)	-3,17
2720,209	UV 5	-0,29(2); -0,37(3); -0,26(9); -0,31(12); -0,19(14)	-0,28
2722,032	UV 97	-2,31(5); -1,85(13)	-2,31
2723,579	UV 5	-0,73(2); -0,70(3); -0,71(9); -0,55(12)	-0,72
2724,344	UV144	-1,12(13); -1,17(14)	-1,15
2724,954	UV 48	-1,07(12); -1,01(14)	-1,04
2725,311	UV 98	-1,88(13)	-1,88
2725,602	UV 48	-2,41(5); -2,31(13)	-2,40
2725,805	UV161	-1,04(13); -1,03(14)	-1,04
2726,054	UV 48	-1,09(3); -0,98(5); -1,03(12)	-1,03
2726,237	UV161	-0,85(5); -0,21(13); -0,42(14)	-0,65
2728,021	UV 47	-1,36(3); -1,35(5); -1,25(12); -1,34(13); -1,51(14)	-1,36
2728,819	UV154	-0,88(5); -0,33(12)	-0,68
2728,970	UV 4	-2,96(3); -2,88(5)	-2,92
2730,982	UV 48	-1,55(5); -1,50(13)	-1,55
2731,281	UV161	-1,02(5); -1,04(14)	-1,02
2733,582	UV 46	-0,10(3); -0,10(5); -0,16(9); -0,06(12); -0,08(14)	-0,10
2734,006	UV 48	-1,41(5); -1,53(12); -1,48(13); -1,61(14)	-1,47
2734,269	UV125	-0,97(5); -0,77(12); -0,43(13)	-0,90
2734,616	UV 47	-2,04(5); -2,05(13)	-2,04
2735,476	UV 46	-0,38(3); -0,33(5); -0,41(9); -0,48(12)	-0,38
2736,960	UV 49	-1,03(13)	-1,03
2737,311	UV 5	-0,63(2); -0,62(3); -0,61(9); -0,55(12); -0,50(14)	-0,62
2738,214	UV 48	-2,35(13)	-2,35
2741,100	UV181	-0,62(13)	-0,62
2741,578	UV 98	-1,93(13)	-1,93
2742,016	UV 4	-2,45(3); -2,31(5); -2,19(13); -2,53(14)	-2,38
2742,255	UV 46	-0,62(3); -0,96(5); -1,09(12); -0,99(14)	-0,89
2742,406	UV 5	-0,50(2); -0,52(3); -0,49(9); -0,69(12); -0,35(14)	-0,50
2743,564	UV 47	-1,34(5); -1,32(12)	-1,34
2744,069	UV 5	-0,98(2); -0,88(5); -0,98(9); -0,97(12); -0,90(14)	-0,98
2744,529	UV 46	-0,97(5); -1,21(12)	-1,09
2746,982	UV 45	-1,61(5); -0,38(12)	-1,61
2747,556	UV125	-1,24(5); -0,82(13); -0,80(14)	-1,10
2749,688	UV 49	-2,14(13)	-2,14
2750,142	UV 5	-0,59(2); -0,57(3); -0,55(9); -0,61(12); -0,51(14)	-0,57
2750,708	UV125	-0,97(13)	-0,97
2750,872	UV128	-0,71(5); -0,80(12); -0,41(13)	-0,70
2751,808		-2,22(13)	-2,22
2753,687	UV 46	-1,20(3); -1,18(5); -1,42(12); -1,29(13)	-1,20
2754,033	UV 47	-1,23(3); -1,24(5); -1,42(12); -1,31(13)	-1,24
2754,427	UV 47	-1,59(3); -1,63(5); -1,62(13); -1,92(14)	-1,61
2755,184	UV153	-1,12(13)	-1,12
2756,268	UV 4	-1,74(5); -1,13(12); -1,48(13); -1,03(14)	-1,50
2756,330	UV 5	-1,06(2); -0,76(5); -1,00(9); -2,52(13)	-1,06
2757,317	UV 46	-0,90(3); -0,91(5); -1,09(12); -1,07(13); -1,29(14)	-0,90
2759,814	UV 47	-1,38(3); -1,42(5); -1,78(12); -1,44(13); -1,54(14)	-1,42

Т а б л и ц а 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплетта	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
2761,480	UV140	-1,50(13)	-1,50
2761,781	UV 46	-0,89(5); -0,79(12)	-0,86
2762,028	UV 46	-0,76(3); -0,78(5); -0,77(12)	-0,77
2762,773	UV125	-0,76(13); -1,22(14)	-0,99
2763,108	UV 47	-1,35(5); -1,33(12); -1,38(13); -1,50(14)	-1,35
2764,323	UV128	-1,01(12); -0,46(13)	-0,85
2765,700	UV 92	-2,79(5); -2,76(13)	-2,79
2766,910	UV 47	-1,41(3); -1,49(5); -1,78(12); -1,51(13); -1,90(14)	-1,50
2767,523	UV 46	-0,78(3); -1,02(5)	-0,85
2768,432	UV126	-1,61(5); -1,20(13)	-1,50
2769,298	UV151	-0,82(5); -0,27(13)	-0,70
2769,672	UV 44	-2,08(5); -2,05(13)	-2,08
2770,695	UV123	-1,09(5); -1,41(13)	-1,15
2772,075	UV 45	-1,00(5); -0,79(12); -0,90(13); -1,00(14)	-1,00
2772,320		-1,00(13)	-1,00
2772,511		-1,08(13)	-1,08
2772,860	UV179	-1,02(13); -1,16(14)	-1,09
2773,907	UV151	-2,08(13)	-2,08
2774,150	UV127	-2,25(13)	-2,25
2774,730	UV 46	-1,71(5); -1,49(12); -1,69(13)	-1,70
2778,221	UV 44	-0,80(3); -0,88(5); -1,01(12); -0,95(14)	-0,88
2780,526	UV 92	-2,70(13)	-2,70
2780,700	UV160	-0,17(5); -1,05(13)	-0,40
2781,837	UV 46	-1,51(3); -1,55(5); -1,55(12); -1,45(14)	-1,53
2782,055	UV126	-2,00(5); -1,43(13)	-1,80
2784,017	UV160	-1,56(13)	-1,56
2784,346	UV152	-1,78(5); -1,34(13)	-1,65
2786,180	UV123	-1,93(13)	-1,93
2787,120	UV151	-1,87(13)	-1,87
2787,933	UV 93	-1,51(5)	-1,51
2788,106	UV 44	-0,07(2); -0,01(3); -0,03(5); -0,21(9); -0,15(12); +0,11(14)	-0,07
2789,477	UV125	-1,30(5); -1,10(13)	-1,25
2789,803	UV170	-1,02(5); -0,74(12); -0,56(13)	-0,93
2790,762		-2,36(13)	-2,36
2791,787	UV151	-1,02(5); -0,80(12); -0,85(13); -0,82(14)	-0,90
2792,397	UV 95	-1,93(5); -1,93(13)	-1,93
2794,157	UV124	-2,09(13)	-2,09
2794,703	UV 46	-1,86(5); -2,02(13)	-1,90
2795,006	UV 3	-2,69(3); -2,91(5); -2,48(12); -2,79(13)	-2,69
2795,541	UV 44	-1,80(3); -1,73(5); -1,20(13)	-1,70
2796,872	UV 96	-2,47(5); -2,46(13)	-2,47
2797,776	UV 45	-1,20(3); -1,11(5); -1,22(12); -1,28(14)	-1,20
2802,285		-1,46(13)	-1,46
2803,168	UV 3	-3,22(3); -3,24(5); -3,30(13)	-3,23
2803,610	UV151	-2,91(5); -1,05(13)	-2,91
2804,521	UV 44	-0,87(3); -0,99(5); -0,91(12); -0,88(14)	-0,91
2804,865	UV170	-0,93(13)	-0,93
2805,808	UV 92	-2,46(5); -2,54(13)	-2,46
2806,072	UV139	-1,75(13)	-1,75
2806,985	UV 45	-0,80(3); -0,80(5); -0,89(12); -0,77(14)	-0,80
2807,246	UV 2	-3,26(3); -3,16(5); -3,03(13)	-3,21
2808,328	UV 45	-1,95(5); -2,35(13)	-1,95
2810,834		-1,83(13)	-1,83
2811,160	UV 92	-2,89(13)	-2,89
2812,042	UV170	-1,44(13)	-1,44
2813,288	UV 44	-0,29(3); -0,37(5); -0,42(12); -0,23(14)	-0,33
2815,017	UV138	-1,87(13)	-1,87
2815,506	UV 95	-1,94(5); -1,96(13)	-1,94
2817,505	UV 44	-1,89(12)	-1,89
2819,286	UV170	-0,75(13)	-0,75
2820,804	UV 2	-3,39(3); -2,93(13)	-3,35
2821,630	UV134	-2,54(13)	-2,54
2823,277	UV 44	-0,84(3); -0,31(12); -0,73(14)	-0,80
2824,700	UV170	-1,56(13)	-1,56
2825,557	UV 45	-0,90(3); -0,91(12); -0,79(14)	-0,90
2825,689	UV 3	-2,18(3); -2,31(12); -2,49(13)	-2,22
2825,995	UV 3	-3,52(13)	-3,52

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
2827,893	UV 3	-2,78(3); -2,81(13)	-2,78
2828,709	UV 45	-1,75(3); -1,77(12); -1,50(14)	-1,75
2832,436	UV 44	-0,59(3); -0,55(12); -0,49(14)	-0,59
2833,401	UV137	-1,66(13)	-1,66
2834,177	UV 93	-3,01(13)	-3,01
2834,414	UV 92	-2,97(13)	-2,97
2834,855	UV159	-1,40(13)	-1,40
2835,457	UV 2	-2,31(3); -2,21(9); -2,42(12); -2,53(13)	-2,25
2835,951	UV 93	-2,03(5); -2,07(13)	-2,03
2836,315	UV175	-1,38(13)	-1,38
2838,120	UV 44	-1,02(3); -1,10(12)	-1,05
2840,423	UV 2	-2,34(3); -2,39(12); -2,53(13)	-2,34
2840,938	UV123	-1,91(13)	-1,91
2843,631	UV 43	-1,17(3); -1,21(12); -1,17(14)	-1,17
2843,978	UV 44	-0,72(5); -0,64(12); -0,45(14)	-0,65
2845,596	UV 43	-1,42(3); -1,33(12); -1,50(14)	-1,42
2845,714	UV 88	-0,64(14)	-0,64
2846,831	UV 87	-2,18(5); -2,22(13); -2,13(14)	-2,18
2848,715	UV 43	-1,83(3); -1,80(5); -2,02(12)	-1,83
2851,798	UV 44	-0,68(3); -0,85(5); -0,45(12)	-0,68
2852,952	UV 89	-2,81(5); -3,05(13)	-2,85
2853,685	UV 88	-2,30(5); -1,46(14)	-2,20
2853,774	UV159	-1,38(5); -1,13(13); -0,97(14)	-1,30
2857,996	UV 2	-1,73(13); -1,34(14)	-1,55
2858,897	UV 2	-2,63(3); -2,62(5); -2,75(13); -2,74(14)	-2,63
2861,996	UV 2	-2,67(13)	-2,67
2862,495	UV 43	-2,01(5); -2,16(13)	-2,04
2863,431	UV 87	-1,14(5); -1,17(12); -1,37(13); -1,42(14)	-1,17
2863,864	UV 2	-2,12(3); -2,21(5); -2,17(12); -2,13(13); -2,26(14)	-2,17
2866,626	UV 43	-1,79(3); -1,75(5); -1,84(12); -1,77(13); -1,75(14)	-1,79
2867,311	UV 93	-2,01(5); -1,98(13)	-2,00
2867,563	UV 90	-1,96(5); -1,84(13)	-1,95
2867,880	UV 91	-2,63(5); -2,68(13)	-2,65
2868,213	UV142	-1,46(13)	-1,46
2868,454	UV135	-1,21(13)	-1,21
2869,308	UV 2	-2,01(2); -1,81(3); -1,99(5); -1,97(9); -1,87(12); -1,96(13); -1,94(14)	-2,00
2869,833	UV142	-1,64(13)	-1,64
2871,730	UV149	-2,50(13)	-2,50
2872,335	UV 43	-1,69(3); -1,59(5); -1,52(12); -1,63(13)	-1,60
2873,655	UV158	-1,56(13)	-1,56
2874,173	UV 2	-1,95(2); -1,83(3); -1,89(5); -1,90(9); -1,80(12); -1,93(13)	-1,92
2874,890	UV142	-1,28(13); -1,10(14)	-1,19
2875,303	UV 86	-1,68(5); -1,53(12); -1,82(13)	-1,65
2877,302	UV 86	-1,02(5); -1,19(12); -1,29(13); -1,39(14)	-1,10
2878,762	UV 90	-1,17(13)	-1,17
2878,962	UV 90	-2,74(13)	-2,74
2879,461	UV136	-2,20(13)	-2,20
2880,581	UV 43	-2,62(5); -3,03(13)	-2,70
2886,317	UV 87	-2,19(5)	-2,19
2887,360	UV150	-2,53(13)	-2,53
2887,806	UV167	-0,86(13)	-0,86
2887,961	UV149	-1,96(13)	-1,96
2889,890	UV149	-1,71(13)	-1,71
2889,991	UV142	-1,58(13)	-1,58
2890,414	UV 89	-3,38(13)	-3,38
2890,868	UV184	-1,62(13)	-1,62
2891,410	UV 89	-2,24(13)	-2,24
2891,705	UV158	-1,27(14)	-1,27
2891,904	UV 89	-1,74(13); -1,31(14)	-1,52
2892,479	UV142	-1,41(13)	-1,41
2893,763	UV 43	-2,50(5); -2,69(13)	-2,55
2893,882	UV 88	-1,84(5); -2,17(13)	-1,90
2894,506	UV134	-0,59(5); -0,51(10); -0,45(12); -0,56(13); -0,54(14)	-0,51
2895,036	UV 87	-1,05(5); -1,28(12); -1,45(13); -1,05(14)	-1,13
2897,635	UV 87	-1,71(14)	-1,71
2898,867	UV 87	-2,30(13)	-2,30

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплетта	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
2899,416	UV133	-0,98(5); -0,77(10); -0,82(12); -0,79(13); -0,73(14)	-0,77
2901,382	UV 89	-1,29(5); -1,76(13); -1,70(14)	-1,40
2901,910	UV142	-1,09(5); -1,08(12); -0,92(13)	-1,08
2905,570	UV182	-1,25(13); -1,37(14)	-1,31
2907,518	UV167	-0,82(12); -0,76(13); -0,75(14)	-0,79
2908,864	UV142	-1,38(13)	-1,38
2909,313	UV149	-2,29(13)	-2,29
2910,930	UV168	-1,74(13)	-1,74
2912,159	UV 1	-1,60(2); -1,62(3); -1,73(5); -1,56(9); -1,60(10); -1,51(12); -1,68(14)	-1,60
2914,300	UV 89	-2,12(5); -1,31(13); -1,75(14)	-2,00
2918,023	UV182	+0,12(12); +0,08(13); -0,21(14)	+0,08
2918,354	UV134	-1,22(13); -1,40(14)	-1,31
2919,838	UV142	-1,53(13); -1,52(14)	-1,53
2920,290	UV136	-2,40(13)	-2,40
2920,691	UV 87	-1,28(5); -1,54(10); -1,18(12); -1,51(13); -1,54(14)	-1,50
2922,383	UV 86	-2,45(5); -2,64(13)	-2,50
2922,620	UV122	-1,76(13); -1,92(14)	-1,84
2923,288	UV182	+0,24(10); +0,13(12); -0,28(13); -0,50(14)	+0,24
2923,851	UV166	-0,89(5); -0,46(12); -0,60(13); -0,60(14)	-0,65
2924,002	UV166	-0,39(13); -0,60(14)	-0,50
2925,359	UV167	-0,82(10); -0,81(13); -0,89(14)	-0,82
2925,901	UV 89	-1,78(5); -1,87(13); -1,78(14)	-1,78
2929,008	UV 1	-1,48(2); -1,53(3); -1,58(5); -1,44(9); -1,37(12); -1,47(14)	-1,48
2929,118	UV182	-0,77(14)	-0,77
2929,620	UV 87	-2,19(5); -2,36(13)	-2,25
2930,590	UV141	-2,91(13)	-2,91
2931,420	UV148	-2,05(13)	-2,05
2931,803	UV166	-1,75(13)	-1,75
2934,370	UV117	-2,37(13)	-2,37
2936,120	UV 89	-2,34(13)	-2,34
2936,905	UV 1	-0,82(2); -0,93(3); -0,81(9); -0,82(10); -0,85(12); -0,79(14)	-0,82
2937,806	UV122	-1,50(5); -0,99(13); -1,42(14)	-1,40
2939,072	UV118	-1,94(13); -1,57(14)	-1,76
2940,586	UV173	-1,08(13); -1,49(14)	-1,18
2941,344	UV 1	-1,74(2); -1,62(3); -1,66(5); -1,64(10); -1,69(12); -1,80(14)	-1,70
2941,770	UV141	-1,86(14)	-1,86
2945,050		-1,31(13); -1,55(14)	-1,43
2945,870		-2,11(13)	-2,11
2946,095		-3,50(13)	-3,50
2947,116	UV182	-0,35(13)	-0,35
2947,363	UV131	-1,34(13); -1,31(14)	-1,33
2947,877	UV 1	-0,80(2); -0,81(3); -0,77(9); -0,71(14)	-0,79
2948,433	UV166	-0,49(13); -0,70(14)	-0,60
2948,733	UV118	-1,98(13)	-1,98
2949,688	UV117	-2,58(13)	-2,58
2950,240	UV120	-1,40(5); -0,82(13); -1,14(14)	-1,20
2951,356		-2,22(13)	-2,22
2953,486	UV166	-0,62(13); -0,55(14)	-0,59
2953,941	10	-0,91(1); -0,91(2); -0,92(3); -0,90(9); -0,92(14)	-0,91
2954,654	UV132	-1,37(5); -1,11(10); -1,03(13); -1,20(14)	-1,11
2956,710	UV118	-2,01(13)	-2,01
2956,860	UV165	-1,57(13)	-1,57
2957,366	10	-1,16(1); -1,16(2); -1,13(5); -1,18(9); -1,22(14)	-1,16
2958,462	317	-2,29(13)	-2,29
2959,682	UV172	-0,76(13)	-0,76
2959,993	316	-0,11(13); -0,12(14)	-0,11
2960,299	148	-1,27(13); -1,28(14)	-1,27
2960,666	UV178	-1,41(13)	-1,41
2961,700		-3,43(13)	-3,43
2962,110	57	-3,19(13)	-3,19
2963,710	UV173	-2,10(13)	-2,10
2964,196		-2,11(13)	-2,11
2965,256	10	-1,34(1); -1,34(2); -1,38(3); -1,36(5); -1,42(9); -1,33(14);	-1,34

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
2965,811	UV147	-1,40(13)	-1,40
2966,260	104	-1,79(13); -2,00(14)	-1,90
2966,900	10	-0,40(1); -0,40(2); -0,41(9); -0,42(10); -0,47(14)	-0,40
2968,481	UV135	-1,60(13)	-1,60
2969,361	11	-2,32(1); -2,19(3); -2,21(5); -2,26(13); -2,07(14)	-2,32
2969,476	30	-1,36(3); -1,61(13); -1,46(14)	-1,40
2970,106	10	-1,15(1); -1,05(9); -1,06(14)	-1,15
2970,120	11	-1,87(1)	-1,87
2972,277	104	-1,73(5); -1,49(13); -1,58(14)	-1,70
2973,134	10	-0,90(1); -0,89(3); -0,87(5); -0,83(9); -0,74(14)	-0,90
2973,237	10	-0,66(1); -0,72(3); -0,60(5); -0,73(9); -0,64(14)	-0,66
2974,780	335	-1,82(13)	-1,82
2975,655		+0,74(13)	+0,74
2976,126	146	-1,23(5); -1,15(13); -1,10(14)	-1,20
2976,550	56	-2,90(13)	-2,90
2976,922	334	-1,93(13)	-1,93
2978,060		-2,40(13)	-2,40
2980,532	317	-0,84(10); -0,87(13); -0,81(14)	-0,84
2981,446	11	-1,36(1); -1,34(2); -1,39(3); -1,37(5); -1,37(9); -1,38(10); -1,35(14)	-1,36
2981,850	104	-1,56(5); -1,06(13); -0,89(14)	-1,20
2982,234	460	-1,83(13)	-1,83
2983,571	9	-0,58(1); -0,59(2); -0,82(3); -0,61(9); -0,58(10); -0,61(14)	-0,58
2984,785	29	-1,75(13)	-1,75
2986,457	11	-3,06(1); -2,85(3); -2,56(5); -2,81(13)	-3,06
2986,653	200	-1,89(13); -0,99(14); -1,99(17)	-1,99
2987,292	30	-1,23(3); -1,27(4); -1,15(5); -1,22(10); -1,30(13); -1,35(14);	-1,23
2988,473	56	-2,36(5); -2,38(13)	-2,36
2988,942	316	-2,21(13)	-2,21
2990,393	316	-0,72(5); -0,36(10); -0,37(13); -0,40(14)	-0,36
2994,428	9	-0,65(3); -0,57(9); -0,59(14)	-0,60
2994,503	11	-2,22(1); -0,89(13)	-2,22
2995,838	460	-2,19(13)	-2,19
2996,386	148	-1,12(5); -1,05(10); -1,03(13); -0,98(14)	-1,05
2999,512	30	-0,48(2); -0,57(3); -0,52(4); -0,49(10); -0,50(14)	-0,50
3000,453	56	-1,31(13); -1,33(14)	-1,32
3000,949	9	-0,58(1); -0,58(2); -0,65(3); -0,59(9); -0,57(10); -0,63(14)	-0,58
3001,663	506	-1,74(13)	-1,74
3003,032	30	-1,24(3); -1,14(4); -1,13(5); -1,25(14)	-1,17
3004,119	199	-1,58(13)	-1,58
3004,620	57	-1,78(13)	-1,78
3005,302	199	-1,39(13); -1,20(14); -1,47(17)	-1,45
3006,598		-2,25(13)	-2,25
3007,147	55	-1,24(13); -1,31(14)	-1,27
3007,283	11	-1,73(1); -1,74(2); -1,68(3); -1,79(5); -1,78(9); -1,67(14)	-1,73
3008,140	9	-0,84(1); -0,82(2); -0,91(3); -0,96(5); -0,85(9); -0,82(10); -0,81(14)	-0,84
3009,094	198	-1,31(5); -1,08(10); -1,01(13); -0,95(14)	-1,08
3009,571	30	-0,66(2); -0,74(3); -0,68(4); -0,76(5); -0,71(10); -0,75(14)	-0,71
3011,482	316	-0,51(5); -0,36(10); -0,58(12); -0,34(13); -0,40(14)	-0,40
3011,883	UV135	-1,96(13)	-1,96
3014,175	31	-2,37(5); -2,80(13); -2,44(14)	-2,40
3015,913	198	-1,33(5); -1,22(10); -1,19(13); -1,12(14)	-1,22
3016,186	30	-1,37(3); -1,35(4); -1,23(5); -1,48(10); -1,44(12); -1,49(14)	-1,40
3017,629	9	-1,55(1); -1,37(2); -1,48(3); -1,65(5); -1,58(9); -1,53(10); -1,57(12); -1,52(14)	-1,55
3018,134	199	-1,89(13); -1,85(17)	-1,85
3018,985	30	-0,88(3); -0,91(4); -0,87(5); -0,91(10); -1,07(12); -0,95(14)	-0,91
3019,290	199	-1,22(13)	-1,22
3020,490	9	-1,52(5); -1,06(12)	-1,40

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3020,640	9	-0,97(3); -0,37(12)	-0,90
3021,074	9	-0,36(1); -0,63(3); -0,58(12); -0,41(14)	-0,36
3024,034	11	-1,48(1); -1,32(2); -1,49(3); -1,54(5); -1,55(9); -1,41(10); -1,44(12); -1,42(14)	-1,48
3025,283	29	-2,31(5); -2,65(13)	-2,40
3025,638	198	-0,25(12); -0,06(13); +0,08(14)	-0,15
3025,844	9	-0,84(1); -0,82(2); -0,91(3); -0,90(5); -0,85(9); -1,26(12); -0,80(14)	-0,84
3026,464	30	-1,03(3); -1,10(4); -1,19(5); -1,11(10); -1,07(12); -1,16(14)	-1,11
3029,235	56	-2,10(5); -2,21(13); -2,13(14)	-2,10
3030,149	198	-0,49(5); -0,21(12); -0,24(13); -0,10(14)	-0,35
3030,605	145	-2,51(13)	-2,51
3031,213	198	-0,39(5); -0,99(12); -0,35(13); -0,17(14)	-0,39
3031,638	30	-1,17(3); -1,14(4); -1,10(5); -1,21(10); -1,03(12); -1,22(14)	-1,15
3033,101	146	-1,78(13); -1,74(14)	-1,76
3034,510	57	-2,51(13)	-2,51
3037,390	9	-0,68(2); -0,77(3); -0,69(9); -0,65(10); -0,82(12); +0,15(14)	-0,68
3037,781	31	-2,46(5); -2,55(13)	-2,46
3039,322	199	-1,82(13); -1,43(14); -1,71(17)	-1,71
3040,428	30	-1,29(3); -1,26(4); -1,27(5); -1,35(10); -1,15(12); -1,47(13); -1,36(14)	-1,29
3041,639	56	-1,34(5); -1,18(12); -1,26(14)	-1,26
3041,740	30	-1,22(3); -1,13(5); -1,30(12); -1,22(14)	-1,22
3042,022	30	-1,40(3); -1,44(5); -1,49(10); -1,62(12); -1,47(14)	-1,49
3042,667	30	-1,19(3); -1,20(4); -1,21(5); -1,27(10); -1,05(12); -1,14(13); -1,27(14)	-1,20
3045,077	29	-2,04(13); -2,11(14)	-2,07
3045,594	198	-1,94(13); -1,58(14)	-1,76
3046,930	198	-1,82(13); -1,60(14)	-1,71
3047,050	457	-1,20(13); -1,22(14)	-1,20
3047,606	9	-0,56(1); -0,57(2); -0,60(3); -0,57(9); -0,55(10); -0,69(12); -0,55(14)	-0,56
3053,065	146	-1,04(10); -0,99(13); -0,93(14)	-1,04
3053,440	31	-2,67(13)	-2,67
3055,264	55	-1,28(12); -1,20(13); -1,33(14)	-1,28
3056,250		-1,73(13)	-1,73
3057,447	28	-0,31(2); -0,33(3); -0,34(4); -0,44(5); -0,27(10); -0,55(12); -0,33(14)	-0,31
3057,802	29	-2,92(13)	-2,92
3059,087	9	-0,70(2); -0,68(9); -0,67(10); -0,85(12); -0,66(14)	-0,70
3060,545	457	-1,31(13); -1,47(14)	-1,39
3060,985	55	-2,05(5); -2,00(13); -2,17(14)	-2,05
3062,872	456	-1,94(13)	-1,94
3063,149	102	-3,08(13)	-3,08
3063,993	147	-1,53(13); -1,26(14)	-1,45
3066,483	313	+0,76(5); -1,04(13); -1,16(14)	-1,10
3067,246	28	-0,53(2); -0,50(3); -0,49(4); -0,33(5); -0,49(10); -0,76(12); -0,50(14)	-0,50
3067,952	315a	-1,34(13); -1,18(14)	-1,26
3068,175	55	-1,12(5); -1,42(10); -1,27(13); -1,52(14)	-1,42
3073,244	549	-2,11(13)	-2,11
3073,982	313	-1,45(13)	-1,45
3074,157	457	-1,38(13)	-1,38
3075,721	28	-0,70(3); -0,62(4); -0,75(5); -0,72(10); -0,84(12); -1,08(13); -0,57(14)	-0,72
3078,014	29	-2,18(5); -2,18(13); -2,20(14)	-2,18
3078,436	146	-1,12(13); -0,75(14)	-0,93
3081,278	457	-2,31(13)	-2,31
3081,832	53	-3,00(13)	-3,00
3083,152	197	-1,98(13)	-1,98
3083,743	28	-0,80(3); -0,84(4); -0,90(5); -0,88(10); -0,99(12); -1,08(13); -0,80(14)	-0,84
3087,420		-1,32(13)	-1,32
3090,209	313	-1,50(13)	-1,50
3091,579	28	-1,02(3); -1,08(4); -1,07(5); -1,11(10); -1,08(12);	-1,07

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3092,778	29	-1,18(13); -1,08(14)	
3093,800	55	-2,83(13); -2,87(14)	-2,85
3094,870	315a	-2,05(5); -1,89(13); -1,81(14)	-2,00
3095,270	314	-1,64(13)	-1,64
3096,044		-1,62(13)	-1,62
3098,192	313	-2,13(13)	-2,13
3098,963	102	-1,02(5); -0,91(10); -0,73(13); -0,84(14)	-0,91
3099,897	28	-2,56(13)	-2,56
3099,970	28	-0,95(5); -0,59(12); -0,91(13); -0,66(14)	-0,85
3100,305	28	-0,90(5)	-0,90
3100,667	28	-0,87(3); -0,90(5); -0,97(12); -1,11(13); -0,81(14)	-0,90
		-0,79(3); -0,86(5); -0,84(10); -0,98(12); -1,08(13);	-0,84
		-0,76(14)	
3100,838	196	-1,43(13)	-1,43
3101,004	313	-1,84(13)	-1,84
3102,644	29	-3,11(13)	-3,11
3103,760		-2,45(13)	-2,45
3107,978		-1,74(13)	-1,74
3109,050	165	-2,48(13)	-2,48
3111,686	260	-1,84(13)	-1,84
3112,079	455	-0,91(13); -0,66(14)	-0,79
3113,592		-1,37(13)	-1,37
3114,054	53	-3,81(13)	-3,81
3115,656		-2,13(13)	-2,13
3115,862	456	-2,46(13)	-2,46
3116,250	165	-2,06(13)	-2,06
3116,634	28	-1,66(3); -1,73(5); -1,70(12); -1,57(13)	-1,70
3116,984	578a	-2,15(13)	-2,15
3117,640	29	-3,04(5); -2,97(13)	-3,00
3119,496	194	-1,18(5); -1,04(10); -0,80(13); -0,92(14)	-1,04
3120,220		-1,83(13)	-1,83
3120,436	194	-1,24(5); -1,11(10); -0,88(13); -0,99(14)	-1,11
3121,760	102	-2,37(13)	-2,37
3123,353	164	-1,98(13)	-1,98
3123,545		-2,27(13)	-2,27
3124,099	165	-2,40(13)	-2,40
3125,653	28	-1,57(3); -1,58(5); -1,41(12); -1,38(13); -1,42(14)	-1,57
3128,901	54	-2,63(13)	-2,63
3129,178	161	-1,80(13)	-1,80
3129,330	52	-2,14(5); -1,83(13); -2,07(14)	-2,05
3132,514	578	-0,73(13); -1,16(14)	-0,95
3134,112	28	-1,82(5); -1,81(10); -1,80(14)	-1,81
3135,590		-1,95(13)	-1,95
3135,863	194	-2,07(13)	-2,07
3139,661	155	-1,60(4); -2,01(13); -1,53(14)	-1,60
3140,391	578	-0,60(13); -1,12(14)	-0,86
3142,453	164	-1,39(5); -0,98(13); -1,28(14)	-1,30
3142,891	144	-1,52(5); -1,16(13); -1,22(14)	-1,35
3143,243	7	-3,76(3); -3,55(5); -3,33(13)	-3,66
3143,990	578	-0,31(13); -0,82(14)	-0,57
3144,488	161	-1,21(13); -1,42(14)	-1,31
3144,924	195	-2,62(13)	-2,62
3145,057	455		
3146,475	160	-2,66(13)	-2,66
3147,793	455	-1,15(11); -1,42(13); -1,31(14)	-1,25
3148,178		-2,27(13)	-2,27
3148,408	194	-1,57(11); -1,73(13); -1,43(14)	-1,57
3149,492	453	-2,51(13)	-2,51
3150,304	578a	-0,87(11); -0,94(13); -1,32(14)	-1,00
3151,353	311	-0,49(11); -0,50(13)	-0,49
3151,867	7	-3,75(3); -3,61(13)	-3,75
3153,200	161	-1,27(5); -0,85(11); -0,77(13); -1,07(14)	-1,01
3154,505	161	-1,25(11); -1,20(13)	-1,24
3155,134	161	-2,39(13)	-2,39
3155,293	193	-1,54(11); -1,59(13); -1,57(14)	-1,56
3155,796	192a	-2,51(13)	-2,51
3156,275	578	-0,36(9); -0,45(11); -0,49(13); -0,99(14)	-0,40
3156,464	454	-1,58(13); -1,40(14)	-1,49

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3157,040	160	-1,03(5); -0,66(11); -0,64(13); -0,93(14)	-0,81
3157,880	164	-1,27(5); -0,76(11); -0,74(13); -1,11(14)	-0,97
3158,990	452	-1,86(13)	-1,86
3159,248	259	-2,54(13)	-2,54
3159,437		-2,45(13)	-2,45
3160,200	578	-0,81(13); -1,14(14)	-0,98
3160,344	192a	-1,44(13); -1,25(14)	-1,35
3160,658	155	-0,69(4); -0,93(5); -0,72(10); -0,57(11); -0,53(13); -0,83(14)	-0,71
3161,370	52	-2,23(5); -2,05(11); -2,04(13); -2,14(14)	-2,14
3161,558	195	-2,39(13)	-2,39
3161,949	160	-1,21(5); -0,76(10); -0,89(11); -0,86(13); -0,84(14)	-0,84
3162,335	159	-1,51(13); -1,72(14)	-1,61
3164,380	163	-1,95(13); -1,70(14)	-1,82
3165,005	155	-1,45(4); -1,33(11); -1,30(13); -1,49(14)	-1,40
3165,860	160	-1,38(5); -1,09(11); -1,04(13); -1,20(14)	-1,20
3166,435	259	-0,92(1); -0,98(5); -0,98(10); -0,75(11); -0,69(13); -0,76(14)	-0,92
3166,596	100	-1,11(13)	-1,11
3166,982	455	-2,52(13)	-2,52
3167,907	578	-0,65(11); -0,74(13)	-0,67
3168,868	160	-1,26(9); -1,45(11); -1,48(13)	-1,26
3171,353	52	-1,99(11); -2,08(13); -1,60(14)	-1,90
3171,663	160	-1,66(13)	-1,66
3172,067	99	-1,67(11); -1,76(13); -1,65(14)	-1,69
3172,292	312	-2,33(13)	-2,33
3173,400	333	-1,52(13)	-1,52
3173,663	101	-1,47(11); -1,72(13); -1,66(14)	-1,59
3174,222	578	-2,39(13)	-2,39
3175,447	155	-0,71(4); -0,82(5); -0,78(10); -0,59(11); -0,78(12); -0,56(13); -0,84(14)	-0,76
3175,970	333	-1,86(13)	-1,86
3176,366	258	-1,43(9); -1,40(11); -1,48(13); -1,36(14)	-1,43
3178,015	156	-0,84(4); -1,02(5); -0,72(11); -0,70(13); -0,98(14)	-0,84
3178,545	454	-1,34(13); -1,31(14)	-1,33
3178,967	192a	-1,50(11); -1,56(13); -1,40(14)	-1,50
3179,479	52	-2,27(13)	-2,27
3180,223	155	-0,34(4); -0,55(5); -0,23(11); -0,40(12); -0,24(13)	-0,34
3180,756	7	-2,97(3); -2,86(5); -2,96(11); -2,73(13); -2,63(14)	-2,92
3180,522	258	-1,05(11); -1,06(13); -0,94(14)	-1,00
3181,922	505	-1,52(4); -1,03(13)	-1,40
3182,060	159	-1,28(13); -1,48(14)	-1,38
3182,980	100	-1,31(11); -1,37(13)	-1,33
3183,582	192a	-2,37(13)	-2,37
3184,112	711	-1,59(13)	-1,59
3184,622	155	-1,49(4); -1,48(13); -1,59(14)	-1,49
3184,896	7	-2,73(2); -2,52(5); -2,38(12); -2,39(13); -2,38(14)	-2,73
3187,171	333	-1,96(13)	-1,96
3188,026		-1,65(13)	-1,65
3188,567	159	-1,44(5); -0,94(11); -1,15(13); -1,21(14)	-1,19
3188,819	159	-1,09(5); -0,72(11); -0,71(13); -0,94(14)	-0,91
3190,020	259	-1,56(11); -1,81(13); -1,69(14)	-1,65
3190,651	548	-1,13(13); -1,11(14)	-1,12
3190,816	548	-1,18(13); -0,89(14)	-1,04
3191,116	258	-1,79(13)	-1,79
3191,660	8	-2,71(2); -2,54(5); -2,33(12); -2,36(13); -2,35(14)	-2,71
3192,417	100	-2,14(13)	-2,14
3192,799	155	-0,55(4); -0,75(5); -0,54(11); -0,72(12); -0,40(13)	-0,60
3193,227	7	-2,36(2); -2,20(5); -2,36(9); -2,11(12); -1,68(14)	-2,36
3193,303	159	-0,46(14)	-0,46
3194,422	155	-1,31(4); -1,11(11); -1,26(13); -1,32(14)	-1,25
3196,147	333	-0,71(11); -0,80(13)	-0,74
3196,930	155	-0,02(4); +0,04(9); +0,05(11); -0,16(12); -0,02(13); -0,11(14)	+0,04
3197,521	711	-1,25(13)	-1,25
3198,266	258	-2,12(13)	-2,12
3199,530	156	-0,47(4); -0,47(9); -0,54(10); -0,38(11); -0,42(12); -0,36(13); -0,66(14)	-0,47
3200,475	155	-0,34(4); -0,69(5); -0,29(9); -0,20(11); -0,36(12);	-0,29

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мульти-плета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3200,785	8	-0,27(13); -0,40(14)	
3202,562	547	-3,34(5); -3,25(13)	-3,31
3205,400	155	-0,97(11); -0,98(13); -1,04(14)	-0,98
3207,089	159	-0,63(4); -0,37(9); -0,37(10); -0,29(11); -0,51(12);	-0,37
3207,649	382	-0,30(13); -0,52(14)	
3208,470	711	-1,63(9); -1,55(11); -1,60(13)	-1,62
3209,290	711	-2,52(13)	-2,52
3210,230	159	-0,30(11); -0,44(13); -0,86(14)	-0,50
3210,830	156	+0,02(11); -0,83(13); -0,74(14)	+0,02
3211,487	162	-0,62(11); -0,72(13); -0,96(14)	-0,73
3211,683	711	-0,55(4); -0,37(11); -0,75(12); -0,40(13); -0,58(14)	-0,46
3211,872	98	-0,94(13); -0,96(14)	-0,95
3211,989	158	+0,16(11); +0,17(13); -0,16(14)	-0,08
3214,044	156	-1,13(13)	-1,13
3214,396	7	-0,01(11); -0,43(12); -0,30(13)	-0,10
3215,940	156	-0,02(4); +0,06(9); +0,17(11); +0,24(12); -0,04(13);	+0,06
3217,380	157	+0,03(14)	
3219,581	156	-2,37(12); -2,45(13); -2,13(14)	-2,33
3219,806	158	-0,44(4); -0,23(9); -0,30(10); -0,27(11); -0,76(12);	-0,30
3221,931	156	-0,40(13); -0,48(14)	
3222,069	156	-0,56(9); -0,62(10); -0,52(11); -0,98(12); -0,61(13);	-0,56
3223,273	51	-0,74(14)	
3223,480	27	-0,33(4); -0,20(9); -0,23(11); -0,50(12); -0,27(13);	-0,24
3223,844	155	-0,32(14)	
3225,789	8	-0,33(11); -0,79(12); -0,43(13); -0,49(14)	-0,33
3227,063	156	-2,06(4)	-2,06
3227,798	157	+0,03(4); -0,39(9); -0,03(12); -0,03(13); +0,05(14)	0,00
3228,003	379	-3,02(13)	-3,02
3228,254	157	-1,88(13); -1,48(14)	-1,68
3228,900	157	-2,06(13)	-2,06
3229,122	8	+0,24(4); +0,18(10); +0,16(12); +0,17(13); +0,23(14)	+0,20
3229,595	333	-3,83(13)	-3,83
3229,994	546	-1,42(4); -1,34(11); -1,51(13)	-1,42
3230,210	158	+0,05(9); -0,26(11); -0,24(13)	+0,00
3230,963	157	-0,74(13)	-0,74
3231,576	50	-0,82(9); -0,79(13); -0,86(14)	-0,82
3232,155	258	-1,24(13); -1,37(14)	-1,30
3233,053	620	-2,89(13); -2,76(14)	-2,82
3233,967	158	-1,64(13); -1,62(14)	-1,63
3234,614	8	-0,25(9); -0,59(13); -0,61(14)	-0,25
3235,312	309	-0,96(9); -0,75(13); -1,00(14)	-0,96
3235,592	308	-0,53(9); -0,63(10); -0,50(11); -0,78(12); -0,54(13);	-0,55
3235,833	308	-0,75(14)	
3236,223	7	-2,82(13)	-2,82
3237,234	256	-0,02(9); -0,06(10); +0,05(11); -0,10(13); 0,00(14);	-0,02
3238,313	545	-0,01(17)	
3239,029	142	-0,53(9); -0,66(10); -0,52(11); -0,80(12); -0,55(13);	-0,57
3239,436	157	-0,68(14)	
3240,122	158	-2,89(11); -2,36(13); -1,93(14)	-2,55
3241,502	27	-3,08(13)	-3,08
3242,268	255	-2,20(13)	-2,20
3243,109	192	-2,44(13)	-2,44
3243,406	710	-2,45(13); -2,26(14)	-2,35
3244,190	156	-2,69(13)	-2,69
3246,005	8	-2,55(13)	-2,55
3246,482	252	-2,29(13)	-2,29
3246,962	95	-0,26(9); -0,25(10); -0,23(11); -0,08(12); -0,29(13);	-0,25
		-0,38(14)	
		-2,45(13)	-2,45
		-4,32(13)	-4,32
		-2,61(13)	-2,61
		-2,08(13)	-2,08
		-0,83(11); -0,94(13); -1,05(14)	-0,91
		-0,42(4); -0,30(11); -0,24(12); -0,33(13); -0,45(14)	-0,36
		-2,88(11); -2,65(13); -2,46(14)	-2,66
		-1,43(13); -1,27(14)	-1,35
		-1,47(9); -1,29(13); -1,06(14)	-1,40

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мульти-плета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3247,278	157	-1,24(13); -1,09(14)	-1,17
3248,206	157	-0,91(9); -0,73(10); -0,70(11); -0,70(13); -0,83(14)	-0,76
3249,037	308	-2,50(13)	-2,50
3249,191	253	-1,58(11); -1,64(13); -1,39(14)	-1,56
3249,504	51	-3,72(13)	-3,72
3250,394	379	-1,66(13)	-1,66
3250,625	95	-1,50(11); -1,58(13); -1,50(14)	-1,52
3251,236	93	-1,17(11); -1,37(13); -1,15(14)	-1,20
3252,916	252	-1,32(11); -1,37(13); -1,21(14)	-1,32
3253,610	681	-0,74(10); -0,75(11)	-0,74
3253,949	257	-1,77(13); -1,38(14)	-1,58
3254,363	620	-0,13(9); -0,09(10); -0,03(11); -0,11(13); -0,01(14); +0,16(17)	-0,09
3254,734	308	-2,00(13)	-2,00
3257,244	451	-1,30(13); -1,20(14)	-1,30
3257,594	90	-1,09(9); -1,20(11); -1,18(13); -1,07(14)	-1,15
3259,991	157	-1,29(11); -1,30(13); -1,38(14)	-1,32
3260,261	250	-1,63(13); -1,30(14)	-1,46
3261,332	712	-1,11(11); -1,23(13)	-1,15
3262,009	710	-0,79(11); -1,19(13)	-0,90
3263,370	144	-1,87(11); -1,98(13); -1,49(14)	-1,84
3264,512	90	-1,40(11); -1,58(13); -1,34(14)	-1,42
3264,710	157	-2,10(13); -1,68(14)	-1,89
3265,047	8	-2,94(11); -2,80(13); -2,68(14)	-2,84
3265,618	91	-0,64(4); -0,59(9); -0,61(10); -0,60(11); -0,67(12); -0,62(13); -0,48(14)	-0,61
3268,234	95	-1,56(9); -1,49(11); -1,57(13); -1,42(14)	-1,52
3269,235	710	-0,80(11); -1,38(13)	-0,90
3269,416	95	-3,25(13)	-3,25
3269,964	90	-2,96(13)	-2,96
3271,001	91	-0,62(4); -0,50(9); -0,59(10); -0,60(11); -0,59(12); -0,61(13); -0,51(14)	-0,58
3271,487	680	-1,41(13); -1,35(14)	-1,38
3271,684	49	-2,65(13)	-2,65
3272,596	95	-3,12(13)	-3,12
3272,710	112	-1,30(11); -1,94(13)	-1,50
3274,227	95	-3,13(13)	-3,13
3274,453	710	-0,91(11); -0,94(13); -1,19(14)	-0,96
3275,685	308	-2,45(13)	-2,45
3275,848	450a	-2,60(13)	-2,60
3276,471	90	-1,76(11); -1,72(13); -1,60(14)	-1,72
3278,741	144	-1,53(9); -1,57(11); -1,56(13); -1,43(14)	-1,55
3279,739	449	-1,68(13)	-1,68
3280,261	620	-0,19(9); -0,15(10); -0,12(11); -0,12(13); -0,11(14)	-0,15
3280,763	451	-3,28(13)	-3,28
3281,824	50	-3,56(13)	-3,56
3282,720	449	-2,41(13)	-2,41
3282,891	680	-0,73(9); -0,76(10); -0,74(11); -0,62(13); -0,77(14)	-0,74
3283,430	27	-3,99(13)	-3,99
3284,589	91	-1,36(4); -1,63(9); -1,41(10); -1,37(11); -1,43(13); -1,38(14)	-1,43
3285,200	396	-1,04(11); -1,79(13)	-1,04
3286,022	90	-2,13(13); -1,45(14)	-2,00
3286,444	710	-1,15(13)	-1,15
3286,754	91	-0,19(4); -0,27(11); -0,30(12); -0,34(13); -0,09(14)	-0,23
3287,117	396	-1,46(13)	-1,46
3288,651	144	-2,18(13)	-2,18
3288,967	90	-2,11(13); -1,84(14)	-1,98
3289,442	380	-1,87(13)	-1,87
3290,000		-1,30(11)	-1,30
3290,714	90	-2,38(13)	-2,38
3290,990	95	-1,62(9); -1,36(10); -1,34(13); -1,22(14)	-1,38
3292,022	680	-0,19(9); -0,18(10); -0,20(11); -0,20(13); -0,24(14)	-0,19
3292,591	91	-0,99(9); -0,94(10); -0,87(11); -0,96(13); -0,84(14)	-0,94
3293,142	51	-3,22(13)	-3,22
3296,467	250	-2,13(13); -1,74(14)	-1,94
3296,806	619	-2,17(13)	-2,17
3298,133	90	-1,34(9); -1,24(10); -1,20(11); -1,24(13); -1,10(14)	-1,24

Т а б л и ц а 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплетта	Величины $I_g gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $I_g gf$
1	2	3	4
3298,537	710	-2,23(13)	-2,23
3299,509	49	-3,74(13)	-3,74
3301,227	380	-1,98(13); -1,64(14)	-1,81
3303,574	449	-1,49(13)	-1,49
3304,346	710	-2,37(13)	-2,37
3305,972	91	-0,29(4); -0,48(9); -0,35(10); -0,45(11); -0,27(12); -0,44(13); -0,28(14)	-0,36
3306,356	91	-0,24(4); -0,44(9); -0,39(11); -0,08(12); -0,39(13); -0,05(14)	-0,31
3307,008	450	-1,87(13)	-1,87
3307,234	617	-0,76(9); -0,51(10); -0,45(11); -0,49(13); -0,47(14)	-0,51
3308,761	190	-2,65(13)	-2,65
3310,347	449	-1,04(11); -1,15(13); -1,08(14)	-1,08
3310,496	679	-1,12(13); -1,13(14)	-1,12
3311,451	27	-4,57(13)	-4,57
3312,224	450a	-2,27(13)	-2,27
3313,723	50	-3,74(13)	-3,74
3314,070	736	-1,94(13)	-1,94
3314,441	250	-1,99(13)	-1,99
3314,742	680	-0,33(9); -0,23(10); -0,25(11); -0,24(13); -0,32(14)	-0,25
3315,164	618	-3,36(13)	-3,36
3317,121	139	-1,81(1); -1,77(9); -1,70(11); -1,71(13); -1,63(14)	-1,70
3319,258	449	-1,39(9); -1,37(11); -1,34(13); -1,38(14)	-1,37
3320,650	190	-2,06(13); -1,70(14)	-1,88
3320,779	396	-1,57(13); -1,56(14)	-1,57
3322,474	396	-1,03(9); -1,03(11); -1,15(13); -1,45(14)	-1,03
3323,738	379	-0,73(10); -0,71(11); -0,74(13); -0,62(14)	-0,72
3324,372	617	-1,66(13)	-1,66
3324,538	191	-1,42(11); -1,54(13); -1,38(14)	-1,44
3325,468	191	-1,64(9); -1,55(11); -1,55(13); -1,47(14)	-1,60
3327,497	190	-2,03(11); -2,24(13); -1,87(14)	-2,04
3327,961	86	-3,65(13)	-3,65
3328,867	617	-0,45(10); -2,78(11); -0,41(13); -0,36(14)	-0,45
3329,532	542a	-1,67(13)	-1,67
3329,970		-2,13(13)	-2,13
3330,316		-2,06(13)	-2,06
3331,613	191	-1,57(11); -1,67(13); -1,70(14)	-1,62
3331,778	144	-2,07(13); -1,61(14)	-1,84
3334,220	190	-1,83(11); -2,42(13); -1,73(14)	-1,93
3335,513	49	-3,58(13); -2,29(14)	-3,44
3335,770	379	-1,13(11); -1,06(13); -1,42(14)	-1,13
3336,254	618	-1,20(13); -1,07(14)	-1,14
3337,666	304	-1,14(10); -1,14(11); -1,15(13); -1,18(14)	-1,14
3338,638	396	-1,45(11); -1,42(13)	-1,45
3339,195	190	-1,82(11); -1,84(13); -1,71(14)	-1,81
3339,582	502	-1,70(13)	-1,70
3340,567	139	-1,50(11)	-1,50
3341,906	303	-1,29(13); -1,25(14)	-1,27
3342,216	137	-1,38(11); -1,70(13); -1,46(14)	-1,48
3342,298	378	-1,15(13); -1,48(14)	-1,32
3343,240	88	-3,29(13)	-3,29
3343,678	449	-1,80(13)	-1,80
3345,679	141	-3,71(13)	-3,71
3346,936	87	-2,35(11); -2,51(13); -2,09(14)	-2,33
3347,507	449	-2,58(13)	-2,58
3347,927	138	-1,53(10); -1,58(11); -1,61(13); -1,48(14)	-1,55
3349,739	377	-2,79(13)	-2,79
3350,284	191	-2,57(13)	-2,57
3351,524	89	-2,12(13); -1,84(14)	-1,98
3351,746	304	-1,39(11); -1,41(13); -1,36(14)	-1,39
3352,929	190	-2,67(13)	-2,67
3353,267	190	-2,39(13); -2,22(14)	-2,31
3354,064	378	-1,48(9); -1,35(11); -1,28(13); -1,41(14)	-1,40
3355,229	617	-0,45(10); -0,68(11); -0,34(12); -0,38(13); -0,44(14)	-0,45
3355,517	25	-4,12(13)	-4,12
3356,403	137	-1,69(11); -1,75(13); -1,76(14)	-1,71
3356,695		-1,79(13)	-1,79
3359,488	25	-2,90(13); -2,73(14)	-2,82

Т а б л и ц а 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3359,814	617	-1,12(11); -1,72(13); -1,45(14)	-1,35
3360,922	142	-2,67(13)	-2,67
3361,969	377	-2,05(13)	-2,05
3363,815	307	-2,43(13)	-2,43
3364,639	245	-2,76(13)	-2,76
3366,867	87	-1,46(13)	-1,46
3368,248	678	-1,86(13)	-1,86
3368,983	376	-2,77(13)	-2,77
3369,146	191	-2,52(13)	-2,52
3369,549	304	-0,55(10); -0,66(11); -0,57(12); -0,35(13); -0,40(14)	-0,58
3370,785	304	-0,31(10); -0,24(11); -0,40(12); -0,26(13); -0,19(14)	-0,31
3372,074	83	-2,07(9); -1,96(11); -1,89(13); -1,83(14)	-1,99
3372,352	447	-2,84(13)	-2,84
3373,874	303	-2,27(13); -1,86(14)	-2,06
3374,176	89	-2,21(14)	-2,21
3375,724		-3,06(13)	-3,06
3378,676	301	-0,98(11); -0,85(13); -0,86(14)	-0,92
3379,021	85	-1,38(4); -1,37(11); -1,34(13); -1,29(14)	-1,36
3380,112	304	-0,67(10); -0,65(11); -0,63(13); -0,54(14)	-0,66
3381,340	376	-1,75(11); -1,81(13); -1,59(14)	-1,73
3381,990		-2,52(13)	-2,52
3382,404	84	-1,85(9); -1,90(11); -1,99(13); -1,86(14)	-1,87
3383,387	245	-3,07(13)	-3,07
3383,692	85	-1,41(4); -1,44(13); -1,38(14)	-1,41
3383,981	83	-1,00(10); -1,00(11); -0,93(12); -1,07(13); -0,97(14)	-1,00
3384,765	25	-4,19(13)	-4,19
3387,410	306	-1,44(11); -1,20(13); -1,33(14)	-1,38
3388,966	502	-1,94(13)	-1,94
3389,748	87	-2,12(11); -2,00(13); -1,77(14)	-2,02
3392,014	499	-1,10(13); -1,25(14)	-1,17
3392,306	83	-0,97(12); -1,16(13); -1,06(14)	-1,05
3392,654	85	-0,65(4); -0,60(10); -0,65(11); -0,61(12); -0,72(13); -0,55(14)	-0,63
3393,382	376	-1,81(13); -1,74(14)	-1,76
3390,623	376	-2,40(13)	-2,40
3393,915	136	-2,44(13)	-2,44
3394,085	188	-2,12(13)	-2,12
3394,585	81	-1,40(4); -1,34(10); -1,28(11); -1,28(13); -1,28(14)	-1,34
3395,080		-2,81(13)	-2,81
3396,386	25	-3,95(13)	-3,95
3396,977	26	-2,54(9); -2,51(11); -2,40(14)	-2,52
3397,221	503	-1,86(13)	-1,86
3397,640	26	-2,94(11); -2,79(13); -2,69(14)	-2,84
3398,220	304	-2,07(13); -1,70(14)	-1,89
3399,336	85	-0,59(4); -0,57(10); -0,64(11); -0,41(12); -0,63(13); -0,50(14)	-0,57
3400,662		-2,11(13)	-2,11
3401,007		-2,40(13)	-2,40
3401,520	26	-2,20(11); -2,08(13); -2,09(14)	-2,14
3402,256	614	-0,33(10); -0,36(11); -0,21(13); -0,32(14)	-0,33
3403,299	304	-1,60(13); -1,54(14)	-1,57
3404,356	83	-0,68(11); -0,60(12); -0,68(13); -0,61(14)	-0,65
3404,755	300	-2,10(13)	-2,10
3404,923	300	-2,39(13)	-2,39
3405,830	299	-1,74(13); -1,68(14)	-1,71
3406,442	676	-0,74(10); -0,64(13); -0,78(14)	-0,74
3406,802	85	-1,00(4); -0,82(9); -1,01(11); -1,07(13); -0,95(14)	-1,00
3407,461	83	-0,10(10); -0,29(11); -0,27(12); -0,40(13); 0,00(14)	-0,19
3409,218	614	-1,58(13); -1,58(14)	-1,53
3409,605	188	-3,15(13)	-3,15
3410,031	542	-1,57(13)	-1,57
3410,171	735	-0,54(10); -0,61(11); -0,43(13); -0,64(14)	-0,54
3410,905	25	-3,04(13); -2,85(14)	-2,95
3411,134	299	-2,14(13)	-2,14
3411,353	301	-1,13(10); -1,14(11); -0,96(13); -1,07(14)	-1,10
3413,134	85	-0,39(4); -0,44(10); -0,55(11); -0,39(12); -1,65(14)	-0,44
3414,564		-1,98(13)	-1,98
3415,532	83	-1,48(11); -1,38(13); -1,42(14)	-1,44
3416,679	142	-3,09(13)	-3,09

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3417,273	26	-3,27(9); -3,03(13)	-3,27
3417,843	81	-0,73(4); -0,66(10); -0,70(11); -0,58(12); -0,69(13); -0,53(14)	-0,70
3418,176	577	-1,45(13)	-1,45
3418,507	81	-0,81(4); -0,74(10); -0,77(11); -0,58(12); -0,77(13); -0,65(14)	-0,77
3418,905		-1,98(13)	-1,98
3419,154	576	-1,61(13)	-1,61
3419,706	377	-1,61(11); -1,51(13); -1,51(14)	-1,56
3422,499	444	-0,64(13); -0,96(14)	-0,80
3422,658	85	-0,86(4); -0,85(11); -0,89(12); -0,92(13); -0,80(14)	-0,86
3424,286	81	-0,78(4); -0,69(10); -0,76(11); -0,58(12); -0,70(13); -0,73(14)	-0,73
3425,009	541	-0,59(10); -0,62(11); -0,47(13); -0,64(14)	-0,60
3426,383	82	-1,17(4); -0,86(11); -0,99(12); -1,01(13)	-1,01
3426,637	82	-1,16(4); -0,98(12); -1,03(13); -0,90(14)	-1,14
3427,121	81	-0,23(4); -0,12(10); -0,36(11); -0,23(12); -0,31(13); -0,15(14)	-0,23
3428,195	81	-0,87(4); -0,83(10); -0,84(11); -0,91(12); -0,82(13); -0,70(14)	-0,85
3428,746	836	-0,77(9); -0,83(13); -1,37(14)	-0,80
3431,815	376	-1,22(11); -1,05(13); -1,21(14)	-1,18
3432,023	377	-2,21(13)	-2,21
3434,029	300	-2,21(13); -1,97(14)	-2,09
3436,045	614	-1,86(13)	-1,86
3437,046	539	-1,01(11); -0,82(13)	-0,95
3437,631	187	-2,90(13)	-2,90
3437,952	614	-0,94(11); -1,00(13); -1,08(14)	-0,99
3439,039	299	-1,84(13); -1,74(14)	-1,79
3440,607	6	-0,73(2); -0,35(12); -0,53(14)	-0,73
3440,990	6	-1,03(2); -1,05(7); -1,06(10); -1,22(12); -0,75(14)	-1,03
3442,364	134	-1,39(1); -1,22(11); -1,37(13); -1,25(14)	-1,39
3442,671	26	-2,46(13); -2,60(14)	-2,53
3443,878	6	-1,45(2); -1,43(10); -1,46(12); -1,08(14)	-1,45
3445,151	81	-0,58(4); -0,54(10); -0,64(11); -0,57(12); -0,60(13); -0,55(14)	-0,58
3446,791	244	-2,26(13)	-2,26
3446,947	26	-3,45(13)	-3,45
3447,280	82	-1,17(4); -1,14(10); -1,13(11); -1,15(12); -1,08(13); -1,13(14)	-1,14
3448,786	372	-2,50(13)	-2,50
3448,869	342	-2,46(13)	-2,46
3450,330	82	-1,07(4); -1,01(10); -1,05(11); -0,90(12); -1,03(13); -0,96(14)	-1,01
3451,628	139	-1,62(13); -1,61(14)	-1,62
3451,917	81	-1,08(4); -0,90(12); -1,01(13); -0,97(14)	-1,02
3452,276	25	-1,71(12); -1,84(13); -1,96(14)	-1,81
3453,022	301	-1,32(11); -1,10(13); -1,27(14)	-1,25
3457,090	835	-1,05(11); -1,04(13)	-1,05
3457,512	187	-2,85(13)	-2,85
3458,304	139	-1,42(11); -1,32(13); -1,33(14)	-1,40
3459,429	297	-1,51(13); -1,62(14)	-1,60
3459,911	501	-0,70(11); -0,67(13); -0,83(14)	-0,70
3462,354	79	-2,11(9); -2,14(11); -2,15(14)	-2,12
3462,808	373	-2,49(13)	-2,49
3463,304	48	-2,77(9); -2,66(13); -2,60(14)	-2,77
3464,914	241	-2,18(13); -2,06(14)	-2,12
3465,862	6	-1,25(2); -1,25(12); -0,94(14)	-1,25
3466,500	24	-2,65(13); -2,60(14)	-2,62
3468,847	242	-1,19(11); -1,23(13); -1,13(14)	-1,19
3469,012	614	-0,82(13); -0,90(14)	-0,86
3469,390	375	-2,46(13)	-2,46
3469,834	242	-1,57(11); -1,44(13); -1,51(14)	-1,55
3471,267	82	-1,42(4)	-1,42
3473,303		-1,31(13)	-1,31
3473,497	26	-3,38(13)	-3,38
3475,451	6	-1,14(2); -1,12(12); -0,81(14)	-1,14
3475,651	78	-0,82(13); -1,15(14)	-0,99

Т а б л и ц а 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мульти-плета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3475,867	186	-1,76(13); -2,25(17)	-2,20
3476,336	133	-2,11(13); -1,88(14)	-2,00
3476,704	6	-1,57(2); -1,49(3); -1,58(7); -1,49(10); -1,55(12); -1,21(14)	-1,57
3476,853	242	-1,09(14)	-1,09
3477,007	139	-1,33(14)	-1,33
3477,856	82	-1,99(4); -2,12(9); -2,00(11); -1,88(13); -2,02(14)	-2,00
3478,374	185	-2,72(13)	-2,72
3478,788	137	-2,49(13)	-2,49
3479,683	443	-2,13(13); -2,11(17)	-2,11
3481,558	132	-2,92(13)	-2,92
3483,009	24	-2,76(9); -3,05(11); -2,51(13); -2,70(14)	-2,76
3484,858	185	-2,43(13)	-2,43
3484,972	138	-1,99(13); -1,90(14)	-1,95
3485,342	78	-1,18(10); -1,20(11); -1,07(12); -1,15(13); -1,22(14)	-1,18
3486,556	79	-2,39(13); -2,30(14)	-2,35
3489,670	442	-0,84(11); -0,72(13); -0,82(14)	-0,82
3490,575	6	-1,18(2); -1,17(7); -1,16(12)	-1,18
3493,290	48	-2,95(8); -2,73(13)	-2,95
3493,698	297	-2,22(8)	-2,22
3494,170	137	-2,34(13); -1,98(14)	-2,16
3495,288	238	-0,92(1); -1,18(8); -0,90(10); -0,91(11); -0,82(12); -0,81(13); -0,77(14)	-0,92
3496,190	186	-3,39(17)	-3,39
3497,110	78	-0,84(10); -0,87(11); -0,94(12); -0,82(13); -0,90(14)	-0,84
3497,842	6	-1,66(2); -1,68(3); -1,58(10); -1,70(12); -1,51(13); -1,38(14)	-1,66
3500,164	327	-2,61(13)	-2,61
3500,560	238	-1,67(8); -1,79(11); -1,28(13); -1,38(14)	-1,73
3504,455	371	-2,23(13)	-2,23
3504,864	131	-2,10(8); -1,81(13); -1,82(14)	-2,10
3505,065	498	-1,37(8); -0,96(13); -1,15(14)	-1,37
3506,500	130	-1,35(8); -1,17(10); -1,51(11); -1,00(12); -1,23(13); -1,13(14)	-1,30
3507,139	835	-1,24(13); -1,65(14)	-1,45
3508,490	422	-1,03(8); -1,22(11); -0,65(13); -0,82(14)	-1,12
3509,120	326	-2,22(8); -1,88(13)	-2,15
3509,736	327	-1,88(13)	-1,88
3509,870	78	-2,10(8); -1,85(13); -1,78(14)	-2,10
3510,440	139	-1,70(8); -1,86(11); -1,44(14)	-1,78
3511,748	238	-2,52(8); -2,05(13); -2,09(14)	-2,40
3512,239	326	-1,67(8); -1,57(13)	-1,65
3512,970	501	-1,66(13)	-1,66
3513,065	48	-2,59(8); -2,41(13); -2,33(14)	-2,55
3513,820	24	-1,16(1); -1,16(5); -1,15(10); -0,31(11); -0,97(12); -0,89(14)	-1,16
3514,626	183	-2,21(8); -1,99(13)	-2,16
3516,400	442	-1,36(8); -1,31(11); -0,91(13); -1,04(14)	-1,33
3516,550	326	-1,56(8); -1,25(13)	-1,48
3518,680	327	-1,79(8); -1,46(13); -1,77(14)	-1,75
3518,860	78	-2,17(8); -2,34(11); -1,86(13); -2,10(14)	-2,25
3520,855	238	-2,01(8); -1,67(13); -1,74(14)	-1,90
3521,263	24	-0,96(5); -0,17(11); -0,98(12); -0,74(14)	-0,90
3521,833	78	-1,81(8); -1,10(10); -1,51(13); -1,71(14)	-1,50
3522,268	326	-1,28(8); -1,00(13); -1,36(14)	-1,25
3522,896	330	-1,66(8); -1,65(13); -1,84(14)	-1,70
3523,300	326	-1,47(8); -1,27(13); -1,65(14)	-1,47
3524,075	239	-1,33(8); -1,14(10); -1,05(13); -1,01(14)	-1,14
3524,242	130	-1,43(8); -1,23(10); -1,14(13); -1,32(14)	-1,23
3525,856	329	-1,40(13)	-1,40
3526,042	6	-1,85(3); -1,86(12); -1,87(13)	-1,85
3526,168	24	-1,27(5); -1,47(12)	-1,33
3526,377	326	-0,25(13); -0,33(14)	-0,29
3526,470	131	-0,77(13)	-0,77
3526,673	326	-0,27(13); -0,58(14)	-0,43
3527,792	326	-0,69(8); -0,56(10); -0,57(11); -0,52(13); -0,87(14)	-0,58
3528,316		-3,32(13)	-3,32
3528,942	23	-4,67(13)	-4,67

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплетта	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3529,531	537	-1,74(13)	-1,74
3529,818	326	-0,49(10); -0,53(11); -0,42(13); -0,74(14)	-0,51
3530,385	326	-1,21(8); -1,01(11); -0,92(13)	-1,11
3531,446	182	-2,48(8); -2,23(13); -2,05(14)	-2,40
3533,008	326	-0,38(13); -0,54(14)	-0,46
3533,201	326	-0,48(12); -0,09(13); -0,35(14)	-0,41
3534,530	811	-1,53(8); -1,33(13); -1,47(14)	-1,50
3534,914	48	-2,99(8); -2,71(13); -2,62(14)	-2,90
3536,556	326	-0,12(10); -0,03(11); -0,04(12); -0,02(13); -0,18(14)	-0,12
3537,491	239	-1,82(8); -1,59(13); -1,53(14)	-1,87
3537,729	239	-1,31(8); -1,15(13); -1,04(14)	-1,20
3537,896	327	-0,92(8); -0,78(13); -1,14(14)	-0,92
3538,310	775	-1,51(13); -1,66(14)	-1,58
3538,550	137	-2,38(13); -2,04(14)	-2,21
3538,790	811	-1,82(13); -1,89(17)	-1,88
3540,121	329	-1,31(8); -0,83(10); -0,85(11); -0,77(13); -1,09(14)	-0,85
3540,711	23	-2,75(8); -2,48(13); -2,29(14)	-2,65
3541,083	326	+0,01(10); +0,08(11); +0,03(12); +0,10(13); -0,11(14)	+0,01
3542,076	326	0,00(10); +0,05(11); 0,00(12); +0,10(13); -0,16(14)	0,00
3543,392	183	-2,29(8); -2,17(13); -1,94(14)	-2,23
3543,669	734	-0,95(8); -0,76(11); -0,67(13); -0,81(14)	-0,86
3544,631	239	-1,95(8); -1,67(9); -1,70(11); -1,64(13); -1,68(14)	-1,77
3545,639	321	-0,72(4); -0,68(11); -0,66(13); -0,74(14)	-0,70
3545,832	536	-1,29(13); -0,94(14)	-1,11
3546,210	183	-2,67(13)	-2,67
3547,203	321	-1,46(4); -1,44(11); -1,37(13); -1,29(14)	-1,45
3548,037	496	-1,34(9); -1,38(11); -1,34(13); -1,34(14)	-1,34
3549,868	48	-2,60(8); -2,40(9); -2,42(11); -2,30(13); -2,37(14)	-2,47
3551,114	321	-2,50(8); -2,31(13)	-2,45
3552,112	499	-1,48(8); -1,32(13); -1,23(14)	-1,42
3552,420	182	-2,73(13)	-2,73
3552,828	321	-0,95(4); -1,01(8); -0,91(10); -0,91(11); -0,82(13); -1,11(14)	-0,95
3553,741	810	0,00(10); -0,17(12); +0,19(13); +0,15(14)	0,00
3554,120	23	-2,16(13); -2,21(14)	-2,18
3554,500	325	-1,15(13); -0,97(14)	-1,06
3554,922	326	+0,32(11); +0,11(12); +0,38(13); +0,27(14)	+0,25
3556,680	325	-1,31(13)	-1,31
3556,877	327	-0,14(10); -0,16(11); -0,09(13); -0,41(14)	-0,14
3558,517	24	-0,73(5); -0,72(7); -0,65(12); -1,10(13); -0,44(14)	-0,73
3559,506	498	-1,11(8); -1,01(10); -1,30(11); -0,86(13); -0,69(14)	-1,01
3560,076	321	-2,34(8); -2,23(13)	-2,30
3560,705	675	-1,11(8); -1,00(10); -1,32(11); -0,90(13); -1,01(14)	-1,00
3562,269		-2,11(13)	-2,11
3564,110	48	-2,95(8); -2,58(13); -2,61(14)	-2,86
3564,533	183	-1,89(13); -1,45(14)	-1,67
3565,381	24	-0,20(2); -0,16(5); -0,14(7); -0,19(10); -0,22(12)	-0,20
3565,583	321	-0,56(4); -0,23(13)	-0,40
3566,316	127	-1,86(8); -2,07(13); -2,09(14)	-1,92
3567,030	325	-1,16(8); -1,38(11); -1,07(13); -1,40(14)	-1,27
3567,360	183	-2,31(8); -2,12(13); -2,16(14)	-2,27
3568,420	321	-1,62(8); -1,56(13); -1,82(14)	-1,62
3568,828	673	-1,13(8); -1,06(13); -1,16(14)	-1,13
3568,978	294	-1,43(4); -1,38(8); -1,27(11); -1,16(13); -1,02(14)	-1,36
3570,100	24	+0,15(1); +0,15(2); +0,14(3); +0,05(5); +0,09(5); +0,15(10); +0,21(12)	+0,15
3570,243	326	+0,36(13)	+0,36
3571,226	46	-2,65(8); -2,43(13); -2,26(14)	-2,56
3571,995	321	-0,41(4); -0,40(10); -0,40(11); -0,34(13); -0,60(14)	-0,40
3572,600	325	-1,60(8); -1,50(13); -1,70(14)	-1,60
3573,400	673	-1,11(8); -0,95(13); -1,17(14)	-1,10
3573,896	611	-0,32(14)	-0,32
3574,256	574	-1,98(13)	-1,98
3575,118	321	-1,26(4); -1,29(13); -1,41(14)	-1,26
3575,249	322	-1,09(4); -1,03(13)	-1,08
3575,374	496	-0,76(11); -0,43(13); -0,53(14)	-0,68
3575,970	321	-1,18(4); -1,46(11); -1,12(13); -1,47(14)	-1,30
3576,760	613	-0,95(8); -1,14(11); -0,72(13); -0,52(14)	-0,95

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3578,380	321	-0,33(4); -1,54(8); -1,37(13); -1,78(14)	-1,54
3578,700	127	-1,89(8)	-1,89
3579,829	573	-1,73(13)	-1,73
3581,195	23	+0,41(1); +0,42(2); +0,40(3); +0,32(7); +0,39(9); +0,37(10); +0,37(12)	+0,41
3581,650	295	-1,38(13); -0,90(14)	-1,14
3581,816	497	-1,01(13); -1,07(14)	-1,04
3582,201	612	-0,41(10); -0,20(11); -0,33(13); -0,20(14)	-0,32
3582,560	181	-1,30(14)	-1,30
3582,690	328	-1,85(13)	-1,85
3583,337	574	-0,99(8); -0,73(11); -0,85(13); -0,99(14)	-0,86
3584,663	294	-0,36(12); -0,17(13); -0,10(14)	-0,30
3584,790	322	-1,14(13)	-1,14
3584,960	611	+0,03(13); -0,13(14)	-0,05
3585,193	438	-1,24(13)	-1,24
3585,321	23	-0,87(5); -1,13(7); -0,82(9); -0,96(12); -1,20(13); -0,71(14)	-0,90
3585,707	23	-1,19(1); -1,17(5); -1,34(9); -1,08(12); -1,34(13); -1,04(14)	-1,19
3586,114	611	0,00(12); +0,18(13); +0,16(14)	+0,05
3586,740	325	-1,31(13)	-1,31
3586,986	23	-0,81(5); -0,84(9); -0,88(10); -0,90(12); -1,18(13); -0,63(14)	-0,84
3587,240	325	-1,03(13); -1,29(14)	-1,16
3587,424	134	-1,55(13); -1,36(14)	-1,45
3587,750		-0,30(13); -0,84(14)	-0,57
3588,516	394	-1,34(13)	-1,34
3588,615	325	-0,72(13); -0,77(14)	-0,75
3588,918	322	-1,08(4); -1,12(13)	-1,08
3589,106	23	-2,12(1); -2,02(5); -1,82(12); -1,93(13); -1,56(14)	-2,12
3589,456	295	-1,61(13); -1,78(14)	-1,70
3589,586		-1,74(13)	-1,74
3590,086	440	-1,77(8); -1,74(13); -1,53(14)	-1,74
3590,990	573	-1,91(8); -1,78(13)	-1,89
3591,345	321	-1,92(8); -1,61(13); -1,77(14)	-1,86
3591,485	568	-1,57(8); -1,49(13); -1,66(14)	-1,57
3592,486	237	-2,56(8); -2,22(13); -2,01(14)	-2,42
3592,680	569	-1,52(8); -1,46(13)	-1,50
3592,881	77	-2,82(8); -2,69(13)	-2,80
3593,329	571	-1,52(8); -1,32(13); -1,71(14)	-1,52
3594,632	322	-0,46(4); -0,43(10); -0,45(11); -0,50(12); -0,37(13); -0,64(14)	-0,45
3595,308	322	-1,30(4); -1,38(8); -1,20(9); -1,25(11); -1,06(13); -1,56(14)	-1,28
3595,857	181	-2,55(8); -2,45(13); -2,27(14)	-2,50
3596,198	181	-2,04(1); -2,09(8); -1,85(9); -1,94(11); -1,98(13); -2,03(14)	-2,04
3597,050	569	-1,11(8); -1,08(11); -0,95(13); -1,62(14)	-1,10
3598,721	674	-1,51(8); -1,34(13)	-1,47
3598,980	322	-1,85(13)	-1,85
3599,624	809	-0,69(8); -0,63(10); -0,58(11); -0,53(13); -0,66(14)	-0,63
3602,100	322	-1,63(8);	-1,63
3602,460	322	-1,24(4); -1,64(13); -1,78(14)	-1,30
3602,534	324	-0,78(11); -0,77(13); -0,89(14)	-0,79
3602,774	370	-2,33(13)	-2,33
3603,207	295	-0,35(10); -0,39(11); -0,27(12); -0,34(13); -0,17(14)	-0,35
3603,572	181	-2,84(13)	-2,84
3603,673		-2,49(13); -2,48(17)	-2,48
3603,828	496	-1,10(8); -1,19(13); -1,03(14)	-1,10
3604,383	323	-1,85(13); -1,89(14)	-1,87
3604,701		-1,45(13)	-1,45
3605,206		-0,87(13)	-0,87
3605,450	294	-0,03(10); -0,05(11); -0,04(12); +0,08(13); +0,06(14)	-0,03
3606,682	294	+0,24(10); +0,02(11); +0,08(12); +0,10(13); +0,44(14)	+0,20
3608,140	325	-1,64(11); -1,17(13); -1,25(14)	-1,50
3608,861	23	-0,10(1); -0,10(2); -0,12(5); -0,09(9); -0,12(10); -0,33(12)	-0,10
3609,486	322	-1,90(13)	-1,90

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мульти-плекса	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3610,159	321	-0,03(4); -0,02(9); -0,04(10); 0,00(11); -0,07(12); +0,02(13); -0,13(14)	-0,03
3610,703	323	-1,47(8); -1,31(13); -0,47(14)	-1,47
3612,068	325	-0,85(10); -0,79(11)	-0,83
3612,940	46	-2,57(13); -2,57(14)	-2,57
3613,110	324	-1,81(8); -1,67(13); -1,92(14)	-1,81
3613,459	672	-1,14(8); -1,09(13)	-1,14
3613,612		-1,62(13); -1,72(14)	-1,67
3614,109		-1,26(13); -1,63(14)	-1,45
3614,711	395	-1,42(8); -1,11(13)	-1,34
3615,190	569	-1,57(8); -2,36(13)	-1,57
3615,665	46	-3,00(8); -2,76(13); -2,78(14)	-2,92
3615,959		-2,17(13)	-2,17
3616,162	569	-1,48(8); -1,49(13); -1,73(14)	-1,50
3616,326	132	-2,23(8); -2,33(13); -2,06(14)	-2,23
3617,788	496	-0,15(10); -0,12(11); -0,18(12); -0,09(13); 0,00(14)	-0,15
3618,285	324	-1,90(13)	-1,90
3618,392	295	-1,08(13); -0,73(14)	-0,91
3618,769	23	-0,02(2); +0,08(5); -0,01(9); -0,02(10); -0,12(12)	-0,02
3619,772	180	-3,16(13)	-3,16
3620,228	324	-1,87(8); -1,99(13)	-1,90
3620,880	323	-2,10(13)	-2,10
3621,464	294	+0,04(10); -0,12(11); -0,04(12); -0,14(13); +0,07(14)	0,00
3621,718	808	-0,97(13); -0,86(14)	-0,92
3622,001	295	-0,25(10); -0,23(11); -0,21(12); -0,23(13); -0,08(14)	-0,23
3623,188	180	-0,87(10); -0,90(11); -0,87(12); -0,89(13); -0,80(14)	-0,87
3623,440	233	-1,74(13); -1,63(14)	-1,69
3623,770	323	-1,20(13); -1,70(14)	-1,47
3624,056	570	-1,60(8); -1,65(13)	-1,60
3624,310	133	-2,07(8); -2,09(13); -2,00(14)	-2,07
3625,140	323	-0,85(11); -0,75(12); -0,89(13); -1,10(14)	-0,80
3627,060	808	-1,42(8); -1,49(13); -1,52(14)	-1,45
3628,094	77	-2,36(8); -2,15(9); -2,21(13); -2,34(14)	-2,25
3628,806	438	-2,37(8); -2,29(13); -2,12(14)	-2,32
3630,353	323	-1,07(8); -0,96(11); -1,05(13); -1,25(14)	-1,07
3631,100	322	-1,11(4); -0,41(13)	-1,00
3631,455	23	-0,04(1); -0,02(2); -0,03(9); -0,19(10); -0,38(12)	-0,04
3632,042	496	-0,46(10); -0,37(12); -0,15(13); -0,17(14)	-0,40
3632,558	437	-1,12(8); -1,07(13); -1,03(14)	-1,10
3632,980	135	-1,24(11); -1,60(13); -1,47(14)	-1,35
3633,087	390	-1,09(13)	-1,09
3633,833	440	-1,51(8); -1,43(13); -1,59(14)	-1,51
3634,326	389	-0,64(11); -0,92(13); -1,05(14)	-0,75
3635,190	490	-1,18(8); -1,21(13); -1,54(14)	-1,25
3636,186	77	-1,56(11); -1,51(14)	-1,55
3636,496	568	-1,50(13)	-1,50
3636,650	493	-1,40(14)	-1,40
3636,995	233	-1,66(8); -1,53(13); -1,50(14)	-1,60
3637,251	180	-1,98(8); -1,90(13); -2,03(14)	-1,98
3637,730	229	-2,56(13); -1,86(14)	-2,21
3637,862	385	-1,11(4); -1,10(8); -1,16(13); -1,46(14)	-1,12
3638,300	294	-0,43(10); -0,46(11); -0,33(12); -0,38(13); -0,35(14)	-0,43
3640,392	295	-0,17(10); -0,26(11); -0,10(12); -0,21(13); -0,02(14)	-0,17
3641,454	323	-2,37(8); -2,43(13); -1,97(14)	-2,37
3641,46	23	-0,11(5)	-0,11
3643,627	385	-0,86(4); -0,73(11); -0,96(13); -1,02(14)	-0,80
3643,716	233	-1,37(13)	-1,37
3643,810	46	-2,44(13)	-2,44
3644,300	5	-3,23(2)	-3,23
3644,600	235	-2,53(8)	-2,53
3644,798	570	-1,21(8); -1,21(13); -1,72(14)	-1,21
3645,090	323	-1,15(11); -1,36(13)	-1,20
3645,494	323	-1,53(13); -1,48(14)	-1,50
3645,822	496	-0,63(8); -0,60(10); -0,52(11); -0,48(12); -0,46(13); -0,48(14)	-0,60
3647,427	46	-2,10(13); -1,65(14)	-1,88
3647,844	23	-0,19(1); -0,18(2); -0,21(5); -0,22(7); -0,18(9); -0,18(10); -0,28(12)	-0,19

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3649,304	5	-3,26(2); -3,28(5); -2,78(13); -2,65(14)	-3,26
3649,509	291	-0,22(10); -0,22(11); -0,28(12); -0,21(13); -0,01(14)	-0,22
3649,699	391	-1,71(13)	-1,71
3650,031	394	-0,95(8); -0,69(13); -0,36(14)	-0,84
3650,281	180	-0,96(13); -0,90(14)	-0,93
3650,554		-1,43(13)	-1,43
3651,100	322	-1,62(4); -1,87(13)	-1,75
3651,470	295	-0,05(10); -0,15(11); +0,08(12); -0,08(13); +0,11(14)	-0,05
3652,256	494	-2,00(14)	-2,00
3653,352	229	-2,76(13)	-2,76
3653,763	180	-2,00(8); -1,97(13); -1,95(14)	-2,00
3654,660	77	-2,92(8); -2,84(13); -2,75(14)	-2,90
3655,467	369	-1,15(8); -1,02(10); -0,89(11); -0,97(13); -0,88(14)	-1,02
3656,227		-0,95(13); -1,36(14)	-1,16
3656,358	323	-2,22(13)	-2,22
3657,139	130	-2,01(8); -1,90(9); -1,57(11); -1,96(13); -1,92(14)	-1,90
3657,890	395	-1,42(8); -1,12(11); -1,22(13); -1,70(14)	-1,27
3658,025	438	-0,43(13)	-0,43
3658,550	231	-2,58(8); -2,54(13); -2,39(14)	-2,55
3659,519	180	-1,04(10); -1,06(11); -0,77(12); -1,07(13); -0,97(14)	-1,04
3660,330	323	-2,20(13)	-2,20
3661,360	179	-2,53(8); -2,52(13); -2,21(14)	-2,50
3663,250	439	-1,82(8); -1,60(13); -1,75(14)	-1,80
3663,458	231	-1,80(13); -1,96(14)	-1,88
3663,950	435	-2,06(8); -2,03(13); -1,98(14)	-2,05
3664,537	391	-1,30(8); -1,15(11); -1,13(13)	-1,22
3664,694	390	-1,61(8); -1,53(13); -1,65(14)	-1,60
3666,240	179	-1,90(11); -2,02(13)	-1,92
3666,944	46	-3,29(8); -3,29(13)	-3,29
3667,250	570	-0,87(8); -0,80(11); -0,76(13); -1,33(14)	-0,84
3667,990	569	-1,02(13); -1,60(14)	-1,31
3668,214	568	-1,36(8); -1,29(13); -1,70(14)	-1,36
3668,893	229	-2,55(8); -2,57(13)	-2,55
3669,151	437	-1,07(8); -0,95(13); -1,05(14)	-1,05
3669,523	291	-0,48(10); -0,47(11); -0,27(12); -0,40(13); -0,35(14)	-0,47
3670,071	435	-0,83(10); -0,72(14)	-0,83
3670,810	133	-1,95(8); -1,79(9); -1,97(13); -1,95(14)	-1,87
3671,510	570	-2,03(13)	-2,03
3671,689		-2,39(13); -2,18(14)	-2,28
3672,722	180	-2,23(8); -2,15(13); -2,18(14)	-2,23
3674,766	369	-1,47(8); -1,12(11); -1,27(13); -1,40(14)	-1,30
3675,434	229	-3,21(13)	-3,21
3675,694	391	-2,44(13); -2,34(14)	-2,39
3675,700	996	-1,47(8);	-1,47
3676,314	228	-0,99(1); -1,01(8); -1,02(10); -1,03(11); -1,02(13); -0,95(14)	-0,99
3676,879	389	-1,73(8); -1,86(13); -1,88(14)	-1,75
3677,309	773	-0,52(8); -0,52(13); -0,54(14)	-0,52
3677,477	125	-1,97(13); -1,97(14)	-1,97
3677,631	291	-0,19(10); -0,24(11); -0,14(12); -0,19(13); -0,11(14)	-0,19
3678,862	131	-1,42(8); -1,43(10); -1,38(11); -1,48(13); -1,55(14)	-1,43
3678,980	124	-2,41(13)	-2,41
3679,915	5	-1,60(1); -1,60(2); -1,58(3); -1,62(5); -1,45(7); -1,59(9); -1,61(10); -1,34(12); -1,23(14)	-1,60
3680,675	568	-0,64(11); -0,84(13)	-0,70
3681,227		-1,36(13); -1,58(14)	-1,47
3681,651	390	-1,71(8); -1,68(13)	-1,70
3682,226	772	+0,12(10); +0,26(11); +0,26(12); +0,32(13); +0,05(14)	+0,15
3683,056	5	-2,59(2); -2,22(3); -2,64(5); -2,57(9); -2,56(10); -2,19(12); -2,45(13); -2,29(14)	-2,59
3683,616	130	-2,62(13); -2,36(14)	-2,49
3684,110	292	-0,43(10); -0,46(11); -0,45(12); -0,43(13); -0,30(14)	-0,43
3685,998	385	-0,31(4); -0,36(10); -0,27(11); -0,23(12); -0,26(13)	-0,31
3686,260	131	-1,69(8); -1,73(13); -1,60(14)	-1,69
3687,090	75	-1,69(8); -1,82(13); -1,87(14)	-1,75
3687,459	21	-0,83(1); -0,83(2); -0,89(5); -0,80(9); -0,78(10); -0,67(12); -1,16(13); -0,62(14)	-0,83
3687,656	291	-0,49(13); -0,65(14)	-0,57

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мульти-плета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3688,198		-2,10(13)	-2,10
3688,476	669	-1,00(8); -1,10(13); -1,60(14)	-1,10
3688,900	179	-2,21(8)	-2,21
3689,010	178	-2,20(8); -3,03(13)	-2,40
3689,457	386	-0,29(11); -0,23(12); -0,25(13); -0,54(14)	-0,26
3689,897	533	-1,59(8); -2,08(13)	-1,70
3690,450	497	-1,21(13); -1,53(14)	-1,37
3690,730	807	-0,36(10); -0,36(11); -0,34(13); -0,39(14)	-0,30
3693,008	439	-1,55(8); -1,41(9); -1,32(13); -1,48(14)	-1,48
3694,005	394	-0,12(10); -0,08(11); +0,13(12); +0,03(13)	-0,08
3695,054	229	-0,78(11); -0,70(12); -0,81(13); -0,60(14)	-0,78
3695,507	225	-2,72(13); -2,84(14)	-2,78
3696,030	128	-3,38(13)	-3,38
3697,426	389	-0,66(10); -0,65(11); -0,96(14)	-0,66
3698,611	491	-1,33(8); -1,39(10); -1,20(11); -1,16(13); -1,29(14)	-1,33
3699,147	490	-1,61(8); -1,26(10); -1,66(13); -1,87(14)	-1,50
3701,086	385	-0,15(4); -0,16(10); -0,13(11); +0,20(12); +0,19(13)	-0,15
3702,033	369	-1,23(8); -1,22(10); -1,20(11); -0,96(13); -1,01(14)	-1,22
3702,500	46	-2,53(11); -2,36(13); -2,28(14)	-2,45
3703,556	291	-0,72(11); -0,90(13); -0,89(14)	-0,80
3703,697	389	-1,01(8); -0,76(13); -1,13(14)	-1,01
3703,824	369	-1,23(8); -0,90(13); -0,90(14)	-1,17
3704,021	395	-1,89(8); -1,84(13); -1,52(14)	-1,80
3704,464	290	-0,73(10); -0,69(11); -0,63(12); -0,41(13); -0,53(14)	-0,68
3705,567	5	-1,33(1); -1,31(2); -1,37(3); -1,32(5); -1,30(7); -1,33(9); -1,35(10); -1,21(12); -1,11(14)	-1,33
3707,048	385	-0,46(4); -0,41(11); -0,21(13)	-0,43
3707,458	229	-2,02(13)	-2,02
3707,578	978	-0,41(13)	-0,41
3707,823	5	-2,41(2); -2,07(3); -2,47(5); -2,41(9); -1,72(12)	-2,41
3707,922	76	-0,18(13)	-0,18
3708,600	178	-2,19(13)	-2,19
3709,248	21	-0,65(1); -0,65(2); -0,64(5); -0,60(7); -0,66(9); -0,63(10); -0,63(12); -0,58(14)	-0,65
3709,535	435	-0,98(13); -0,82(14)	-0,90
3709,665	225	-1,60(13)	-1,60
3711,224	228	-1,29(8); -1,08(11); -1,11(13); -1,07(14)	-1,18
3711,411	494	-1,21(8); -0,85(13); -1,01(14)	-1,11
3715,914	124	-1,57(1); -1,56(8); -1,52(10); -1,51(11); -1,36(13); -1,46(14)	-1,57
3716,442	388	-0,41(11); -0,25(12); -0,18(13); -0,54(14)	-0,38
3717,837	706	-2,47(13)	-2,47
3718,409	292	-1,15(8); -1,20(10); -1,05(11); -1,00(13); -0,99(14)	-1,15
3719,937	5	-0,43(1); -0,43(2); -0,46(5); -0,42(7); -0,43(9); -0,42(10); -0,26(12); -0,70(18)	-0,43
3721,278	705	-0,68(13)	-0,68
3721,396	131	-1,72(13); -1,54(14)	-1,63
3721,500	389	-0,82(13)	-0,82
3721,606	437	-0,98(13); -0,90(14)	-0,94
3722,020	291	-1,36(13)	-1,36
3722,564	5	-1,29(1); -1,28(2); -1,29(3); -1,28(5); -1,24(7); -1,27(9); -1,33(10); -1,19(12); -1,04(14)	-1,29
3724,380	124	-0,84(10); -0,89(11); -0,91(12); -0,53(13); -0,82(14)	-0,85
3725,498	534	-1,64(8); -1,61(9); -1,60(10); -1,42(11); -1,39(13); -1,40(14)	-1,60
3726,927	385	-0,49(4); -0,47(8); -0,22(11); -0,91(12); -0,21(13); -0,55(14)	-0,39
3727,096	387	-0,69(8); -0,05(9); -0,42(13); -0,70(14)	-0,60
3737,621	21	-0,63(1); -0,61(2); -0,62(5); -0,61(7); -0,63(9); -0,58(10); -0,65(12)	-0,63
3728,670	227	-1,75(8); -1,63(11); -1,65(13); -1,59(14)	-1,69
3730,388	533	-0,69(8); -0,67(10); -0,64(11); -0,45(13); -0,55(14)	-0,67
3730,945	228	-1,34(8); -1,30(10); -1,30(11); -1,29(13); -1,19(14)	-1,30
3731,376	225	-1,45(1); -1,42(8); -1,43(10); -1,39(11); -1,41(13); -1,23(14)	-1,45
3732,399	76	-0,63(10); -0,66(11); -0,76(12); -0,46(13); -0,56(14)	-0,63
3733,319	5	-1,40(2); -1,35(3); -1,44(5); -1,55(7); -1,41(9); -1,41(10); -1,25(12); -1,17(14)	-1,40

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3734,866	21	+0,32(1); +0,31(2); +0,23(3); +0,38(5); +0,24(7); +0,25(9); +0,31(10); +0,38(12)	+0,32
3735,325	388	-0,50(8); +0,03(13)	-0,40
3737,133	5	-0,57(1); -0,59(2); -0,57(5); -0,58(7); -0,58(9); -0,57(10); -0,71(12)	-0,57
3738,308	609	-0,11(10); -0,05(11); -0,34(12); +0,12(13); 0,00(14); -0,15(17)	-0,11
3739,120	75	-2,27(8); -2,28(13); -2,25(14)	-2,27
3739,317	74	-2,38(8); -2,39(13)	-2,38
3740,061	707	-1,19(13); -1,32(14)	-1,26
3740,247	667	-0,72(8); -0,72(10); -0,67(11); -0,65(13)	-0,72
3741,486	701	-1,92(13); -1,79(14)	-1,86
3742,151	978	-1,13(13)	-1,13
3742,621	387	-0,84(8); -0,82(10); -0,83(11); -0,41(13)	-0,82
3742,930	704	-1,52(13)	-1,52
3743,364	21	-0,78(1); -0,80(5); -0,77(7); -0,83(9); -0,74(12); -0,84(13); -0,67(14)	-0,78
3744,105	385	-0,83(4); -0,79(8); -0,76(10); -0,76(11); -0,58(13)	-0,76
3745,562	5	-0,77(1); -0,77(2); -0,87(3); -0,73(5); -0,78(9); -0,78(10); -0,66(12)	-0,77
3745,901	5	-1,34(1); -1,37(2); -1,25(3); -1,34(5); -1,38(9); -1,34(10); -1,31(12); -1,18(14)	-1,34
3746,486	73	-2,22(8); -2,18(13); -1,98(14)	-2,20
3746,931	386	-0,63(8); -0,57(11); -0,49(13); -0,69(14)	-0,60
3748,264	5	-1,02(1); -1,04(2); -1,11(3); -1,05(5); -1,06(7); -1,03(9); -1,04(10); -1,01(12); -0,95(14)	-1,02
3748,969	386	-0,31(13); -0,82(14)	-0,57
3749,488	21	+0,16(1); +0,14(2); +0,27(3); +0,25(5); +0,13(7); +0,09(9); +0,16(10); +0,14(12)	+0,16
3750,677	225	-2,28(13); -1,67(14)	-1,98
3751,059	667	-2,00(8)	-2,00
3751,820	287	-2,21(8); -2,01(13); -1,83(14)	-2,10
3752,420	385	-1,45(4); -1,55(9); -1,47(13); -1,54(14)	-1,50
3753,154	177	-2,62(8); -2,44(13); -2,30(14)	-2,55
3753,613	73	-1,06(8); -1,03(10); -0,99(11); -1,05(12); -0,87(13); -1,02(14)	-1,03
3754,506	386	-1,43(8); -1,33(11); -1,25(13)	-1,38
3756,069	74	-2,15(8); -2,09(9); -2,08(11); -2,05(13); -2,10(14)	-2,10
3756,939	805	-0,44(8); -0,38(10); -0,36(11); -0,25(13); -0,26(14)	-0,38
3757,459	668	-1,23(8); -0,92(13); -1,03(14)	-1,15
3758,235	21	-0,03(1); -0,03(2); +0,08(5); +0,14(7); -0,06(9); -0,03(10); +0,03(12)	-0,03
3759,155	855	-1,11(13); -1,12(14)	-1,11
3759,597	701	-3,11(13)	-3,11
3760,052	177	-0,85(1); -0,90(8); -0,83(10); -0,85(11); -0,66(12); -0,71(13); -0,82(14)	-0,85
3760,533	76	-1,36(8); -1,33(10); -1,28(11); -1,46(12); -1,18(13); -1,26(14)	-1,33
3761,069	706	-2,23(13)	-2,23
3761,410	227	-1,98(8); -1,84(9); -1,74(11); -1,90(13); -1,81(14)	-1,85
3762,205	705	-1,19(8); -1,24(9); -1,35(10); -1,30(13)	-1,26
3763,791	21	-0,24(1); -0,22(2); -0,17(5); -0,24(7); -0,26(9); -0,23(10); -0,18(12)	-0,24
3765,541	608	+0,21(9); +0,40(10); +0,35(11); +0,46(12); +0,47(13); +0,44(14); +0,35(17)	+0,35
3766,092	226	-2,22(8); -2,23(13); -1,88(14)	-2,20
3766,665	386	-1,30(8); -1,21(13); -1,49(14)	-1,30
3767,194	21	-0,39(1); -0,40(2); -0,23(5); -0,47(7); -0,42(9); -0,39(10); -0,34(12)	-0,39
3768,030	73	-1,82(8); -1,79(13); -1,78(14)	-1,80
3768,230	368	-2,32(13)	-2,32
3769,995	387	-1,10(11); -1,25(14)	-1,12
3770,305	287	-1,47(8); -1,36(14)	-1,44
3771,473	607	-1,95(8); -1,83(13)	-1,92
3773,364	531	-2,26(8); -2,06(9); -2,04(13)	-2,16
3773,699	386	-1,54(8); -1,48(9); -1,43(11); -1,30(13)	-1,48
3774,827	73	-1,56(8); -1,56(10); -1,56(11); -1,70(12); -1,50(13); -1,43(14)	-1,56

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мульти-плета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3775,860	287	-2,56(8); -2,26(13); -1,95(14)	-2,45
3776,455	74	-1,61(8); -1,58(10); -1,53(11); -1,74(12); -1,48(13); -1,50(14)	-1,58
3777,061	432	-1,81(8); -1,77(9); -1,72(10); -1,66(13); -1,48(14)	-1,77
3777,452	223	-1,78(1); -1,70(8); -1,65(10); -1,74(11); -1,70(13); -1,61(14)	-1,78
3778,320	367	-1,90(8); -1,78(13); -1,61(14)	-1,85
3778,509	664	-0,98(8); -0,83(11); -0,84(13); -0,92(14)	-0,90
3778,699	73	-2,09(8); -2,09(13); -1,96(14)	-2,09
3779,213	290	-2,53(13)	-2,53
3779,444	665	-0,92(11)	-0,92
3781,188	74	-1,98(8); -1,93(11)	-1,95
3781,938	917	-1,37(8); -1,29(13); -1,06(14)	-1,30
3782,450	388	-1,81(8); -1,58(13)	-1,75
3782,608	491	-1,95(8); -1,80(13); -1,50(14)	-1,90
3785,706	608	-1,45(13); -1,32(14); -1,56(17)	-1,50
3785,950	177	-1,00(8); -0,91(11); -0,99(12); -0,95(13); -0,98(14)	-0,95
3786,176	367	-0,98(8); -0,92(13); -0,82(14)	-0,95
3786,678	22	-2,22(1); -2,22(8); -2,15(10); -2,20(11); -2,17(12); -1,98(13); -2,04(14)	-2,22
3787,164	916	-1,03(8); -1,08(10); -1,00(13); -0,95(14)	-1,05
3787,883	21	-0,86(1); -0,83(5); -1,03(7); -0,86(9); -0,86(10); -0,82(12); -0,75(14)	-0,86
3789,178	289	-1,31(8); -1,37(10); -1,28(11); -1,35(13); -1,24(14); -1,40(17)	-1,34
3789,570	226	-2,88(13)	-2,88
3789,808	702	-1,33(8); -1,30(13); -1,46(14)	-1,33
3790,094	22	-1,76(1); -1,75(5); -1,47(7); -1,68(10); -1,80(11); -1,85(12); -1,54(13); -1,59(14)	-1,76
3790,656	387	-1,88(13)	-1,88
3790,756	73	-1,96(13); -1,92(14)	-1,94
3791,504	223	-2,17(8); -2,19(13); -1,88(14)	-2,15
3791,730	703	-1,49(8); -1,67(13)	-1,54
3792,156	287	-1,50(8); -1,48(10); -1,41(11); -1,49(13); -1,33(14)	-1,47
3792,833	74	-2,49(8); -2,47(13); -2,22(14)	-2,47
3793,360	388	-1,77(13)	-1,77
3793,478	387	-1,21(13); -1,26(14)	-1,24
3793,872	367	-1,40(8); -1,49(13); -1,31(14)	-1,40
3794,340	177	-1,11(8); -1,11(10); -1,02(11); -0,97(12); -1,13(13); -1,09(14)	-1,10
3795,004	21	-0,76(1); -0,77(5); -0,76(7); -0,75(9); -0,73(10); -0,67(12); -0,77(14)	-0,76
3796,000	176	-3,21(13)	-3,21
3797,517	607	+0,06(11); +0,02(12); +0,13(13); 0,00(14)	+0,06
3797,950	222	-1,80(8); -2,12(13); -1,87(14)	-1,86
3798,513	21	-1,11(1); -1,17(5); -1,06(7); -1,30(9); -1,08(10); -1,09(12); -1,07(14)	-1,11
3799,550	21	-0,85(1); -0,84(5); -0,76(7); -0,94(9); -0,81(10); -0,85(12); -0,84(14)	-0,85
3801,682	367	-1,08(8); -0,86(11); -0,08(13); -0,93(14)	-1,00
3801,804	367	-1,41(13)	-1,41
3801,975	704	-1,11(8); -1,11(13); -1,48(14)	-1,14
3802,283	666	-1,37(8); -1,28(13); -1,17(14)	-1,35
3803,220	122	-3,88(13); -2,74(14)	-3,88
3804,013	702	-1,11(8); -1,14(10); -1,13(11); -1,14(13); -1,41(14)	-1,14
3805,345	608	+0,26(9); +0,27(10); +0,19(11); +0,42(12); +0,31(13); +0,26(14)	+0,27
3806,203	731	-1,00(8); -0,88(10); -0,86(13)	-0,88
3806,699	607	0,00(10); -0,02(11); +0,04(12); -0,08(13); 0,00(14)	0,00
3807,539	73	-1,12(8); -1,09(10); -1,07(11); -1,17(12); -1,02(13); -1,07(14)	-1,09
3808,286	489	-1,84(8); -1,98(13); -1,60(14)	-1,84
3808,731	222	-1,16(1); -1,13(8); -1,18(10); -1,10(11); -1,27(13); -1,12(14)	-1,16
3809,043	367	-2,07(8); -1,70(14)	-2,00
3810,759	665	-1,02(8); -0,93(10); -0,88(11); -0,89(13); -0,89(14)	-0,93
3811,050	223	-2,80(13)	-2,80
3811,892	287	-1,38(8); -1,33(10); -1,29(11); -1,47(13); -1,23(14)	-1,33

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мульти-плета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3812,966	22	-1,06(1); -1,06(5); -0,96(7); -1,03(9); -0,93(10); -1,07(12); -0,98(14)	-1,06
3813,638	283	-1,62(8); -1,63(10); -1,73(13); -1,51(14)	-1,63
3813,891	854	-0,90(8); -0,79(10); -0,89(13); -0,79(14)	-0,84
3814,525	22	-2,24(1); -2,36(5); -2,38(8); -2,32(10); -2,22(11); -2,20(13); -2,22(14)	-2,24
3814,785		-1,12(13); -1,23(14)	-1,17
3815,843	45	+0,09(4); +0,22(5); +0,19(6); +0,21(7); +0,24(9); +0,21(10); +0,17(12)	+0,21
3816,342	73	-1,52(8); -1,27(13); -1,34(14)	-1,48
3816,900	387	-1,05(13); -1,50(14)	-1,27
3817,650	701	-0,86(8); -0,84(11); -0,99(13); -1,24(14)	-0,87
3819,497	703	-1,40(8); -1,21(13); -1,24(14)	-1,35
3820,427	20	+0,12(1); +0,12(2); +0,10(3); +0,17(5); +0,21(7); +0,11(9); +0,12(10); +0,19(12)	+0,12
3821,181	608	+0,12(10); -0,49(11); +0,10(12); +0,26(13); +0,13(14); +0,19(17)	+0,15
3821,836	222	-1,17(8); -1,12(10); -0,99(11); -1,38(13); -1,08(14)	-1,12
3824,076	224	-1,81(13); -1,46(14)	-1,63
3824,300	607	+0,76(13);	+0,76
3824,446	4	-1,36(1); -1,36(2); -1,38(3); -1,42(5); -1,42(6); -1,15(7); -1,37(9); -1,43(12); -1,28(14)	-1,36
3825,400	123	-2,43(13); -1,70(14)	-2,06
3825,883	20	-0,04(1); -0,03(2); -0,04(5); -0,08(7); -0,07(9); -0,03(10); +0,02(12)	-0,04
3826,836	283	-1,72(8); -1,98(13); -1,53(14)	-1,72
3827,826	45	+0,06(1); +0,03(4); +0,13(5); +0,16(6); +0,04(7); +0,07(10); +0,11(12)	+0,06
3828,510	287	-2,18(13); -1,64(14)	-1,91
3829,125	948	-1,30(8); -1,34(13); -1,39(14)	-1,32
3829,458	663	-1,27(13); -1,12(14)	-1,20
3829,764	221	-2,06(8); -2,32(13); -2,20(14)	-2,11
3830,760	224	-1,98(13)	-1,98
3830,864	284	-1,35(11); -1,78(13)	-1,45
3833,310	221	-1,03(1); -1,09(8); -1,02(10); -0,93(11); -0,92(12); -1,10(13); -1,08(14)	-1,03
3834,224	20	-0,30(1); -0,30(2); -0,25(5); -0,38(7); -0,28(9); -0,31(10); -0,39(12)	-0,30
3836,332	664	-0,65(8); -0,44(10); -0,41(11); -0,47(13); -0,48(14)	-0,44
3837,137	222	-1,69(8); -1,81(10); -1,52(11); -1,90(13); -1,75(14)	-1,70
3839,258	529	-0,37(10); -0,39(11); -0,44(12); -0,38(13); -0,32(14)	-0,37
3839,630	995	-0,54(8); -1,19(13); -0,48(14)	-0,54
3840,440	20	-0,51(1); -0,53(2); -0,56(5); -0,53(7); -0,54(9); -0,51(10); -0,61(12)	-0,51
3841,050	45	-0,06(4); -0,03(5); +0,08(7); -0,04(9); -0,07(10); -0,09(12)	-0,06
3842,975	221	-2,54(13)	-2,54
3843,260	528	-0,26(10); -0,22(11); -0,17(12); -0,30(13); -0,17(14)	-0,26
3845,171	124	-1,47(8); -1,33(10); -1,39(11); -1,53(13); -1,36(14)	-1,40
3845,692	771	-1,22(8); -1,50(13); -1,49(14)	-1,29
3846,001	703	-1,28(8); -1,54(13)	-1,33
3846,412	804	-0,59(8); -0,68(13); -0,52(14)	-0,59
3846,802	664	-0,11(10); -0,08(11); -0,01(12); -0,13(13)	-0,09
3848,299	224	-2,23(10); -2,27(13); -2,09(14)	-2,23
3849,969	20	-0,87(1); -0,85(5); -0,80(6); -0,91(9); -0,86(10); -0,84(12); -0,89(14)	-0,87
3850,819	22	-1,73(1); -1,72(5); -1,63(10); -1,83(12); -1,60(13); -1,55(14)	-1,73
3852,575	73	-1,28(10); -1,25(11); -1,47(12); -1,22(13); -1,26(14)	-1,28
3853,462	429	-2,01(8); -2,04(10); -2,35(13); -1,94(14)	-2,04
3854,375	564	-1,11(11); -1,29(13); -1,51(14)	-1,20
3855,329	283	-2,25(13); -1,95(14)	-2,10
3855,846	567	-1,38(13); -1,61(14)	-1,50
3856,373	4	-1,29(1); -1,29(2); -1,39(3); -1,32(5); -1,50(6); -1,30(7); -1,32(9); -1,33(10); -1,39(12); -1,28(14)	-1,29
3858,474	565	-1,18(13); -1,61(14)	-1,18
3859,214	175	-0,78(10); -0,67(11); -0,74(12); -0,82(13); -0,78(14)	-0,78
3859,913	4	-0,71(1); -0,71(2); -0,69(4); -1,16(6); -0,55(7);	-0,71

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер пульты-плага	Величины $lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3861,341	283	-0,66(9); -0,76(10); -0,65(12)	
3861,600	663	-1,27(11); -1,60(13); -1,20(14)	-1,30
3863,745	280	-2,11(13); -1,47(14)	-2,11
3864,307	221	-1,43(8); -1,42(10); -1,43(11); -1,61(13); -1,39(14)	-1,43
3865,526	20	-3,06(13)	-3,06
		-0,98(1); -0,96(4); -0,93(6); -0,97(7); -1,02(9);	-0,98
		-0,96(10); -1,05(12); -1,06(18)	
3867,218	488	-0,54(10); -0,52(11); -0,81(12); -0,51(13); -0,45(14)	-0,54
3867,925	221	-1,98(8); -1,99(10); -1,88(11); -2,04(13); -1,93(14)	-1,99
3868,243	430	-2,41(13); -1,77(14)	-2,41
3869,561	284	-1,28(10); -1,38(11); -1,44(13); -1,15(14)	-1,33
3871,751	429	-0,90(8); -0,90(10); -0,89(11); -1,05(13); -0,80(14)	-0,90
3872,503	20	-0,93(1); -0,96(5); -0,92(6); -0,84(7); -0,97(9);	-0,93
		-0,94(10); -1,08(12); -0,88(14)	
		-1,83(8); -2,03(13); -1,66(14)	
3872,923	284	-0,89(10); -0,86(11); -1,00(12); -0,88(13); -0,92(14)	-1,83
3873,762	175	-2,69(13)	-0,89
3874,050	120	-2,88(8); -2,74(10); -2,81(11); -2,82(13); -2,74(14)	-2,69
3876,041	22	-3,13(13)	-2,81
3876,670	121		-3,13
3878,021	20	-0,91(1); -0,94(5); -0,89(7); -0,94(9); -0,88(10);	-0,91
		-0,92(12); -1,00(14)	
3878,574	4	-1,38(2); -1,37(3); -1,45(5); -1,40(7); -1,37(9);	-1,38
		-1,38(12)	
3883,282	663	-0,75(8); -0,72(10); -0,70(11); -0,86(13); -0,72(14)	-0,72
3884,361	282	-1,23(8); -1,19(10); -1,19(11); -1,51(13); -1,18(14)	-1,20
3885,154	430	-1,69(8); -1,83(10); -1,69(13); -1,65(14)	-1,75
3885,512	124	-1,27(8); -1,19(10); -1,07(11); -1,17(12); -1,28(13);	-1,19
		-1,21(14)	
3886,284	4	-1,08(1); -1,08(2); -1,12(4); -1,03(7); -1,06(9);	-1,08
		-1,09(10); -1,04(12); -1,16(14)	
3887,050	20	-1,14(1); -1,15(4); -1,24(9); -1,10(10); -1,13(12);	-1,14
		-1,34(13); -1,17(14)	
3888,516	45	-0,51(4); -0,59(5); -0,62(6); -0,85(9); -0,57(10); -0,55(12);	-0,60
		-0,70(13); -0,71(14); -0,62(18)	
		-0,89(8); -0,83(13); -0,81(14)	
3888,825	488		-0,87
3889,284	280	-2,73(13)	-2,73
3889,930	564	-2,09(13)	-2,09
3890,390	567	-1,72(8); -1,87(13); -1,68(14)	-1,74
3890,844	280	-1,45(8); -1,36(10); -1,36(11); -1,58(13); -1,30(14)	-1,39
3891,928	733	-0,75(8); -0,68(10); -0,72(11); -0,77(13); -0,60(14)	-0,72
3892,302		-2,43(13)	-2,43
3892,894	283	-2,28(13); -1,92(14)	-2,10
3892,980	567	-1,78(13)	-1,78
3893,393	430	-0,66(8); -0,57(10); -0,53(11); -0,57(12); -0,56(13);	-0,57
		-0,54(14); -0,59(18)	
3893,914	175	-1,88(13)	-1,88
3894,005	663	-0,98(13); -0,89(14)	-0,94
3894,490	566	-2,78(13)	-2,78
3895,658	4	-1,67(1); -1,67(2); -1,61(3); -1,90(6); -1,69(7);	-1,67
		-1,65(9); -1,67(10); -1,83(12); -1,59(14); -1,68(18);	
		-1,56(19)	
3897,452	429	-1,36(8); -1,29(10); -1,41(13); -1,20(14)	-1,30
3897,896	280	-0,80(12); -0,68(13); -0,84(14)	-0,78
3898,011	20	-2,00(5); -2,20(12); -1,67(13); -1,57(14)	-2,00
3899,037	175	-1,87(8); -1,79(10); -1,67(11); -1,89(13); -1,84(14)	-1,80
3890,709	4	-1,53(1); -1,53(2); -1,55(3); -1,56(5); -1,75(6);	-1,53
		-1,45(7); -1,54(9); -1,55(10); -1,61(12); -1,53(14);	
		-1,54(18); -1,43(19)	
3900,519	565	-1,02(8); -1,00(10); -0,96(11); -1,10(13); -1,14(14)	-1,00
3902,948	45	-0,47(1); -0,37(5); -0,43(6); -0,40(7); -0,46(9);	-0,47
		-0,46(10); -0,39(12); -0,72(13); -0,61(14); -0,54(18);	
		-0,54(19);	
3903,901	429	-0,84(8); -0,83(10); -0,88(12); -0,81(13); -0,73(14)	-0,83
3905,900		-0,76(11)	-0,76
3906,481	4	-2,24(1); -2,24(2); -2,03(3); -2,27(5); -2,23(6);	-2,24
		-2,19(10); -2,28(12); -2,01(13); -1,99(14); -2,13(18)	
3906,748	664	-1,05(8); -1,09(13); -1,04(14)	-1,06
3907,464	284	-1,96(8); -1,97(13); -1,78(14)	-1,95

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3907,937	280	-1,17(8); -1,16(10); -1,07(11); -1,29(13); -1,11(14)	-1,16
3908,691	153	-3,75(13); -2,34(14)	-3,00
3909,664	565	-1,30(8); -1,29(13); -1,40(14)	-1,30
3909,830	364	-1,42(8); -1,14(11); -1,42(13); -1,22(14)	-1,30
3910,846	284	-1,66(8); -1,49(11); -1,67(13); -1,49(14)	-1,58
3911,005	562	-1,76(8); -1,75(13)	-1,76
3911,699	664	-2,50(13)	-2,50
3913,634	120	-1,66(1); -1,69(8); -1,67(10); -1,59(11); -1,72(13); -1,65(14)	-1,66
3914,273	567	-1,51(8); -1,53(13); -1,63(14)	-1,54
3916,733	606	-0,68(8); -0,64(10); -0,58(11); -0,64(12); -0,70(13); -0,57(14)	-0,64
3917,183	20	-2,16(1); -2,11(5); -2,11(10); -2,18(11); -2,17(12); -1,99(13); -2,07(14)	-2,16
3918,317	124	-1,45(13)	-1,45
3918,418	364	-1,16(13)	-1,16
3918,644	430	-0,67(11); -0,62(12); -0,69(13); -0,60(14)	-0,65
3919,068	430	-1,17(8); -1,15(10); -1,16(11); -1,36(13); -1,07(14)	-1,16
3920,260	4	-1,75(1); -1,76(2); -1,73(3); -1,78(5); -1,78(6); -1,73(7); -1,77(9); -1,76(10); -1,81(12); -1,72(18)	-1,75
3920,839	567	-1,61(8); -1,77(13); -1,60(14)	-1,66
3921,270	220	-2,81(13)	-2,81
3922,100	153	-3,35(13)	-3,35
3922,913	4	-1,65(1); -1,64(2); -1,69(3); -1,67(5); -1,72(6); -1,64(7); -1,66(9); -1,65(10); -1,66(12); -1,60(14); -1,64(18); -1,66(19)	-1,65
3925,201	567	-1,48(8); -1,58(13); -1,56(14)	-1,53
3925,646	364	-1,13(13); -1,09(14)	-1,11
3925,946	364	-0,88(11); -0,99(13); -0,88(14)	-0,92
3927,922	4	-1,54(2); -1,43(3); -1,65(5); -1,74(6); -1,53(7); -1,52(9); -1,54(10); -1,51(12); -1,50(18)	-1,53
3929,114	280	-1,86(14)	-1,86
3929,208	659	-1,37(14)	-1,37
3930,298	4	-1,50(2); -1,59(3); -1,53(5); -1,74(6); -1,49(7); -1,53(9); -1,54(10); -1,49(12); -1,51(14); -1,50(18); -1,48(19)	-1,52
3931,122	565	-1,22(8); -1,17(11); -1,21(13); -1,25(14)	-1,20
3932,620	652	-0,81(11); -0,81(13); -0,87(14)	-0,81
3933,606	488	-1,16(10); -1,18(11); -1,23(13); -0,95(14)	-1,17
3935,306	362	-1,94(8); -1,73(11); -1,82(13); -1,70(14)	-1,80
3935,814	362	-0,99(8); -0,86(10); -0,96(11); -1,00(12); -1,01(13); -0,92(14)	-0,96
3936,772	564	-2,88(13)	-2,88
3937,333	278	-1,53(8); -1,50(10); -1,44(11); -1,59(13); -1,44(14)	-1,50
3940,040	731	-2,13(13); -1,64(14)	-1,89
3940,880	20	-2,60(1); -2,55(5); -2,55(8); -2,56(11); -2,67(12); -2,42(13); -2,45(14); -2,40(18)	-2,60
3941,283	562	-1,09(8); -1,16(11); -1,24(13); -1,48(14)	-1,16
3942,442	364	-1,04(8); -1,03(10); -1,04(11); -1,16(12); -1,19(13); -1,00(14)	-1,05
3943,341	72	-2,31(8); -2,12(11); -2,25(13); -2,18(14)	-2,21
3944,748	361	-2,16(8); -2,27(13)	-2,20
3944,892	430	-1,53(8); -1,37(11); -1,52(13); -1,35(14)	-1,45
3945,119	280	-1,56(8); -1,57(11); -1,61(13); -1,45(14)	-1,56
3947,002	561	-1,03(8); -0,99(11); -1,08(13); -1,20(14)	-1,01
3947,390	153	-3,31(13)	-3,31
3947,533	361	-1,14(11); -1,31(13); -1,09(14)	-1,15
3948,105	562	-0,61(11); -0,69(13); -0,90(14)	-0,65
3948,778	604	-0,48(8); -0,40(11); -0,36(12); -0,37(13); -0,34(14)	-0,40
3949,156	730	-1,65(8); -1,74(13)	-1,68
3949,956	72	-1,21(8); -1,26(11); -1,27(12); -1,18(13); -1,16(14)	-1,22
3951,164	661	-0,53(8); -0,52(10); -0,51(11); -0,43(12); -0,50(13); -0,52(14)	-0,52
3952,604	278	-1,02(8); -1,04(10); -1,04(11); -1,12(12); -1,26(13); -1,10(14)	-1,05
3953,155	430	-1,20(8); -1,14(10); -1,15(11); -1,22(13); -1,09(14)	-1,15
3953,512	770	-2,32(13)	-2,32
3953,861	362	-2,10(8); -2,06(11); -2,17(13); -1,89(14)	-2,06

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
3954,710	606	-2,45(13); -1,68(14)	-2,07
3955,352	562	-1,09(8); -1,15(11); -1,18(13); -1,58(14)	-1,15
3955,956	488	-1,48(8); -1,39(11); -1,56(13); -1,40(14)	-1,49
3956,457	604	-0,40(8); -0,39(12); -0,35(13); -0,35(14)	-0,38
3956,680	278	-0,27(11); -0,50(12); -0,38(13); -0,45(14)	-0,38
3957,027	562	-0,73(8); -0,87(13); -1,10(14)	-0,79
3957,620	564	-2,38(13); -1,86(14)	-2,38
3960,284	913	-1,25(8); -1,27(11); -1,29(13); -1,40(14)	-1,28
3961,147	361	-1,86(8); -1,94(11); -1,86(13); -1,75(14)	-1,88
3962,353	566	-1,81(8); -1,77(11); -1,87(13); -1,88(14)	-1,82
3963,108	562	-0,81(8); -0,86(10); -0,87(11); -0,87(13); -1,12(14)	-0,86
3963,438	654	-2,42(13)	-2,42
3964,517	361	-1,64(8); -1,58(10); -1,60(11); -1,67(13); -1,53(14)	-1,60
3965,511	565	-1,58(13); -1,67(14)	-1,62
3966,064	45	-1,73(8); -1,60(10); -1,65(11); -1,69(12); -1,60(13); -1,71(14)	-1,65
3966,630	562	-0,34(11); -0,49(12); -0,71(14)	-0,42
3967,423	604	-0,54(8); -0,56(10); -0,53(11); -0,41(12); -0,51(13); -0,47(14)	-0,54
3967,964	561	-0,95(8); -0,92(11); -1,04(13); -1,22(14)	-0,98
3969,260	43	-0,45(4); -0,45(5); -0,43(6); -0,47(7); -0,45(9); -0,45(10); -0,49(12); -0,69(13); -0,68(14)	-0,45
3969,628	657	-1,33(8); -1,12(14)	-1,30
3970,391	488	-1,16(8); -0,96(11); -1,12(13)	-1,06
3971,325	277	-0,95(8); -1,00(10); -1,00(11); -1,01(12); -1,09(13); -0,95(18)	-1,00
3971,820	281	-2,95(13)	-2,95
3972,910	803	-1,69(14)	-1,69
3973,655	769	-1,04(8); -1,03(10); -1,04(11); -0,99(13); -1,11(14)	-1,04
3974,397	564	-1,98(8); -2,01(13); -1,92(14)	-1,98
3974,764	72	-2,65(8); -2,85(13)	-2,70
3975,210	153	-2,82(8); -2,91(13)	-2,85
3975,842	977	-1,37(8); -1,51(13); -1,62(14)	-1,43
3976,390	487	-2,27(13)	-2,27
3976,615	729	-0,82(8); -0,76(11); -0,68(13)	-0,77
3976,865	431	-1,41(13); -1,43(14)	-1,42
3977,744	72	-1,11(10); -1,12(11); -1,00(12); -1,05(13); -1,11(14); -1,25(18)	-1,10
3978,464	361	-2,05(14)	-2,05
3979,630	561	-2,05(8); -2,00(13)	-2,04
3980,650	153	-3,38(8); -3,45(13)	-3,40
3981,104	22	-3,01(8); -3,05(13)	-3,02
3981,774	278	-1,15(8); -1,13(10); -1,17(11); -1,10(12); -1,28(13); -1,14(14); -1,14(18)	-1,15
3983,350	485	-2,08(14); -2,55(15)	-2,32
3983,959	277	-0,97(8); -0,95(10); -0,97(11); -0,76(12); -0,88(13); -0,98(14); -0,90(15); -1,02(18)	-0,97
3984,930	561	-2,36(13); -2,63(15)	-2,50
3985,322	219	-2,98(15)	-2,98
3985,393	661	-1,14(8); -1,20(10); -1,25(11); -1,19(14); -1,46(15)	-1,20
3986,176	655	-0,99(10); -1,03(11); -0,94(13); -0,93(14); -1,01(15)	-0,99
3989,006		-1,93(13)	-1,93
3989,859	768	-1,17(8); -1,32(11); -1,19(13); -1,56(15)	-1,29
3990,377	527	-1,52(8); -1,51(10); -1,53(11); -1,55(13); -1,64(15)	-1,52
3992,395	604	-2,56(13); -2,67(15)	-2,62
3994,117	526	-1,54(8); -1,53(10); -1,56(11); -1,48(13); -1,44(14); -1,62(15)	-1,54
3995,199	604	-1,74(8); -1,81(11); -2,05(13); -1,73(14); -2,20(15)	-1,77
3995,986	279	-1,51(8); -1,52(10); -1,53(11); -1,57(13); -1,51(14); -1,60(15)	-1,52
3996,261	561	-2,56(13); -2,90(15)	-2,73
3996,779	1074	-1,78(13); -1,53(15)	-1,65
3996,968	945	-0,93(8); -0,99(10); -0,94(11); -0,95(13); -0,98(14); -0,98(15)	-0,95
3997,395	278	-0,49(10); -0,53(11); -0,42(12); -0,45(13); -0,50(14); -0,35(15)	-0,49
3998,055	276	-0,92(8); -0,91(10); -0,89(11); -0,93(12); -0,91(13); -1,06(14); -0,87(15)	-0,91

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мульти-плета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4
4000,266	556	-1,70(8); -1,70(13); -1,86(15)	-1,73
4000,460	426	-1,70(8); -1,56(11); -1,59(13); -1,53(14); -1,76(15)	-1,63
4001,663	72	-1,93(8); -1,92(10); -1,97(11); -1,90(13); -1,87(14); -1,99(15)	-1,93
4002,665	320	-2,28(11); -2,90(13); -1,86(15)	-2,30
4003,764	728	-1,41(8); -1,36(10); -1,40(11); -1,40(13); -1,31(14); -1,27(15)	-1,38
4004,832	601	-1,39(15)	-1,39
4004,976	486	-1,73(15)	-1,43
4005,244	43	-0,61(1); -0,62(4); -0,60(5); -0,61(6); -0,59(7); -0,60(9); -0,62(10); -0,60(12); -0,68(13); -0,55(14); -0,62(18)	-0,61
4006,159	564	-2,64(15)	-2,64
4006,314	603	-1,07(8); -0,99(14); -1,11(15)	-1,07
4006,631	488	-1,23(14); -1,34(15)	-1,28
4006,768	320	-1,82(14); -1,99(15)	-1,90
4007,274	277	-1,35(10); -1,36(11); -1,41(13); -1,30(14); -1,31(15)	-1,35
4009,715	72	-1,23(10); -1,25(11); -1,26(12); -1,14(13); -1,18(14); -1,32(15); -1,34(18)	-1,23
4010,180	915	-1,88(8); -2,25(13); -1,18(15)	-1,85
4010,770	320	-3,12(13)	-3,12
4010,770	219	-2,83(15)	-2,83
4011,412	218	-2,46(8); -2,37(13); -2,28(14); -2,63(15)	-2,45
4011,710	153	-2,75(8); -2,73(13); -2,99(15)	-2,75
4012,160	601	-2,68(13); -2,70(15)	-2,69
4013,641	557	-1,78(13); -1,82(14); -2,03(15)	-1,82
4013,798	485	-2,09(15)	-2,09
4013,822	486	-1,68(15)	-1,68
4014,280	426	-2,30(13); -1,99(14); -2,43(15)	-2,24
4014,534	802	-0,33(10); -0,21(11); -0,06(12); -0,30(13); -0,30(14); -0,13(15)	-0,33
4016,429	560	-1,67(11); -1,51(13); -1,73(14); -1,73(15)	-1,67
4017,093	279	-2,11(15)	-2,11
4017,152	527	-0,98(10); -0,99(11); -0,96(14); -1,06(15); -0,90(18)	-0,98
4018,282	560	-1,44(8); -1,44(11); -1,62(14); -1,54(15)	-1,44
4018,050	219	-2,84(8); -2,91(13); -2,49(14); -2,92(15)	-2,87
4020,490	913	-1,86(8); -1,93(13); -1,70(14); -2,06(15)	-1,87
4021,622	557	-1,98(13); -2,23(15)	-2,10
4021,870	278	-0,77(10); -0,76(11); -0,74(12); -0,72(13); -0,78(14); -0,66(15)	-0,76
4022,212		-2,81(13)	-2,81
4022,450	173	-3,37(13); -3,41(15)	-3,39
4022,744	556	-1,99(13); -2,19(15)	-2,09
4024,109	277	-2,37(8); -2,20(11); -2,35(13); -2,02(14); -2,34(15)	-2,28
4024,735	560	-0,85(8); -0,94(11); -0,85(13); -1,17(14); -0,85(15); -0,78(18)	-0,85
4029,640	556	-1,29(11); -1,12(13); -1,49(14); -1,28(15)	-1,29
4030,186	72	-2,36(8); -2,35(13); -2,26(14); -2,51(15)	-2,36
4030,499	560	-0,68(11); -0,76(13); -1,04(14); -0,63(15)	-0,70
4031,243	486	-2,51(13); -2,47(15)	-2,49
4031,727	427	-2,49(13); -2,48(15)	-2,49
4031,965	655	-1,14(8); -1,14(10); -1,15(11); -1,03(13); -1,10(14); -1,10(15)	-1,13
4032,469	320	-1,96(14); -2,28(15)	-2,12
4032,629	44	-2,47(8); -2,42(11); -2,32(13); -2,38(14); -2,66(15)	-2,45
4033,190	218	-2,44(11); -2,63(13); -2,80(15)	-2,55
4036,370	279	-2,90(8); -2,90(13); -3,10(15)	-2,95
4037,720	118	-2,94(13); -2,33(14)	-2,64
4038,622	600	-1,81(11); -2,45(13); -1,91(15)	-1,90
4039,940	276	-2,22(11); -2,81(13); -2,58(15)	-2,50
4040,650	655	-1,19(8); -1,19(10); -1,23(11); -1,18(13); -1,19(14); -0,97(15)	-1,19
4041,288	603	-1,62(11); -1,58(13); -1,65(14); -1,57(15)	-1,62
4043,901	276	-1,39(11); -1,50(15)	-1,39
4043,993	559	-1,21(14); -1,58(15)	-1,40
4044,612	359	-1,08(4); -1,15(8); -1,10(11); -1,25(13); -0,72(14); -0,93(15)	-1,12
4045,815	43	+0,28(1); +0,30(5); +0,24(6); +0,28(7); +0,29(9);	+0,28

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мульти-плета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
4047,315	117	+0,21(10); +0,34(12)	
4049,331	218	-2,56(13); -2,96(15) -2,39(8); -2,46(10); -2,28(11); -2,27(13); -2,22(14); -2,26(15)	-2,76 -2,39
4051,923	700	-1,51(8); -1,50(11); -1,64(13); -1,74(14); -1,53(15)	-1,55
4052,312	700	-1,79(13); -1,88(15)	-1,84
4052,466	563	-1,71(13); -2,05(15)	-1,88
4052,664	524	-1,90(14); -2,18(15)	-2,04
4052,724	557	-2,19(15)	-2,19
4053,820	485	-2,12(13); -2,55(15)	-2,33
4054,180	557	-2,14(8); -2,20(13); -2,20(15)	-2,14
4054,833	698	-1,03(15)	-1,03
4054,883	698	-1,02(8); -1,16(14); -1,09(15)	-1,05
4055,038	218	-1,86(8); -1,75(13); -1,71(14); -1,85(15)	-1,85
4055,980	914	-2,68(13); -2,69(15)	-2,68
4056,530	320	-3,20(13); -2,95(15)	-3,08
4057,346	277	-2,08(8); -2,06(10); -2,01(11); -2,03(13); -1,86(15)	-2,06
4057,654	729	-2,96(13); -2,82(15)	-2,89
4058,227	558	-1,09(8); -1,21(10); -1,26(11); -1,23(13); -1,34(14); -1,20(15); -0,87(18)	-1,14
4058,756	120	-2,10(10); -2,08(11); -2,07(13); -2,13(14); -2,16(15)	-2,10
4059,726	767	-1,32(8); -1,31(10); -1,32(11); -1,28(13); -1,35(14); -1,22(15)	-1,32
4062,444	359	-0,74(4); -0,90(10); -0,84(11); -0,81(12); -0,90(13); -0,84(14); -0,69(15)	-0,84
4063,286	698	-0,85(13); -0,46(15)	-0,65
4063,596	43	+0,02(4); +0,08(5); +0,04(6); +0,11(9); +0,06(10); -0,05(12)	+0,06
4064,450	44	-2,92(13); -3,41(15)	-3,16
4065,392	698	-1,32(8); -1,47(10); -1,32(11); -1,31(13); -1,50(14); -1,64(15)	-1,41
4066,590	424	-1,66(8); -1,70(10); -1,68(13); -1,46(14); -1,44(15)	-1,65
4066,979	358	-1,12(11); -1,20(13); -1,06(14); -0,84(15)	-1,12
4067,274	217	-1,42(1); -1,47(10); -1,40(13); -1,52(14); -1,29(15)	-1,42
4067,984	559	-0,55(10); -0,56(11); -0,50(13); -0,81(14); -0,39(15)	-0,55
4069,080	557	-1,97(8); -1,66(11); -2,17(13); -2,30(15)	-2,00
4070,766	558	-0,87(8); -0,95(10); -0,83(11); -0,85(13); -1,17(14); -0,68(15)	-0,87
4071,520	218	-1,87(15)	-1,87
4071,740	43	-0,02(1); -0,01(4); 0,00(5); -0,01(6); -0,05(7); -0,01(9); -0,02(10); -0,10(12)	-0,01
4072,518	698	-1,26(13); -1,46(14); -1,35(15)	-1,35
4073,760	558	-0,98(8); -1,00(10); -0,98(11); -0,90(13); -1,19(14); -0,80(15)	-0,98
4074,789	524	-1,04(8); -1,04(10); -1,10(11); -1,02(13); -1,02(14); -1,84(15)	-1,04
4076,232	486	-2,10(8); -2,10(13); -2,05(14); -1,94(15)	-2,10
4076,498	218	-1,89(15)	-1,89
4076,636	558	-0,48(10); -0,50(11); -0,64(13); -0,78(14); -0,55(15)	-0,52
4076,810	557	-1,41(15)	-1,41
4076,884	559	-2,49(15)	-2,49
4078,356	217	-1,57(8); -1,53(10); -1,56(11); -1,49(13); -1,60(14); -1,48(15)	-1,56
4078,820		-2,76(13)	-2,76
4079,186	700	-1,28(8); -1,66(13); -1,83(15)	-1,40
4079,841	359	-1,26(4); -1,38(8); -1,40(10); -1,39(11); -1,35(13); -1,37(14); -1,35(15)	-1,36
4080,226	558	-1,27(8); -1,33(10); -1,17(13); -1,50(14); -1,25(15)	-1,33
4080,886	557	-1,88(8); -1,83(11); -1,81(13); -1,95(15)	-1,95
4082,125	698	-1,62(8); -1,53(13); -1,66(15)	-1,60
4082,432	906	-1,64(8); -1,70(13); -1,74(15)	-1,68
4083,554	117	-2,40(13); -2,67(15)	-2,53
4083,780	697	-1,44(13); -1,58(15)	-1,51
4084,498	698	-0,72(10); -0,82(11); -0,61(13); -0,90(14); -0,63(15)	-0,72
4085,011	358	-1,35(8); -1,35(13); -1,27(14); -1,33(15)	-1,35
4085,312	559	-0,81(8); -0,87(10); -0,82(13); -1,18(14); -0,99(15)	-0,87
4085,980	1073	-1,31(8); -1,48(13); -1,60(14); -2,30(15)	-1,40
4087,099	694	-1,47(8); -1,48(10); -1,50(11); -1,31(13); -1,60(14);	-1,48

Т а б л и ц а 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплет	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
4087,801	832	-1,60(15)	
4088,567	906	-2,72(13); -2,69(15)	-2,70
4089,225	422	-1,62(8); -1,59(11); -1,52(13); -1,38(14); -1,65(15)	-1,60
4090,077	700	-2,02(8); -1,99(10); -2,00(11); -1,95(13); -1,84(14);	-2,00
4090,326	44	-2,13(15)	
4090,984	695	-1,86(8); -1,79(11); -1,76(13); -1,72(14); -2,11(15)	-1,83
4091,557	357	-1,84(8); -1,84(11); -1,81(13); -2,09(15)	-1,84
4092,287	18	-1,98(4); -2,23(8); -2,13(10); -2,18(11); -2,13(13);	-2,13
4092,512	1075	-2,05(14); -2,25(15)	
4095,274	217	-1,46(13); -1,60(14)	-1,53
4095,973	911	-4,34(8); -3,62(11); -4,06(13); -4,60(15)	-4,16
4096,114	18	-1,51(8); -2,04(13); -2,20(15)	-1,70
4096,217	558	-1,53(8); -1,38(10); -1,52(11); -1,62(14); -1,53(15)	-1,50
4097,099	558	-1,65(15)	-1,65
4098,183	600	-4,49(15)	-4,49
4099,080	1103	-1,77(8); -1,76(11); -1,76(14); -2,04(15)	-1,77
4100,350	18	-0,99(8); -0,99(10); -1,06(11); -0,85(13); -1,26(14);	-0,99
4100,739	173	-1,02(15); -0,84(18)	
4101,272	698	-2,32(13); -3,07(15)	-2,32
4101,681	120	-2,54(13); -2,54(14); -2,10(15)	-2,39
4103,620	650	-3,18(1); -3,14(8); -3,07(11); -2,83(13); -2,97(14);	-3,18
4104,132	558	-3,15(15)	
4104,472	422	-2,86(13); -3,71(15)	-3,29
4104,970	694	-1,46(8); -1,45(10); -1,44(11); -1,36(13); -1,55(14);	-1,45
4106,265	217	-1,47(15)	
4106,437	697	-2,65(8); -2,53(11); -2,59(13); -2,76(15)	-2,60
4107,492	354	-3,07(13); -2,79(15)	-2,93
4108,138	559	-1,32(11); -1,08(13); -1,59(15)	-1,32
4109,070	558	-3,08(13); -2,98(15)	-3,03
4109,805	357	-2,26(8); -2,14(11); -2,29(13); -2,36(15)	-2,26
4112,350	695	-2,36(8); -2,31(13); -2,50(15)	-2,38
4112,972	1103	-1,59(8); -1,45(13); -1,66(14); -1,66(15)	-1,59
4114,448	357	-0,84(10); -0,84(11); -0,68(12); -0,75(13); -0,85(14);	-0,84
4114,957	695	-0,75(15); -0,90(18)	
4116,970	558	-2,22(8); -2,46(13); -2,12(14); -2,59(15)	-2,25
4117,320	484	-1,58(8); -1,29(10); -1,63(11); -1,49(13); -1,79(14);	-1,58
4117,850	700	-1,56(15)	
4117,870	1103	-0,89(4); -0,96(10); -1,01(11); -0,80(12); -1,08(13);	-0,96
4118,548	801	-1,02(14); -0,84(15)	
4118,904	559	-1,83(8); -1,79(11); -1,73(13); -1,99(15)	-1,81
4120,209	423	-0,45(8); -0,53(10); -0,66(11); -0,59(13); -1,17(14);	-0,53
4121,805	356	-0,79(15)	
4122,522	356	-1,22(4); -1,29(8); -1,29(10); -1,37(11); -1,32(13);	-1,29
4123,748	217	-1,38(14); -1,29(15); -1,16(18)	
4124,490	1103	-1,72(8); -1,62(11); -1,63(13); -1,74(14); -1,81(15)	-1,72
4125,622	354	-2,60(13); -2,51(15)	-2,55
4125,883	354	-3,03(15)	-3,03
4126,192	695	-1,88(15)	-1,88
4126,880	354	-1,63(15)	-1,63
4127,611	357	+0,18(9); +0,17(11); +0,29(12); +0,23(13); 0,25(14);	+0,18
4127,807	558	+0,29(15); +0,11(17)	
4129,220	698	-1,59(8); -1,56(13); -1,85(15)	-1,63
		-1,28(8); -1,25(10); -1,24(11); -1,27(13); -1,25(14);	-1,26
		-1,22(15); -1,27(17)	
		-1,34(8); -1,36(10); -1,43(11); -1,38(13); -1,41(14);	-1,36
		-1,29(15)	
		-1,50(8); -1,53(10); -1,49(13); -1,48(14); -1,51(15)	-1,51
		-1,99(11); -1,83(13); -1,91(14); -2,11(15)	-1,96
		-2,35(13)	-2,35
		-0,67(8); -0,80(13); -1,21(14); -0,88(15)	-0,82
		-2,01(8); -1,69(11); -2,07(13); -1,79(14); -2,03(15)	-1,95
		-1,04(8); -1,09(11); -0,95(13); -1,40(14); -1,14(15)	-1,06
		-2,61(8); -3,04(13); -2,47(14); -1,92(15)	-2,55
		-0,90(4); -1,04(10); -1,03(11); -0,99(12); -1,07(13);	-0,97
		-0,95(14); -0,87(15)	
		-1,14(13); -1,26(14); -1,29(15)	-1,26
		-2,11(8); -1,97(11); -2,53(13); -2,53(15)	-2,14

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплетта	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
4129,474	695	-2,05(8); -2,13(13); -2,15(15)	-2,08
4130,035	44	-3,42(11); -3,35(13); -3,53(15)	-3,43
4132,060	43	-0,64(4); -0,63(5); -0,60(6); -0,74(7); -0,71(9); -0,66(12); -0,79(13)	-0,63
4132,540	1103	-1,10(13)	-1,10
4132,902	357	-0,85(4); -0,97(10); -0,92(11); -1,15(13); -1,04(14); -0,74(15)	-0,92
4133,869	698	-1,37(10); -1,27(11); -1,19(13); -1,60(14); -1,13(15)	-1,32
4134,340	3	-4,72(15)	-4,72
4134,433	482	-1,61(15)	-1,61
4134,680	357	-0,54(4); -0,60(10); -0,59(11); -0,66(12); -0,59(13); -0,81(14); -0,51(15)	-0,60
4136,512	694	-1,61(8); -1,63(11); -1,65(13); -1,69(15)	-1,62
4137,002	726	-0,67(10); -0,69(11); -0,62(13); -0,61(14); -0,59(15)	-0,67
4137,417	1103	-1,07(8); -1,53(12); -2,80(15)	-1,07
4137,980	320	-3,53(13)	-3,53
4138,840	117	-3,69(13); -3,94(15)	-3,82
4139,929	18	-3,63(1); -3,59(8); -3,52(11); -3,26(13); -3,60(15)	-3,63
4140,441	695	-1,75(11); -1,67(13); -2,00(15)	-1,75
4141,862	422	-1,97(8); -1,92(11); -2,02(13); -1,85(15)	-1,94
4142,620	1103	-1,13(8); -0,91(11); -1,33(13); -1,09(15)	-1,02
4143,417	523	-0,13(12); -0,25(13); -0,23(14); -0,08(15)	-0,17
4143,870	743	-0,52(4); -0,51(5); -0,51(6); -0,58(7); -0,64(9); -0,48(10); -0,58(12); -0,84(13)	-0,51
4145,206	274	-2,86(8); -2,33(11); -2,61(13); -2,83(15)	-2,64
4146,070	422	-1,92(8); -1,91(10); -1,88(11); -1,99(13); -1,65(14); -1,58(15)	-1,90
4147,347	693	-2,15(13); -2,23(15)	-2,19
4147,672	42	-2,10(1); -2,05(10); -2,07(11); -2,12(12); -2,02(13); -1,98(14); -2,08(15)	-2,10
4149,372	694	-0,99(8); -0,98(10); -0,97(11); -1,06(15)	-0,98
4149,767	3	-5,40(15)	-5,40
4150,258	695	-1,34(8); -1,39(11); -1,50(15)	-1,39
4151,960	764	-1,57(15)	-1,57
4152,170	18	-3,23(1); -3,12(8); -3,04(11); -3,21(15)	-3,23
4153,910	695	-0,40(10); -0,43(11); -0,36(15)	-0,40
4154,110	694	-1,56(15)	-1,56
4154,500	355	-0,68(4); -0,60(11); -0,65(12); -0,60(15)	-0,64
4154,810	694	-0,50(10); -0,47(15)	-0,50
4156,460	693	-2,06(15)	-2,06
4156,670	419	-1,67(15)	-1,67
4156,800	354	-0,73(10); -0,73(11); -0,65(12); -0,55(15)	-0,73
4157,790	695	-0,60(11); -0,58(15)	-0,60
4158,800	695	-0,81(8); -0,85(11); -0,97(15)	-0,83
4160,560	419	-2,80(15)	-2,80
4161,080	689	-1,77(8); -1,93(15)	-1,80
4161,490	422	-2,27(8); -2,35(15)	-2,30
4163,680	274	-1,89(11); -2,02(15)	-1,95
4164,800	418	-2,12(11); -2,90(15)	-2,50
4167,860	599	-1,99(8); -1,65(11); -1,89(15)	-1,83
4168,620	689	-2,02(8); -2,15(15)	-2,06
4168,950	694	-1,73(8); -1,78(15)	-1,74
4169,770	693	-1,99(8); -1,90(11); -2,16(15)	-1,99
4170,900	482	-1,18(8); -1,14(10); -1,11(11); -1,11(15)	-1,14
4171,700	941	-1,37(8); -1,21(15)	-1,32
4171,900	650	-1,72(8); -1,51(15)	-1,65
4172,130	649	-0,97(8); -0,95(10); -0,93(11); -0,49(15)	-0,95
4172,640	689	-1,32(15)	-1,32
4172,750	19	-3,07(1); -2,93(8); -2,78(11); -3,01(15)	-3,07
4172,980	909	-2,00(15)	-2,00
4173,320	355	-1,73(4); -1,85(8); -1,72(11); -1,78(15)	-1,76
4173,920	19	-3,39(8); -3,28(11); -3,37(15)	-3,34
4174,420	799	-2,34(15)	-2,34
4174,920	19	-2,97(1); -2,85(11); -2,92(15)	-2,97
4175,640	354	-0,78(10); -0,79(11); -0,71(12); -0,59(15)	-0,75
4176,570	695	-0,76(10); -0,77(11); -0,70(15)	-0,76
4177,590	18	-3,06(1); -2,96(11); -3,07(15)	-3,06
4180,400	274	-2,83(15)	-2,83

Т а б л и ц а 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мульти-плета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
4181,550	763	-1,64(15)	-1,64
4181,760	354	-0,30(9); -0,31(11); -0,31(12); -0,22(15)	-0,31
4182,380	476a	-1,24(8); -1,13(11); -1,21(15)	-1,19
4182,770	694	-1,74(8); -1,66(15)	-1,72
4183,020	697	-2,25(8); -2,25(15)	-2,25
4184,890	355	-0,82(4); -0,91(10); -0,91(11); -0,79(12); -0,88(15); -0,92(18)	-0,90
4187,040	152	-0,55(1); -0,55(4); -0,73(7); -0,62(10); -0,58(11); -0,38(12); -0,53(15)	-0,55
4187,590	694	-1,19(15)	-1,19
4187,800	152	-0,55(1); -0,55(4); -0,83(7); -0,62(10); -0,58(11); -0,40(12); -0,53(15)	-0,55
4189,560	940	-1,42(8); -1,38(11); -1,47(15)	-1,42
4191,440	152	-0,70(4); -0,71(11); -0,60(12); -0,71(15)	-0,70
4191,680	355	-1,45(4); -1,48(8); -1,45(15)	-1,46
4195,340	693	-0,62(11); -0,55(15)	-0,60
4195,620	478	-1,59(15)	-1,59
4196,220	693	-0,79(8); -0,93(10); -0,91(11); -0,83(15)	-0,83
4196,530	418	-2,18(8); -1,22(15)	-2,18
4197,100	18	-4,48(15)	-4,48
4198,270	693	-0,52(15)	-0,52
4198,310	152	-0,72(1); -0,67(4); -0,63(9); -0,64(11); -0,50(12); -0,78(15)	-0,72
4198,640	693	-0,90(8); -0,94(15)	-0,91
4199,100	522	+0,03(9); +0,08(11); +0,13(12); +0,09(15); +0,09(17);	+0,08
4199,970	3	-4,71(15)	-4,71
4200,100	993	-1,22(8)	-1,22
4200,930	689	-1,07(8); -1,07(11); -0,89(15)	-1,07
4202,030	42	-0,71(1); -0,67(4); -0,73(5); -0,65(7); -0,76(9); -0,70(12); -0,73(15); -0,67(18)	-0,71
4202,760	521	-3,85(15)	-3,85
4203,570	19	-3,90(15)	-3,90
4203,700	1245	-0,86(8)	-0,86
4203,950	850	-0,71(15); -0,53(17)	-0,53
4203,990	355	-0,90(4); -0,93(11); -1,15(12); -0,96(15)	-0,93
4205,550	689	-1,39(8); -1,48(11); -1,35(15)	-1,43
4206,700	3	-3,91(5); -3,96(6); -3,86(8); -3,82(10); -3,92(15)	-3,90
4207,130	352	-1,50(8); -1,52(10); -1,53(15); -1,24(18)	-1,50
4208,610	689	-1,12(11); -1,12(15)	-1,12
4210,350	152	-0,94(4); -0,91(10); -0,96(11); -0,93(12); -0,97(15); -0,99(18)	-0,95
4213,650	355	-1,30(4); -1,34(8); -1,36(10); -1,45(11); -1,38(15); -1,20(18)	-1,33
4215,430	274	-1,94(11); -1,90(15)	-1,94
4215,970	273	-2,60(15)	-2,60
4216,190	3	-3,36(1); -3,46(6); -3,21(10); -3,29(11); -3,45(12); -3,36(15)	-3,36
4217,550	693	-0,64(10); -0,68(11); -0,61(15); -0,57(18)	-0,62
4219,360	800	-0,03(10); -0,08(11); +0,26(12); +0,08(15); -0,02(17); +0,03(18)	-0,03
4220,050	994	-1,75(8); -2,01(15)	-1,82
4220,350	482	-1,34(8); -1,36(10); -1,44(11); -1,38(15)	-1,38
4222,220	152	-0,97(1); -0,98(4); -1,04(10); -1,01(11); -0,95(12); -1,10(15); -1,02(18)	-0,97
4223,730	417	-2,96(15)	-2,96
4224,180	689	-0,54(10); -0,47(11); -0,62(15)	-0,54
4224,520	689	-1,09(8); -1,20(15)	-1,13
4225,460	693	-0,63(10); -0,62(11); -0,63(15)	-0,63
4225,720	1102	-1,55(15)	-1,55
4225,960	521	-1,44(10); -1,40(15)	-1,44
4226,430	352	-1,57(8); -1,57(10); -1,54(15)	-1,57
4227,430	693	+0,12(10); +0,16(11); +0,38(12); +0,22(15); +0,26(18)	+0,18
4228,720	690	-2,63(15)	-2,63
4229,510	649	-2,42(15)	-2,42
4229,540	416	-2,07(15)	-2,07
4229,760	41	-3,43(1); -3,34(8); -3,42(15)	-3,43
4230,580	478	-2,66(8); -2,96(15)	-2,80
4232,730	3	-4,93(1); -4,77(15)	-4,93
4233,610	152	-0,60(1); -0,61(4); -0,66(10); -0,63(11); -0,42(12);	-0,60

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
4235,940	152	-0,78(15); -0,56(18) -0,34(1); -0,35(4); -0,38(7); -0,38(9); -0,37(11); -0,25(12); -0,40(15); -0,35(18)	-0,34
4237,080	19	-4,38(1); -3,40(11); -4,29(15)	-4,38
4237,680	418	-2,43(8); -2,78(15)	-2,60
4238,030	689	-0,99(11); -0,96(15)	-0,99
4238,820	693	-0,41(10); -0,40(11); -0,30(12); -0,25(15)	-0,37
4239,370	907	-1,60(8); -1,92(15)	-1,71
4239,740	416	-1,53(15)	-1,53
4239,850	273	-1,68(15)	-1,68
4239,960	476a	-2,83(15)	-2,83
4240,370	764	-1,41(8); -1,40(10); -1,38(11); -1,42(15)	-1,40
4241,110	351	-2,56(8); -2,39(11); -2,63(15)	-2,48
4242,590	273	-2,90(15)	-2,90
4242,730	649	-1,69(8); -1,67(11); -1,72(15)	-1,68
4243,370	906	-1,62(15)	-1,62
4243,790	994	-1,58(8); -1,80(15)	-1,68
4245,260	352	-1,21(8); -1,24(10); -1,27(11); -1,30(15)	-1,24
4245,360	691	-1,35(15)	-1,35
4246,020	649	-2,46(15)	-2,46
4246,090	906	-1,18(8); -1,17(10); -1,19(11); -1,19(15)	-1,18
4247,320	172	-2,91(15)	-2,91
4247,430	693	-0,36(10); -0,39(11); -0,32(12); -0,25(15); -0,31(18)	-0,35
4248,230	482	-1,38(8); -1,40(11); -1,32(15)	-1,38
4249,300	117	-3,18(8)	-3,18
4250,120	152	-0,40(1); -0,43(4); -0,54(7); -0,46(10); -0,46(11); -0,38(12); -0,43(15)	-0,40
4250,790	42	-0,73(4); -0,74(5); -0,73(6); -0,81(7); -0,76(9); -0,80(12); -0,67(15)	-0,73
4253,500	1245	-1,30(8)	-1,30
4253,910	905	-2,15(15)	-2,15
4254,940	419	-2,04(11); -2,55(15)	-2,20
4255,500	416	-2,10(11); -2,18(15)	-2,12
4256,210	690	-1,86(11); -2,41(15)	-2,05
4256,320	172	-3,64(15)	-3,64
4256,790	1102	-2,14(15)	-2,14
4258,320	3	-4,32(1); -4,23(5); -4,25(6); -4,35(8); -4,04(11); -4,19(15)	-4,32
4258,620	351	-2,07(8); -2,18(15)	-2,10
4258,960	419	-2,07(8); -2,14(15)	-2,09
4260,000	689	-1,56(15)	-1,56
4260,140	476a	-1,57(15)	-1,57
4260,480	152	+0,03(4); -0,15(7); +0,08(9); +0,10(12); +0,11(15); -0,06(18)	+0,03
4264,210	692	-1,55(8); -1,63(11); -1,54(15)	-1,59
4264,740	993	-1,54(8); -1,46(11); -1,82(15)	-1,54
4265,260	993	-1,63(11); -1,45(15)	-1,56
4266,970	273	-1,73(8); -1,79(11); -1,69(15)	-1,76
4267,830	482	-1,15(8); -1,19(10); -1,23(11); -1,11(15)	-1,19
4268,740	649	-1,51(8); -1,54(10); -1,51(11); -1,37(15)	-1,51
4271,160	152	-0,35(1); -0,35(4); -0,38(7); -0,42(9); -0,39(11); -0,40(12); -0,52(15)	-0,35
4271,760	42	-0,16(1); -0,23(4); -0,18(5); -0,14(6); -0,15(7); -0,14(9); -0,16(12)	-0,16
4273,870	478	-1,89(11); -2,18(15)	-2,00
4275,720	215	-2,88(8); -3,36(15)	-2,88
4276,680	976	-1,29(8); -1,34(11); -1,62(15)	-1,32
4277,390	214	-3,07(8); -3,30(15)	-3,07
4277,680	172	-2,65(11); -3,77(15)	-2,65
4278,230	691	-1,81(8); -1,85(11); -1,95(15)	-1,83
4279,480	993	-1,54(8); -1,68(15)	-1,54
4279,860	351	-2,38(8); -2,63(15)	-2,38
4280,530	598	-2,13(8); -2,14(11)	-2,13
4282,410	71	-0,77(4); -0,91(8); -0,89(9); -0,82(10); -0,85(11); -0,84(12); -0,82(15); -0,76(18); -0,84(19)	-0,82
4284,420	417	-2,66(8); -2,63(15)	-2,66
4285,450	597	-1,23(8); -1,26(10); -1,31(11); -1,22(15)	-1,26
4285,830	904	-1,86(8); -1,84(15)	-1,86

Т а б л и ц а 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
4286,440	414	-2,50(8); -2,36(11); -2,67(15)	-2,50
4286,990	976	-1,24(11); -1,45(15)	-1,34
4288,150	273	-1,94(8); -2,03(10); -1,97(11); -2,04(15)	-1,98
4288,970	214	-2,57(8); -2,51(11); -2,69(15)	-2,58
4290,380	416	-1,79(8); -1,91(10); -1,85(11); -1,84(15)	-1,85
4290,870	351	-2,19(8); -2,07(11); -2,13(15)	-2,13
4291,470	41	-2,68(11); -2,60(15)	-2,66
4291,470	3	-4,15(5); -4,02(6);	-4,08
4292,140	70	-3,07(8); -3,31(15)	-3,25
4292,290	70	-2,81(8); -2,63(11); -2,89(15)	-2,78
4294,130	41	-1,09(5); -1,06(6); -1,08(9); -1,11(10); -1,14(12); -1,21(15); -0,97(18)	-1,08
4298,040	520	-1,38(8); -1,48(10); -1,46(11); -1,36(15)	-1,43
4299,240	152	-0,47(4); -0,47(7); -0,43(9); -0,52(10); -0,34(11); -0,43(12); -0,47(15); -0,46(18)	-0,47
4300,200	975	-1,89(8)	-1,89
4300,820	976	-1,28(8); -1,29(11); -1,54(15)	-1,34
4302,190	520	-1,80(8); -1,81(10); -1,72(11); -1,64(15)	-1,77
4304,540	414	-2,06(8); -2,07(11); -1,96(15)	-2,05
4305,200	760	-2,14(8); -2,41(15)	-2,14
4305,450	476	-1,32(8); -1,36(10); -0,95(11); -1,26(15)	-1,34
4307,900	42	-0,15(4); -0,05(5); -0,06(6); -0,04(7); -0,07(9); -0,08(10); -0,11(12)	-0,07
4309,040	849	-1,17(8); -1,21(10); -0,96(11); -0,91(15); -1,24(17)	-1,18
4309,380	414	-1,23(10); -1,16(11); -1,03(15)	-1,19
4309,460	471	-1,80(15)	-1,80
4310,380	994	-1,58(8); -1,79(15)	-1,65
4315,090	71	-0,95(4); -0,86(9); -1,00(10); -1,01(11); -0,97(12); -1,00(15); -1,06(18)	-0,98
4317,000	762	-2,24(8)	-2,24
4319,460	214	-3,64(15)	-3,64
4320,380	691	-2,84(15)	-2,84
4320,520	601	-2,64(15)	-2,64
4325,760	42	-0,10(4); 0,00(5); -0,03(6); +0,01(7); -0,32(9); -0,02(10); -0,10(12)	-0,02
4326,760	413	-1,96(8); -2,86(15)	-1,96
4327,100	761	-1,00(8); -1,06(10); -0,94(11); -0,81(15)	-1,00
4327,920	597	-1,76(8); -1,70(11); -1,74(15)	-1,73
4330,820	476	-3,39(15)	-3,39
4330,960	597	-2,38(15)	-2,38
4337,050	41	-1,70(1); -1,60(5); -1,68(6); -1,69(10); -1,72(11); -1,73(12); -1,72(15); -1,67(18)	-1,70
4338,260	70	-2,81(8); -2,78(11); -2,90(15)	-2,80
4340,490	272	-3,29(15)	-3,29
4341,250	691	-3,01(15)	-3,01
4343,210	644	-2,74(15)	-2,74
4343,260	645	-1,76(8); -2,02(15)	-1,85
4343,700	517	-1,94(8); -2,00(15)	-1,96
4346,560	598	-1,60(8); -1,64(11); -1,70(15)	-1,64
4347,240	2	-5,50(1); -4,51(5); -5,39(8); -5,54(15)	-5,50
4347,850	828	-1,73(8); -1,70(11); -1,85(15)	-1,75
4347,940	414	-2,19(8); -2,21(11); -2,34(15)	-2,23
4351,550	413	-1,61(8); -1,80(11); -1,74(15); -1,24(18)	-1,70
4352,740	71	-1,24(4); -1,29(10); -1,34(11); -1,17(12); -1,23(15); -1,37(18)	-1,29
4358,500	412	-1,67(8); -1,69(10); -1,57(11); -1,77(15)	-1,67
4360,810	903	-1,94(8); -1,90(11); -2,15(15)	-1,96
4365,900	415	-2,19(8); -2,35(10); -2,33(11); -2,33(15)	-2,30
4367,580	414	-1,32(8); -1,30(15)	-1,31
4367,910	41	-2,66(8); -2,93(15)	-2,75
4369,770	518	-0,84(10); -1,03(11); -1,03(12); -0,86(15); -0,99(18)	-0,95
4372,990	473	-2,69(8); -2,78(15)	-2,71
4373,560	214	-2,34(11); -2,36(15)	-2,35
4374,490	648	-2,18(8); -2,24(10); -2,05(11); -2,02(15)	-2,16
4375,930	2	-3,03(1); -3,03(5); -2,98(6); -2,85(12); -2,87(15); -3,10(18)	-3,03
4376,780	471	-2,18(11); -2,12(15)	-2,16
4377,790	645	-2,37(8); -2,01(11); -2,39(15)	-2,26

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплет	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1.	2.	3	4
4382,770	799a	-1,51(8); -0,94(15)	-1,32
4383,550	41	+0,20(1); +0,27(5); +0,18(6); +0,27(7); +0,20(9); +0,16(10); +0,02(12)	+0,20
4384,680	474	-2,22(8); -1,98(15)	-2,14
4385,260	415	-2,33(15)	-2,33
4387,900	476	-1,53(8); -1,55(11); -1,35(15)	-1,50
4388,410	830	-0,72(10); -0,86(11); -0,62(15)	-0,72
4389,250	2	-4,58(1); -4,44(5); -4,29(6); -4,46(8); -4,30(11); -4,42(15)	-4,58
4390,460	413	-2,55(8); -2,37(11); -2,30(15)	-2,40
4390,950	414	-1,52(8); -1,64(11); -1,32(15)	-1,52
4391,880	992	-2,12(8); -2,02(15)	-2,10
4390,580	973	-2,08(8); -1,85(15)	-2,00
4395,290	828	-1,90(8); -1,74(11); -1,90(15)	-1,85
4395,510	992	-1,86(15)	-1,86
4401,290	828	-0,97(10); -1,07(11); -1,05(15)	-1,03
4401,450	350	-1,70(8); -2,21(15)	-1,80
4404,750	41	-0,14(1); -0,10(5); -0,13(6); -0,08(7); -0,16(9); -0,20(10); -0,29(12); -0,22(19)	-0,14
4407,710	68	-1,95(10); -2,01(11); -1,92(15)	-1,95
4408,420	68	-1,74(10); -1,82(11); -1,69(15)	-1,74
4409,120	645	-2,29(8); -1,96(11); -2,40(15)	-2,20
4413,400	1046	-1,62(8)	-1,62
4415,120	41	-0,62(1); -0,67(5); -0,60(6); -0,68(9); -0,63(10); -0,54(12); -0,58(18); -0,68(19)	-0,62
4418,430	412	-3,08(15)	-3,08
4422,570	350	-1,16(10); -1,11(11); -1,01(15); -1,15(18)	-1,15
4423,140	412	-2,56(8); -2,67(15)	-2,60
4423,860	830	-1,68(8); -1,72(11); -1,88(15)	-1,72
4424,190	757	-2,61(15)	-2,61
4425,660	798	-2,47(15)	-2,47
4427,310	2	-3,04(1); -3,05(5); -3,03(6); -2,57(10); -2,89(12); -2,13(15); -2,97(18); -2,43(19)	-3,04
4430,200	472	-2,02(8); -2,12(15)	-2,05
4430,620	68	-1,66(1); -1,72(11); -1,78(15); -1,61(18)	-1,66
4432,570	797	-1,67(8); -1,80(15)	-1,73
4433,220	830	-0,83(8); -0,96(11); -1,01(15); -0,84(18)	-0,85
4433,790	825	-1,34(8); -1,46(11); -1,54(15)	-1,45
4435,150	2	-4,38(1); -4,44(5); -4,42(6); -4,27(8); -4,29(11); -4,40(15)	-4,38
4436,920	516	-2,17(8); -2,29(11); -2,33(15)	-2,26
4438,350	828	-1,70(8); -1,80(11); -1,85(15)	-1,78
4439,640	515	2,90(8); -3,02(15)	-2,95
4439,880	116	-3,00(1); -2,97(8); -2,93(11); -3,13(15)	-3,00
4440,480	829	-2,14(8); -2,20(15)	-2,16
4440,840	992	-1,68(8); -2,08(15)	-1,80
4440,970	645	-2,88(15)	-2,88
4442,340	68	-1,25(1); -1,26(10); -1,31(11); -1,21(12); -1,20(15)	-1,25
4442,840	69	-2,79(1); -2,65(8); -2,88(15)	-2,79
4443,200	350	-1,07(10); -1,14(11); -1,11(12); -1,05(15)	-1,07
4445,480	2	-5,44(1); -5,30(8); -5,50(15)	-5,44
4446,840	828	-1,40(8); -1,51(15)	-1,44
4447,130	69	-2,62(8); -2,89(15)	-2,75
4447,720	68	-1,34(1); -1,35(10); -1,41(11); -1,20(12); -1,43(15)	-1,34
4450,320	476	-2,11(8); -2,20(11); -2,28(15)	-2,20
4450,760	972	-2,32(8); -2,53(15)	-2,39
4452,620	969	-2,01(8); -2,72(15)	-2,01
4454,380	350	-1,30(10); -1,46(11); -1,45(15); -1,25(18)	-1,30
4454,660	902	-2,49(15)	-2,49
4455,030	974	-1,17(8); -1,43(11); -1,50(15)	-1,35
4456,330	516	-2,22(8); -2,20(11); -2,30(15)	-2,22
4456,600	973	-1,76(8)	-1,76
4458,100	992	-1,45(11); -1,43(15)	-1,45
4459,120	68	-1,28(1); -1,33(10); -1,33(11); -1,25(12); -1,30(15); -1,31(18)	-1,28
4461,200	471	-2,28(15)	-2,28
4461,370	725	-2,20(15)	-2,20
4461,650	2	-3,21(1); -3,27(5); -3,19(6); -3,24(11); -3,25(12);	-3,21

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мульти-плетта	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
		-3,02(15); -3,13(18)	
4461,990	825	-1,37(15)	-1,37
4463,140	471	-2,91(15)	-2,91
4464,770	472	-1,80(8); -1,86(10); -2,02(11); -2,61(15)	-1,86
4466,550	350	-0,52(9); -0,70(10); -0,70(11); -0,61(12); -0,64(15); -0,72(18)	-0,70
4466,560	2	-4,51(5)	-4,51
4456,940	992	-1,43(8); -1,70(15)	-1,52
4469,380	830	-0,39(10); -0,67(11); -0,56(15); -0,45(18)	-0,52
4471,680	2	-6,00(1); -5,69(8); -5,81(15)	-6,00
4472,720	595	-2,10(11); -2,13(15)	-2,11
4476,020	350	-0,69(10); -0,77(11); -0,60(12); -0,59(15)	-0,69
4476,080	830	-0,53(15)	-0,53
4478,040	69	-3,74(8); -3,80(15)	-3,76
4479,610	828	-1,53(11); -1,56(15)	-1,54
4479,970	974	-1,71(15)	-1,71
4480,140	515	-1,93(11); -1,99(15)	-1,95
4480,280	823	-2,48(15)	-2,48
4481,620	827	-1,49(8); -1,67(15)	-1,55
4482,170	2	-3,50(1); -3,58(5); -3,24(12); -3,23(15)	-3,50
4482,260	68	-1,33(11); -1,32(15)	-1,33
4482,750	828	-1,42(8); -1,43(15)	-1,42
4483,780	898	-2,54(8); -2,42(15)	-2,50
4484,230	828	-0,95(11); -0,77(15); -0,76(18)	-0,83
4485,680	830	-1,09(8); -1,37(11); -1,32(15)	-1,26
4485,980	825	-2,42(8); -2,58(15)	-2,47
4487,750	594	-2,82(8); -3,01(15); -3,11(17)	-3,00
4488,140	819	-1,79(8); -1,91(11); -1,99(15)	-1,91
4488,920	213	-2,75(11); -3,09(15)	-2,92
4489,740	2	-3,97(1); -3,98(5); -4,27(8); -3,81(15); -4,06(19)	-3,97
4490,090	469	-1,63(8); -1,72(15)	-1,66
4490,770	974	-1,14(8); -1,32(11); -1,45(15)	-1,27
4492,690	969	-1,73(8); -1,81(15)	-1,76
4494,000	973	-1,89(8)	-1,89
4494,570	68	-1,14(1); -1,29(8); -1,00(9); -1,16(10); -1,21(11); -1,16(12); -1,00(15); -1,20(18); -1,12(19)	-1,14
4495,570	827	-2,19(8); -2,32(15)	-2,23
4495,970	825	-1,79(8); -2,00(15)	-1,86
4502,590	796	-2,41(8); -2,29(15)	-1,37
4504,840	555	-2,32(8); -2,27(11); -2,30(15)	-2,29
4509,310	514	-2,58(15)	-2,58
4513,710	213	-3,65(15)	-3,65
4514,190	514	-2,16(8); -2,02(10); -2,19(11); -2,07(15)	-2,11
4515,180	319	-3,27(8); -3,26(15)	-3,27
4516,270	819	-2,85(15)	-2,85
4517,530	472	-1,97(8); -1,82(10); -2,06(11); -1,94(15)	-1,93
4518,450	593	-3,25(8); -3,10(15)	-3,20
4518,590	69	-3,96(8); -3,85(15)	-3,92
4519,270	27	-1,71(9)	-1,71
4520,240	471	-2,61(8); -2,81(15)	-2,67
4523,400	829	-2,05(8); -1,94(11); -1,99(15)	-2,00
4525,140	826	-0,48(10); -0,82(11)	-0,48
4525,870	319	-3,24(8); -3,07(15)	-3,18
4526,410	969	-2,03(15)	-2,03
4526,560	471	-2,00(11); -2,27(15)	-2,09
4527,780	641	-2,79(8); -3,25(15)	-2,96
4528,620	68	-0,82(1); -0,75(9); -0,85(10); -0,91(11); -0,94(12); -0,84(18)	-0,82
4529,560	987	-1,22(11); -1,57(15)	-1,39
4531,150	39	-2,16(1); -2,17(6); -2,16(10); -2,20(11); -2,33(12)	-2,16
4531,630	555	-2,06(15)	-2,06
4533,140	641	-1,99(8); -2,59(15)	-2,00
4536,510	896	-2,75(15)	-2,75
4537,680	594	-3,08(8); -2,90(15); -2,93(17)	-2,98
4538,760	115	-3,78(15)	-3,78
4538,840	969	-1,65(11); -2,21(15)	-1,87
4541,950	593	-3,18(8); -3,10(15)	-3,15
4542,420	894	-2,11(8); -1,89(11); -2,17(15)	-2,11

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
4542,720	827	-2,37(15)	-2,37
4546,480	1047	-2,42(15)	-2,42
4547,020	39	-3,73(8); -3,54(11); -3,56(15)	-3,62
4547,850	755	-0,91(10); -1,08(11)	-1,00
4551,670	972	-2,13(8); -2,16(15)	-2,14
4554,460	319	-3,09(8); -2,98(15)	-3,06
4556,130	410	-0,99(11)	-0,99
4556,940	638	-2,76(8); -2,71(15)	-2,74
4558,110	894	-2,40(15)	-2,40
4560,100	823	-1,98(8); -1,97(11); -2,01(15)	-1,98
4564,710	823	-2,31(15)	-2,31
4564,830	472	-2,77(15)	-2,77
4565,320	641	-2,56(8); -2,56(15)	-2,56
4565,670	554	-2,30(8); -2,33(15)	-2,31
4566,520	641	-2,30(8); -2,20(15); -2,24(19)	-2,26
4566,990	723	-2,13(8); -2,73(15)	-2,13
4568,610	989	-2,82(15)	-2,82
4568,790	554	-2,51(15)	-2,51
4568,840	894	-2,32(15)	-2,32
4571,450	319	-3,31(8); -3,32(15)	-2,31
4572,850	819	-2,87(8); -2,75(15)	-2,83
4574,240	554	-2,55(8); -2,56(15); -2,65(19)	-2,59
4574,720	115	-2,99(8); -2,89(11); -2,87(15); -2,70(19)	-2,89
4575,800	593	-2,91(15)	-2,91
4579,060	640	-3,05(15)	-3,05
4579,340	319	-3,19(15)	-3,19
4579,690	894	-3,00(15)	-3,00
4579,820	469	-2,87(8)	-2,87
4580,600	827	-2,15(8); -1,99(11); -2,13(15)	-2,08
4581,520	555	-1,88(8); -1,92(11); -1,84(15)	-1,88
4582,940	348	-3,76(15)	-3,76
4583,720	472	-2,93(15)	-2,93
4584,720	820	-2,24(15)	-2,24
4584,820	822	-1,81(11); -1,92(15)	-1,85
4587,130	795	-1,84(8); -1,82(11); -1,63(15)	-1,78
4587,730	971	-2,22(8); -2,53(15)	-2,32
4592,660	39	-2,45(1); -2,52(6); -2,49(11)	-2,45
4593,540	971	-2,13(8); -2,17(15)	-2,14
4594,960	638	-3,44(15)	-3,44
4595,210	846	-2,74(15)	-2,74
4595,360	594	-1,86(8); -1,79(15); -1,80(17)	-1,82
4596,060	820	-1,70(8); -1,80(11); -1,65(15)	-1,73
4596,430	823	-2,38(8); -2,44(15)	-2,40
4598,120	554	-1,66(11); -1,41(15)	-1,54
4598,370	970	-5,32(15)	-5,32
4598,730	819	-2,70(15)	-2,70
4600,940	591	-2,62(8); -2,42(11); -2,57(15)	-2,53
4602,000	39	-3,15(1); -3,26(8); -3,20(11); -3,21(15); -3,21(16)	-3,15
4602,940	39	-2,22(1); -1,64(5); -2,14(6); -2,03(10); -2,25(11); -2,24(12); -2,26(18); -2,20(20)	-2,22
4603,350	348	-3,18(8); -3,27(15)	-3,21
4603,960	410	-2,88(8); -3,19(15)	-2,98
4604,250	348	-3,91(15)	-3,91
4604,850	846	-2,79(15)	-2,79
4607,660	554	-1,55(11); -1,48(15)	-1,53
4611,080	641	-3,13(15)	-3,13
4611,280	826	-0,81(10); -1,01(11)	-0,87
4613,210	554	-1,72(8); -1,72(11); -1,79(15)	-1,72
4614,220	638	-2,67(8); -2,72(15)	-2,69
4618,760	409	-2,38(8); -2,19(15)	-2,33
4619,290	821	-1,18(8); -1,23(11); -1,17(15)	-1,19
4620,140	468	-2,53(15)	-2,53
4625,050	554	-1,51(11); -1,47(15)	-1,50
4630,120	115	-2,62(8); -2,59(11); -2,62(15); -2,53(19)	-2,59
4631,500	1152	-2,09(8); -2,28(15); -2,22(16)	-2,17
4632,820	820	-2,08(15)	-2,08
4632,920	39	-2,91(1); -2,90(8); -2,89(11); -2,98(15)	-2,91
4633,760	410	-3,07(8); -3,08(15)	-3,07

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами*	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
4635,630	319	-3,63(8); -2,59(15)	-2,61
4635,850	349	-2,46(8); -2,38(11); -2,34(15)	-2,40
4636,600	513	-3,77(16)	-3,77
4637,510	554	-1,44(8); -1,49(11); -1,39(15)	-1,44
4638,020	822	-1,18(8); -1,23(11); -1,11(15)	-1,18
4643,220	38	-5,34(15)	-5,34
4643,470	820	-1,35(8); -1,40(11); -1,43(15)	-1,40
4647,440	409	-1,40(11); -1,55(20)	-1,47
4649,830	592	-2,74(8); -2,86(15)	-2,78
4654,500	38	-2,78(1); -2,78(15)	-2,78
4654,630	554	-1,07(15)	-1,07
4657,600	346	-2,95(8); -2,92(15)	-2,94
4658,290	591	-3,10(8); -2,93(15)	-3,04
4661,540	1207	-1,36(8); -1,41(15)	-1,38
3661,980	409	-2,50(8); -2,38(15)	-2,46
4653,180	754	-2,48(8); -2,35(15)	-2,44
4665,550	1044	-2,57(15)	-2,57
4667,460	822	-0,90(11)	-0,90
4668,140	554	-1,18(11)	-1,18
4669,170	821	-1,47(8); -1,40(11); -1,31(15)	-1,40
4672,840	40	-4,74(15)	-4,74
4673,170	820	-1,31(8); -1,32(11); -1,38(15)	-1,33
4673,280	822	-1,90(15)	-1,90
4674,660	40	-4,79(8); -4,32(15)	-4,65
4677,600	1072	-2,31(15)	-2,31
4678,850	821	-0,81(11); -0,70(18); -0,70(20)	-0,73
4679,230	688	-2,19(8); -2,18(15)	-2,19
4680,300	39	-3,77(1); -3,85(8); -3,80(15)	-3,77
4680,480	346	-2,95(15)	-2,95
4682,580	384	-3,17(8); -3,09(15)	-3,15
4683,560	346	-2,56(8); -2,39(11); -2,51(15)	-2,51
4685,040	347	-3,37(8); -3,34(15)	-3,36
4687,310	17	-5,07(15)	-5,07
4687,390	347	-2,84(8); -2,43(11); -2,90(15)	-2,86
4687,680	347	-3,86(15)	-3,86
4688,380	1071	-2,32(15)	-2,32
4690,150	820	-1,74(8); -1,59(11); -1,59(15)	-1,67
4690,380	17	-5,04(15)	-5,04
4691,410	409	-1,51(11)	-1,51
4700,170	935	-1,74(8); -1,76(11); -1,86(15); -1,75(16)	-1,75
4701,050	820	-2,02(8); -1,89(11); -2,09(15)	-2,00
4704,960	821	-1,63(8); -1,55(11); -1,44(15)	-1,56
4705,460	752	-2,37(8); -2,21(15)	-2,33
4707,280	554	-1,13(11)	-1,13
4707,490	346	-2,25(15)	-2,25
4708,970	889	-1,79(15)	-1,79
4709,090	821	-1,42(11); -1,46(15)	-1,44
4710,290	409	-1,70(11); -1,57(15)	-1,65
4712,100	467	-3,17(8); -3,13(15)	-3,16
4714,070	1206	-1,63(8); -1,76(15)	-1,67
4714,180	591	-2,72(8); -2,94(15)	-2,83
4721,000	1071	-2,48(11); -2,73(15)	-2,60
4725,940	1134	-2,42(15)	-2,42
4726,160	384	-3,29(8); -3,08(15)	-3,22
4727,000	635	-3,36(15)	-3,36
4727,400	821	-1,40(11); -1,34(15)	-1,38
4728,560	822	-1,38(11); -1,25(15)	-1,34
4729,030	1043a	-1,73(8); -1,46(11); -1,54(15)	-1,62
4729,700	688	-2,52(8); -2,69(15)	-2,58
4733,600	38	-2,99(1); -2,79(10); -3,06(11); -3,00(15); -2,98(19)	-2,99
4734,100	1133	-1,66(8); -1,60(15)	-1,64
4735,850	1042	-1,29(8); -1,26(11); -1,02(15)	-1,26
4736,780	554	-0,82(8); -0,87(10); -0,89(11); -0,83(12); -0,80(18); -0,80(19); -0,75(20)	-0,83
4737,630	590	-2,59(8); -2,51(15)	-2,56
4740,340	409	-2,72(8); -2,70(15)	-2,72
4741,080	688	-2,58(15)	-2,58
4741,530	346	-2,10(11); -2,05(15); -2,02(19)	-2,05

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
4745,130	67	-4,19(8); -4,02(15)	-4,13
4745,810	821	-1,31(11); -1,37(15)	-1,33
4749,930	1206	-1,43(8); -1,75(15); -1,58(16)	-1,55
4757,580	634	-1,22(11); -1,11(15)	-1,18
4765,480	40	-4,01(8); -4,17(15)	-4,06
4766,880	688	-2,36(8); -2,60(15)	-2,44
4768,330	821	-1,67(15)	-1,67
4768,400	384	-1,78(11); -2,57(15)	-1,78
4771,700	67	-3,82(8); -3,16(11); -2,56(15)	-3,16
4772,820	38	-2,01(11); -1,95(15)	-1,99
4776,070	635	-2,75(8); -2,76(15)	-2,75
4776,340	1206	-1,89(15)	-1,89
4779,440	720	-2,36(8); -2,21(11); -2,26(15); -2,25(19)	-2,27
4780,820	633	-3,31(15); -3,38(16)	-3,35
4785,960	1044	-2,00(8); -1,65(11); -1,88(15); -2,04(19)	-1,98
4786,810	467	-1,72(11); -1,68(15)	-1,70
4787,840	384	-2,81(8); -2,49(11); -2,85(15)	-2,69
4788,760	588	-1,85(8); -1,89(11); -1,82(15); -1,74(19)	-1,83
4789,650	753	-0,97(10); -1,15(11); -1,03(15); -1,00(19)	-1,00
4790,500	1068	-2,71(8)	-2,71
4790,800	632	-3,29(8)	-3,29
4791,250	633	-2,56(8); -2,35(11); -2,61(15)	-2,58
4793,950	512	-3,57(8); -3,69(15); -3,61(16)	-3,61
4794,360	115	-3,58(8); -4,02(15); -3,95(16)	-3,78
4798,270	1042	-1,62(8); -1,65(15); -1,58(19)	-1,62
4798,740	38	-4,24(8); -3,55(11); -4,08(16)	-4,10
4799,410	888	-2,29(8); -2,24(15)	-2,27
4800,140	384	-2,76(8); -3,13(15)	-2,86
4800,650	1042	-1,32(8); -1,28(11); -1,11(15)	-1,26
4802,880	888	-1,54(11); -1,40(15)	-1,49
4804,530	794	-2,18(15)	-2,18
4804,600	721	-2,82(8)	-2,82
4807,240	634	-2,37(15)	-2,37
4807,720	688	-2,24(8); -2,07(11); -2,13(15)	-2,17
4808,160	633	-2,82(8); -2,57(15); -2,76(16)	-2,75
4809,150	933	-2,51(15)	-2,51
4809,260	1039	-2,51(15)	-2,51
4809,950	793	-2,76(8); -2,61(15); -2,65(16)	-2,69
4811,040	467	-3,13(15)	-3,13
4813,120	630	-2,93(8); -2,69(15)	-2,85
4815,230	720	-2,96(15)	-2,96
4817,770	67	-3,53(8); -3,19(11); -3,64(15)	-3,50
4824,160	688	-2,05(11); -2,13(15)	-2,08
4832,730	888	-1,88(11); -1,82(15)	-1,86
4834,510	115	-3,42(8); -3,05(11); -3,45(15)	-3,35
4835,860	1068	-1,56(8); -1,54(11); -1,60(15)	-1,56
4838,090	630	-3,36(15)	-3,36
4838,520	687	-1,99(8); -1,98(11); -2,05(15)	-2,00
4839,550	588	-1,85(8); -1,87(11); -1,83(15)	-1,85
4840,320	1068	-1,45(8); -1,54(15)	-1,48
4841,680	633	-3,41(15)	-3,41
4841,800	1070	-1,94(8); -2,15(15)	-2,01
4842,790	1069	-1,62(8); -1,88(15)	-1,71
4843,160	687	-1,88(8); -1,73(11); -1,84(15)	-1,82
4844,000	750	-2,07(8); -2,02(11); -2,02(15)	-2,04
4845,660	588	-2,26(11); -2,36(15)	-2,29
4848,880	114	-3,41(8); -3,45(15)	-3,42
4849,660	793	-2,72(8); -3,07(15)	-2,82
4854,890	1043	-2,10(8); -2,39(15)	-2,20
4855,680	687	-1,86(11); -1,89(15)	-1,87
4859,140	1068	-1,79(8); -1,80(15)	-1,79
4859,750	318	-0,85(4); -0,96(8); -0,87(10); -0,89(11); -0,94(12); -0,90(18); -0,84(19)	-0,87
4860,990	688	-2,47(8); -2,50(15)	-2,47
4862,550	1070	-2,03(15)	-2,03
4863,650	687	-1,76(11); -1,83(15)	-1,78
4869,500	751	-2,56(8)	-2,56
4870,000	985	-2,39(8)	-2,39

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплетта	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
4871,320	318	-0,44(4); -0,51(10); -0,36(11); -0,39(12)	-0,47
4871,940	630	-2,13(15)	-2,13
4872,140	318	-0,64(4); -0,70(10); -0,70(11); -0,61(12)	-0,67
4873,750	633	-3,10(8); -2,84(15)	-3,01
4874,360	467	-2,99(15)	-2,99
4875,900	687	-2,06(8); -2,00(11); -1,92(15); -2,24(19)	-2,06
4876,200	631	-3,41(8)	-3,41
4877,590	384	-3,18(8); -3,01(15)	-3,12
4878,220	318	-0,98(4); -1,05(10); -1,04(11); -1,11(12); -1,02(18); -1,08(20)	-1,04
4881,730	588	-1,85(11); -1,84(15)	-1,85
4882,150	687	-1,66(11); -1,70(15)	-1,66
4885,440	966	-1,21(11)	-1,21
4886,340	1066	-0,91(11); -0,99(15)	-0,94
4887,190	1065	-1,22(11); -1,62(15)	-1,42
4888,650	1066	-1,16(15)	-1,16
4889,010	67	-2,85(15)	-2,85
4889,110	985	-0,73(15)	-0,73
4890,760	318	-0,49(4); -0,53(10); -0,54(11); -0,54(12)	-0,53
4891,500	318	-0,20(4); -0,22(10); -0,24(11); -0,15(12)	-0,22
4891,900	1094	-1,97(8); -2,24(16)	-2,10
4892,870	1070	-1,18(11); -1,45(15); -1,40(16)	-1,30
4896,440	984	-2,10(8); -1,66(15)	-2,00
4903,320	318	-1,04(4); -1,15(8); -1,08(10); -1,10(11); -1,12(12); -0,99(18); -0,98(19); -1,25(20)	-1,06
4905,150	986	-2,10(8); -1,82(11); -2,11(15)	-2,05
4907,740	687	-1,86(11); -1,95(15); -1,93(19)	-1,93
4909,390	985	-1,41(11); -1,39(15)	-1,40
4910,030	687	-1,47(15)	-1,47
4910,330	1068	-1,08(15)	-1,08
4910,570	1068	-1,16(15)	-1,16
4911,540	1098	-2,30(8); -0,74(15)	-2,30
4911,790	984	-1,83(8); -1,62(11); -1,70(15)	-1,67
4917,240	1066	-1,24(8); -1,21(11); -1,38(15); -1,24(16)	-1,24
4918,020	1070	-1,42(8); -1,35(15)	-1,40
4919,000	318	-0,43(4); -0,47(10); -0,50(11); -0,31(12); -0,52(18)	-0,47
4920,510	318	+0,02(4); -0,01(10); -0,17(11); -0,82(12); -0,19(18)	-0,05
4924,780	114	-2,44(11); -2,23(15); -2,19(19)	-2,34
4925,290	1065	-2,14(15)	-2,14
4927,450	792	-2,03(8); -2,00(15)	-2,02
4930,330	985	-1,40(8); -1,44(11); -1,39(15)	-1,40
4933,190	1070	-1,87(15)	-1,87
4933,350	1065	-0,91(11); -0,97(15)	-0,93
4933,880	968	-1,90(15)	-1,90
4934,020	1068	-0,97(11); -1,10(15)	-1,01
4938,180	966	-1,16(11); -1,16(15)	-1,16
4938,820	318	-1,18(4); -1,22(11); -1,09(20)	-1,16
4939,240	1065	-1,03(15)	-1,03
4939,690	16	-3,34(11); -3,37(16); -3,24(11); -3,35(15)	-3,34
4945,630	1113	-1,57(8); -1,76(15)	-1,63
4946,390	687	-1,35(11); -1,26(15)	-1,32
4950,110	687	-1,69(11); -1,66(15); -1,78(19)	-1,69
4952,650	1068	-1,41(11); -1,57(15)	-1,46
4957,300	318	-0,40(12)	-0,40
4957,600	318	+0,05(11); -0,15(12)	+0,08
4961,910	845	-2,33(8); -2,24(15)	-2,30
4962,560	1097	-1,35(8); -1,32(11); -1,35(15); -1,51(19)	-1,38
4966,100	687	-0,94(10); -1,01(11); -0,90(15); -0,84(18); -1,01(20)	-0,94
4967,900	1067	-1,08(11); -0,98(15)	-1,05
4968,700	887	-1,82(8); -1,79(11); -1,71(15)	-1,80
4969,930	1066	-1,09(11); -0,96(15); -0,90(19)	-0,99
4970,490	883	-1,74(8); -1,68(11); -1,71(15)	-1,71
4970,650	985	-1,83(15)	-1,83
4973,110	984	-1,01(10); 1,07(11); -0,81(15)	-1,01
4975,420	586	-2,17(15)	-2,17
4977,650	985	-2,02(15)	-2,02
4978,610	966	-1,20(11); -1,00(15)	-1,14
4979,590	883	-2,51(15)	-2,51

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мульти-плета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
4982,510	1067	-0,27(11); -0,11(15)	-0,22
4983,260	1067	-0,52(11); -0,51(15)	-0,52
4983,860	1066	-0,23(15)	-0,23
4985,260	984	-0,79(11); -0,59(15)	-0,73
4985,550	318	-1,57(11); -1,76(15)	-1,63
4986,220	1070	-1,45(8); -1,57(15); -1,71(16)	-1,55
4988,960	1066	-0,97(10); -1,01(11); -0,80(15); -0,82(16)	-0,97
4991,280	1065	-0,98(11); -0,79(15)	-0,93
4992,800	1110	-2,46(16)	-2,46
4993,690	1111	-1,53(8); -1,61(15)	-1,50
4994,130	16	-3,08(1); -3,08(6); -3,16(11); -3,03(15); -3,09(20)	-3,08
4995,400	1113	-1,95(8); -2,34(16)	-1,95
4999,110	1040	-1,80(8); -1,64(15)	-1,75
5001,870	965	-0,12(10); -0,28(11); -0,17(12); -0,20(18)	-0,17
5002,800	687	-1,62(8); -1,71(11); -1,71(15)	-1,68
5004,030	1112	-1,46(8); -1,56(15)	-1,49
5005,720	984	-0,27(12); -0,26(15)	-0,27
5006,130	318	-0,75(4); -0,78(11); -0,69(12)	-0,75
5007,290	966	-1,00(11); -0,68(15)	-0,90
5012,070	16	-2,64(1); -2,68(5); -2,66(6); -2,70(11); -2,72(12); -2,65(18); -2,62(20)	-2,64
5012,700	1093	-1,85(8)	-1,85
5014,950	965	-0,38(10); -0,46(11); -0,32(15); -0,33(18)	-0,38
5019,740	966	-2,26(15)	-2,26
5020,820	748	-2,55(15)	-2,55
5021,610	1093	-1,39(15)	-1,39
5021,900	629	-2,16(8)	-2,16
5022,240	695	-0,66(10); -0,71(11); -0,71(15)	-0,67
5023,230	1095	-1,66(8); -1,59(15)	-1,64
5023,480	1150	-1,77(8); -1,72(15)	-1,75
5027,140	1065	-0,72(11); -0,70(15)	-0,72
5027,210	883	-1,55(15)	-1,55
5027,780	1110	-1,35(8); -1,23(15)	-1,31
5028,130	791	-1,24(11); -1,03(15)	-1,17
5029,620	718	-2,09(8); -2,07(11)	-2,08
5030,800	585	-2,98(8)	-2,98
5031,900	1150	-1,74(8)	-1,74
5036,900	465	-3,13(8)	-3,13
5039,260	687	-1,54(15)	-1,54
5040,990	1092	-0,32(15)	-0,32
5041,070	16	-2,78(6); -3,00(11); -2,89(15)	-2,89
5041,760	36	-2,32(11); -2,36(12); -2,21(15)	-2,32
5044,220	318	-2,29(11); -2,35(15)	-2,31
5048,460	984	-1,33(10); -1,20(11); -1,08(15)	-1,23
5049,820	114	-1,44(10); -1,46(11); -1,37(12); -1,59(15); -1,50(18)	-1,46
5051,640	16	-2,80(1); -2,80(6); -2,87(11); -2,86(12); -2,75(15)	-2,80
5054,650	884	-2,18(8); -2,31(15); -2,17(16)	-2,20
5056,000	1149	-2,07(8)	-2,07
5056,900	1111	-2,02(8)	-2,02
5058,000	967	-2,58(8)	-2,58
5058,500	884	-2,90(16)	-2,90
5060,080	1	-5,54(15)	-5,54
5065,020	1094	-0,43(11); -0,30(15)	-0,39
5065,210	883	-1,41(15)	-1,41
5067,160	1092	-1,24(11); -1,01(15); -1,07(16)	-1,24
5068,770	383	-1,18(4); -1,30(8); -1,22(10); -1,21(11); -1,21(12); -1,24(15); -1,10(18); -1,25(19); -1,20(20)	-1,22
5072,080	1089	-1,12(11); -0,87(15)	-1,04
5072,690	1095	-1,28(11); -1,20(15)	-1,25
5074,760	1094	-0,34(10); -0,38(11); -0,21(15); -0,10(18); -0,36(19)	-0,32
5076,290	1089	-0,94(15)	-0,94
5078,980	1092	-0,43(15)	-0,43
5079,230	66	-2,07(1); -1,94(11); -2,01(15)	-2,07
5079,740	16	-3,22(1); -3,22(6); -3,26(11); -3,23(15); -2,85(20)	-3,22
5080,900	585	-3,12(8)	-3,12
5083,340	16	-2,96(1); -2,99(6); -2,90(10); -3,05(11); -3,00(12); -2,90(15); -2,77(20)	-2,96
5088,200	1066	-1,84(8); -1,89(16)	-1,87

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
5090,790	1090	-0,54(10); -0,86(11); -0,57(15); -0,75(19)	-0,54
5097,000	1092	-0,73(11); -0,48(15)	-0,65
5098,700	66	-1,95(11); -1,89(12); -1,88(15); -1,84(20)	-1,90
5099,090	965	-1,58(8); -1,36(15)	-1,51
5104,000	465	-2,88(8)	-2,88
5104,200	1092	-2,02(8)	-2,02
5104,500	1090	-1,74(8)	-1,74
5107,450	16	-3,09(1); -3,25(15)	-3,09
5107,640	36	-2,42(1); -2,30(11); -2,52(15)	-2,42
5109,650	1089	-1,26(11); -1,02(15); -1,09(16)	-1,15
5110,410	1	-3,76(1); -3,91(5); -3,74(6); -3,70(11); -3,39(12); -3,64(15); -3,40(20)	-3,76
5115,800	789	-2,77(8)	-2,77
5121,640	1095	-0,91(8); -0,91(10); -1,09(11); -0,93(15)	-0,91
5123,720	16	-3,07(1); -3,05(6); -3,00(10); -3,09(11); -3,12(15)	-3,07
5125,130	1090	-0,49(11); -0,38(15); -0,18(18)	-0,40
5126,220	1089	-1,13(8); -1,19(15)	-1,15
5127,360	16	-3,31(1); -3,27(6); -3,38(11); -3,36(15)	-3,31
5127,680	1	-6,12(1)	-6,12
5129,660	965	-1,89(8); -1,97(15)	-1,91
5131,480	66	-1,58(11); -2,64(15)	-2,11
5133,690	1092	-0,16(11); +0,17(12); +0,04(15); +0,10(18); +0,12(20)	+0,06
5136,100	1036	-2,17(8)	-2,17
5137,390	1090	-0,54(10); -0,56(11); -0,40(15)	-0,54
5139,260	383	-0,87(4); -0,82(12); -0,93(15)	-0,87
5139,470	383	-0,62(4); -0,53(11); -0,70(12); -0,70(15)	-0,62
5141,750	114	-2,31(11); -2,37(15)	-2,33
5142,540	1092	-0,67(11); -0,58(15)	-0,64
5142,930	16	-3,14(6); -3,13(11); -3,15(15)	-3,14
5143,700	65	-3,78(8)	-3,78
5145,100	66	-3,22(8); -3,18(15)	-3,22
5146,300	1150	-2,08(8)	-2,08
5148,060	1090	-0,89(15)	-0,89
5148,230	1095	-0,60(15)	-0,60
5150,840	16	-3,16(6); -3,05(10); -3,19(11); -3,13(15)	-3,13
5151,920	16	-3,32(1); -3,36(11); -3,29(15)	-3,32
5159,070	1091	-1,07(11); -0,92(15); -1,09(16)	-1,05
5162,290	1089	-0,30(11); -0,01(15); -0,02(18)	-0,10
5164,560	1166	-1,42(8); -0,97(15)	-1,42
5165,420	1089	-0,98(11); -0,50(15)	-0,98
5166,290	1	-4,20(1); -4,26(5); -4,27(6); -4,14(11); -3,89(15)	-4,20
5167,490	37	-1,28(5); -1,00(6); -1,25(10); -1,33(12); -1,20(15); -1,10(18); -1,32(20)	-1,25
5168,900	1	-3,97(1); -4,08(5); -3,89(6); -3,81(11); -3,79(15)	-3,97
5171,600	36	-1,79(1); -1,71(5); -1,84(6); -1,86(10); -1,85(11); -1,71(12); -1,73(15); -1,89(18)	-1,79
5177,230	930	-2,45(8); -2,09(15)	-2,33
5178,800	1166	-1,89(8)	-1,89
5180,060	1166	-1,32(8); -1,11(15)	-1,29
5184,290	1089	-1,05(8); -1,23(11); -0,91(15)	-1,08
5187,920	1032	-1,37(8); -1,27(10); -1,42(11); -1,27(15)	-1,38
5191,460	383	-0,70(4); -0,74(11); -0,65(12); -0,62(15)	-0,70
5192,350	383	-0,56(4); -0,58(11); -0,50(12); -0,50(15)	-0,56
5194,940	36	-2,09(1); -2,16(11); -2,05(12); -2,00(15)	-2,09
5195,470	1092	-0,50(11); -0,23(15)	-0,41
5196,100	1091	-0,59(11); -0,79(15)	-0,63
5197,940	1091	-1,69(8); -1,52(15)	-1,61
5198,710	66	-2,14(1); -2,19(10); -2,24(11); -2,07(15)	-2,14
5202,340	66	-1,84(1); -1,64(10); -1,83(11); -1,64(12); -1,88(15)	-1,84
5204,590	1	-4,33(1); -4,40(5); -4,18(6); -4,39(11)	-4,33
5207,940	880	-2,48(8); -2,25(15)	-2,40
5208,600	553	-1,01(4); -1,02(8); -1,01(10); -1,13(11); -1,06(15); -0,90(18); -1,01(19)	-1,01
5215,180	553	-1,02(4); -1,12(11); -0,84(15)	-1,07
5216,280	36	-2,15(1); -2,23(11); -2,12(12); -2,19(15); -1,93(20)	-2,15
5217,400	553	-1,16(4); -1,27(15)	-1,19
5217,930	880	-1,28(11); -1,91(15)	-1,28
5223,190	880	-2,42(8); -2,26(15)	-2,37

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплетта	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
5224,300	65	-4,07(8)	-4,07
5225,530	1	4,79(1); -4,79(6); -4,46(15)	-4,79
5226,870	383	-0,71(4); -0,85(12); -0,77(15)	-0,77
5227,190	37	-1,34(5); -1,20(6); -1,40(12); -1,29(15)	-1,30
5228,390	1091	-1,34(8); -0,99(15)	-1,24
5229,860	553	-1,06(4); -1,14(11); -1,16(15)	-1,10
5232,950	383	-0,23(4); -0,30(8); -0,14(10); -0,25(11); -0,29(12); -0,37(15); -0,31(18); -0,21(19); -0,43(20)	-0,23
5235,390	210	-2,32(11); -2,35(15)	-2,32
5236,200	1034	-1,77(8); -1,56(15); -1,80(16)	-1,77
5241,900	1150	-1,72(8)	1,72
5242,500	834	-1,00(10); -1,13(11); -0,97(15); -1,04(16); 0,95(17)	-1,00
5243,790	1089	-1,20(8); -1,29(11); -1,17(15); -1,27(16)	-1,25
5247,060	1	-4,95(1); -4,95(6); -4,75(15)	-4,95
5249,100	1166	-1,53(8); -1,54(15)	-1,53
5250,210	1	-4,94(1); -4,96(6); -4,75(15)	-4,94
5250,650	66	-2,19(11); -2,18(15)	-2,19
5253,000	113	-3,93(8)	-3,93
5253,500	553	-1,66(4); -1,72(10); -1,81(11); -1,72(15); -1,70(16)	-1,72
5254,960	1	-4,76(1); -4,75(6); -4,58(11); -4,60(15)	-4,76
5262,900	628	-2,67(8)	-2,67
5263,310	553	-1,00(4); -1,02(10); -1,10(11); -1,07(15); -0,99(18)	-1,02
5263,870	788	-2,16(8); -2,04(15)	-2,12
5266,560	383	-0,54(4); -0,59(10); -0,59(11); -0,64(12); -0,59(15); -0,56(18)	-0,59
5269,540	15	-1,32(1); -1,38(5); -1,35(6); -1,44(10); -1,69(12); -1,55(15)	-1,32
5270,360	37	-1,54(5); -1,51(10); -1,54(11); -1,57(12); -1,44(15)	-1,54
5273,180	553	-1,12(4); -1,14(11); -1,18(15)	-1,14
5273,380	114	-2,20(15)	-2,20
5279,600	584	-3,46(8)	-3,46
5280,460	880	-2,06(8); -1,82(15)	-1,98
5281,800	383	-0,97(4); -1,06(10); -1,05(11); -1,03(12); -1,14(15); -1,02(18)	-1,04
5282,400	1091	-1,34(16)	-1,34
5283,630	553	-0,58(4); -0,66(11); -0,52(12); -0,68(15); -0,67(18)	-0,66
5284,420	842	2,61(8); -2,33(15)	-2,52
5284,600	1032	-2,16(8)	-2,16
5285,130	1166	-1,69(8); -1,63(15)	-1,67
5288,540	929	-1,68(11); -1,56(15); -1,68(16)	-1,68
5293,000	1165	-2,40(8)	-2,40
5293,960	1031	-1,91(8); -1,86(15); -1,91(16)	-1,91
5294,600	875	-2,89(8)	-2,89
5295,320	1146	-1,74(8); -2,15(16)	-1,74
5298,780	785	-2,19(8); -2,13(15)	-2,17
5300,400	1240	-1,81(8)	-1,81
5302,310	553	-0,88(4); -0,93(10); -0,96(11); -0,68(12); -0,74(15); -0,87(18); -0,95(20)	-0,89
5307,360	36	-2,99(1); -3,07(11); -2,95(15); -3,35(16)	-2,99
5315,080	1147	-1,60(8); -1,63(15); -1,68(16)	-1,63
5319,200	1029	-2,41(8)	-2,41
5320,050	787	-2,57(8); -2,34(15); -1,75(16)	-2,51
5321,110	1165	-1,49(8); -1,19(15); -1,60(16)	-1,49
5322,050	112	-3,02(8); -2,64(15); -3,43(16)	-3,02
5324,190	553	-0,26(4); -0,34(8); -0,32(10); -0,29(11); -0,19(12); -0,14(15); -0,31(18); -0,22(19)	-0,32
5328,040	15	-1,47(1); -1,59(5); -1,45(6); -1,55(10); -1,62(12); -1,57(15); -1,47(20)	-1,47
5328,530	37	-1,83(11); -2,05(12); -1,76(15)	-1,83
5329,990	1028	-1,34(8); -1,32(11); -0,95(15); -1,37(16)	-1,34
5332,680	271	-2,13(8); -1,24(15)	-2,13
5332,900	36	-2,93(11); -2,81(15)	-2,89
5339,940	553	-0,77(4); -0,79(10); -0,84(11); -0,89(12); -0,72(15); -0,82(18)	-0,79
5341,030	37	-2,01(11); -2,14(12); -1,87(15); -2,10(18)	-2,05
5349,740	1163	-1,35(8); -1,55(15)	-1,41
5353,390	1062	-1,10(11); -0,88(15)	-1,02
5361,600	1143	-1,48(8)	-1,48
5364,870	1146	-0,12(11); +0,09(12); +0,01(15); +0,18(18)	+0,06
5365,400	786	-1,21(11); -1,10(15)	-1,18

Т а б л и ц а 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплетта	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
5367,470	1146	+0,23(10); -0,01(11); +0,14(12); +0,20(15); +0,24(18)	+0,23
5369,960	1146	+0,23(10); +0,12(11); +0,28(12); +0,28(15); +0,33(18)	+0,25
5371,490	15	-1,64(1); -1,81(5); -1,65(6); -1,76(10); -1,82(12); -1,74(15); -1,64(18); -1,65(20)	-1,64
5373,700	1166	-0,91(8); -0,80(15)	-0,87
5376,850	1132	-2,36(8); -1,12(11); -1,82(15)	-2,36
5379,580	928	-1,58(8); -1,54(10); -1,66(11); -1,50(15); -1,52(17)	-1,58
5383,370	1146	+0,37(8); +0,41(10); +0,29(11); +0,43(12); +0,47(15) +0,43(18); +0,39(19); +0,43(20)	+0,42
5385,600	927	-3,00(8)	-3,00
5386,340	1064	-1,81(8); -1,88(15)	-1,83
5387,510	1031	-2,18(8); -1,98(15)	-2,11
5389,480	1145	-0,80(11); -0,48(15)	-0,69
5391,470	1062	-0,97(15)	-0,97
5393,170	553	-0,85(4); -0,96(10); -0,94(11); -0,67(12); -0,91(15); -0,84(18)	-0,90
5394,700	1031	-1,66(8)	-1,66
5395,200	1143	-2,22(8)	-2,22
5397,130	15	-1,99(1); -2,11(5); -2,04(6); -2,06(10); -1,99(12); -2,03(15); -2,02(18); -1,99(20)	-1,99
5398,280	1145	-0,78(8); -0,75(15)	-0,77
5400,510	1145	-0,55(11); -0,26(15)	-0,45
5401,270	1146	-1,96(8); -1,69(15)	-1,87
5403,820	1029	-0,74(15)	-0,74
5404,140	1165	+0,41(10); +0,25(11); +0,59(12); +0,42(15)	+0,41
5405,360	1162	-0,78(15)	-0,78
5405,780	15	-1,84(1); -1,96(5); -1,89(6); -1,88(10); -1,93(12); -1,81(15); -1,90(18)	-1,84
5406,800	1148	-1,76(8)	-1,76
5409,120	1147	-1,34(8); -1,32(15)	-1,34
5410,910	1165	+0,18(8); +0,11(10); 0,00(11); +0,29(12); +0,09(15); +0,22(18); +0,09(19)	+0,12
5415,200	1165	+0,43(8); +0,36(10); +0,21(11); +0,47(12); +0,39(15); +0,46(18); +0,35(19); +0,37(20)	+0,36
5417,040	1148	-1,72(8); -1,62(15)	-1,69
5421,400	1146	+0,48(18)	+0,48
5421,900	1183	-1,83(8)	-1,83
5424,070	1146	+0,26(11); +0,49(12); +0,28(15); +0,52(20)	+0,34
5429,700	15	-1,88(1); -2,01(5); -1,88(6); -1,86(10); -1,91(12); -1,87(15); -1,84(18); -1,95(20)	-1,88
5433,000	1143	-1,08(8)	-1,08
5434,530	15	-2,12(1); -2,20(5); -2,11(6); -2,15(10); -2,27(11); -2,11(12); -2,62(15); -2,23(18); -2,15(20)	-2,12
5436,300	1161	-1,58(8)	-1,58
5436,590	113	-3,37(8); -3,43(15)	-3,39
5441,320	1144	-1,77(8); -1,78(15)	-1,77
5445,040	1163	-0,33(11); -0,09(12); -0,19(15); -0,06(18)	-0,20
5446,920	15	-1,91(10); -2,04(12); -2,03(15); -1,95(18); -1,90(20)	-1,95
5455,430	1145	-0,36(15)	-0,36
5455,610	15	-2,19(5); -2,16(6); -2,23(12); -2,16(15); -1,98(20)	-2,19
5461,550	1145	-1,94(8); -1,73(15)	-1,87
5462,970	1163	-0,46(15)	-0,46
5463,280	1163	-0,03(10); -0,34(11); -0,36(15)	-0,11
5464,290	1030	-1,75(8); -1,59(15)	-1,70
5466,400	1144	-1,00(11); -1,01(15)	-1,00
5466,990	817	-2,06(15)	-2,06
5470,200	1144	-1,85(8)	-1,85
5472,730	1108	-1,75(8); -1,35(15)	-1,75
5473,200	1064	-2,17(8)	-2,17
5473,910	1062	-0,89(10); -0,97(11); -0,92(15)	-0,93
5476,300	1029	-1,05(15)	-1,05
5476,570	1062	-0,60(11); -0,54(15)	-0,58
5478,460	1062	-1,88(8); -1,65(15)	-1,80
5480,870	1062	-1,29(8); -1,22(15)	-1,27
5481,260	1058	-1,43(8); -1,37(15)	-1,41
5481,450	1061	-1,48(8); -1,41(15)	-1,46
5483,120	1061	-1,61(8); -1,43(15)	-1,55
5487,140	1143	-1,57(8); -1,69(15)	-1,61

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
5487,750	1025	-0,85(15)	-0,85
5489,900	1148	-2,28(8)	-2,28
5491,800	1031	-2,43(8)	-2,43
5493,510	1061	-1,87(8); -1,69(15)	-1,81
5494,460	1024	-2,12(8); -1,85(15)	-2,03
5497,520	15	-2,85(1); -2,82(6); -2,81(10); -2,94(11); -2,71(12); -2,79(15); -2,89(20)	-2,85
5501,470	15	-3,01(6); -2,93(10); -3,12(11); -2,99(12); -3,18(15); -3,08(20)	-3,02
5505,890	1145	-1,48(15)	-1,48
5506,780	15	-2,80(1); -2,79(6); -2,87(11); -2,62(12); -2,95(15); -2,81(20)	-2,80
5512,280	1143	-1,46(8); -1,66(15)	-1,53
5517,100	1109	-2,40(8)	-2,40
5522,460	1108	-1,58(8); -1,64(15)	-1,60
5525,550	1062	-1,36(8); -1,34(15)	-1,36
5528,900	1161	-2,06(8)	-2,06
5529,130	872	-2,75(8); -2,62(15)	-2,71
5532,000	1281	-1,66(8)	-1,66
5532,740	783	-2,16(8); -2,30(15)	-2,20
5535,420	626	-1,85(11); -2,13(15)	-1,92
5536,600	345	-3,80(8)	-3,80
5538,540	1064	-1,69(15)	-1,69
5539,270	871	-2,68(8); -2,47(15)	-2,61
5539,800	1130	-2,57(8)	-2,57
5543,180	926	-1,59(8); -1,59(11); -1,67(15)	-1,59
5543,930	1062	-1,17(8); -1,11(11); -1,30(15)	-1,15
5546,490	1145	-1,35(8); -1,32(15)	-1,35
5547,000	1061	-1,94(8); -1,95(15)	-1,94
5549,700	1314	-1,75(8)	-1,75
5549,900	926	-2,93(8)	-2,93
5552,700	1281	-2,05(8)	-2,05
5553,590	1161	-1,45(8); -1,47(15)	-1,45
5554,900	1183	-0,77(11); -0,68(15)	-0,73
5557,960	1163	-1,32(8); -1,32(15)	-1,32
5559,600	1282	-1,89(8)	-1,89
5560,230	1164	-1,23(8); -1,31(15)	-1,26
5562,710	1163	-1,14(15)	-1,14
5563,600	1062	-1,02(8); -1,12(11); -0,95(15)	-1,07
5565,710	1183	-0,64(11); -0,50(15)	-0,60
5567,400	209	-2,79(8); -2,83(15)	-2,80
5568,800	869	-2,97(8)	-2,97
5569,620	686	-0,69(4); -0,65(10); -0,80(11); -0,65(12); -0,68(15); -0,70(18)	-0,67
5572,850	686	-0,46(4); -0,42(10); -0,51(11); -0,47(12); -0,38(15); -0,46(18)	-0,46
5573,100	1061	-1,13(15)	-1,13
5576,100	686	-0,99(4); -1,01(8); -1,12(11); -1,16(12); -1,03(15); -0,95(18)	-1,01
5584,770	782	-2,33(8); -2,11(15)	-2,27
5586,760	688	-0,31(4); -0,31(8); -0,29(10); -0,35(11); -0,36(12); -0,32(15); -0,20(20)	-0,31
5587,580	1026	-1,88(8); -1,33(15)	-1,88
5594,670	1182	-0,94(8); -1,01(11); -0,92(15)	-0,94
5598,300	1183	-0,59(11); -0,45(15)	-0,52
5600,240	1108	-0,26(15)	-0,26
5602,770	1062	-1,21(15)	-1,21
5602,960	686	-1,05(4); -1,13(12); -1,21(15)	-1,12
5615,300	209	-2,48(15)	-2,48
5615,650	686	-0,18(4); -0,24(10); -0,24(11); -0,30(12); -0,30(15); -0,03(20)	-0,24
5617,200	626	-2,88(8)	-2,88
5618,630	1107	-1,41(8); -1,40(15)	-1,41
5619,600	1161	-1,74(8); -1,82(15)	-1,77
5620,530	1061	-1,82(8); -1,86(15)	-1,83
5624,060	1160	-1,52(8); -1,36(15)	-1,48
5624,550	686	-0,93(4); -0,95(10); -1,05(11); -1,03(12); -1,14(15); -0,96(20)	-0,95

Т а б л и ц а 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплетта	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4
5633,970	1314	-0,39(8); -0,74(11); -0,73(15)	-0,70
5635,840	1088	-1,92(8); -1,66(15)	-1,83
5636,690	868	-2,63(8); -2,33(15)	-2,53
5638,270	1087	-0,90(8); -1,08(11); -0,99(15)	-0,99
5640,500	1202	-1,77(8)	-1,77
5641,450	1087	-1,21(8); -1,33(15)	-1,25
5642,700	1184	-2,17(8)	-2,17
5643,900	1021	-2,08(8)	-2,08
5649,660	838	-2,78(8); -2,54(15)	-2,70
5650,010	1314	-0,98(8); -1,09(15)	-1,02
5650,720	1314	-1,02(8); -1,31(15)	-1,12
5651,500	1161	-2,04(8)	-2,04
5652,320	1108	-1,98(8); -1,71(15)	-1,89
5653,890	1159	-1,68(8); -1,66(15)	-1,68
5655,180	1314	-0,76(8); -0,89(15)	-0,80
5655,510	1314	-0,53(15)	-0,53
5658,540	686	-2,07(15)	-2,07
5658,830	686	-0,95(4); -0,97(10); -1,06(11); -0,97(12); -1,08(15); -0,90(20)	-0,97
5660,800	869	-2,89(8)	-2,89
5661,360	1108	-2,05(8); -1,84(15)	-1,98
5662,520	1087	-0,68(15)	-0,68
5662,940	924	-2,37(8); -2,22(15)	-2,32
5667,700	209	-3,01(8)	-3,01
5679,020	1183	-0,97(8); -0,97(15)	-0,97
5680,300	1026	-2,61(8)	-2,61
5686,530	1182	-0,73(8); -0,85(15)	-0,77
5691,510	1087	-1,55(8); -1,55(15)	-1,55
5696,100	1179	-2,03(8)	-2,03
5698,000	867	-2,69(8)	-2,69
5698,400	1130	-2,18(8)	-2,18
5701,550	209	-2,22(1); -2,38(15)	-2,22
5702,400	866	-2,88(8)	-2,88
5705,480	1087	-1,63(8); -1,59(15)	-1,62
5705,990	1183	-0,63(8); -0,85(15)	-0,70
5707,060	868	-2,41(8); -2,30(15)	-2,38
5708,110	1161	-1,61(8); -1,59(15)	-1,60
5709,390	686	-1,17(4); -1,29(10); -1,44(15); -1,20(20)	-1,29
5711,870	1087	-1,49(8); -1,56(15)	-1,51
5712,140	686	-2,07(8); -2,24(15)	-2,13
5715,110	1061	-1,50(15)	-1,50
5717,840	1107	-1,16(8); -1,24(15)	-1,19
5731,770	1087	-1,33(8); -1,32(15)	-1,33
5732,300	1313	-1,61(8)	-1,61
5737,700	1053	-2,43(8)	-2,43
5741,860	1086	-1,76(8); -1,73(15)	-1,75
5743,000	1084	-2,54(8)	-2,54
5747,960	1182	-1,47(8); -1,58(15)	-1,51
5752,040	1180	-1,22(15)	-1,22
5753,140	1107	-0,89(10); -0,95(15)	-0,91
5754,410	866	-2,71(8); -2,58(15)	-2,67
5760,350	867	-2,50(8); -2,45(15)	-2,49
5762,430	866	-2,29(8); -2,39(15)	-2,32
5762,990	1107	-0,58(10); -0,57(12); -0,65(15)	-0,58
5775,090	1087	-1,37(15)	-1,37
5778,500	209	-3,57(8)	-3,57
5780,620	552	-2,64(8); -2,86(15)	-2,71
5780,830	552	-3,10(15)	-3,10
5784,690	686	-2,68(8); -2,89(15)	-2,75
5791,040	552	-2,46(8); -2,59(15)	-2,50
5793,930	1086	-1,73(8); -1,93(15)	-1,80
5798,190	982	-1,91(8); -2,03(15)	-1,95
5804,070	959	-2,30(8); -2,08(15)	-2,23
5805,500	1087	-2,06(8)	-2,06
5805,800	1313	-1,64(8)	-1,64
5806,730	1180	-1,08(8); -0,99(15)	1,05

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мульти-плета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами	Принятое значение $\lg gf$	Длина волны	Номер мульти-плета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4	1	2	3	4
5809,240	982	-1,85(8); -1,72(15)	-1,81			-1,67(15); -1,53(20)	
5811,940	1022	-2,45(8); -1,85(15)	-2,25	6078,500	1259	-0,74(15)	-0,74
5814,820	1086	-1,99(8); -1,70(15)	-1,89	6079,020	1176	-1,15(8); -1,33(15)	-1,21
5815,200	1055	-2,64(8)	-2,64	6082,710	64	-3,57(1); -3,63(8); -3,70(15)	-3,57
5816,360	1179	-0,81(15)	-0,81				
5827,900	552	-3,40(8)	-3,40	6085,270	269	-3,18(8); -3,35(15)	-3,23
5833,900	209	-3,63(8)	-3,63	6089,570	1327	-1,04(8); -1,08(15)	-1,05
5835,100	1084	-2,39(8)	-2,39	6093,660	1177	-1,53(8); -1,59(15)	-1,55
5837,700	1129	-2,36(8)	-2,36	6094,400	1177	-1,97(8)	-1,97
5838,400	959	-2,35(8)	-2,35	6096,690	959	-1,94(8); -1,89(15)	-1,92
5849,700	922	-2,90(8)	-2,90	6102,180	1259	-0,64(15)	-0,64
5852,190	1178	-1,36(8); -1,26(15)	-1,33	6103,190	1260	-0,95(15)	-0,95
5853,200	35	-5,22(8)	-5,22	6127,910	1017	1,58(15)	-1,58
5855,130	1179	-1,79(8); -1,34(15)	-1,65	6136,620	169	-1,40(1); -1,34(12); -1,59(15)	-1,40
5856,080	1128	-1,66(8); -1,41(15)	-1,58				
5858,800	1084	-2,28(8)	-2,28	6137,000	62	-2,95(1); -3,01(15)	-2,95
5859,200	1084	-1,65(15)	-1,65	6137,700	207	-1,40(1); -1,43(12); -1,63(15)	-1,40
5859,610	1181	-0,71(15)	-0,71				
5862,360	1180	-0,55(15)	-0,55	6141,730	816	-1,61(8); -1,81(15)	-1,68
5871,040	150	-3,43(15)	-3,43	6147,850	1016	-1,71(8); -1,62(15); -0,66(20)	-1,69
5871,290	1055	-1,77(15)	-1,77				
5873,220	1087	-2,16(8); -1,55(15)	-1,96	6151,620	62	-3,30(1); -3,38(8); -3,31(15)	-3,30
5877,800	1083	-2,25(8)	-2,25				
5879,500	1201	-2,17(8)	-2,17	6157,730	1015	1,27(8); -1,22(15)	-1,25
5880,000	1201	-1,97(8)	-1,97	6163,540	64	-3,80(8); -3,69(15)	-3,76
5881,300	1178	-1,87(8)	-1,87	6165,370	1018	-1,56(8); -1,45(15)	-1,52
5883,840	982	-1,37(8); -1,18(15)	-1,31	6170,490	1260	-0,67(15)	-0,67
5892,800	63	-3,99(8)	-3,99	6173,340	62	-2,88(1); 3,02(8); -2,97(15)	-2,88
5898,200	1259	-1,87(8)	-1,87				
5902,530	1234	-1,84(8); -1,62(15)	-1,81	6180,210	269	-2,75(8); -2,80(15); -1,70(20)	-2,77
5905,670	1181	-0,82(8); -0,89(15); -0,70(18)	-0,79	6188,040	959	-1,73(8); -1,67(15)	-1,71
		-3,32(15)	-3,32	6191,560	169	-1,56(12); -1,64(15)	-1,60
5908,250	150	-2,77(8)	-2,77	6200,320	207	-2,44(1); -2,45(8); -2,60(15)	-2,44
5910,000	552	-0,63(15)	-0,63				
5914,100	1180	-0,52(15)	-0,52	6212,040	1142	-1,82(15)	-1,82
5914,190	1181	-2,99(1); -2,97(8); -2,88(15)	-2,99	6213,440	62	-2,68(15)	-2,68
5916,250	170	-2,82(15)	-2,82	6215,150	1018	-1,45(8); -1,32(15)	-1,41
		-1,12(8); -1,18(15)	-1,14	6219,290	62	-2,43(1); -3,67(15)	-2,43
5920,520	581	-1,36(8); -1,39(15)	-1,37	6220,770	958	-2,31(15)	-2,31
5927,800	1175	-0,38(15); -0,23(20)	-0,30	6226,760	981	-2,22(8); -2,04(15)	-2,16
5929,700	1176	-1,18(8); -1,24(15)	-1,20	6229,230	342	-2,94(8); -2,86(15)	-2,91
5930,170	1180	-2,17(8); -1,88(15)	-2,07	6230,730	207	-1,28(1); -1,46(12); -1,42(15)	-1,28
5934,660	982	-4,78(15)	-4,78				
5940,970	1083	-1,45(8); -1,47(15)	-1,46	6232,660	816	-1,36(4); 1,46(15)	-1,39
5949,350	14	-4,60(1); -4,57(8); -4,52(15)	-4,60	6240,270	1015	-2,01(15)	-2,01
5952,750	959	-1,88(15)	-1,88	6240,660	64	-3,38(8); -3,27(15)	-3,34
5956,700	14	-0,89(15)	-0,89	6245,840	1289	-1,27(15)	-1,27
		-1,43(15)	-1,43	6246,330	816	-0,98(4); -1,11(12); -0,98(15); -0,90(18)	0,98
5969,550	1086	-0,89(15)	-0,89				
5975,360	1260	-0,89(15)	-0,89	6252,560	169	-1,69(1); -1,84(12); -1,78(15)	-1,69
5976,800	959	-0,58(15)	-0,58				
5983,700	1175	-0,80(15)	-0,80	6254,260	111	2,49(8); -2,51(15)	-2,49
5984,800	1260	-1,35(15)	-1,35	6256,370	169	-2,57(8); -2,64(15)	-2,59
5987,060	1260	-1,31(15)	-1,31	6265,140	62	-2,55(1); 2,46(12); 2,63(15)	-2,55
5997,800	1175	-3,68(15)	-3,68				
6003,030	959	-1,05(15)	-1,05	6270,240	342	-2,68(8); -2,65(15)	-2,67
6005,530	207	-1,26(15)	-1,26	6271,290	685	-2,93(8); 2,94(15)	2,93
6007,960	1178	-4,12(8)	-4,12	6280,620	13	-4,39(1); -4,36(8); -4,28(15)	-4,39
6008,580	982	-1,82(8)	-1,82				
6012,200	64	-0,63(15)	-0,63	6290,970	1258	-0,91(15)	-0,91
6016,700	738	-0,25(12);	-0,17	6297,800	62	-2,74(1); -2,80(8); -2,86(15)	-2,74
6020,170	1178	-0,29(15); -0,07(20)	-1,22				
6024,070	1178	-1,22(8); -1,24(15)	-1,22	6301,520	816	-0,97(4); -1,15(12); -0,97(15)	-1,00
		-0,76(15)	-0,76				
6027,060	1018	-4,10(8); -4,01(15)	-4,07	6302,510	816	-1,25(4); -1,41(15)	-1,30
6055,990	1259	-1,53(1); -1,67(12);	-1,53	6311,510	342	3,19(8); 3,08(15)	3,15
6062,890	63			6315,320	1015	1,33(15)	-1,33
6065,490	207						

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплетта	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$	Длина волны	Номер мультиплетта	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4	1	2	3	4
6315,420	1016	-1,92 (15)	-1,92	6648,120	13	-4,96 (15)	-4,96
6315,810	1014	-1,71 (8); -1,62 (15)	-1,68	6653,880	1052	-2,65 (15)	-2,65
6318,020	168	-2,23 (12); -2,14 (15)	-2,19	6663,260	1195	-2,59 (15)	-2,59
6322,690	207	-2,43 (1); -2,62 (15)	-2,43	6663,450	111	-2,48 (1); -2,53 (15)	-2,48
6330,860	1254	-1,76 (8); -1,43 (15)	-1,65	6667,730	1228	-2,27 (15)	-2,27
6335,340	62	-2,38 (15)	-2,38	6677,990	268	-1,41 (12); -1,51 (15)	-1,46
6336,840	816	-0,98 (4); -1,04 (15)	-1,00	6696,320	1255	-2,02 (15)	-2,02
6338,900	1258	-1,08 (8); -1,14 (15)	-1,10	6703,570	268	-3,11 (8); -3,25 (15)	-3,16
6344,150	169	-2,92 (1); -2,94 (8); -3,01 (15)	-2,92	6705,120	1197	-1,35 (15)	-1,35
6355,040	342	-2,38 (8); -2,55 (15)	-2,44	6710,310	34	-4,97 (15)	-4,97
6358,690	13	-4,47 (1); -4,28 (8); -4,36 (15)	-4,47	6713,060	1195	-1,58 (8); -1,60 (15)	-1,58
6362,890	1019	-1,97 (8); -1,74 (15)	-1,90	6713,190	1013	-2,35 (15)	-2,35
6364,380	1253	-1,45 (8); -1,50 (15)	-1,47	6713,760	1255	-1,61 (8); -1,66 (15)	-1,63
6364,720	1229	-1,82 (15)	-1,82	6715,410	1174	-1,64 (8); -1,70 (15)	-1,66
6380,750	1015	-1,40 (8); -1,27 (15)	-1,36	6716,240	1225	-1,88 (15)	-1,88
6392,550	109	-3,90 (15)	-3,90	6717,560	1194	-1,81 (15)	-1,81
6393,600	168	-1,91 (12); -1,62 (15)	-1,77	6725,390	1052	-2,20 (15)	-2,20
6400,010	816	-0,64 (4); -0,71 (12); -0,41 (15)	-0,60	6726,670	1197	-2,31 (15)	-2,31
6400,320	13	-4,25 (15)	-4,25	6733,160	1195	-1,58 (8); -1,51 (15)	-1,56
6408,030	816	-1,15 (4); -1,19 (15)	-1,16	6738,020	1192	-1,71 (15)	-1,71
6411,660	816	-0,80 (4); -0,90 (12); -0,74 (15)	-0,81	6750,150	111	-2,62 (1); -2,57 (8); -2,67 (15)	-2,62
6419,680	958	-2,32 (15)	-2,32	6752,720	1195	-1,36 (8); -1,37 (15)	-1,36
6419,980	1258	-0,32 (8); -0,43 (15)	-0,36	6786,880	1052	-2,06 (8); -1,92 (15)	-2,01
6421,360	111	-2,03 (1); -2,16 (12); -2,06 (15)	-2,03	6793,260	1005	-2,21 (15)	-2,21
6430,850	62	-2,01 (1); -2,13 (12); -2,05 (15)	-2,01	6796,110	1007	-2,00 (15)	-2,00
6436,430	1016	-2,23 (15)	-2,23	6804,020	1174	-1,50 (15)	-1,50
6462,730	168	-2,55 (8); -2,62 (15)	-2,57	6804,270	1225	-1,82 (15)	-1,82
6469,210	1258	-0,85 (8); -0,90 (15)	-0,87	6806,850	268	-2,17 (8); -3,26 (15)	-2,17
6475,630	206	-2,89 (8); -2,92 (15)	-2,90	6810,280	1197	-1,11 (8); -1,19 (15)	-1,13
6481,880	109	-2,98 (1); -3,01 (8); -3,00 (15)	-2,98	6820,430	1197	-1,31 (8); -1,29 (15)	-1,30
6494,510	1255	-1,28 (15)	-1,28	6828,610	1195	-0,91 (8); -0,95 (15)	-0,92
6494,980	168	-1,27 (1); -1,40 (12); -1,26 (15)	-1,27	6837,000	1225	-1,80 (8); -1,59 (15)	-1,73
6495,780	1253	-0,96 (8); -1,07 (15)	-1,00	6839,830	205	-3,38 (8); -3,36 (15)	-3,37
6496,460	1258	-0,65 (8); -0,76 (15)	-0,69	6841,350	1195	-0,80 (8); -0,80 (15)	-0,80
6498,950	13	-4,70 (1); -4,64 (8); -4,59 (15)	-4,70	6842,670	1197	-1,31 (8); -1,23 (15)	-1,29
6518,380	342	-2,70 (8); -2,60 (15)	-2,67	6843,670	1173	-0,92 (8); -0,95 (15)	-0,93
6533,970	1197	-1,46 (8); -1,56 (15)	-1,49	6855,180	1195	-0,68 (15)	-0,68
6546,240	268	-1,89 (12); -1,63 (15)	-1,76	6857,250	1006	-2,13 (8); -2,03 (15)	-2,10
6556,790	1255	-1,85 (15)	-1,85	6858,160	1173	-1,05 (8); -1,02 (15)	-1,04
6569,230	1253	-0,49 (8); -0,47 (15)	-0,49	6861,930	109	-3,78 (15)	-3,78
6574,240	13	-4,94 (8); -5,13 (15)	-5,00	6862,480	1191	-1,56 (8); -1,51 (15)	-1,54
6575,020	206	-2,76 (8); -2,78 (15)	-2,76	6885,770	1173	-1,37 (8); -1,25 (15)	-1,33
6581,220	34	-4,77 (8); -4,52 (15)	-4,69	6916,700	1052	-1,43 (8); -1,45 (15)	-1,44
6591,320	1229	-1,94 (15)	-1,94	6933,630	167	-3,63 (15)	-3,63
6592,920	268	-1,72 (12); -1,53 (15)	-1,62	6945,210	111	-2,48 (1); -2,46 (12); -2,59 (15)	-2,48
6593,880	168	-2,42 (1); -2,47 (8); -2,49 (15)	-2,42	6947,500	1221	-1,41 (15)	-1,41
6597,610	1253	-1,08 (8); -1,22 (15)	-1,12	6951,260	1193	-1,26 (15)	-1,26
6604,670	1254	-1,87 (15)	-1,87	6976,310	1194	-1,76 (15)	-1,76
6608,030	109	-3,96 (8); -3,92 (15)	-3,95	6976,930	1221	-1,72 (15)	-1,72
6609,120	206	-2,69 (1); -2,75 (8); -2,83 (15)	-2,69	6977,440	1225	-1,66 (15)	-1,66
6625,040	13	-5,48 (15)	-5,48	6978,860	111	-2,50 (1); -2,55 (12); -2,58 (15)	-2,50
6627,560	1174	-1,68 (8); -1,60 (15)	-1,65	6988,530	167	-3,59 (8); -3,44 (15)	-3,54
6633,440	1258	-1,50 (8); -1,55 (15)	-1,52	6999,900	1051	-1,54 (8); -1,51 (15)	-1,53
6633,760	1197	-0,84 (8); -0,92 (15)	-0,87	7000,630	1005	-2,19 (8); -1,97 (15)	-2,12
6634,120	1258	-1,44 (8)	-1,44	7008,010	1078	-2,04 (8); -1,85 (15)	-1,98
6639,720	1195	-1,75 (15)	-1,75	7010,360	1221	-1,56 (15)	-1,56
6639,900	1007	-2,30 (15)	-2,30	7011,360	1221	-1,47 (15)	-1,47
				7016,080	109	-3,14 (8); -3,49 (15)	-3,25
				7016,440	1051	-1,24 (8); -1,33 (15)	-1,27
				7022,980	1051	-1,23 (8); -1,29 (15)	-1,25
				7024,080	1003	-2,07 (8); -2,10 (15)	-2,08
				7024,650	1187	-1,36 (8); -1,41 (15)	-1,38
				7038,250	1051	-1,28 (8); -1,26 (15)	-1,27
				7038,820	1078	-1,97 (8); -1,82 (15)	-1,92
				7068,420	1004	-1,35 (8); -1,34 (15)	-1,35

Таблица 4 (продолжение)

Длина волны	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$	Длина волны	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $\lg gf$
1	2	3	4	1	2	3	4
7071,880	1194	-1,76(15)	-1,76	7443,030	1002	-1,73(15)	-1,73
7083,400	1277	-1,29(15)	-1,29	7445,780	1077	-0,31(12); -0,26(15)	-0,28
7086,760	815	-2,67(15)	-2,67	7447,430	1273	-1,16(15)	-1,16
7090,400	1051	-1,19(8); -0,97(15)	-1,12	7461,530	204	-3,41(15)	-3,41
7091,830	1278	-1,39(15)	-1,39	7491,680	1077	-1,15(15)	-1,15
7093,090	1189	-1,70(15)	-1,70	7495,090	1077	-0,21(12); -0,18(15)	-0,20
7095,420	1105	-2,00(8); -1,68(15)	-1,89	7498,560	1001	-2,17(15)	-2,17
7107,460	1005	-2,02(8); -1,93(15)	-1,99	7506,030	1306	-1,34(15)	-1,34
7112,180	404	-3,03(8); -3,14(15)	-3,07	7507,300	1137	-1,13(15)	-1,13
7118,100	1278	-1,43(15)	-1,43	7511,040	1077	0,00(12); +0,01(15)	0,00
7120,030	1187	-1,77(15)	-1,77	7531,170	1137	-0,72(12); -0,66(15)	-0,69
7130,940	1051	-0,83(8); -0,76(12); -0,77(15)	-0,80	7568,920	1077	-1,05(12); -1,04(15)	-1,05
7132,990	1002	-1,72(8); -1,59(15)	-1,68	7583,800	402	-1,96(12); -2,04(15)	-2,00
7142,520	1274	-1,06(15)	-1,06	7586,040	1137	-0,43(12); -0,36(15)	-0,40
7145,320	1186	-1,32(15)	-1,32	7605,320	1308	-1,25(15)	-1,25
7148,690	1078	-1,95(15)	-1,95	7620,540	1250	-0,66(12); -0,75(15)	-0,70
7151,500	109	-3,44(15)	-3,44	7653,780	1250	-1,13(15)	-1,13
7155,640	1276	-1,13(15)	-1,13	7661,220	1077	-1,26(12); -1,00(15)	-1,13
7164,470	1051	-0,64(12); -0,60(15)	-0,62	7664,300	402	-1,77(12); -1,79(15)	-1,78
7175,940	1188	-1,34(15)	-1,34	7710,390	1077	-1,27(15)	-1,27
7176,890	1276	-1,01(15)	-1,01	7719,050	1304	-1,25(15)	-1,25
7180,020	33	-4,56(15)	-4,56	7723,200	108	-3,62(1); -3,53(15)	-3,62
7181,220	1078	-1,27(15)	-1,27	7742,710	1306	-1,26(15)	-1,26
7181,930	1274	-1,24(15)	-1,24	7748,280	402	-1,55(12); -1,82(15)	-1,68
7187,340	1051	-0,26(12); -0,20(15)	-0,23	7751,180	1304	-1,01(15)	-1,01
7189,170	463	-2,74(15)	-2,74	7780,590	1154	-0,29(12); -0,25(15)	-0,27
7190,130	463	-3,08(15)	-3,08	7807,920	1303	-1,01(15)	-1,01
7191,660	1274	-1,19(15)	-1,19	7832,220	1154	-0,14(12); -0,25(15)	-0,20
7194,920	1273	-1,18(15)	-1,18	7855,480	1305	-1,27(15)	-1,27
7207,410	1051	-0,47(12); -0,28(15)	-0,38	7869,650	1137	-1,94(15)	-1,94
7212,470	1273	-1,12(15)	-1,12	7912,870	12	-4,85(1); -4,70(15)	-4,85
7219,690	1001	-1,73(15)	-1,73	7937,170	1136	-0,24(12); -0,12(15)	-0,18
7221,220	1189	-1,39(15)	-1,39	7941,090	623	-2,63(15)	-2,63
7222,880	1187	-1,75(15)	-1,75	7945,880	1154	-0,18(12); -0,10(15)	-0,14
7223,670	463	-2,40(15)	-2,40	7998,970	1136	-0,19(12); -0,07(15)	-0,13
7228,690	267	-3,42(15)	-3,42	8028,340	1154	-0,87(12); -0,97(15)	-0,92
7239,880	1105	-1,39(15)	-1,39	8046,070	1136	-0,23(12); -0,08(15)	-0,16
7244,860	1276	-1,08(15)	-1,08	8047,600	12	-4,68(15)	-4,68
7256,140	1278	-1,58(15)	-1,58	8075,130	12	-5,06(1); -4,99(15)	-5,06
7261,020	267	-3,64(15)	-3,64	8080,670	623	-2,77(15)	-2,77
7261,540	1188	-1,34(15)	-1,34	8085,200	1136	-0,30(12); -0,16(15)	-0,23
7282,390	1274	-1,30(15)	-1,30	8096,870	999	-2,02(15)	-2,02
7284,840	1004	-1,68(15)	-1,68	8186,800	1272	-1,18(15)	-1,18
7288,760	1077	-1,38(15)	-1,38	8198,950	1154	-0,90(12); -0,82(15)	-0,86
7293,070	1077	-1,11(15)	-1,11	8207,770	1136	-1,03(15)	-1,03
7295,000	1187	-1,67(15)	-1,67	8220,410	1136	+0,15(12); +0,19(15)	+0,17
7300,470	1275	-1,45(15)	-1,45	8232,350	1136	-0,91(12); -1,04(15)	-0,97
7306,610	1077	-1,69(15)	-1,69	8239,130	108	-3,36(15)	-3,36
7307,940	1002	-1,50(15)	-1,50	8248,150	1136	-1,17(15)	-1,17
7311,100	1077	-1,19(15)	-1,19	8274,280	1332	-1,17(15)	-1,17
7320,690	1188	-1,17(15)	-1,17	8275,910	1270	-1,24(15)	-1,24
7330,150	1187	-1,74(15)	-1,74	8293,530	623	-2,45(15)	-2,45
7333,620	1078	-1,90(15)	-1,90	8327,060	60	-1,52(1); -1,47(12); -1,48(15)	-1,52
7351,160	1273	-1,30(15)	-1,30	8331,940	1153	-0,39(12); -0,47(15)	-0,43
7351,560	1275	-0,95(15)	-0,95	8339,430	1153	-0,75(12); -0,79(15)	-0,77
7353,530	1251	-1,47(15)	-1,47	8342,950	1270	-1,27(15)	-1,27
7363,960	1274	-1,36(15)	-1,36	8360,820	1153	-2,25(15)	-2,25
7366,370	1188	-1,72(15)	-1,72	8365,640	623	-2,33(15)	-2,33
7370,160	1250	-1,69(15)	-1,69	8387,780	60	-1,49(1); -1,56(12); -1,44(15)	-1,49
7382,990	1188	-1,47(15)	-1,47	8439,600	1172	-0,94(15)	-0,94
7386,390	1275	-0,63(15)	-0,63	8468,410	60	-2,07(1); -2,05(12); -2,05(15)	-2,07
7389,420	1077	-0,69(12); -0,67(15)	-0,68	8471,750	1270	-1,20(15)	-1,20
7401,690	1004	-1,63(15)	-1,63	8497,000	1172	-1,07(15)	-1,07
7411,180	1077	-0,63(12); -0,54(15)	-0,59	8514,080	60	-2,23(1); -2,21(12); -2,20(15)	-2,23
7418,670	1001	-1,50(15)	-1,50				
7430,580	204	-3,37(15)	-3,37				
7440,980	1273	-0,90(15)	-0,90				

Таблица 4 (окончание)

Длина волны	Номер мультиплетта	Величины $lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $lg gf$	Длина волны	Номер мультиплетта	Величины $lg gf$, определенные различными авторами *	Принятое значение $lg gf$
1	2	3	4	1	2	3	4
8515,080	401	-2,07(12); -2,17(15)	-2,12	9088,330	339	-1,75(15)	-1,75
8526,680	1270	-0,84(15)	-0,84	9089,410	400	-1,82(15)	-1,82
8538,020	1266	-1,32(15)	-1,32	9100,500	1264	-0,69(15)	-0,69
8562,110	1153	-1,95(15)	-1,95	9103,640	1076	-1,83(15)	-1,83
8571,810	1272	-1,44(15)	-1,44	9117,100	338	-2,72(15)	-2,72
8582,270	401	-2,41(15)	-2,41	9118,890	338	-1,96(15)	-1,96
8592,970	1267	-1,06(15)	-1,06	9146,110	202	-2,76(15)	-2,76
8598,790	1153	-1,44(15)	-1,44	9173,120	203	-2,96(15)	-2,96
8611,810	339	-1,87(12); -2,05(15)	-1,96	9173,460	1300	-0,79(15)	-0,79
8616,280	1266	-1,54(15)	-1,54	9178,570	1262	-1,12(15)	-1,12
8621,610	401	-2,54(15)	-2,54	9210,030	338	-2,33(15)	-2,33
8661,910	60	-1,51(12); -1,53(15)	-1,52	9214,450	1264	-0,62(15)	-0,62
8674,750	339	-1,67(12); -1,84(15)	-1,70	9217,540	1298	-0,66(15)	-0,66
8688,630	60	-1,21(1); -1,20(12); -1,07(15)	-1,21	9233,180	1342	-0,99(15)	-0,99
8699,430	1267	-0,70(15)	-0,70	9242,320	1262	-0,98(15)	-0,98
8710,290	1267	-0,59(15)	-0,59	9246,540	203	-2,89(15)	-2,89
8713,190	400	-2,75(15)	-2,75	9258,300	1172	-0,70(15)	-0,70
8757,190	339	-1,72(12); -1,90(15)	-1,81	9259,050	1263	-0,60(15)	-0,60
8764,000	1172	-0,21(12); -0,35(15)	-0,28	9294,660	1301	-0,81(15)	-0,81
8784,440	1270	-1,02(15)	-1,02	9307,940	1297	-0,84(15)	-0,84
8790,620	1267	-0,70(15)	-0,70	9318,130	1263	-0,90(15)	-0,90
8793,380	1172	-0,39(12); -0,35(15)	-0,37	9343,400	1300	-0,80(15)	-0,80
8804,620	106	-3,23(1); -3,07(15)	-3,23	9350,460	1171	-0,91(15)	-0,91
8808,170	1267	-0,88(15)	-0,88	9359,420	203	-2,94(15)	-2,94
8824,230	60	-1,46(12); -1,41(15)	-1,44	9362,370	106	-3,04(15)	-3,04
8838,430	339	-1,95(15)	-1,95	9372,900	202	-2,78(15)	-2,78
8846,820	1267	-0,72(15)	-0,72	9394,710	1264	-1,18(15)	-1,18
8866,960	1172	-0,19(12); -0,08(15)	-0,14	9401,090	1297	-0,58(15)	-0,58
8868,420	400	-2,68(15)	-2,68	9414,140	1298	-0,36(15)	-0,36
8876,130	1267	-0,72(15)	-0,72	9437,910	1171	-1,41(15)	-1,41
8919,950	1301	-0,52(15)	-0,52	9443,980	1298	-0,46(15)	-0,46
8929,040	1301	-0,65(15)	-0,65	9452,450	1263	-0,91(15)	-0,91
8943,000	338	-2,74(15)	-2,74	9454,240	1298	-0,71(15)	-0,71
8945,200	1301	-0,29(15)	-0,29	9462,970	1263	-1,06(15)	-1,06
8975,410	400	-2,21(15)	-2,21	9513,240	1298	-0,24(15)	-0,24
8984,870	1301	-0,64(15)	-0,64	9569,960	1296	-0,28(15)	-0,28
8999,560	339	-1,16(12); -1,09(15)	-1,13	9626,560	1296	-0,08(15)	-0,08
9006,720	1261	-1,10(15)	-1,10	9634,220	1296	-0,56(15)	-0,56
9008,370	1329	-0,81(15)	-0,81	9653,140	1247	-0,46(15)	-0,46
9010,550	202	-2,88(15)	-2,88	9657,300	1296	-0,42(15)	-0,42
9012,100	1301	-0,09(15)	-0,09	9699,700	1292	-0,55(15)	-0,55
9013,900	106	-3,32(15)	-3,32	9738,620	1296	+0,33(15)	+0,33
9019,840	1301	-1,02(15)	-1,02	9753,130	1247	-0,33(15)	-0,33
9024,470	1265	-0,55(15)	-0,55	9763,450	1296	-0,25(15)	-0,25
9062,240	1301	-0,97(15)	-0,97	9763,910	1292	-0,04(15)	-0,04
9070,420	1076	-1,79(15)	-1,79	9800,340	1296	-0,06(15)	-0,06
9079,600	1172	-0,81(15)	-0,81	9861,790	1296	-0,21(15)	-0,21
9080,480	1298	-0,72(15)	-0,72	9889,080	1296	-0,01(15)	-0,01

Старцева и Фриш [29] и Валтерса, Вирсе и Старцева [27]. После этого мы уже располагали довольно большим числом линий различных длин волн, интенсивностей и потенциалов возбуждения и могли приступить к редукции более многочисленных, но менее точных измерений.

При такой процедуре температурная шкала, установленная Блеквеллом [23] для линий с нижним потенциалом возбуждения 0—2,5 эВ и верхним потенциалом 2,5—5,3 эВ, была распространена на более высокие уровни, вплоть до верхнего потенциала 7 эВ, главным образом посредством данных Бриджеса и Корнблифа [18] и Морозовой, Старцева и Фриш [29]. Таким образом, на большом интервале значений потенциалов возбуждения мы имеем единую температурную шкалу, основанную на шкале Блеквелла [23]. Эта процедура требует большой тщательности как при редукции данных, так и при выборе опорных систем.

Возможен и другой подход — использовать времена жизни атомов в возбужденном состоянии для перевода относительных величин в абсолютные. На первый взгляд такой подход кажется более надежным. Однако при детальном рассмотрении мы были вынуждены от него отказаться. Дело в том, что хотя спектр нейтрального железа изучен, вероятно, лучше, чем спектры других металлов, но далеко не достаточно, чтобы учесть все переходы. Для низкорасположенных уровней сейчас известны практически все переходы, поскольку они располагаются в удобной для исследования видимой области спектра. Для высокорасположенных уровней картина меняется. Переходы между близлежащими уровнями располагаются в инфракрасной области, а переходы на основной уровень попадают в область вакуумного ультрафиолета. Как следствие, нам неизвестны многие переходы с высоких уровней. Это подтверждается тем, что Корлисс и Теч [6], например, для уровня с энергией 48305 см^{-1} приводят 19 линий, а для уровня с энергией 57104 см^{-1} всего три линии, а между тем хорошо известно, что с более высоких уровней происходит больше переходов, чем с менее высоких.

Неучет всех переходов при переводе относительных gf -величин в абсолютные при помощи измерений времен жизни должен приводить к завышенным значениям.

На основании данных табл. 4 мы вычислили для нескольких уровней времена жизни атомов в возбужденном состоянии. Особое внимание при этом мы уделяли тому, чтобы для переходов с наибольшими вероятностями с рассматриваемого уровня были известны силы осцилляторов, имеющие приоритет не хуже 4, чтобы ошибки величин gf были до некоторой степени сопоставимы с точностью измерений времен жизни. Оказалось, что отношение τ (набл) / τ (вычисл) меняется в среднем от $-0,011$ для уровней с энергиями $E_u \sim (26 - \div 27) \text{ кК}$ (5 уровней) до $0,164$ для уровней с $E_u \sim (53 \div 57) \text{ кК}$ (5 уровней), что и следовало ожидать, если при вычислении времен жизни использовалось не полное число переходов.

Поэтому мы предпочли использовать температуру, а не времена жизни для приведения измеренных величин gf в единую систему.

Из рассмотрения табл. 4 видно, что точность принятых значений неодинакова, что вполне естественно, поскольку в ее основу были положены неоднородные данные. Для линий, для которых приведено несколько независимых значений величин gf , можно сравнительно легко получить представление о точности принятых величин. Для линий, для которых имеется одно-два измерения величины gf , судить о точности принятых величин gf значительно сложнее. Можно лишь выразить общее мнение о точности той или иной работы, основанное на разбросе точек на редуцированных графиках. В табл. 5 приведено возможное отклонение в величине $\lg gf$ для работ различной приоритетности.

Таблица 5

Приоритет	Одно определение	Несколько определений	Приоритет	Одно определение	Несколько определений	Приоритет	Одно определение	Несколько определений
1	0,005	—	3	0,05	0,03	5	0,15	0,10
2	0,02	—	4	0,08	0,05	6	0,30	0,20

5. СОДЕРЖАНИЕ ЖЕЛЕЗА В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

Впервые химический состав солнечной атмосферы был определен Расселом в 1929 г. [52], который использовал для определения глазомерные оценки интенсивностей линий и теоретические силы осцилляторов. В 1948 г. Унзольд [53], используя измеренные эквивалентные ширины и метод кривых роста, получил более точные данные о химическом составе Солнца. Вайдман [54] применил для анализа модель солнечной атмосферы. После этого содержание железа в атмосфере Солнца определялось многими авторами, и опубликованные результаты отличаются более чем в 10 раз. Указанное различие в содержании железа может возникнуть по следующим причинам.

1. Различие в использованных значениях сил осцилляторов; эта причина является основной. За последние 15 лет значения сил осцилляторов изменились почти в 10 раз.

2. Различия в учете влияния затухания на средние и сильные линии.

В последние годы стало ясно, что даваемая формулой Унзоляда постоянная затухания вследствие взаимодействия Ван-дер-Ваальса существенно занижена, что приводит к завышению величины турбулентной скорости и к ошибкам в содержании элементов.

3. Различие в учете влияния доплеровского расширения на средние и сильные линии. Разные авторы использовали значения турбулентной скорости от 2 до 0,5 км/с.

4. Различия в использованных значениях эквивалентных ширин линий.

5. Различия в использованных моделях солнечной атмосферы.

Мы рассмотрели опубликованные результаты определения содержания железа в атмосфере Солнца, используя значения сил осцилляторов в оксфордской системе.

Чтобы исключить неопределенности, связанные с влиянием затухания и турбулентной скорости, мы для каждой работы построили графики зависимости содержания железа от эквивалентной ширины и по ним проводили интерполяцию к слабым линиям. На рис. 15 в качестве примера показана зависимость $\lg \epsilon(\text{Fe})$ от W_λ , построенная на основании данных [55].

Результаты переопределений содержания железа в атмосфере Солнца собраны в табл. 6. В первом столбце указаны авторы оригинального исследования, во втором — используемая модель солнечной атмосферы, в третьем —

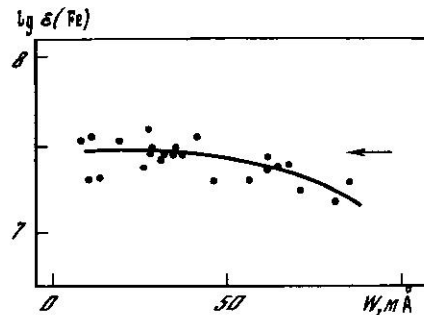


Рис. 15. Зависимость $\lg \epsilon(\text{Fe})$ от W_λ , построенная на основании данных [55]

Таблица 6

	Авторы	Модель	ξ , км/с	Число линий	$\lg \epsilon(\text{Fe})$	Число линий	$\lg \epsilon(\text{Fe})$
1.	Голдберг, Мюллер, Аллер (1960) [56]	Аллер, Перси, продолж Элсте, см. [56]	1,8	43	6,57	9	6,93
2.	Мюллер, Мючлекнер (1964) [57]	См. [57]	2,0		6,70		7,14
3.	Хольвегер (1967) [58]	Хольвегер [58]	$\xi = f(\tau)$	—	—		7,55
4.	Гарц, Хольвегер, Кок, Рихтер (1969) [55]	Хольвегер [58]	1,0	26	7,60	9	7,62
5.	Гривесс (1970) [59]	Элсте—BCA—Хейнтзе, см. [59]	—	48	6,56	22	7,58
6.	Ямашита (1972) [60]	Кэрел, Югаку [69]	1,0		7,49		7,58
7.	Фой (1972) [61]	Пейтриман, см. [61]	0,5		7,28		7,39
8.	Хубер, Таббс (1973) [62]	Хольвегер [58] HSRA + α LTE [70] HSRA [70] Пейтриман [61]	0,5	1	7,61 7,59 7,48 7,49	1	7,68 7,66 7,55 7,56
9.	Росс (1973) [63]	Росс, Аллер, см. [63]	0,0 0,8	9	7,55 7,35	9	7,56 7,36
10.	Бимо, Гривесс (1975) [64]	HSRA [70]	0,5	40	7,51	40	7,51
11.	Гасанализаде (1977) [65]	Пейтриман, см. [61]	0,5		6,96		7,30
12.	Блеквелл, Ибетсон, Петфорд, Уиллис (1976) [66]	Кэрел, Югаку [69] HSRA [70] Элсте—10 [71] Хольвегер [58]	0,5 0,8	13	7,06 7,50 7,47 7,65	13	7,40 7,50 7,47 7,65
13.	Блеквелл, Шаллис (1979) [67]	Куруч [72] VAL [73] HSRA [70] HOLMU [74] Белл и др. [75]	0,6—0,9	10	7,42 7,46 7,52 7,66 7,50	10	7,42 7,46 7,52 7,66 7,50
14.	Симмонс, Блеквелл (1982) [68]	HOLMU [74]	0,92	26	7,63	26	7,63

значение микротурбулентной скорости ξ_t , в четвертом — число используемых линий в оригинальной работе, в пятом — содержание железа, полученное в оригинальной работе; в шестом — число линий, по которым проводилось исправление, и в седьмом — исправленное содержание железа.

Как видно из таблицы, устранение различий, связанных с различиями в силах осцилляторов, и неуверенностей, связанных с турбулентной скоростью и затуханием, привело к тому, что разброс данных существенно уменьшился, хотя и остается все же большим. Оставшиеся различия обусловлены различием использованных моделей и в меньшей степени различием в эквивалентных ширинах линий.

Модели Хольвегера и HSRA дают систематически различное значение содержания железа. При этом, как видно из табл. 7, при использовании одной и той же модели разными авторами согласие очень хорошее.

Таблица 7

Модель Хольвегера [57, 74]			Модель HSRA [70]		
Авторы	Число линий	$\lg \epsilon(\text{Fe})$	Авторы	Число линий	$\lg \epsilon(\text{Fe})$
Хольвегер [58]		7,55			
Гарц и др. [55]	9	7,62	Хабер, Таббс [62]	1	7,55
Хабер, Таббс [62]	1	7,68	Бимо, Гревесс [64]	40	7,51
Блеквелл и др. [66]	13	7,65	Блеквелл и др. [66]	13	7,50
Блеквелл, Шаллис [67]	10	7,66	Блеквелл, Шаллис [67]	10	7,52
Симмонс, Блеквелл [68]	26	7,63			
Среднее		7,63			7,52

Другие модели использовались в небольшом числе работ, и можно лишь сказать, что недавно опубликованные модели VAL и Белла и др. дают содержание железа соответственно на 0,20 и 0,15 меньше, чем дает модель Хольвегера.

Симмонс и Блеквелл [68], проводя детальное исследование содержания железа с использованием модели Хольвегера HOLMU, показали, что определенные в их исследованиях величины W_λ для центра диска очень хорошо согласуются с данными о W_λ Хольвегера [57], наиболее часто используемых в различных исследованиях. Отклонение $\lg W_\lambda$ (Оксфорд) / W_λ (Хольвегер) составило 0,008 dex для их общих линий.

По нашему мнению, для слабых линий отклонения между различными измерениями эквивалентных ширин могут быть больше и достигать $(0,05 \div 0,06) \text{ dex}$ или 12%, но все же остаются меньше, чем вносимые применением различных моделей атмосфер.

На основании табл. 6 мы приняли следующее значение содержания железа в солнечной атмосфере:

$$\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7,60 \pm 0,10.$$

Дальнейшее уточнение этой величины связано с обоснованием правильного выбора среди существующих моделей или с их уточнением.

В заключение авторы благодарят Г. Н. Шарапову за большую помощь в вычислениях и оформлении рукописи, проф. В. К. Прокофьева за консультации, доктора И. Туоминена и Ю. Киrolайнена за помощь в редукции данных Кроссвайт и проф. Ч. Каули за полезные дискуссии.

Ноябрь 1982 г.

Литература

1. Huber M. C. E. *f*-value measurements for 3d-elements.— Phys. Scripta, 1977, vol. 16, p. 16—30.
2. Biemont E., Grevesse N. *f*-values and abundances of the elements in the Sun and stars.— Phys. Scripta, 1977, vol. 16, p. 39—47.
3. Прокофьев В. К., Никонова Е. И., Груздев П. Ф. Силы осцилляторов для спектра Fe I.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1964, т. 31, с. 281—323.

4. *Corliss C. H., Warner B.* Absolute oscillator strengths for Fe I.— *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1964, vol. 8, p. 395—438.
5. *Corliss C. H., Warner B.* Oscillator strengths for ultraviolet lines of Fe I.— *Phys. and Chem.*, 1966, vol. 70A, N 4, p. 325—372.
6. *Corliss C. H., Tech J. L.* Oscillator strengths and transition probabilities for 3288 lines of Fe I.— *NBS Monograph N 108*, 1968.
7. *Marek J., Richter J., Stahnke H.-J.* Radiative lifetimes of some Fe I levels.— *Phys. Scripta*, 1979, vol. 19, p. 325—327.
8. *Wagner R., Otten E. W.* Redetermination of the absolute oscillator strength of the Fe I resonance line $\lambda 3720$ by the optical double resonance.— *Ztschr. Physik*, 1969, Bd. 220, S. 343—362.
9. *Klose J. Z.* Mean lives and absolute f -values in neutral iron.— *Astrophys. J.*, 1971, vol. 165, p. 637—642.
10. *Andersen T., Sorensen J.* Lifetimes of excited states in Fe I measured by the beam-foil technique.— *Astrophys. Lett.*, 1971, vol. 8, p. 39—40.
11. *Hilborn R. C., de Zafra R.* Experimental lifetimes and f -values for four levels in Fe I.— *Astrophys. J.*, 1973, vol. 183, p. 347—353.
12. *Erman P., Lyra M., Martinson J.*— *Phys. Lett.*, 1974, vol. 49A, p. 41.
13. *Figger H., Siomos K., Walther H.* Lifetime measurements in the Fe I spectrum using tuneable dye laser excitation.— *Ztschr. Physik*, 1974, Bd. 270, S. 371—376.
14. *Figger H., Heldt J., Siomos K., Walther H.* Lifetime measurements in the Co I and Fe I spectra using tuneable dye laser excitation.— *Astron. and Astrophys.*, 1975, vol. 43, p. 389—394.
15. *Siomos K., Figger H., Walther H.*— *Ztschr. Physik*, 1975, Bd. A 272, S. 355.
16. *Brzozowski J., Erman P., Lyra M., Hayden-Smith W.* Radiative lifetimes of resonance levels in Fe I and Fe II.— *Phys. Scripta*, 1976, vol. 14, p. 48—50.
17. *Ramanujam P. S.* Direct measurement of radiative lifetimes of excited states in refractory-atom metals using a sputtering technique.— *Phys. Rev. Lett.*, 1977, vol. 39, p. 1192—1194.
18. *Bridges J. M., Kornblith R. L.* Arc measurements of Fe I oscillator strengths.— *Astrophys. J.*, 1974, vol. 192, p. 793—812.
19. *Wolnic S. J., Berthel R. O., Wares G. W.* Shock-tube measurements of absolute gf -values for Fe I.— *Astrophys. J.*, 1970, vol. 162, p. 1037—1047.
20. *Huber M. C. E., Tobey F. L.* gf -values of ultraviolet Fe I, Cr I and Cr II lines from shock-tube measurements.— *Astrophys. J.*, 1968, vol. 152, p. 609—620.
21. *Grasdalen G. L., Huber M., Parkinson W. H.* Absolute gf -values for Fe I and Fe II lines.— *Astrophys. J.*, 1969, vol. 156, p. 1153—1174.
22. *Blackwell D. E., Shaluis M. J.* Precision measurements of relative oscillator strengths.— VII.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, vol. 186, p. 669—672.
23. *Blackwell D. E., Petford A. D., Simmons G. J.* Measurements of relative oscillator strengths for Fe I transitions from levels $b^3 F_{2-4}$ (2.61 eV — 2.56 eV). Use of multipass optical system.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1982, vol. 201, p. 595—606.
24. *Валтерс А. К., Старцев Г. П.* Измерения относительных значений сил осцилляторов в спектре атома железа методом аномальной дисперсии.— *Оптика и спектроскопия*, 1964, т. 17, с. 483—488.
25. *Островский Ю. И., Пенкин Н. П.* Об измерении эквивалентной ширины спектральной линии.— В кн.: *Фриш С. Э., Бобович Я. С., Волькенштейн М. В. и др. Физические проблемы спектроскопии*. М., 1962, т. I, с. 54—57.
26. *Валтерс А. К., Никонова Е. И., Старцев Г. П.* Измерение относительных значений сил осцилляторов в спектре атома железа методом полного поглощения.— *Оптика и спектроскопия*, 1964, т. 16, с. 717—723.
27. *Валтерс А. К., Вирсе А. А., Старцев Г. П.* Относительные значения сил осцилляторов в спектре атома железа для области 3930—2300 Å.— В кн.: *Исследования по спектроскопии/Под ред. А. К. Валтерса*. Рига, 1968, с. 80—112.
28. *Banfield F. P., Huber M. C. E.* Oscillator strengths of ultraviolet Fe I lines from hook-method measurements on a furnace.— *Astrophys. J.*, 1973, vol. 186, p. 335—346.
29. *Морозова Н. Г., Старцев Г. П., Фриш М. С.* Измерения относительных значений сил осцилляторов в дуговом спектре железа методом испускания.— В кн.: *Фриш С. Э., Бобович Я. С., Волькенштейн М. В. и др. Физические проблемы спектроскопии*. М., 1962, т. I, с. 45—51.
30. *Huber M. C. E., Parkinson W. H.* Fe I oscillator strengths determined from anomalous dispersion of shock heated gases.— *Astrophys. J.*, 1972, vol. 172, p. 229—247.
31. *Huber M. C. E., Tubbs E. F.* Oscillator strengths of weak Fe I resonance lines by combined hook and absorption techniques.— *Astrophys. J.*, 1972, vol. 177, p. 847—854.
32. *Huber M. C. E.* Hook-method measurements of gf -values for ultraviolet Fe I and Fe II lines on a shock-tube.— *Astrophys. J.*, 1974, vol. 190, p. 237—240.
33. *May M., Richter J., Wichelmann J.* Experimental oscillator strengths of weak Fe I lines.— *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 1974, vol. 18, p. 405—426.
34. *King R. B., King A. S.* Relative f -values for lines of Fe I and Ti I.— *Astrophys. J.*, 1938, vol. 87, p. 24—39.
35. *Aarts J., Harting D., Bakker C. J.* *Physika*, 1954, vol. 20, p. 1250.
36. *Allen C. W., Asaad A. S.* Oscillator strengths from arc spectra of diluted copper alloys.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1957, vol. 117, p. 36—49.
37. *Crosswhite H. M.* Photoelectric intensity measurements in the iron arc. *Spectrochim. acta*, 1950, vol. 4, p. 122—151.
38. *Meggers W. F., Corliss C. H., Scribner B. F.* Tables of spectral line intensities.— *NBS Monograph 145*, 1975.

39. Корлисс Ч., Бозман У. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. М.: Мир, 1968. 562 с.
40. Cowley C. R., Corliss C. H. Moderately accurate oscillator strengths from NBS intensities. II.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1983, vol. 203, p. 651—659.
41. King R. B., Olsen K. H., Corliss C. H. Oscillator strengths for lines of Fe I between 2500 and 3200 Å.— Astrophys. J., 1965, vol. 141, p. 354—363.
42. Bayard P. L. Absolute gf -values for Fe I lines. — J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, vol. 7, p. 559—570.
43. Richter J., Wulff P. Investigation of an improved iron arc. — Astron. and Astrophys., 1970, vol. 9, p. 37—44.
44. Martinez-Garcia M., Whaling W., Mickey D. L., Lawrence G. W. Branching ratios and transition probabilities in Fe I. — Astrophys. J., 1971, vol. 165, p. 213—216.
45. Whaling W., King R., Martinez-Garcia M. Lifetimes of some Fe I states by beam-foil spectroscopy. — Astrophys. J., 1969, vol. 158, p. 389—398.
46. Garz T., Kock M. Experimental oscillator strengths for Fe I lines. — Astron. and Astrophys., 1969, vol. 2, p. 274—279.
47. Crosswhite H. M. The spectrum of iron I.— J. Hopkins Spectroscopic Rep. n 13. Baltimore, 1958.
48. Митрофанова А. А. Кривая роста для Солнца по лабораторным интенсивностям FeI.— Изв. ГАО, 1952, т. 19, вып. 2, с. 81—139.
49. Hefferlin R. Behaviour of the dc iron arc and its usefulness in the determination of f -values. — J. Opt. Soc. Amer., 1948, vol. 49, p. 680—687.
50. Соболев Н. Н. Измерения вероятностей переходов некоторых линий Bi I, Fe I и Fe II. — ЖЭТФ, 1943, т. 13, с. 131—136.
51. Penkin N. P. Determination of oscillator strengths in atomic spectra. — J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 1964, vol. 4, p. 41—94.
52. Russel H. M. On the composition of the Sun's atmosphere.— Astrophys. J., 1929, vol. 70, p. 11—12.
53. Unsöld A. Quantitative Spectral analyse der Sonnenatmosphäre.— Ztschr. Astrophys., 1948, Bd. 24, S. 306—329.
54. Weidemann W. Metallhäufigkeiten, Druckschichtung und Stossdämpfung in der Sonnenatmosphäre. — Ztschr. Astrophys., 1955, Bd. 36, S. 101—144.
55. Garz T., Holweger H., Kock M., Richter J. Revised solar iron abundance and its influence on the photospheric model.— Astron. and Astrophys., 1969, vol. 2, p. 446—450.
56. Goldberg L., Muller E. A., Aller L. H. The abundances of the elements in the solar atmosphere. — Astrophys. J. Suppl. Ser., 1960, vol. 5, p. 1—138.
57. Muller E. A., Mutschlecner J. P. Effects of deviations from local thermodynamic equilibrium on solar abundances. — Astrophys. J. Suppl. Ser., 1964, vol. 9, p. 1—64.
58. Holweger H. Ein empirisches Model der Sonnenatmosphäre mit lokalem thermodynamischem Gleichgewicht. — Ztschr. Astrophys., 1967, Bd 65, S. 365—417.
59. Grevesse N. Recherche sur les abundances des element dans l'atmosphère d'une étoile G2 V de la sequence principale: le soleil. — Academie royale de Belgique, 1970, t. 39, p. 1—109.
60. Yamashita J. Revised gf -scale and solar curves-of-growth. — Publ. Astron. Soc. Japan, 1972, vol. 24, p. 49—60.
61. Foy R. On the solar curve-of-growth of iron. — Astron. and Astrophys., 1972, vol. 18, p. 26—38.
62. Huber M. C. E., Tubbs E. F. A photospheric solar iron abundance independent of line-shape parameters.— Astrophys. J., 1973, vol. 186, p. 1053—1058.
63. Ross J. E. Intermediate-coupling line-strengths in the iron spectrum and the solar abundance of iron. — Astrophys. J., 1973, vol. 180, p. 599—606.
64. Biemont E., Grevesse J. The solar photospheric abundance of iron. Solar Phys., 1975, vol. 45, p. 59—68.
65. Гасанализаде А. Г. О влиянии сил осцилляторов, эквивалентных ширин и модели фотосферы на обилие железа в атмосфере Солнца. — Солнечные данные, 1977, № 5, с. 65—67.
66. Blackwell D. E., Ibetson P. A., Petford A. D., Willis R. B. Interpretation of the solar spectrum 300 nm to 900 nm. I.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1976, vol. 177, p. 227—245.
67. Blackwell D. E., Shallis M. J. Interpretation of the solar spectrum 300—900 nm. II. — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1979, vol. 186, p. 673—684.
68. Blackwell D. E., Shallis M. J., Simmons G. J. Note on the interpretation of Fe I lines (2.18—2.49 eV) in the solar spectrum. — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1982, vol. 199, p. 33—36.
69. Cayrel R., Jugaku J. Predicted fluxes and line intensities in early-type model atmospheres.— Ann. d'Astrophys., 1963, vol. 26, p. 495—560.
70. Gingerich O., Noyes R. W., Kalkofen W., Cuny Y. The Harvard — Smithsonian reference atmosphere. — Solar Phys., 1971, vol. 18, p. 347—365.
71. Elste G. H. E. The distinction between micro- and macroturbulence in the solar photosphere using line profiles. — Astrophys. J., 1967, vol. 148, p. 857—863.
72. Kurucz R. L. A preliminary theoretical line-blanketed model solar photosphere. — Solar Phys., 1974, vol. 34, p. 17—23.
73. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. II. The underlying photosphere and temperature-minimum region. — Astrophys. J. Suppl. Ser., 1976, vol. 30, p. 1—60.
74. Holweger H., Muller E. A. The photospheric barium spectrum: solar abundance and collision broadening of Ba II lines by hydrogen.— Solar. Phys., 1974, vol. 39, p. 19—30.
75. Bell R. A., Eriksson K., Gustafsson B., Nordlund A. A grid of model atmospheres for metal deficient giant stars. — Astron. and Astrophys. Suppl., 1976, vol. 23, p. 37—95.

О ПЕРИОДИЧНОСТИ БЫСТРЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПРОФИЛЯ H_{α} В СПЕКТРЕ Ве-ЗВЕЗДЫ 59 Cyg

А. Е. Тарасов, А. Г. Щербаков

В течение четырех ночей в июле — августе 1981 г. получено 128 спектрограмм 59 Cyg с дисперсией $38 \text{ \AA} / \text{мм}$. В этот период эмиссия H_{α} в спектре звезды оказалась умеренной интенсивности ($W_{\lambda} \sim 5 \text{ \AA}$), контур линии состоял из двух эмиссионных компонентов V и R , разделенных абсорбционным провалом.

Проведенный анализ спектрограмм показал, что эквивалентная ширина линии H_{α} , а также интенсивности компонентов V и R изменяются от ночи к ночи. Кроме того, наблюдаются быстрые флюктуации этих величин с характерным временем десятки минут. Обнаружено, что изменения отношения V/R в августе 1981 г. являлись периодическим процессом с периодом 380 мин, на который накладывались быстрые флюктуации V/R , также имевшие квазипериодический характер на временных интервалах 25—40 мин.

ON THE PERIODICITY OF H_{α} -PROFILE RAPID VARIATIONS IN THE SPECTRUM OF BE-STAR 59 CYG, by A. E. Tarasov, A. G. Shcherbakov.— 128 spectrogrammes of the Be star 59 Cyg has been obtained during four nights in July — August 1981. The dispersion of spectrogrammes was $38 \text{ \AA} / \text{mm}$. During this period H_{α} had two emission components, V and R , with absorption reversal. The equivalent width of H_{α} emission was equal to about 5 \AA .

It has been shown, that the equivalent width, as well as the intensities of line components are varying from night to night. Moreover, the intrinsic time of the observed rapid fluctuations of these parameters equals to dozens of minutes. It is found that the variation of V/R ratio during the observational interval in 1981 occurred as a periodical process with the period 380 min, being superimposed by rapid fluctuation having also a quasiperiodical character in time intervals 25—40 min.

Быстрые вариации в спектрах Ве-звезд наблюдались рядом авторов. Изменения профилей водородных эмиссионных линий в течение нескольких минут обнаружены Бангом [1, 2], а также Хатчингсом и др. [3]. Сходные вариации во временной шкале 10 мин получены Дузаном [4] и Бижу и Дузаном [5]. Хатчингс наблюдал вариации отношений компонентов V/R в профилях эмиссионных водородных линий у γ Cas, показывающие, по-видимому, периодичность в 0,7 сут. Переменность профиля H_{α} у 59 Cyg от ночи к ночи искал Лаци [6], но не нашел значительных изменений. Более успешной оказалась попытка Баркера [7], который нашел, что профиль H_{α} у 59 Cyg изменяется от ночи к ночи. Однако Баркер отмечает, что им не обнаружено существенной переменности H_{α} в течение ночи по наблюдениям в августе 1980 г. Более подробные исследования этой звезды не проводились, поэтому мы включили ее в нашу программу изучения быстрой переменности эмиссионных спектров Ве-звезд.

59 Cyg (HD 200120, V832 Cyg) хорошо известна, как Ве-звезда с переменным эмиссионным спектром, имеющим поразительную аналогию со спектральной переменностью γ Cas. После сильных вариаций отношения V/R в профилях двойных эмиссионных линий звезда показала в 1973 и 1974 гг. быстрый рост интенсивности эмиссии в линиях и исчезновение у них центральных абсорбционных компонентов. В последующие годы интенсивность эмиссии уменьшалась, и к 1977 г. звезда вернулась к спокойному состоянию [8]. Сильные изменения ультрафиолетового спектра звезды обсуждались Мальборо и Сноу [9].

Ниже приводятся результаты наблюдений профиля H_{α} 59 Cyg в течение четырех ночей. Спектры были получены на 122-см телескопе Крымской обсерватории с помощью однокаскадного электронно-оптического преобразователя с волоконной оптикой. Преобразователь был сопряжен с линзовой камерой дифракционного спектрографа АСП-11. Фотографирование производилось на астрономическую пленку А-600У с дисперсией $38 \text{ \AA} / \text{мм}$. Полуширина инструментального контура ограничивалась входной щелью спектрографа и оптикой линзовой камеры и составляла 1 \AA . Для увеличения точности измерений и уменьшения шумов фотоэмульсии все спектры расширялись до высоты 1 мм. Продолжительность экспозиций составляла 7—9 мин. Всего за четыре ночи получено 128 спектров звезды (15 спектров 21.07, 33 — 16.08, 41 и 39 — 17 и 18.08 1981 г.).

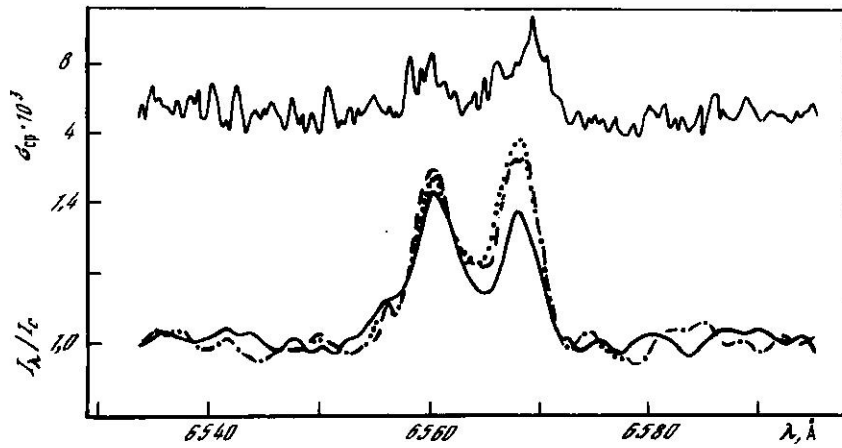


Рис. 1. Профили H_{α} 16.08 (сплошная линия), 17.08 (штриховая) и 18.08 1981 г. (пунктир)
Вверху приведена дисперсограмма для 17.08

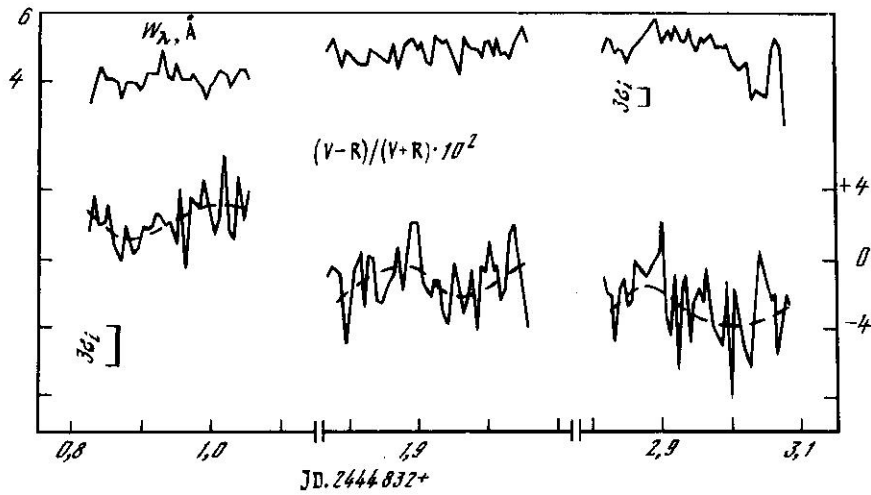


Рис. 2. Результаты измерений W_{λ} линии H_{α} и величины $(V-R)/(V+R)$ для трех смежных ночей 16, 17 и 18.08 1981 г.

Дальнейшее изучение полученного материала производилось с помощью ЭВМ ЕС-1033 и вычислительного комплекса Искра-1256.

Первоначальная обработка состояла в переводе спектров из почернений в интенсивности, нормированные к континууму, кросс-корреляционного совмещения индивидуальных спектров и вычисления среднего спектра за ночь наблюдений, определения разностей индивидуальных спектров от среднего и вычисления среднеквадратичной ошибки наблюдений.

На рис. 1 показаны три средних спектра 59 Cug в области H_{α} в смежные ночи 16—18.08. Там же приведена дисперсограмма, характеризующая величины среднеквадратичных отклонений для среднего спектра 17.08. Хорошо видна переменность профиля H_{α} от ночи к ночи. Меняется не только интенсивность линии, но также и отношение V/R . Континуум звезды в две последние ночи идеально совпадает и несколько отличается от континуума 16.08. В дальнейшем мы считали, что разброс в интенсивностях континуума вызван ошибками наблюдений, и при помощи дисперсограмм определяли σ (набл.) для контура H_{α} . По дисперсограмме на рисунке видно, что $\sigma = 0,6\%$ (41 спектр), следовательно, σ_i составляет примерно 4% .

У линии определялись следующие параметры контура: эквивалентная ширина W_{λ} , интенсивности синего и красного эмиссионных компонентов V и R и

интенсивность центральной абсорбции A , а также величина $(V - R) / (V + R)$ — аналог отношения V / R , но более чувствительная к изменениям компонентов. Результаты этих измерений приведены в таблице. Вариации эквивалентной

J. D.	W_A	V	A	R	$(V-R)/(V+R)$	J. D.	W_A	V	A	R	$(V-R)/(V+R)$
2444807 +						1.8902	5.23	1.58	1.15	1.52	0.020
.8736	3.43	1.39	1.16	1.41	-0.007	1.8972	4.88	1.58	1.20	1.58	0.002
.8833	4.33	1.47	1.20	1.43	0.014	1.9034	5.16	1.54	1.17	1.59	-0.015
.8972	2.99	1.37	1.13	1.38	0.016	1.9104	4.56	1.49	1.21	1.55	-0.020
.9097	3.21	1.41	1.18	1.34	0.025	1.9166	4.39	1.47	1.18	1.54	-0.024
.9306	3.20	1.35	1.16	1.39	-0.015	1.9222	5.31	1.56	1.21	1.60	-0.013
.9535	3.32	1.35	1.19	1.32	0.011	1.9277	5.17	1.54	1.18	1.58	-0.013
.9618	2.85	1.32	1.14	1.33	-0.004	1.9333	5.08	1.51	1.18	1.60	-0.030
.9701	2.75	1.33	1.11	1.36	-0.011	1.9388	5.23	1.57	1.21	1.58	-0.002
.9792	3.43	1.41	1.16	1.45	-0.014	1.9513	4.50	1.49	1.20	1.50	-0.002
.9868	3.46	1.40	1.16	1.39	0.004	1.9576	4.13	1.43	1.17	1.50	-0.022
.9944	2.96	1.34	1.16	1.32	0.008	1.9638	5.29	1.51	1.19	1.62	-0.034
1.0028	3.24	1.40	1.12	1.38	0.007	1.9701	4.99	1.51	1.18	1.59	-0.023
1.0111	3.57	1.46	1.14	1.45	0.003	1.9763	4.90	1.52	1.21	1.54	-0.007
1.0194	3.57	1.41	1.19	1.39	0.007	1.9826	4.91	1.47	1.21	1.60	-0.042
1.0370	3.05	1.33	1.11	1.39	-0.022	1.9888	4.67	1.56	1.20	1.57	-0.005
2444832 +						1.9951	5.10	1.55	1.15	1.58	-0.008
.8250	3.36	1.39	1.07	1.34	0.016	2.0020	5.19	1.59	1.19	1.56	0.010
.8333	4.01	1.44	1.10	1.34	0.037	2.0069	4.70	1.53	1.17	1.55	-0.008
.8402	4.47	1.47	1.10	1.42	0.020	2.0125	5.31	1.55	1.14	1.57	-0.004
.8486	4.08	1.44	1.13	1.38	0.022	2.0180	4.73	1.52	1.10	1.60	-0.025
.8555	4.12	1.48	1.13	1.39	0.031	2.0236	4.84	1.55	1.08	1.61	-0.019
.8638	4.00	1.42	1.11	1.39	0.008	2.0305	4.67	1.60	1.15	1.55	0.014
.8708	3.54	1.39	1.11	1.40	-0.001	2.0368	5.09	1.60	1.20	1.54	0.020
.8784	4.06	1.44	1.10	1.38	0.019	2.0500	5.57	1.60	1.24	1.68	-0.024
.8888	3.99	1.39	1.09	1.39	0.003	2.0562	5.09	1.51	1.14	1.64	-0.043
.8958	3.78	1.41	1.12	1.39	0.007	2.8166	4.79	1.54	1.20	1.58	-0.013
.9027	3.90	1.44	1.10	1.39	0.019	2.8222	5.25	1.53	1.15	1.60	-0.022
.9090	4.27	1.45	1.09	1.40	0.018	2.8277	5.17	1.56	1.20	1.64	-0.025
.9159	4.25	1.47	1.10	1.42	0.020	2.8333	4.81	1.44	1.19	1.59	-0.050
.9229	4.26	1.46	1.12	1.39	0.027	2.8388	4.92	1.52	1.18	1.58	-0.019
.9291	3.90	1.44	1.13	1.37	0.025	2.8444	4.87	1.54	1.20	1.58	-0.013
.9375	4.16	1.45	1.12	1.40	0.019	2.8503	4.51	1.46	1.18	1.55	-0.030
.9444	4.06	1.46	1.11	1.39	0.023	2.8555	4.94	1.49	1.23	1.57	-0.026
.9506	4.57	1.49	1.15	1.47	0.009	2.8611	5.04	1.62	1.23	1.63	-0.003
.9576	4.09	1.50	1.12	1.38	0.040	2.8763	5.28	1.54	1.26	1.58	-0.013
.9645	4.08	1.42	1.10	1.44	-0.006	2.8944	5.82	1.62	1.19	1.62	0.000
.9708	4.11	1.44	1.16	1.38	0.022	2.8993	5.12	1.48	1.23	1.43	0.017
.9743	4.24	1.47	1.12	1.37	0.036	2.9055	5.21	1.50	1.20	1.61	-0.035
.9861	3.84	1.41	1.09	1.33	0.028	2.9111	5.48	1.50	1.21	1.67	-0.048
.9930	4.51	1.50	1.14	1.38	0.045	2.9166	5.16	1.51	1.21	1.55	-0.013
1.0010	3.91	1.45	1.13	1.37	0.029	2.9222	5.61	1.52	1.30	1.74	-0.067
1.0083	4.13	1.44	1.12	1.40	0.014	2.9277	5.19	1.54	1.23	1.59	-0.016
1.0145	4.36	1.47	1.13	1.40	0.025	2.9340	5.08	1.56	1.22	1.59	-0.010
1.0222	4.23	1.54	1.13	1.37	0.059	2.9395	5.50	1.49	1.18	1.65	-0.051
1.0284	3.80	1.40	1.09	1.35	0.017	2.9444	5.18	1.54	1.19	1.63	-0.028
1.0354	4.20	1.45	1.13	1.42	0.009	2.9520	4.79	1.52	1.16	1.58	-0.019
1.0430	4.34	1.53	1.15	1.37	0.058	2.9569	5.26	1.54	1.16	1.63	-0.028
1.0493	4.34	1.46	1.12	1.40	0.021	2.9625	5.10	1.52	1.22	1.54	-0.007
1.0562	4.07	1.49	1.10	1.37	0.039	2.9687	5.22	1.53	1.21	1.63	-0.032
1.7666	4.80	1.51	1.20	1.55	-0.010	2.9743	5.31	1.49	1.23	1.64	-0.048
1.7750	5.23	1.52	1.16	1.54	-0.004	2.9798	4.91	1.47	1.21	1.60	-0.042
1.7881	4.39	1.50	1.17	1.52	-0.008	2.9854	4.98	1.55	1.21	1.73	-0.055
1.7937	4.96	1.43	1.17	1.59	-0.051	2.9916	4.90	1.55	1.18	1.60	-0.016
1.8090	4.52	1.52	1.19	1.53	-0.005	2.9972	5.04	1.46	1.19	1.73	-0.084
1.8183	4.49	1.50	1.19	1.49	0.005	3.0027	4.58	1.53	1.12	1.59	-0.019
1.8215	4.51	1.46	1.19	1.55	-0.029	3.0145	4.27	1.40	1.17	1.56	-0.054
1.8277	4.96	1.54	1.18	1.53	0.002	3.0256	4.55	1.45	1.14	1.66	-0.068
1.8340	4.86	1.52	1.22	1.52	0.000	3.0319	3.45	1.35	1.12	1.45	-0.036
1.8402	4.74	1.53	1.14	1.61	-0.025	3.0388	3.76	1.45	1.14	1.45	0.003
1.8472	4.65	1.52	1.12	1.61	-0.027	3.0541	3.47	1.38	1.15	1.46	-0.028
1.8541	4.50	1.49	1.13	1.54	-0.017	3.0596	4.79	1.52	1.21	1.59	-0.023
1.8618	5.08	1.53	1.17	1.56	-0.010	3.0659	5.23	1.51	1.21	1.70	-0.059
1.8694	4.28	1.51	1.16	1.50	0.006	3.0736	4.76	1.55	1.11	1.62	-0.022
1.8763	5.00	1.52	1.10	1.58	-0.020	3.0798	2.66	1.28	1.04	1.36	-0.030

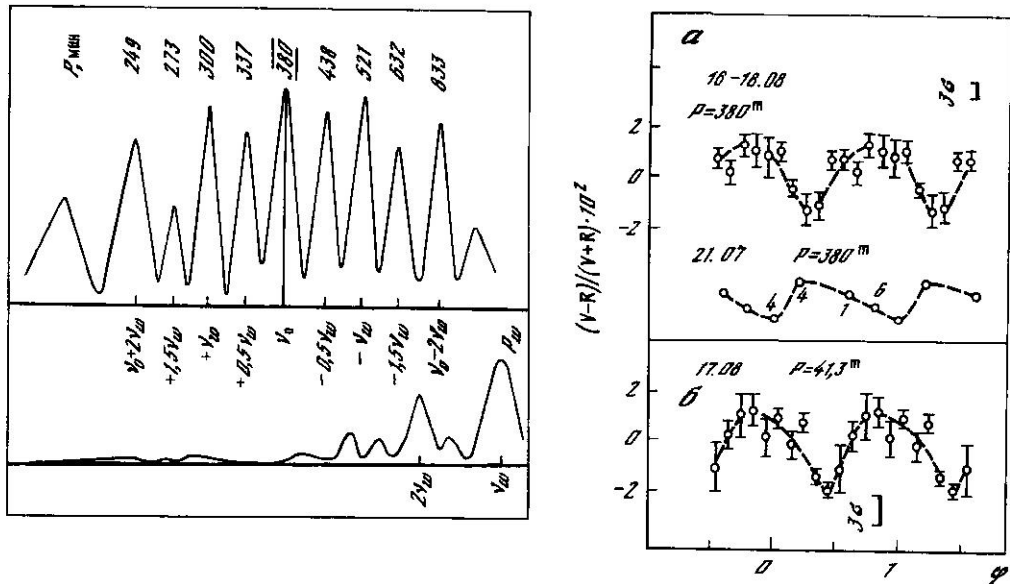


Рис. 3. Низкочастотный участок спектра мощности (вверху) для вариаций $(V-R)/(V+R)$

Внизу приведено спектральное окно γ (где $\gamma_{\omega} = 1/T$, $T - \Delta T$ в минутах), показывающее, что скважность наших наблюдений пропорциональна звездным суткам P_{ω}^* и половине звездных суток

Рис. 4. Изменение с фазой $(V-R)/(V+R)$ для периода 380 и 41,3 мин (пояснение в тексте)

ширины H_{α} в течение трех смежных ночей приведены на рис. 2. Изменения V , R и A оказались идентичными изменениям W_{λ} и для экономии места на рисунке не приводятся.

Из рисунка видно, что эквивалентная ширина линии постепенно растет с течением времени и только в конце последней ночи начинает убывать. Среднее значение W_{λ} 21.07 равно $3,8\text{\AA}$ и соответствует минимальным значениям эквивалентной ширины линии, приведенным на рисунке. Наблюдаются также быстрые флюктуации W_{λ} в течение десятков минут, значительно превосходящие ошибки наблюдений.

Величина $(V-R)/(V+R)$ тоже испытывает изменения от ночи к ночи, причем если 21.07 и 16.08 синий компонент был преимущественно интенсивней красного, то 17 и 18.08 интенсивность R возросла по отношению к V (см. также рис. 1). Кроме того, в отличие от W_{λ} быстрые флюктуации величины $(V-R)/(V+R)$ накладываются на плавные изменения этой величины в течение 5—6 ч. Предварительный анализ рис. 2 указывает на возможность существования периодических изменений V/R . Поэтому мы провели поиск периодичностей в изменениях величины $(V-R)/(V+R)$ по методу Диминга [10—12].

На рис. 3 показан участок спектра мощности для $(V-R)/(V+R)$, построенный по трем смежным ночам. На этом же рисунке приведена функция спектрального окна (P_{ω}), отражающая распределение данных наблюдений во времени. Наибольшую интенсивность на спектре мощности имеет пик, соответствующий $P = 380$ мин.

По спектральному окну видно, что основная скважность наших наблюдений соответствует $P_{\omega} = 1436$ мин, т. е. звездным суткам. Такая скважность привела к появлению ложных периодов в спектре мощности вокруг основного периода 380 мин, соответствующих частотам $\pm 0,5$; $1,0$; $1,5$ и $2,0$ основной частоты спектрального окна.

Большая интенсивность ложных пиков на спектре мощности обусловлена зашумленностью периодического процесса быстрыми флюктуациями (рис. 2) величины $(V-R)/(V+R)$.

На рис. 4, а мы привели свертку наблюдаемых значений $(V-R)/(V+R)$ с периодом 380 мин. Каждая точка является результатом усреднения 9—15 спек-

тров по трем целым периодам, причем при усреднении отдельных точек из данных был предварительно исключен тренд $(V - R)/(V + R)$, связанный с переменностью от ночи к ночи. Вертикальные штрихи характеризуют реальную действительную дисперсию значений $(V - R)/(V + R)$ внутри каждой фазы, определяемую быстрой переменностью. Как видно из рисунка, период 380 мин удовлетворительно описывает периодический процесс в изменениях V/R .

Этот результат получен по трем смежным ночам. В нижней части рис. 4, а приведены данные для 21.07, фаза которых была вычислена для периода 380 мин и общей для всех наблюдений нулевой эпохи (J. D. 2444832,8250). Цифрами на рисунке указано число усредненных спектров. Периодическая составляющая в эту ночь наблюдений также хорошо видна и подтверждает существование периода в изменениях V/R , однако совпадения фаз не наблюдается. Последнее указывает либо на невысокую точность определения периода, либо на его нестабильность.

Большой интерес представляют быстрые флюктуации V/R . Об их реальности свидетельствует тот факт, что они значительно превосходят среднеквадратичные ошибки наблюдений. Подтверждение этого видно также на рисунке 4, б, на котором удалось получить свертку наблюдений 17.08 с периодом 41,3 мин. Каждая точка на этом рисунке — результат усреднения четырех точек по девяти периодам. Амплитуда быстрых изменений $(V - R)/(V + R)$ превышает амплитуду для периода 380 мин. Однако в смежные ночи наблюдений этот период не сохраняется, и, по-видимому, строгой периодичности нет. Фурье-анализ быстрых флюктуаций V/R указывает на характерные времена около 25—40 мин для разных ночей.

Хатчингс [13] объясняет полученный им период 0,7 сут в изменениях профилей водородных линий для γ Cas вращением звезды. Однако факт периодичности установлен им весьма неуверенно, кроме того, принятая им скорость вращения оболочки равна 500 км/с, тогда как у γ Cas $v \sin i = 300$ км/с [14]. В этой модели Хатчингсу неизбежно приходится принять, что периодическая переменность ядер эмиссионных линий обусловлена процессами на поверхности звезды.

59 Cyg по данным Боярчука и Копылова [14] имеет скорость вращения $v \sin i = 450$ км/с, а по данным Слеттебака [15] — 350 км/с. Для дальнейших оценок мы приняли $v \sin i = 400$ км/с. По данным Боярчука [16] радиус оболочки 59 Cyg равен 1,5 радиуса звезды. Из условий сохранения углового момента следует, что $R_{об}/R_* = V_*/V_{об} = 1,5$, что дает скорость вращения оболочки 267 км/с. Полуширина эмиссионного профиля H_α по нашим спектрам равна 5,8 Å, т. е. 264 км/с, что хорошо согласуется с оценкой скорости, полученной выше, и указывает на то, что $\sin i$ близок к единице.

Согласно Аллену [17] радиус звезды класса B1,5 $R_* = 5,6R_\odot$, тогда радиус оболочки 59 Cyg $R_{об} = 1,5 R_* = 8,4 R_\odot$. В этом случае оценки периодов вращения звезды и оболочки дают величины $P_* = 10^3$ мин и $P_{об} = 2,3 \cdot 10^3$ мин. Эти периоды значительно превосходят наблюдаемый период 380 мин ($P_*/380 = 2,6$; $P_{об}/380 = 6$), и поэтому последний трудно объяснить только результатом вращения.

Так как эквивалентная ширина H_α у 59 Cyg не показывает изменений с периодом 380 мин, естественно предположить, что относительные изменения интенсивностей компонентов V и R вызваны смещениями по λ центральной абсорбции (см. рис. 1). В этом случае одним из возможных механизмов, определяющих период 380 мин, могут быть радиальные колебания оболочки звезды. Перси и др. [18] по фотоэлектрическим наблюдениям нашли, что блеск ряда Ве-звезд изменяется на 0,02 — 0^m,1 с периодами 300—1000 мин. По их мнению, такую переменность можно объяснить нерадиальными пульсациями Ве-звезд. Пока еще не ясно, как построить непротиворечивую картину связи между пульсациями поверхности Ве-звезды и радиальными колебаниями ее оболочки.

В качестве одной из альтернатив может быть предложена возможная роль магнитных полей в динамике Ве-феномена [19, 20] и связанная с ними секторная структура звездного ветра. Звездный ветер со скоростями до 1000 км/с обнаружен у 59 Cyg по ультрафиолетовым наблюдениям [9, 21, 22].

Одновременные наблюдения 59 Суг в ультрафиолетовой и визуальной областях, проведенные Дузаном и др. [23] в 1978—1981 гг., указывают на сильную активность звезды в ультрафиолетовой области, связанную с истечением массы, тогда как эмиссия в H_{α} имела в это время чрезвычайно малую переменность. Из ультрафиолетовых наблюдений следует, что звезда, кроме холодной оболочки, поставляющей оптически толстую эмиссию в H_{α} , имеет оболочку с очень высокой степенью ионизации.

В ряде моделей, предложенных Покертом [24], содержится понятие переходной зоны между холодной оболочкой звезды и горячей короной. Эта переходная зона может оказаться ответственной (с учетом наблюдений Дузана и др. [23]) за вклад в эмиссию H_{α} переменной составляющей, определяемой секторной структурой звездного ветра.

Выводы. Обнаружено, что отношение интенсивностей компонентов у линии H_{α} в спектре 59 Суг в августе 1981 г. менялось с периодом 380 мин. На эти изменения накладывались быстрые флюктуации (25—40 мин), тоже имеющие квазипериодический характер. Наблюдаемые изменения трудно объяснить только вращением, так как найденные периоды оказались значительно короче периодов вращения звезды и оболочки.

Авторы благодарят А. А. Боярчука и В. П. Гринина за обсуждение работы и ценные замечания, а также В. П. Маланушенко за помощь в составлении программ для поиска периодов.

Ноябрь 1982 г.

Литература

1. Bahng J. D. R. — *Astrophys. J.*, 1971, vol. 167, p. L75.
2. Bahng J. D. R. — *Be and shell Stars.* — IAU Symp. N 70 / Ed. A. Slettebak, 1976, p. 41.
3. Hutchings J. B., Auman J. R., Gover A. C., Walker J. A. H. — *Astrophys. J.*, 1971, vol. 170, p. L73.
4. Doazan V. — *Be and shell Stars.* — IAU Symp. N 70 / Ed. A. Slettebak, 1976, p. 37.
5. Bijani A., Doazan V. — *Astron. and Astrophys.*, 1979, vol. 70, p. 285.
6. Lacy C. H. — *Astrophys. J.*, 1977, vol. 212, p. 132.
7. Barker P. K. — *Be and shell Stars.* — IAU Symp. N 98 / Ed. M. Jaschek, Groth H. G., p. 147.
8. Hubert-Deplase A. M., Hubert H. — *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 1981, vol. 44, p. 109.
9. Marlborough J. M., Snow T. P. — *Astrophys. J.*, 1980, vol. 235, p. 85.
10. Deeming T. J. — *Astrophys. Space Sci.*, 1975, vol. 36, N 1, p. 137.
11. Deeming T. J. — *Astrophys. Space Sci.*, 1978, vol. 56, N 2, p. 285.
12. Weiss W. W., Kreidl T. J. — *Astron. and Astrophys.*, 1980, vol. 81, p. 59.
13. Hutchings J. B. — *Stellar Rotation*, IAU Coll., 1970, p. 283.
14. Боярчук А. А., Копылов И. М. — *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1964, т. 31, с. 44.
15. Slettebak A. — *Be and shell Stars.* — IAU Symp. N 70 / Ed. A. Slettebak, 1976, p. 123.
16. Боярчук А. А. — *Дис. ... Крым, КАО 1957.*
17. Аллен К. У. *Астрофизические величины.* М.: Мир, 1977, с. 295.
18. Percy J. R., Jakate Sh. M., Matthews J. M. — *Astron. J.*, 1981, vol. 86, N 1, p. 53.
19. Limber D. N. — *Be and shell Stars.* — IAU Symp. N 70 / Ed. A. Slettebak, 1976, p. 371.
20. Marlborough J. M. — *Be and shell Stars.* — IAU Symp. N 70 / Ed. A. Slettebak, 1976, p. 335.
21. Marlborough J. M., Snow T. P. — *Be and shell Stars.* — IAU Symp. N 70 / Ed. A. Slettebak, p. 179.
22. Doazan V., Kuhl L. V., Thomas R. N. — *Astrophys. J. Lett.*, 1980, vol. 235, p. L 17.
23. Doazan V., Grady G., Kuhl L. V. et al. — *Be Stars.* — IAU Coll. N 98 / Ed. M. Jaschek, H.-G. Groth, p. 415.
24. Poeschert R. — *Be Stars.* — IAU Coll. N 98 / Ed. M. Jaschek, H.-G. Groth, p. 453.

УДК 523.842

О ПЕКУЛЯРНОСТЯХ В СПЕКТРЕ ЗАТМЕННО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ AR Aur

Т. М. Рачковская

Изучен спектр и измерены лучевые скорости затменной звезды AR Aur ($Sp_1 = Sp_2 = B9,5$) по наблюдениям 1968 г. (дисперсия 15 и 36 Å/мм) и 1981—1982 гг. (дисперсия 12 Å/мм).

Из соотношения $W(\lambda 4246 \text{ Sc II})/W(\lambda 4215 \text{ Sr II}) < 1$ и того факта, что в спектре AR Aur не наблюдаются даже самые сильные линии гелия, но присутствуют линии металлов, делается вывод, что AR Aur является металлической (Am) звездой. Определены параметры системы AR Aur: скорость центра масс $\gamma = +27$ км/с, полуамплитуды лучевых скоростей $K_1 = K_2 = 114$ км/с и отношение масс компонентов $q = 1,0$.

ON THE PECULIARITIES IN THE SPECTRUM OF THE ECLIPSING BINARY AR AUR, by T. M. *Rachkovskaja*. — The spectrum of the eclipsing binary AR Aur has been studied and radial velocities measured using the spectrograms with dispersions 15 and 36 Å/mm (the 1968 observations) and 12 Å/mm (the 1981 — 1982 observations).

On the basis of the relation $W(\lambda 4246 \text{ Sc II})/W(\lambda 4215 \text{ Sr II}) < 1$ and the fact, that the most intensive helium-lines are not observed, but metallic lines are present in the spectrum of AR Aur, it has been concluded that AR Aur is a Am-star. The parameters of AR Aur system have been determined: the velocity of the system $\gamma = +27 \text{ km/s}$, the semi-amplitudes of radial velocity $K_1 = K_2 = 114 \text{ km/s}$ and the mass-ratio of the components $q = 1.0$.

AR Aur — тесная затменная система типа Алголя ($m_{pg} = 6,0 \div 6,7$; $P \approx 4,135$; $Sp_1 = Sp_2 = B9,5$) электрофотометрически наблюдалась неоднократно. Кривая блеска и фотометрические элементы, полученные Хаффером и Эггеном в 1935—1939 гг. [1] и Иогансеном [2], свидетельствуют о том, что система AR Aur состоит из сферических, хорошо разделенных звезд. О'Коннелл [3] в результате анализа наблюдений разных авторов пришел к выводу, что период AR Aur меняется. Этот факт был подтвержден Зверко, Хохолом и др. [4]. Авторы [4] отмечают, что наблюдения до 1964 г. показывают возрастание периода, а в интервале 1964—1981 гг. — уменьшение. Спектроскопические элементы AR Aur были определены Харпером [5] и Визе [6].

Спектральные наблюдения (дисперсия 15 и 37 Å/мм) AR Aug были выполнены нами [7,8] в 1968 г. вблизи фаз главного и вторичного минимумов и в фазах вблизи $\varphi = 0,75$. Были изучены линии водорода и наиболее интенсивные линии других элементов: $\lambda 4549 \text{ Fe II}$, $\lambda 4481 \text{ Mg II}$, $\lambda 4130$ и $\lambda 4128 \text{ Si II}$, $\lambda 3933 \text{ K Ca II}$. Кроме перечисленных выше, были обнаружены и отождествлены многочисленные слабые линии разных химических элементов, однако для количественных оценок имевшийся материал был недостаточным.

В 1981—1982 гг. нами были получены дополнительные спектрограммы звезды AR Aug на телескопе ЗТШ с помощью спектрографа Куде с дисперсией 12 Å/мм (табл. 1).

Т а б л и ц а 1

Дата	Экспозиция	Фаза на средний момент экспозиции	Дата	Экспозиция	Фаза на средний момент экспозиции
17/18.10 81 г.	3 ^h 30 ^m	0, ^p 46	11/12.03 82 г.	2 30	0,47
10/11.03 82 г.	1 45	0,21	14/15.03 82 г.	3 40	0,47

Материалом исследований, результаты которых излагаются ниже, были спектрограммы, перечисленные в табл. 1, и спектрограммы из [7]. Основной задачей было детальное изучение и количественные оценки линий металлов в спектре AR Aug с целью определения содержания химических элементов в атмосфере звезды и выявления спектральных особенностей системы AR Aug, а также определение параметров системы.

Спектр AR Aug. Отождествление спектральных линий выполнено независимо по каждой спектрограмме, и сделано сопоставление результатов. Наибольшее число линий удалось отождествить и определить их эквивалентные ширины вблизи главного (затмевается главная звезда) и вторичного (затмевается спутник) минимумов. В фазах же элонгаций подавляющее большинство линий оказались блендированными, а мелкие линии, кроме того, замыты непрерывным спектром компаньона.

В табл. 2 представлены результаты отождествления и эквивалентные ширины линий W_λ . В первом столбце дана длина волны, во втором — элемент и номер мультиплета, которым принадлежит данная спектральная линия. Далее в четырех столбцах приведены значения W_λ вблизи моментов минимумов ($\varphi \approx 0,^p0$ и $0,^p5$) и моментов максимумов блеска ($\varphi \approx 0,^p25$ и $0,^p75$). В скобках указано число спектрограмм, по которым выполнено определение. В список включены лишь те линии, для которых можно было достаточно уверенно определить эквивалентную ширину.

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета	$W_{\lambda, \text{Å}}$			
		$\sim 0,0^P$	$\sim 0,5^P$	$\sim 0,25^P$	$\sim 0,75^P$
4592,04	Cr II 44		0,09 (2)		
4591,99	V I 95		0,10 (1)		
4588,22	Cr II 44		0,11 (2)		
4583,83	Fe II 38		0,18 (3)		
4576,33	Fe II 38		0,11 (1)		
4571,97	Ti II 82		0,12 (2)		
4563,76	Ti II 56		0,08 (3)		
4555,89	Fe II 37		0,11 (1)		
4555,02	Cr II 44				
4549,47	Fe II 38				
4549,62	Ti II 82	0,37 (1)	0,32 (3)		0,04 ₁ (1) 0,07 ₂ (1)
4541,52	Fe II 38		0,08 (1)		
4533,97	Ti II 50	0,17 (1)	0,09 (3)		
4522,63	Fe II 38	0,11 (1)	0,08 (2)		
4520,84	Fe II 38	0,08 (1)	0,10 (1)		
4516,34	Fe II 37		0,07 (2)		
4501,27	Ti II 37	0,13 (1)			
4488,3	Ti II 115	0,07 (2)			
4481,33	Mg II 3	0,46 (2)	0,37 (3)	0,32 ₁ (1) 0,30 ₂ (1)	0,15 ₁ (1) 0,16 ₂ (1)
4481,13					
4476,02	Fe I 350	0,05 (1)			
4470,26	Ti II 40		0,05 (2)		
4466,55	Fe I 350		0,04 (2)		
4444,56	Ti II 31		0,06 (1)		0,07 ₁ (2) 0,08 ₂ (2)
4440,45	Zr II 79		0,04 (1)		
4422,59	Y II 5		0,07 (1)		
4416,82	Fe II 27	0,08 (1)			
4404,75	Fe I 41		0,08 (2)		
4395,03	Ti II 19	0,09 (2)	0,10 (1)		
4385,38	Fe II 27		0,06 (1)		
4383,5	Fe I 41		0,18 (1)		
4367,66	Ti II 104		0,15 (1)		
4325,51	Fe I 42		0,08 (1)		
4307,91	Fe I 42				
4307,90	Ti II 41		0,09 (1)		
4303,17	Fe II 27	0,06 (1)	0,12 (2)		
4301,93	Ti II 41	0,17 (1)	0,07 (2)		
4299,24	Fe I 152		0,08 (1)		
4296,37	Fe II 28		0,13 (1)		
4294,13	Fe I 41	0,09 (1)	0,10 (1)		
4290,38	Fe I 416		0,15 (2)		
4274,94	Y II 13		0,08 (1)		
4260,48	Fe I 152		0,09 (1)		
4258,16	Fe II 28		0,10 (2)		
4239,85	Fe I 273		0,10 (1)		
4233,61	Fe II 52	0,13 (3)	0,14 (4)		
4233,17	Fe II 27	0,18 (1)	0,13 (1)		
4225,46	Fe I 693		0,10 (1)		
4215,52	Sr II 1		0,11 (2)		
4191,44	Fe I 152		0,15 (1)		
4183,44	V II 37		0,04 (1)		
4178,86	Fe II 28		0,14 (1)		
4177,54	Y II 14		0,12 (2)		
4173,45	Fe II 27		0,06 (1)		
4171,90	Ti II 105		0,07 (1)		
4163,63	Ti II 105	0,09 (1)			
4153,91	Fe I 695	0,08 (1)			
4149,14	Zr II 41	0,06 (1)			
4145,77	Cr II 162	0,12 (1)			
4143,87	Fe I 43				
4143,42	Fe I 523		0,10 (1)		
4130,88	Si II 3	0,10 (2)	0,13 (4)		
4128,74	Fe II 27				
4128,05	Si II 3	0,12 (2)	0,21 (3)		
4077,71	Sr II 1		0,14 (2)		
4071,74	Fe I 43		0,10 (1)		
4063,60	Fe I 43		0,14 (1)		
4061,08	Nd II 10		0,08 (1)		
4059,73	Fe I 767		0,05 (1)		
4048,83	Fe II 172		0,10 (1)		

Т а б л и ц а 2 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета	$W_\lambda, \text{Å}$			
		$\sim 0,0^P$	$\sim 0,5^P$	$\sim 0,25^P$	$\sim 0,75^P$
4045,82	Fe I 43		0,11 (2)		
4040,24	Zr II 54	0,13 (1)			
4033,07	Mn I 2	0,09 (1)			
4030,76	Mn I 2	0,10 (1)	0,06 (1)		
4028,33	Ti II 87	0,08 (1)			
4014,58	Fe I 802		0,08 (1)		
4012,47	Fe II 126		0,09 (1)		
4009,71	Fe I 72	0,07 (1)			
3938,29	Fe II 3	0,10 (1)			
3935,94	Fe II 153	0,06 (1)	0,06 (1)		
3933,66	Ca II K	0,39 (3)	0,46 (2)	0,22 ₁ (1)	0,11 ₁ (2)
3930,30	Fe I 4	0,03 (2)	0,08 (1)	0,20 ₂ (1)	0,11 ₂ (2)
3914,33	V II 33	0,07 (1)			
3913,46	Ti II 44	0,06 (2)	0,14 (1)		
3863,74	Fe I 280		0,40 (2)		
3862,59	Si II 1	0,05 (1)			
3856,02	Si II 1	0,13 (1)	0,22 (2)		
3852,57	Fe I 73	0,11 (1)	0,12 (2)		

Пр и м е ч а н и е. Индексы при значениях эквивалентных ширин указывают компонент: 1 — главный, 2 — спутник.

Результаты исследования позволили сделать некоторые выводы.

В спектре обоих компонентов системы AR Aug присутствуют одни и те же линии, что подтверждает полученный нами ранее результат [7].

Сравнение эквивалентных ширин линий водорода, $\lambda 4481$ Mg II и $\lambda 3933$ Ca II и др. по наблюдениям 1968 и 1981—1982 гг. не показало различий в этих величинах.

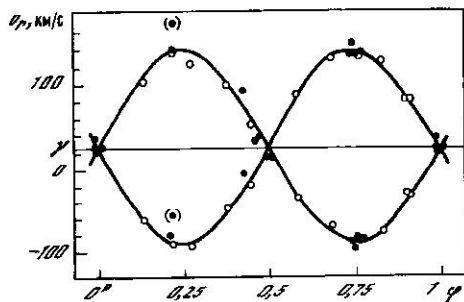
Следует отметить еще такую особенность, в фазе 0^P , 214 линии $\lambda 4481$ и $\lambda 3933$ как главной звезды, так и спутника с длинноволновой стороны спектра имеют асимметрию — компонент, происхождение которого трудно объяснить. Эквивалентные ширины этих линий, измеренные по коротковолновой половине контура, оказались примерно в два раза больше, чем в фазе 0^P , 74.

Мы попытались методом кривой роста хотя бы грубо оценить содержание химических элементов в атмосфере AR Aug, но уверенных, достаточно интенсивных линий оказалось недостаточно для решения этой задачи. Тем не менее был проведен качественный анализ полученных результатов для выявления особенностей спектра AR Aug.

Как уже упоминалось, спектральный класс каждого из компонентов AR Aug был оценен нами как $B9,5 \pm 0,5$ [7]. Это значение подтверждают наши наблюдения 1981—1982 гг., а также оценки спектрального класса компонентов (B8 и B9), сделанные Иогансеном [2] из наблюдений им блеска звезды. Но, как следует из наблюдений нормальных звезд главной последовательности (см., например, [9]), в спектрах B8- и B9-звезд должны присутствовать хотя бы самые сильные линии гелия $\lambda 4471$ и $\lambda 4026$ He I, чего у AR Aug не наблюдается. Присутствие же линий металлов в спектре AR Aug является несомненным, что необычно для звезд В даже поздних подклассов. Этот факт может свидетельствовать о том, что AR Aug обладает свойствами металлической (Am) звезды.

Вернемся опять к спектральному классу AR Aug. Мы оценили его по эквивалентной ширине $W_\lambda = 0,4 \text{ Å}$ линии K Ca II по зависимости, полученной Копыловым [10]. Из [10] следует, что значению $W_\lambda = 0,4 \text{ Å}$ (K Ca II) соответствует спектральный класс A0,5—A1 для пекулярных (Ap) звезд и A1—A1,5 для звезд с повышенным содержанием металлов — Am. Как известно, для Am-звезд спектральный класс по линии K Ca II более ранний, чем по линиям металлов, что мы и имеем для AR Aug.

Таким образом, в связи со сказанным выше AR Aug, по-видимому, можно причислить к классу Am-звезд. В пользу этого говорит также следующее обстоятельство. Для Am-звезд отношение интенсивностей линий $W(\lambda 4246 \text{ Sc II}) / W(\lambda 4215 \text{ Sr II})$ меньше единицы, тогда как для нормальных звезд оно близко к единице. Линия $\lambda 4246 \text{ Sc II}$ в спектре AR Aug либо отсутствует, либо ее эквива-



Кривая лучевых скоростей AR Aug

Средние значения v_r по измерениям разных линий, исправленные за эффект орбитального вращения Земли, приведены в табл. 3, в пятом столбце указано n — число измерявшихся линий. Зависимость лучевой скорости v_r от фазы периода представлена на рисунке. Точками обозначены наши наблюдения, кружками — наблюдения Визе [6]. Фазы вычислены на основании эфемериды

$$\text{min I} = \text{J.D. } 2438402,1832 + 4^d, 134695 E [4].$$

Средняя кривая v_r, ϕ (сплошная линия на рисунке) вычислена методом наименьших квадратов при предположении, что исходные данные аппроксимируются синусоидой. При расчете средней кривой использовались наши определения v_r в фазах, когда линии двух компонентов разделялись и можно было уверенно измерить их, и измерения Визе [6]. Группы измерений v_r вблизи фаз $0^p, 5$ и $0^p, 0$, нанесенные на график, при расчете средней кривой v_r, ϕ во внимание не принимались.

Таблица 3

JD _☉	Фаза	$v_r(1)$	v_r	$v_r(2)$	n	JD _☉	Фаза	$v_r(1)$	v_r	$v_r(2)$	n
2439795,521	0,988		+25		8	40165,587	0,491		+17		7
39910,323	0,754	-83		+134	5	40165,633	0,502		+16		9
40158,365	0,744	-96		+148	3	40166,601	0,736	-89		+134	1
40159,385	0,992		+37		4	44895,535	0,457		+34		6
40159,442	0,005		+27		6	45015,299	0,420	+94		-6	5
40162,594	0,767	-84		+137	3	45039,255	0,214	+168		-58	3
40163,500	0,986		+23		5	45040,299	0,467		+39		7

Как уже было сказано выше, в фазе $0^p, 214$ профили линий $\lambda 4481$ и $\lambda 3933$ имеют асимметрию с длинноволновой стороны спектра. По-видимому, в связи с этим измеренное значение v_r (в скобках на рисунке) в фазе $0^p, 214$ значительно отклоняется. По регистраграммам мы оценили, что возможное смещение центра тяжести линий $\lambda 4481$ и $\lambda 3933$ составляет около 30 км/с. При внесении этой поправки в значение v_r получаем хорошее согласие с другими значениями лучевой скорости в диапазоне близких фаз.

Из кривой лучевых скоростей получены следующие параметры.

Скорость центра масс системы AR Aug $\gamma = +27 \pm 2$ км/с, у Визе $\gamma = +25 \pm 1$ км/с. Полуамплитуды лучевых скоростей $K_1 = K_2 = 114 \pm 2$ км/с, что дает отношение масс компонентов системы $q = 1$, по вычислению Визе $q = 1,1$.

Таким образом, основные результаты исследования спектра AR Aug сводятся к следующему.

На основании соотношения $W(\lambda 4246 \text{ Sc II}) / W(\lambda 4215 \text{ Sr II}) < 1$, отсутствия в спектре AR Aug даже самых интенсивных линий гелия и наличия линий металлов, что считается аномалией для нормальных звезд спектрального класса B9,5, делается вывод, что AR Aug является металлической (Am) звездой.

Скорость центра масс системы AR Aug либо не менялась с 1937 г. по 1968 и 1982 гг., либо период изменений менее 30 лет. Таким образом, на основании

лентная ширина не превышает 0,03 Å. Эквивалентная ширина линии $\lambda 4215 \text{ Sr II } W_\lambda = 0,11 \text{ Å}$ определена уверенно. Таким образом, условие металличности выполняется.

Лучевые скорости. Лучевая скорость v_r AR Aug была измерена нами по спектрограммам 1968 и 1981—1982 гг. по линиям водорода $H_\gamma, H_\delta, H_\beta, H_\alpha$, $\lambda 4549 \text{ Fe II}$, $\lambda 4534 \text{ Ti II}$, $\lambda 4481 \text{ Mg II}$, $\lambda 4130$ и $\lambda 4128 \text{ Si II}$, $\lambda 3933 \text{ K Ca II}$. Измерения выполнены с помощью микроскопа ИЗА-2 и обработаны на ЭВМ ЕС-1033.

имеющихся наблюдений лучевых скоростей AR Aur нельзя пока утверждать, что причиной изменения периода в системе AR Aur является третье тело.

Определено отношение масс компонентов AR Aur $q = 1$.

Декабрь 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Huffere C. M., Eggen O. J.* A photoelectric study of the eclipsing variable AR Aurigae. — *Astrophys. J.*, 1947, vol. 106, p. 106—111.
2. *Johansen K. T.* Light curve and photometric elements of AR Aur. — *Astron. and Astrophys.*, 1970, vol. 4, N 1, p. 1—10.
3. *O'Connell D. J. K.* The eclipsing binary AR Aurigae. — *Ricerche Astron.*, 1979, vol. 8, p. 568—578.
4. *Zverko J., Chochol D., Juza K., Zizňovský J.* AR Aurigae — triple system? — *Comis. 27 IAU*, 1981, N 1997.
5. *Harper W. E.* The orbit of the eclipsing binary AR Aur. — *Publ. Dominion astrophys. obs.*, 1937, vol. 6, N 19, p. 311—316.
6. *Wyse A. B.* The spectroscopic orbit of the eclipsing binary AR Aur. — *Astrophys. J.*, 1936, vol. 48, p. 24—32.
7. *Рачковская Т. М.* Спектрофотометрическое изучение компонентов затменно-переменных систем. I. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1971, т. 43, с. 87—100.
8. *Рачковская Т. М.* Спектрофотометрическое изучение некоторых затменно-переменных звезд. — *Дис. ...канд. физ.-мат. наук. КАО*, 1980.
9. *Рачковская Т. М.* Спектроскопическое исследование звезд V568 Cyg и о Her. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1967, т. 37, с. 244—250.
10. *Копылов И. М.* Двумерная количественная спектральная классификация звезд спектральных классов B8—F2. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1960, т. 23, с. 148—172.

УДК 524.37

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПРОФИЛЯ ЛИНИИ ГИДРОКСИЛА 1667 МГц В МАЗЕРНОМ ИСТОЧНИКЕ M1-92 И ПРОБЛЕМА ВРАЩЕНИЯ ОКОЛОЗВЕЗДНЫХ ОБОЛОЧЕК

В. П. Гринин

Показано, что четырехкомпонентный профиль линии OH 1667 МГц в мазерном источнике, ассоциирующемся с биконической туманностью M1-92, допускает простую интерпретацию на основе модели расширяющейся дисковой оболочки с дифференциальным вращением. Приводятся примеры других биполярных туманностей и родственных им объектов, имеющих прямые или косвенные признаки вращения. Кратко обсуждаются механизмы его происхождения.

INTERPRETATION OF THE OH-LINE PROFILE 1667 MHz IN THE MASER SOURCE M 1-92 AND THE PROBLEM OF ROTATION OF THE CIRCUMSTELLAR ENVELOPES, by V. P. Grinin. — It is shown that the four-components profile of the OH line 1667 MHz in maser source associated with the biconical nebulae M1-92 may be interpreted in the frames of the model of the expanding and rotating disc-like envelope. The examples of other biconical nebulae which have direct or indirect evidences of rotation are given and its origin is discussed in short.

1. Гидроксильный мазерный источник M1-92, впервые наблюдавшийся Лепин и Риуе [1], совпадает с одноименным объектом Минковского — биконической туманностью, состоящей из холодной дискообразной оболочки, через полярные области которой просачивается излучение центральной звезды и ионизует периферийные слои туманности. Выполненные недавно Фиксом и Мьютелом [2] и Дэвисом и др. [3] наблюдения с высоким частотным разрешением показали, что: 1) профиль линии 1667 МГц имеет устойчивую четырехкомпонентную структуру — два центральных пика и два сателлита, симметрично расположенных относительно центра линии (рис. 1а); 2) в отличие от подавляющего большинства других гидроксильных мазеров в M1-92 отсутствует сколько-нибудь заметная круговая поляризация излучения. Последнее означает, что влияние зеемановского расщепления на образование мазерной эмиссии в данном случае пренебрежимо мало и наблюдаемая структура профиля полностью определяется внутренними движениями в инвертированной области.

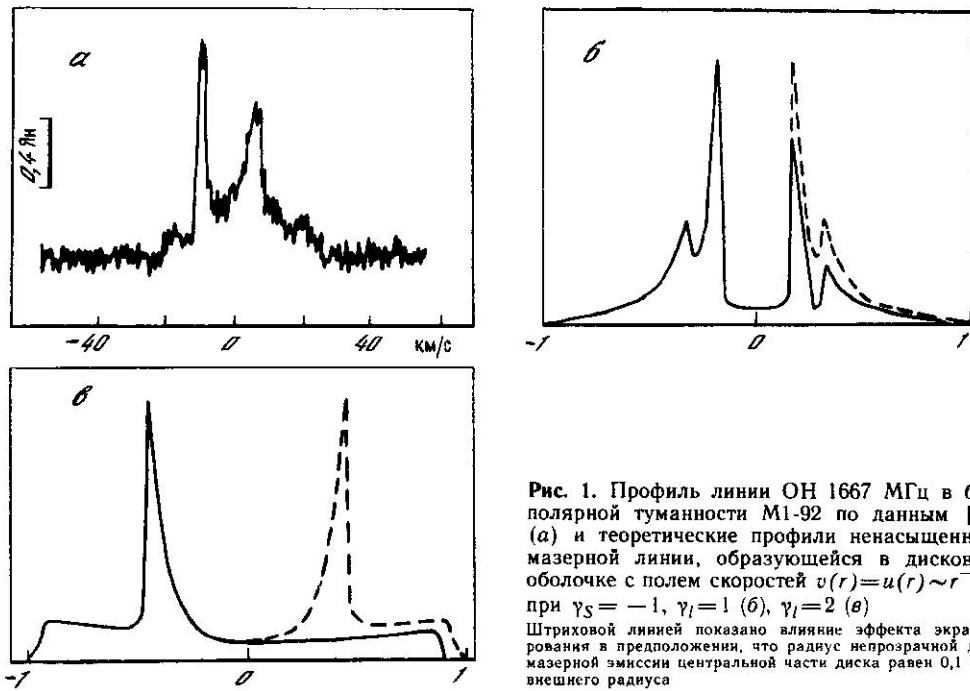


Рис. 1. Профиль линии OH 1667 МГц в bipolarной туманности M1-92 по данным [3] (а) и теоретические профили ненасыщенной мазерной линии, образующейся в дисковой оболочке с полем скоростей $v(r)=u(r) \sim r^{-1/2}$ при $\gamma_s = -1$, $\gamma_l = 1$ (б), $\gamma_l = 2$ (в). Штриховой линией показано влияние эффекта экранирования в предположении, что радиус непрозрачной для мазерной эмиссии центральной части диска равен 0,1 его внешнего радиуса

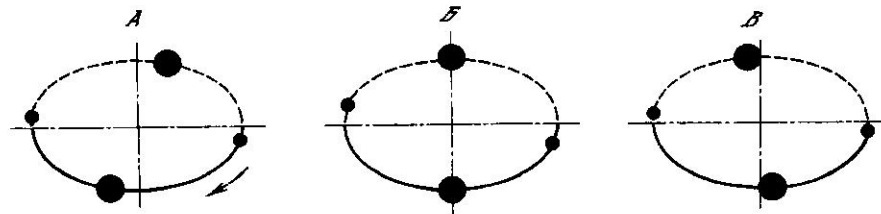


Рис. 2. Структура ненасыщенных мазерных дисков в частотах эмиссионных пиков профиля в проекции на картинную плоскость. Угол наклона диска к лучу зрения равен 30° . Предполагается, что скорость вращения монотонно убывает с удалением от центра, скорость расширения в вариантах А, Б и В соответственно убывает, постоянна и растет наружу

Поскольку энергия диссоциации молекулы гидроксила составляет всего 4,4 эВ, наиболее вероятным местом локализации мазерной эмиссии следует считать экваториальные слои дисковой оболочки туманности, которые полностью непрозрачны для излучения звезды. Однако если в указанной области имеют место чисто радиальные движения, то профиль мазерной линии в этом случае должен быть двухкомпонентным.

Положение существенно образом меняется, если в диске наряду с радиальными движениями имеет место вращение. В этом случае, как показано в [4], мазерная линия имеет четырехкомпонентный профиль — два центральных пика и два боковых сателлита, т. е. именно то, что наблюдается в M1-92.

Согласно [4] расстояние между компонентами профиля определяется соотношением между радиальным и тангенциальными компонентами скоростей v и u в зоне максимального мазерного усиления. Вследствие этого общий вид мазерной линии слабо зависит от конкретного распределения скорости v и u в оболочке. В качестве примера на рис. 1, б и в представлены два варианта профилей, рассчитанных для простейшей кинематической модели: $v(r)=u(r) \sim r^{-1/2}$ в предположении, что ось вращения диска лежит в картинной плоскости, длина свободного пробега l кванта в центре линии и функция источников S меняются с расстоянием r по степенному закону: $l(r) \sim r^{\gamma_l}$, $S(r) \sim r^{\gamma_s}$. Из двух параметров: γ_l и γ_s основное влияние на вид профиля оказывает параметр γ_l , определяющий зависимость от r коэффициента мазерного усиления. В принятой кинематической

модели при $\gamma_i \lesssim 1$ максимум мазерного усиления имеет место на периферии диска; при $\gamma_i \gtrsim 2$ — в его внутренних слоях. В последнем случае, как это видно из рис. 1, *в*, боковые сателлиты профиля, сливаясь, образуют протяженное «плато», имеющее слабо выраженные максимумы на краях профиля.

Сравнение наблюдаемого и теоретических профилей позволяет предположить, что в M1-92 реализуются условия, промежуточные между указанными выше предельными ситуациями. При этом радиальный и тангенциальный компоненты скорости являются величинами одного порядка: $v \approx u \approx 15$ км/с.

Штриховой линией на рис. 1, *б* и *в* показано влияние эффекта экранирования задней по отношению к наблюдателю части диска его центральной областью, которая вследствие большой концентрации пылевых частиц может быть непрозрачной в частотах мазерной линии. В результате этого частично или полностью (в зависимости от значения параметра γ_e и размеров газопылевого ядра) закрывается один из двух главных максимумов когерентной длины, вследствие чего профиль линии становится асимметричным. Знак асимметрии, зависящий от направления радиального компонента скорости — расширения или сжатия, — в данном случае указывает на расширение дисковой оболочки.

Таким образом, профиль линии гидроксильного мазера в M1-92 допускает простую и естественную с точки зрения геометрической структуры туманности интерпретацию, согласно которой все четыре компонента профиля образуются в главном теле туманности — в дискообразной оболочке — при условии, что в ней наряду с расширением имеет место вращение.

Наблюдая такую оболочку в лучах мазерной линии, наблюдатель должен увидеть в проекции на картинную плоскость четыре компактных субисточника, каждый из которых соответствует локальному максимуму когерентной длины [4]. На рис. 2 представлены возможные варианты теоретических VLBI-карт мазерных дисков по данным [4]. Во всех трех случаях предполагается, что скорость вращения убывает наружу, радиальный компонент скорости в вариантах *A*, *B* и *B* соответственно убывает, постоянен и растет наружу. Из рис. 2 видно, что ориентация субисточников, ответственных за образование центральных пиков профиля, относительно малой оси проекции диска зависит от закона изменения радиальной составляющей скорости, тогда как положение субисточников, ответственных за образование сателлитов, во всех трех случаях примерно одинаково. Приведенные теоретические VLBI-карты мазерных оболочек могут служить наблюдательным тестом по проверке предлагаемой модели методом радиоинтерферометрии.

2. Рассматривая сделанный выше вывод о вращении дисковой оболочки в M1-92 на фоне известных наблюдательных фактов о других биполярных туманностях, следует признать, что он не является неожиданным. Существует по крайней мере несколько однотипных объектов, имеющих четкие наблюдательные проявления вращения дисковых оболочек. К ним относится прежде всего известная биконическая туманность S 106. Наблюдения в линии аммиака NH₃ показали (Литтл и др. [5]), что молекулярное облако, находящееся в экваториальной плоскости туманности, вращается со скоростью $\sim 0,5$ км/с.

В другой биконической туманности M2-9 обнаружено перемещение по телу туманности ярких образований в направлении, параллельном ее экваториальной плоскости (Аллен и Свингс [6], Ван ден Берг [7], Когоутек и Сурдей [8]). Независимо от того, являются ли яркие пятна реально существующими неоднородностями [8] или обусловлены неоднородным строением (наличием просветов) околозвездной газопылевой оболочки [6, 7] (неопределенность в интерпретации обусловлена неопределенностью в оценке расстояния до объекта), их перемещение однозначно указывает на вращение вещества в экваториальной плоскости туманности. Нетривиальной особенностью M2-9 является высокая степень симметрии в расположении пятен в южном и северном конусах туманности, которая труднообъяснима без привлечения квазидипольного магнитного поля, контролирующего вращение оболочки и определяющего ее структурную неоднородность.

В туманности NGC 650 — 1, по морфологическим признакам промежуточной между биполярной и планетарной туманностью, наблюдается наклон спектральных линий при установке щели спектрографа вдоль большой оси дисковой

оболочки (Саббадин и Хамсаоглу [9]). Разность лучевых скоростей на ее противоположных концах составляет около 20 км/с. Поскольку ось симметрии в NGC 650—1 совпадает с малой осью дисковой или тороидальной оболочки, объяснение этого эффекта неоднородным расширением представляется маловероятным.

Приведенные выше примеры показывают, что вращение дискообразных оболочек биконических туманностей и родственных им объектов оказывается не единичным явлением, а скорее общей закономерностью. Его происхождение, очевидно, тесно связано с механизмом образования самих туманностей и их эволюционным статусом. Согласно одной из двух существующих в настоящее время гипотез биконические туманности являются предшественниками планетарных туманностей и, следовательно, принадлежат старому населению Галактики (см., например, Шмидт и др. [10]). Основной аргумент в пользу их эволюционной связи состоит в том, что, когда в процессе эволюции оболочка биконической туманности становится оптически тонкой по пыли, она практически не отличима от кольцевой или дискообразной оболочки планетарной туманности.

С другой стороны, согласно классификации Дибая [11] и Коэна [12] биконические туманности являются подклассом кометарных туманностей — объектов, ассоциирующихся с областями звездообразования. В этом случае их следует отнести к молодому звездному населению первого типа.

Эти две противоположные точки зрения частично примиряет то обстоятельство, что, как показывают результаты статистического исследования Грейга [13, 14], совокупность туманностей, отнесенных в разное время к классу планетарных, в действительности включает в себя объекты как первого, так и второго типов звездного населения, в том числе и некоторую часть экстремально молодых объектов — компактных H II-областей, окружающих молодые O — В-звезды.

В первом из указанных выше случаев вращение оболочки может быть связано с предполагаемой двойственностью ядер биконических туманностей и с образованием дисковых оболочек в результате истечения вещества через внутреннюю и внешние точки Лагранжа (Моррис [15]). Во втором его можно рассматривать как побочный продукт коллапса вращающегося протозвездного облака, в процессе которого под действием турбулентной или магнитной вязкости происходит передача углового момента облака из его центральных частей в периферийные слои и их последующее отделение вследствие ротационной неустойчивости (см., например, Чарнугер [16], Хартманн и Мак-Грегор [17]).

После того как образовавшаяся таким путем дисковая оболочка ионизируется излучением центральной звезды, может произойти дальнейшее увеличение ее углового момента. Его источником на этом этапе является L_c -излучение ядра, а точнее — L_α -кванты, возникающие при рекомбинациях. Как показано в [18], при наличии в среде «затравочного» вращения влияние градиента скорости на диффузию резонансных квантов приводит к тому, что направление их преимущественного движения в оболочке не совпадает с направлением радиус-вектора r , а составляет с ним некоторый угол, зависящий от соотношения между компонентами скорости v и u . В результате появляется тангенциальная составляющая светового давления, направление которой зависит от знака радиальной скорости и совпадает с направлением первичного вращения в случае расширения. Существенно, что в отличие от таких радиационных эффектов, как эффект Пойнтинга—Робертсона и радиационная вязкость, в которых отношение тангенциальной составляющей светового давления к радиальной порядка u/c , где c — скорость света, в данном случае соответствующее отношение может быть порядка единицы (при $v \sim u$). Поэтому приращение тангенциальной и радиальной составляющих количества движения, обусловленные световым давлением L_α -излучения, могут быть в принципе величинами одного порядка.

Используя соотношения, полученные в [18], выражение для приращения углового момента $(\delta K)_\alpha$, приобретаемого за счет тангенциального светового давления в линии L_α , можно записать в виде

$$(\delta K)_\alpha \approx R t_R j \theta q \frac{L_\alpha}{c}.$$

Здесь R — радиус оболочки, $t_R = R/v$ — ее динамический возраст, L_α — светимость оболочки в линии L_α , $q = v_T/v$, где v_T — тепловая скорость, j_0 — множитель, характеризующий КПД преобразования излучения в спектральной линии в направленный импульс, множитель $j_0 \sim u/v$ (при $u \lesssim v$) характеризует проекцию передаваемого импульса на тангенциальное направление.

Для полученной грубой оценки примем $L_\alpha = 10^4 L_\odot$, $R = 0,1$ пк, $j_0 \sim 10^{-1}$, среднюю скорость расширения $v = 20$ км/с, откуда при $v_T \approx 10$ км/с значение $q \approx 0,5$. С учетом этого получаем $(\delta K)_\alpha \sim 3 \cdot 10^{54} \text{ г} \cdot \text{см}^2/\text{с}$. При массе оболочки порядка $10^{-2} M_\odot$ это соответствует скорости вращения $u \sim 5$ км/с.

Таким образом, вследствие высокой L_α -светимости ядер (достигающей в отдельных биконических туманностях величин порядка $10^6 L_\odot$ [19]) динамический эффект тангенциального светового давления может быть весьма значительным. В результате первичное вращение может быть усилено до скоростей, которые могут быть в принципе наблюдаемы либо по наклону спектральных линий (как, например, в случае NGC 650 — 1), либо с помощью интерферометров Фабри—Перро.

В заключение отметим, что, как было показано недавно в [20], механизм, аналогичный рассмотренному выше, может быть ответственным за вращение, наблюдаемое у некоторых планетарных туманностей. Одним из двух основных условий, необходимых для его реализации (наряду с высокой плотностью L_α -излучения), является наличие «затравочного» вращения на стадии протопланетарной туманности. Из приведенных выше примеров следует, что у ряда биконических туманностей — предполагаемых предшественников планетарных туманностей — действительно наблюдаются прямые или косвенные признаки вращения.

Ноябрь 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Lepine J. R. D., Rieu N. Q.* OH emission associated with early-type stars. — *Astron. and Astrophys.*, 1974, vol. 36, p. 469.
2. *Fix J. D., Mutel R. L.* OH observations of four bipolar nebulae. — *Astrophys. Lett.*, 1977, vol. 19, p. 37.
3. *Davis L. E., Seaquist E. R., Purton C. R.* OH emission from early-type emission line stars with large infrared excesses. — *Astrophys. J.*, 1979, vol. 230, p. 434.
4. *Гринин В. П., Григорьев С. А.* Образование мазерных линий в среде с аксиально-симметричными движениями. — *Астрон. журн.*, 1983, т. 60, с. 512.
5. *Little L. T., Macdonald G. H., Riley P. W., Matheson D. N.* Ammonia observations of the molecular cloud near S-106. — *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1979, vol. 188, p. 429.
6. *Allen D. A., Swings J. P.* Peculiar nebulae M2-9. — *Astrophys. J.*, 1972, vol. 174, p. 583.
7. *Van den Berg S.* The remarkable object M2-9. — *Astron. and Astrophys.*, 1974, vol. 32, p. 351.
8. *Kohoutek L., Surdej J.* On the structure of the nebula M2-9. — *Astron. and Astrophys.*, 1980, vol. 85, p. 161.
9. *Sabbadin F., Hamsaoglu E.* A spatial-kinematical model for the planetary nebula NGC 650—1. — *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1981, vol. 197, p. 363.
10. *Smidt G. D., Andel J. R. P., Beaver E. A.* Photoelectric polarization maps of two bipolar reflection nebulae. — *Astrophys. J.*, 1978, vol. 219, p. 477.
11. *Дибай Э. А.* Наблюдения кометообразных туманностей и темных глобул. — *Астрон. журн.*, 1970, т. 47, с. 977.
12. *Cohen M.* Infrared observations of new cometary nebulae. — *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1974, vol. 86, p. 813.
13. *Greig W. E.* The morphological classification of symmetrical nebulae. — *Astron. and Astrophys.*, 1971, vol. 10, p. 161.
14. *Greig W. E.* Spatial and kinematic parameters of binucleous, centric and annular nebulae. — *Astron. and Astrophys.*, 1972, vol. 18, p. 10.
15. *Morris M.* Models for the structure and origin of bipolar nebulae. — *Astrophys. J.*, 1981, vol. 249, p. 572.
16. *Tscharnuter W. M.* Accumulation of a rapidly rotating protostars and the formation of an associated nebulae as result of angular momentum transport by turbulent friction. — In: *Fundamental problems of the theory of stellar evolution, Symp. N 93, IAU, Kyoto, Dordrecht, 1981*, p. 105.
17. *Hartmann L., Mac Gregor K. B.* Protostellar mass and angular momentum loss. Preprint, CA N 1587, 1982.
18. *Гринин В. П.* Световое давление в спектральных линиях в оболочках с аксиально-симметричными движениями. I. Кинематика с локальным радиационным взаимодействием. — *Астрофизика*, 1978, т. 14, с. 537.
19. *Warren-Smith R. F., Scarrott S. M., Murdin P., Bingham P. G.* Optical polarization map of Eta Carinae and the nature of its outburst. — *Mon. Not. Astron. Soc.*, 1979, vol. 187, p. 761.
20. *Гринин В. П.* Могут ли вращаться планетарные туманности? — *Астрон. журн.*, 1982, т. 59, с. 326.

СПЕКТРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ В ДИАПАЗОНЕ 11,6—36,8 ГГц

Е. Валтаоя*, М. Валтонен*, В. А. Ефанов**, Х. Лехто*, И. Г. Моисеев**,
Н. С. Нестеров**, Е. Салонен***, М. Тиури***, С. Урпо***, С. Хаарала*

Приводятся результаты согласованных наблюдений 20 внегалактических радиисточников в диапазоне 11,6—36,8 ГГц в КАО АН СССР и Радиолaborатории Хельсинкского университета технологии (РХУТ, Финляндия) на радиотелескопах РТ-22 и РТ-14 в 1981—1982 гг. Приведены квазиодновременные спектры излучения для 12 источников, по которым для объектов 0235 + 16, ОН 471, ОJ 287 и BL Lac оценена напряженность магнитного поля (10^{-3} — 10^{-2} Гс).

THE SPECTRA OF RADIO EMISSION OF SEVERAL EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES IN THE RANGE 11.6—36.8 GHz, by E. Valtaoja, M. Valtonen, V. A. Efanov, H. Lehto, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov, E. Salonen, M. Tiuri, S. Urpo, S. Haarala.—The results of coordinated observations of 20 extragalactic radio sources in frequency range 11.6—36.8 GHz are presented. The measurements were made by help of 22 meter radio telescope of Crimean astrophysical observatory of USSR Academy of Sciences and of 14 meter antenna of Radiolaboratory of Helsinki University of Technology in 1981—1982. The radio emission spectra are given for 12 sources. The magnetic field strength is estimated for sources 0235 + 16, ОН 471, ОJ 287, and BL Lac. That is in the range of 10^{-3} — 10^{-2} G.

На протяжении ряда лет в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР (КАО) на 22-м радиотелескопе и в Радиолaborатории Хельсинкского университета технологии (РХУТ) на 14-м антенне проводятся согласованные исследования перемещения ряда внегалактических радиисточников на волнах 8 и 13,5 мм. Некоторые результаты таких наблюдений были опубликованы в [1—4].

В 1982 г. диапазон исследований в РХУТ был расширен до 2,5 см, что позволило получать квазиодновременные спектры излучения радиисточников в диапазоне 0,8—2,5 см. На всех волнах использовались радиометры модуляционного типа и применялась модуляция диаграммы направленности. Основные параметры приемной аппаратуры приведены в табл. 1: угловое разрешение радиотелескопов $\varphi_{0,5}$, флюктуационный порог чувствительности ΔT и полоса приема Δf радиометров.

Таблица 1

Обсерватория	36,8 ГГц			22,2 ГГц			11,6 ГГц		
	$\varphi_{0,5}$, угл. мин	ΔT , К $\tau = 1^2$	Δf , ГГц	$\varphi_{0,5}$, угл. мин	ΔT , К $\tau = 1^2$	Δf , ГГц	$\varphi_{0,5}$, угл. мин	ΔT , К $\tau = 1^2$	Δf , ГГц
КАО	1,6	0,2	0,7	2,5	0,2	0,7	7,7	0,1	1,0
РХУТ	2,4	0,09	1,0	4,0	0,08	1,2			

В КАО измерения производились двумя методами: сканированием источников и методом «оп — оп» [5], в РХУТ в основном методом «5 точек» и «оп — оп» [4]. Для перевода антенных температур в потоки периодически наблюдались калибровочные источники, принятые плотности потоков S или яркостные температуры T для которых приведены в табл. 2 (неопределенность этих величин не превышает 5%). Поглощение в атмосфере Земли определялось в процессе наблюдений по измеренным метеопараметрам или по ее собственному излучению методом разрезов и учитывалось при обработке данных. Более подробно методика наблюдений и обработки экспериментального материала изложены в [4, 5].

В табл. 3 представлены результаты измерений в КАО и РХУТ в 1981—1982 гг. одних и тех же объектов вместе с соответствующими среднеквадратич-

* Университет г. Турку (Финляндия).

** Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР.

*** Университет технологии г. Хельсинки (Финляндия).

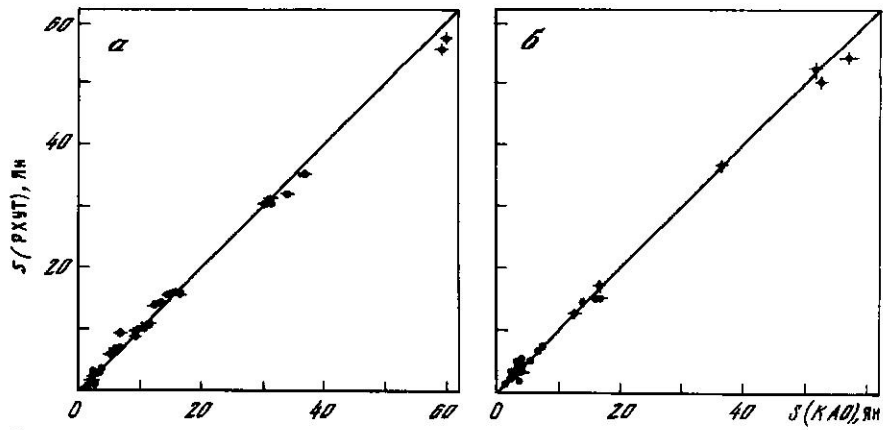


Рис. 1. Связь между плотностями потоков, измеренных в КАО и РХУТ на волнах 8 (а) и 13,5 мм (б) Для каждой точки нанесены среднеквадратичные ошибки измерений потоков ($\pm\sigma$) в КАО (горизонтальные отрезки) и в РХУТ (вертикальные), если они превышают размеры кружка

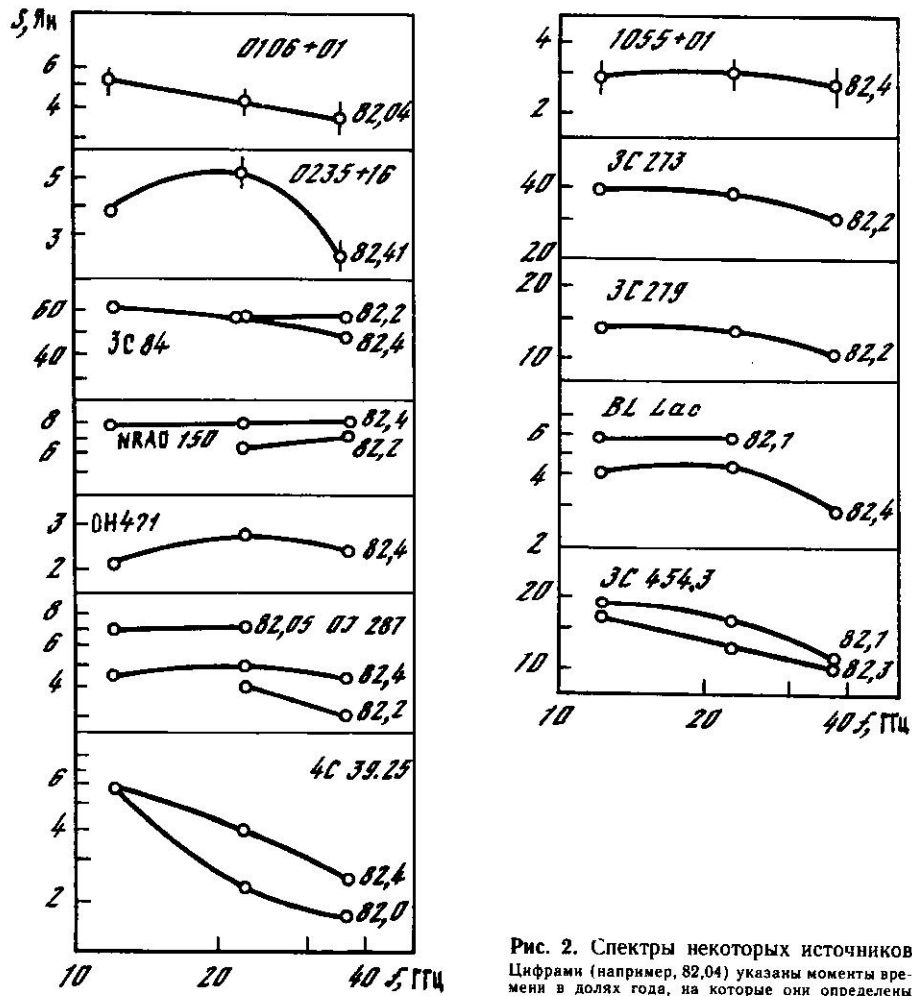


Рис. 2. Спектры некоторых источников Цифрами (например, 82,04) указаны моменты времени в долях года, на которые они определены

Таблица 2

Источник	36,8 ГГц	22,2 ГГц	11,6 ГГц	Источник	36,8 ГГц	22,2 ГГц	11,6 ГГц
Юпитер, T, К	158	138	—	DR=21, S, Ян	18,3	19,5	20,6
Сатурн, T, К	148	128	—	3C 274, S, Ян	14,3	21,5	35,0

ными ошибками. Плотности потоков S , приведенные в табл. 3, усреднены за недельные интервалы времени ($t = 0,02$ г.).

При определении спектров излучения с помощью различных инструментов необходимо обеспечить отсутствие значительных систематических ошибок измерения на каждом из них. Накопленный материал совместных наблюдений ряда объектов в близкие моменты времени (что особенно важно из-за наличия быстропеременных радиоисточников) и на близких частотах позволяет произвести оценку возможных систематических ошибок в измерениях в КАО и РХУТ. На рис. 1 плотности потоков, определенные в РХУТ на волнах 8 и 13,5 мм, нанесены в зависимости от потоков, измеренных в КАО на этих же волнах. Для этого рисунка отбирались данные, которые различались по времени не более чем на 0,02 г., чтобы уменьшить влияние возможной переменности излучения с характерными временами в несколько месяцев. Рис. 1 иллюстрирует хорошее согласие между измерениями на различных инструментах и с помощью несколько отличных методов. Численный анализ данных, приведенных на рис. 1, показывает, что потоки на волне 13,5 мм согласуются с точностью около 5%, а на 8 мм — с точностью около 3% в среднем.

На рис. 2 приведены квазиодновременные спектры излучения для 12 источников в диапазоне 0,8—2,5 см, построенные по данным табл. 3. В общих чертах они соответствуют приведенным в [6] для более ранних эпох. Предварительное рассмотрение их показывает, что все приведенные источники имеют падающий спектр выше 22 ГГц (за исключением NRAO-150, у которого он плоский). Это не противоречит сделанному в [2] заключению о том, что наиболее интенсивные вариации излучения внегалактических источников происходят в интервале волн 1,35—2,8 см. Отметим, что за время менее 0,3 г. спектры у ряда источников заметно меняются (3C 84, OJ 287, 4C 39.25, BL Lac, 3C 454.3).

В спектрах источников 0235 + 16, OH 471, OJ 287 и BL Lac около частоты 22 ГГц наблюдается максимум, который, по-видимому, можно объяснить завалом излучения из-за синхротронного самопоглощения. С помощью радиоинтерферометров со сверхдлинными базами рядом авторов были определены угловые размеры этих источников на различных частотах, обычно меньше 22 ГГц. Учитывая, что угловые размеры источников, по-видимому, уменьшаются с увеличением частоты по закону, близкому к линейному [7], их размеры могут быть экстраполированы на частоту 22 ГГц. Зная частоту ν_m завала излучения источников из-за синхронного самопоглощения, их угловые размеры θ и величину потока S_m на этой частоте, можно оценить напряженность перпендикулярной к лучу зрения составляющей магнитного поля источников согласно приведенному в [8] выражению

$$B \approx 2,3 \cdot 10^{-5} S_m^{-2} \theta^4 \nu_m^5 (1+z)^{-1},$$

где S_m — в Ян, θ — в миллисекундах, ν_m — в ГГц, z — красное смещение.

В табл. 4 приведены: в первом столбце названия источников, во втором — их красное смещение, в третьем — частота ν_m завала в спектре, в четвертом — величина потока на частоте ν_m , в пятом и шестом — угловые размеры источников и частоты, на которых они были измерены с помощью радиоинтерферометров со сверхдлинными базами, в седьмом — угловые размеры источников, экстраполированные на частоту 22 ГГц, в восьмом — напряженность перпендикулярной к лучу зрения составляющей магнитного поля в источниках, определенная по приведенной выше формуле. Для объекта BL Lac, имеющего двухкомпонентную структуру, взяты угловые размеры меньшего компонента. Полученные значения напряженностей магнитных полей (10^{-2} — 10^{-3} Гс) согла-

Таблица 3

Источник	КАО						РХУТ								
	36,8 ГГц			22,2 ГГц			36,8 ГГц			22,2 ГГц			11,6 ГГц		
	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ
0106+01 ОС 012	1981,74	3,54	0,49	1981,28	4,75	0,47	1981,17	3,13	0,17	1982,04	4,27	0,55	1982,04	5,26	0,47
				,73	3,87	0,16	,22	3,10	0,16	,15	3,62	0,21	,15		
				1982,12	4,09	0,80				,22	3,26	0,23	,35		
0235+16	1981,75	4,26	0,34	1981,28	1,91	0,46	1981,14	1,52	0,17	1982,05	4,08	0,16	1982,04	3,74	0,81
				,73	3,13	0,30	,16	1,65	0,06	,10	4,77	0,21	,10		
				1982,12	4,22	0,48		1,27	0,19	,22	4,81	0,10	,15		
0316+41 ЗС 84	1981,15	59,90	1,82	1981,28	53,21	0,80	1981,17	55,63	0,56	1982,04	53,67	0,88	1982,41	3,77	0,26
		59,14	1,16	,54	56,80	2,0	,18	56,80	0,42	,14	50,5	1,2	,41		
		60,10	0,68	,73	55,1	1,04	,22	57,27	0,76	,22	52,2	1,8	,26		
0355+50 NRAO 150	1981,16	6,97	0,86	1981,28	7,30	0,30	1981,17	7,19	0,19	1982,05	7,22	0,19	1982,40	7,85	0,27
		6,89	0,56	,54	6,33	0,37	,31	7,19	0,35	,15	7,3	0,17	,41		
		7,63	0,78	,73	7,46	0,30	,52	6,66	0,60	,18	7,79	0,37	,34		
0430+05 ЗС 120	1982,17	8,01	0,76	1982,12	9,19	0,64	1982,31	8,02	0,30	1982,41	7,06	0,46	1982,40	7,85	0,27
		6,87	0,29	,23	6,18	0,32				,41	7,10	0,56			
		7,16	0,40							,55	7,10	0,56			
0642+44 ОН 471	1981,75	2,29	0,30	1981,25	1,75	0,22	1981,13	2,0	0,20	1982,04	3,49	0,12	1982,40	2,05	0,35
		1,89	0,25	,73	2,71	0,20	,17	1,8	0,08	,22	2,77	0,11			
				1982,18	2,03	0,64	,52	1,56	0,23	,32	3,05	0,17			
			,20	2,50	0,33		2,45	0,17							
							1981,14	1,55	0,19	1982,05	2,39	0,11	1982,40	2,05	0,35
							,17	1,62	0,04	,22	2,52	0,11			
							,24	2,09	0,20	,26	2,90	0,24			
							,31	2,52	0,17	,39	2,69	0,09			
							,52	3,49	0,21	,44	2,89	0,26			
							1982,55	2,54	0,21						

Таблица 3 (продолжение)

Источник	КАО						РХУТ								
	36,8 ГГц			22,2 ГГц			36,8 ГГц			22,2 ГГц			11,6 ГГц		
	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ
0735 + 17	1981,25	2,38	0,45	1981,27	1,82	0,30	1981,17	1,93	0,02	1981,21	2,41	0,44	1982,05	1,94	0,06
				1982,20	3,58 3,95	0,34 0,52	,18 ,23 ,25 ,31 ,35 ,52	1,83 2,04 1,70 2,52 1,97 3,12	0,10 0,06 0,04 0,15 0,20 0,30	1982,05 ,13 ,16 ,22 ,26	1,97 2,17 2,04 2,36	0,23 0,11 0,08 0,35			
	1981,75	6,10	0,39	1981,27	5,19	0,39	1981,13	4,28	0,12	1981,21	4,43	0,23	1982,05	4,43	0,23
		1982,17 ,24	3,31 2,87	0,36 0,48	,54 ,73 ,20 ,23	7,01 7,06 3,40 3,91 3,99	0,31 0,39 0,36 0,35 0,45	4,36 4,29 4,59 5,02 6,14 5,13 5,19 5,82 5,97 6,63 7,00 6,98	0,12 0,22 0,18 0,05 0,08 0,38 0,27 0,22 0,23 0,38 0,16 0,15	1982,05 ,10 ,14 ,16 ,22 ,26 ,29 ,32 ,35 ,39 ,44 ,55	7,12 5,68 5,29 5,48 4,31 4,70 4,68 4,74 5,61 4,78 5,81 4,23	0,13 0,10 0,29 0,11 0,04 0,18 0,21 0,19 0,09 0,29 0,18 0,44		1982,04 ,41	6,95 4,33
0923 + 39 4С 39,25	1981,25	2,92	0,50	1981,27	5,05	0,21	1982,41	4,36	0,58	1982,05	3,93	0,06	1982,05	3,93	0,06
				1982,19	3,67 2,71	0,29 0,39	,18 ,22 ,24 ,31 ,40 ,42 ,77 ,55	3,21 3,19 3,42 3,59 3,17 3,38 1,72 2,42	0,29 0,07 0,12 0,13 0,20 0,27 0,19 0,12	1982,05 ,13 ,22 ,35 ,40 ,44 ,56	2,22 3,77 4,01 3,97 3,65 2,92	0,22 0,13 0,29 0,33 0,26 0,41		1982,04 ,41	5,72 5,74
1055 + 01 OL 093	1981,18 1982,18	2,56 1,81 1,69	0,58 0,23 0,30	1981,28	3,21	0,25	1981,13 ,17 ,24 ,39 ,42	2,44 2,57 2,67 2,53 2,32	0,15 0,09 0,09 0,18 0,30	1982,04 ,22 ,40 ,44	2,47 2,75 2,93 2,59	0,38 0,17 0,39 0,49	1982,41	2,75	0,34

Таблица 3 (продолжение)

Источник	КАО						РХУТ								
	36,8 ГГц			22,2 ГГц			36,8 ГГц			22,2 ГГц			11,6 ГГц		
	Эпоха	С. Ян	σ	Эпоха	С. Ян	σ	Эпоха	С. Ян	σ	Эпоха	С. Ян	σ	Эпоха	С. Ян	σ
1219+28 ON 231	1981,25	1,69	0,29	1982,20	1,48	0,47	1981,14	1,39	0,27	1982,04	2,78	0,29			
							,17	1,43	0,08	,22	1,50	0,07			
							,24	1,25	0,22	,40	1,79	0,33			
							,55	1,88	0,14	,44	2,11	0,10			
										,47	1,97	0,40			
										,57	1,55	0,11			
1226+02 3С 273	1981,18	31,3	1,12	1981,26	30,57	0,42	1981,17	31,3	0,20	1982,22	36,93	0,91			
	,22	30,53	1,08	,73	41,52	0,80	,18	30,95	0,30	,30	38,06	0,76			
	,25	31,40	0,79	1982,18	35,68	0,74	,22	30,82	0,34	,26	38,18	1,47			
	,27	29,35	0,36	,20	33,03	0,96	,24	30,98	0,20	,42	38,06	2,47			
	,29	34,2	1,30	,23	36,6	1,70	,31	32,03	0,49	,44	41,83	0,83			
	,70	37,20	1,10				,34	33,0	0,60						
	1982,19	28,74	0,37				,35	33,35	0,47						
	,20	28,79	1,20				,42	34,20	0,70						
	,24	30,10	1,05				,45	32,3	0,58						
							,52	33,2	0,90						
						,69	35,2	0,43							
1253-05 3С 279	1981,17	7,01	0,88	1981,27	10,88	0,43	1981,17	9,41	0,16	1981,21	10,1	0,8			
	,19	9,30	0,56	,73	14,35	0,27	,22	9,72	0,17	1982,22	12,60	0,32			
	,25	9,62	0,89	1982,18	12,38	0,72	,24	9,87	0,16	,26	13,0	0,6			
	,27	7,33	0,43	,20	12,34	0,76	,31	10,40	0,23	,29	13,1	0,6			
	,29	10,85	1,20	,23	9,87	0,63	,36	9,93	0,52	,36	11,9	0,4			
	,70	11,42					,42	11,35	0,56	,41	11,25	0,64			
	1982,18	10,05	0,48				,52	12,03	1,18	,44	12,1	0,32			
	,24	13,73	0,87				,69	10,98	0,26	,56	11,35	0,58			
	1981,25	2,43	0,20				1981,18	1,99	0,16	1982,05	3,01	0,24			
							,23	1,74	0,33	,16	2,80	0,17			
						,31	2,12	0,23	,22	3,35	0,10				
						,35	2,25	0,25	,36	3,79	0,65				
						,39	1,75	0,40	,39	3,26	0,33				
						,42	1,83	0,26	,41	3,07	0,17				
						,52	1,71	0,42	,44	3,38	0,37				
						,77	1,93	0,15	,56	2,84	0,22				
1308+32															

Таблица 3 (продолжение)

Источник	КАО						РХУТ											
	36,8 ГГц			22,2 ГГц			36,8 ГГц			22,2 ГГц			11,6 ГГц					
	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ			
1633+38 4С 38.41	1981,27	2,33	0,65	1981,70	2,77	0,40	1981,17	1,68	0,10	1982,05	3,24	0,10	1982,05	3,24	0,10			
	1982,20	3,03	0,43	1981,72	2,19	0,33	1,18	1,82	0,24		1,10	3,48		0,24	1,10	3,48	0,24	
	24	2,63	0,23	1982,20	2,18	0,41	1,23	1,67	0,16		1,16	3,29		0,12	1,16	3,29	0,12	
					2,89	0,21	1,31	1,93	0,18		1,22	3,39		0,11	1,22	3,39	0,11	
							1,69	2,09	0,16		1,41	3,26		0,17	1,41	3,26	0,17	
							1,75	2,32	0,10		1,44	3,48		0,16	1,44	3,48	0,16	
							1,78	2,33	0,13		1,56	3,62		0,39	1,56	3,62	0,39	
							1982,31	3,50	0,52									
							55	2,72	0,19									
							1981,17	13,66	0,17									
1641+39 3С 345	1981,25	12,44	1,64	1981,28	15,47	0,30	1981,17	13,66	0,17	1982,02	17,8	0,9	1982,02	17,8	0,9			
	27	12,90	0,25	1981,54	17,90	1,04	1,23	13,85	0,36		1,05	16,68		0,23	1,05	16,68	0,23	
	29	13,70	1,50	1982,73	16,60	0,42	1,31	14,2	0,26		1,10	16,9		0,60	1,10	16,9	0,60	
	74	16,34	0,69	1982,12	16,94	0,83	1,35	13,5	0,20		1,16	15,15		0,22	1,16	15,15	0,22	
	75	15,89	1,28	1982,18	16,39	0,72	1,36	12,8	0,20		1,22	15,5		0,22	1,22	15,5	0,22	
	20	14,66	1,00	1982,20	16,94	0,80	1,43	15,25	0,36		1,29	14,2		0,40	1,29	14,2	0,40	
	24	14,08	0,52	1982,23	17,90	0,72	1,49	15,0	0,47		1,36	15,3		0,60	1,36	15,3	0,60	
		16,03	0,78				1,52	15,7	0,50		1,41	15,25		0,42	1,41	15,25	0,42	
		18,57	1,83				1,57	15,4	0,30		1,43	16,1		0,60	1,43	16,1	0,60	
							1982,31	15,2	0,70		1,54	16,9		0,39	1,54	16,9	0,39	
2005+40	1981,75	2,46	0,38	1981,28	4,14	0,20	1981,17	2,73	0,09	1982,05	3,63	0,12	1982,05	3,63	0,12			
				1981,54	4,15	0,15	1,22	2,33	0,18		1,15	3,46		0,23	1,15	3,46	0,23	
				1982,73	4,70	0,55	1,24	2,77	0,10		1,22	3,57		0,12	1,22	3,57	0,12	
				1982,15	2,98	0,51	1,25	2,67	0,18		1,39	3,55		0,32	1,39	3,55	0,32	
							1,31	2,73	0,13		1,56	3,51		0,36	1,56	3,51	0,36	
							1,35	2,60	0,10									
							1,36	2,52	0,25									
							1,52	2,79	0,29									
							1,75	2,77	0,18									

Таблица 3 (окончание)

Источник	КАО						РХУТ									
	36,8 ГГц			22,2 ГГц			36,8 ГГц			22,2 ГГц			11,6 ГГц			
	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ	Эпоха	С, Ян	σ	
2134+00 ОХ 057	1981,75	2,63	0,72	1981,28 ,54	4,78	0,56	1981,17	3,54	0,12	1981,23	6,62	0,52	1982,04	5,61	0,48	
					3,53	0,34		1982,02	4,85		0,85					
					5,38	0,39		,05	4,59		0,11					
	1982,12	4,33	0,35	4,75	4,33	0,23	1982,12	3,51	0,35	1982,22	5,07	0,21	1982,32	3,94	0,19	
					4,21	0,31		,15	4,42		0,16					
					3,99	0,46		,18	4,15		0,09					
2200+42 ВЛ Лас	1981,22 ,70	5,30	0,63	1981,28	6,63	0,23	1981,13	7,66	0,34	1981,23	6,62	0,52	1982,04	5,61	0,48	
				,54	4,47	0,20		6,47	0,16		1982,02	4,85				0,85
				73	5,60	0,25		6,92	0,24		,05	4,59				0,11
	1982,18	3,27	0,35	1982,12	5,50	0,28	1982,12	6,28	0,25	1982,22	5,07	0,21	1982,32	3,94	0,19	
				,15	4,21	0,31		5,74	0,16		,15	4,42				0,16
				,18	3,99	0,46		4,97	0,12		,22	4,15				0,09
2251+15 3С 454.3	1981,24 ,70	9,59	0,89	1981,28	12,50	0,27	1981,31	2,34	0,17	1982,05	15,7	0,47	1982,04	18,7	0,81	
				,54	17,14	0,73		8,21	1,19		1981,14	8,21				1,19
				73	17,98	0,35		8,50	0,20		,09	15,65				0,43
	1982,18	10,36	0,60	1982,12	15,16	0,51	1982,12	11,59	0,50	1982,22	14,3	0,60	1982,32	13,9	0,50	
				,15	14,13	0,43		9,42	0,90		,15	14,47				0,31
				,18	17,45	1,17		9,91	0,32		,36	12,4				0,70
							1982,31	9,91	0,32	1982,36	12,4	0,70	1982,41	16,2	0,40	

Таблица 4

Источник	z	γ_m , ГГц	S_m	θ , мс	v , ГГц	θ_{22} , мс	B , 10^{-3} Гс
0235 + 16	0,851	22	4,72	0,6 [9]	8,1	0,22	7
ОН471	3,42	22	2,89	2,2 [7]	1,7	0,17	3
0 287	0,306	22	4,78	0,4 [10]	10,7	0,19	5
В ас	0,069	22	4,17	0,3 [10]	15,2	0,21	13

суются с имеющимися оценками в [10], согласно которым в компактных компонентах некоторых внегалактических источников $B \approx 10^{-3 \pm 1}$ Гс.

Яркостные температуры источников, определенные по величине потока и угловым размерам на частоте 22 ГГц из табл. 4, не превышают величину 10^{12} К.

Декабрь 1982 г.

Литература

1. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. и др. Исследование переменности излучения некоторых внегалактических источников в миллиметровом диапазоне волн. — Письма в Астрон. журн., 1980, т. 6, с. 340—343.
2. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. и др. Наблюдения переменных внегалактических радиоисточников на волнах 8 и 13 мм на РТ-22 КАО и РТ-14 РХУТ. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 104—107.
3. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. Наблюдения внегалактических радиоисточников на волнах 8,2 и 13,5 мм. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1984, т. 69, с. 104.
4. Salonen E., Lehto H., Urpo S. et al. Flux density measurements of bright extragalactic sources at 36.8 GHz. — Turku Univ. obs., 1982, Informo N 63, p. 1—44.
5. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. Обзор внегалактических радиоисточников на волне 1,35 см. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1979, т. 60, с. 3—13.
6. Owen F. N., Porcas R. W., Muñon S. L., Moffet T. J. Observations of radio sources with flat spectra. — Astron. J., 1978, vol. 83, p. 685—696.
7. Marsher A., Shaffer D. VLBI Observations at 18 and 2,8 cm: 0133 + 47, 0735 + 178, ОН 471, ОQ 172, 1633+38 and NRAO 667 (2147 + 145). — Astron. J., 1980, vol. 85, N 1493, p. 668.
8. Галактическая и внегалактическая радиоастрономия / Под ред. Г. Л. Верскера, К. И. Келлермана. М.: Мир, 1976, с. 531—547.
9. Shaffer D. B. Pittsburgh conference on BL Lac objects/Ed. G. M. Wolfe, Univ. Pittsburgh, 1978, p. 68.
10. Kellermann K. I., Shaffer D. B., Purcell G. H. et al. Very high-resolution observations of the radio sources NRAO 150, OJ 287, 3C 273, M87, 1633+38. — Astrophys. J., 1977, vol. 211, p. 658—668.

УДК 637.591.15

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЧЕРЕНКОВСКИХ ВСПЫШЕК ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ С ЭНЕРГИЕЙ $> 10^{13}$ эВ

Б. М. Владимирский, Ю. Л. Зыскин, Ю. И. Нешпор,
А. А. Степанян, В. П. Фомин, В. Г. Шитов

Измерения, проведенные на установке, состоящей из элементов строящегося гамма-телескопа КАО ГТ-48, позволили впервые непосредственно определить угловые размеры черенковских вспышек широких атмосферных ливней. Кратко описаны экспериментальная установка и методика измерений. Обработка и анализ более 3000 вспышек, зафиксированных в наблюдениях сентября—октября 1982 г., показали, что для вертикальных ливней с энергией около $2 \cdot 10^{13}$ эВ 75% света черенковской вспышки сосредоточено в области с угловым размером $1^\circ, 1 \pm 0,2$. Сравнение с более ранними измерениями, проводившимися с несовершенной оптикой, показывает, что угловые размеры вспышек были существенно преувеличены.

ANGULAR SIZES OF THE EAS CERENKOV FLASHES WITH ENERGIES $> 10^{13}$ eV, by B. M. Vladimirovsky, Yu. L. Zyskin, Yu. I. Neshpor, A. A. Stepanian, V. P. Fomin, V. G. Shitov. — Angular sizes of the EAS Cerenkov flashes were measured using the elements of gamma-telescope GT-48

(which is now under construction at the Crimean Astrophysical Observatory). Here we present a short description of the installation and the method of measurements. The analysis of about 3000 events observed during September-October 1982 show, that for vertical showers with energies of about $2 \cdot 10^{13}$ eV, 75% of light from the flash is concentrated on the cone with full angle $1^\circ.10 \pm 0^\circ.20$. So angular sizes of Cerenkov flashes were significantly overestimated as follows from the comparison with the data obtained earlier with optically inadequate mirrors.

Черенковские детекторы широких атмосферных ливней (ШАЛ) являются в настоящее время практически единственным средством, позволяющим проводить наблюдения гамма-квантов в области сверхвысоких энергий. Как известно, именно с помощью черенковских детекторов ШАЛ были получены первые надежные данные, свидетельствующие о существовании дискретных источников гамма-излучения с энергией гамма-квантов $E_\gamma \gtrsim 10^{12}$ эВ (обзор этих исследований см. в [1]). Данные эти представляют большой интерес для решения таких вопросов, как происхождение космических лучей, выяснение структуры Галактики, природы механизмов ускорения частиц до экстремально высоких энергий. Этим объясняется, почему в последние годы исследовательскими группами в СССР и за рубежом проводится интенсивная работа по усовершенствованию черенковских детекторов с целью повышения эффективности поиска источников гамма-излучения.

Наиболее серьезным препятствием для дальнейшего повышения эффективности наблюдений с использованием черенковской техники является присутствие фона заряженных частиц. В настоящее время изучаются различные методы его уменьшения (либо исключения). В частности, в Крымской обсерватории [2] рассматривается методика, позволяющая различать черенковские вспышки ливней, генерированных гамма-квантами и протонами, и исключать эти последние. Эта методика существенным образом использует различие в угловых характеристиках двух указанных типов ливней. Для ее реализации необходимы более точные и подробные данные об угловых характеристиках, чем имеющиеся в настоящее время.

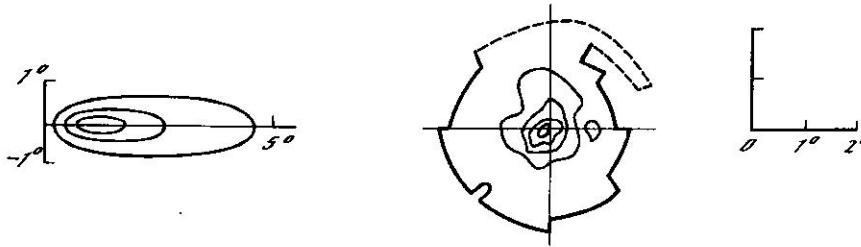


Рис. 1. Изофоты черенковской вспышки согласно расчетам В. И. Зацепина [5]

Прицельный параметр P — расстояние оси ливня от точки наблюдений — равен 100 м, энергия ливня $1.5 \cdot 10^{12}$ эВ. Яркость между соседними изофотами изменяется в $\sqrt{10}$ раз

Рис. 2. Распределение яркости черенковской вспышки электромагнитного каскада с энергией 10^{11} эВ, расчетные данные [7]

Изофоты соответствуют изменению яркости в два раза, $R=0$

Первые измерения угловых размеров черенковских вспышек ШАЛ были предприняты Хиллом и Портером [3]. Эти авторы, используя ЭОП, получили изображение вспышек для энергий первичных частиц около 10^{15} эВ. По их оценкам угловые размеры вспышек для таких ливней находились в пределах $3-5^\circ$. Для энергий $\sim 10^{12}$ эВ (пороговая энергия для большинства черенковских установок) измерения эффективных размеров вспышек были приведены в [4]. В этом эксперименте измерялись скорости счета ШАЛ при раздвижении оптических осей двух детекторов, направленных близко к зениту. Данные наблюдений сопоставлялись с расчетами, проведенными для различных угловых размеров вспышки. Если черенковскую вспышку представить в виде равномерно освещен-

ного диска, то ее угловые размеры согласно [4] равны $2^{\circ},4 \pm 0^{\circ},2$. К сожалению, в этой работе использовались короткофокусные зеркала ($d/f = 2,3$). Учесть влияние aberrации на результат в такой системе было очень трудно.

Угловое распределение света в черенковских вспышках можно получить и расчетным путем. Подобные расчеты были, в частности, проведены Зацепиным [5]. На рис. 1 для иллюстрации показаны рассчитанные в [5] изофоты вспышки; как видно, вспышка имеет вытянутую форму, причем степень ее вытянутости сильно зависит от прицельного параметра ШАЛ (расстояния оси ливня от точки наблюдения). В последующем аналогичные расчеты проводились и другими авторами. Их результаты рассматриваются и сопоставляются в монографии [6]. На рис. 2 приведен один из таких результатов [7], полученный для электромагнитного ливня методом Монте-Карло (энергия ливня $\sim 10^{11}$ эВ, прицельный параметр в данном случае равен нулю, с чем и связана симметричная форма изофот). Следует отметить, что любые расчеты подобного рода содержат немалое число модельных предположений, и достоверность их по этой причине ограничена. Только экспериментальные измерения углового распределения яркости могут дать возможность судить об обоснованности приближений и предположений этих расчетов. Описанию эксперимента, имеющего своей целью получение такой информации, изложению результатов проведенных измерений и посвящено настоящее сообщение.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперимент по исследованию угловых характеристик черенковских вспышек проведен на установке, состоящей из элементов строящегося в КАО гамма-телескопа ГТ-48. Эта установка представляла собой составное зеркало, состоящее из четырех сферических зеркал радиусом 1,2 м, общей площадью 4,5 м² и фокусным расстоянием 5 м. Конструкция светоприемника, помещавшегося в фокальной плоскости системы, показана на рис. 3. Светоприемник состоял из 19 фотомножителей ФЭУ-85, собранных в связку. Для уменьшения светопотерь перед каждым ФЭУ был поставлен световод, изготовленный из оргстекла. Наружные входные окна световодов имеют форму шестигранников и вплотную прилегают друг к другу. Оптический контакт выходных окон световодов с поверхностью катодов ФЭУ обеспечивался с помощью иммерсии. Перечисленные меры позволили увеличить светосбор примерно вдвое.

Средний диаметр входного окна световода равен 37 мм, что соответствует линейному углу поля зрения одного элемента $\sim 0^{\circ},4$. Поле зрения всего светоприемника равно примерно 2° и состоит, таким образом, из 19 независимых ячеек. Применяемые в этих ячейках ФЭУ-85 были специально отобраны для того, чтобы снизить разброс в квантовом выходе отдельных экземпляров. Этот разброс для всей связки не превышал 15% при среднем квантовом выходе 0,18.

Функциональная схема последующей измерительно-регистрирующей части представлена на рис. 4. Сигналы с ФЭУ через согласующие усилители СУ1... СУ19 и кабели длиной 60 м поступают на входы линейных усилителей ЛУ1... ЛУ19. Сигналы центральной части светоприемника (см. рис. 3) с выходов ЛУ1... ЛУ7 поступают на формирователи F1... F7, нормирующие сигналы по амплитуде и длительности (см. рис. 4). Нормированные сигналы подаются на входы мажоритарной схемы совпадений МСС. В эксперименте использовался режим трехкратных совпадений для исключения срабатываний от флуктуаций анодного тока ФЭУ. Разрешающее время МСС 10 нс. Выработанный МСС мастер-импульс через открытый клапан В поступает на вход формирователя F8, а также устанавливает триггер Т в состояние логического нуля; при этом клапан В закрывается и тем самым делает невозможной регистрацию последующих сигналов до тех пор, пока не будут измерены и зарегистрированы сигналы от рассматриваемой вспышки. Мастер-импульс с выхода формирователя F8 поступает на входы стробирования линейных ворот ЛВ1... ЛВ19. Запаздывание мастер-импульса относительно сигналов с выходов ЛУ компенсируется линиями задержки. Импульсы с выходов ЛВ1... ЛВ19 поступают на преобразователи «ампли-

Рис. 3. Конструкция входного окна светоприемника
 Подробное описание в тексте.
 Цифры на световодах — номера каналов

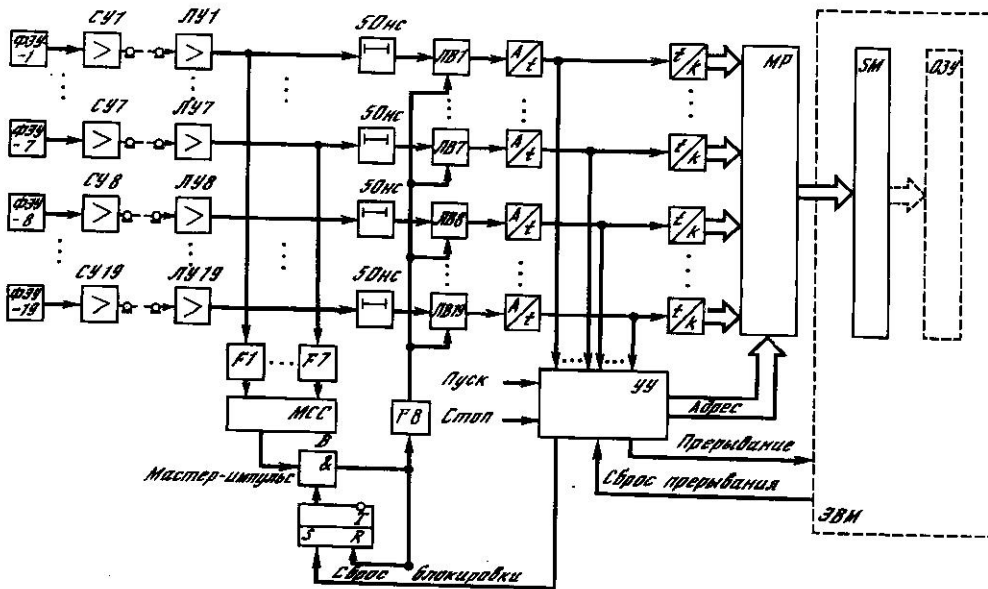
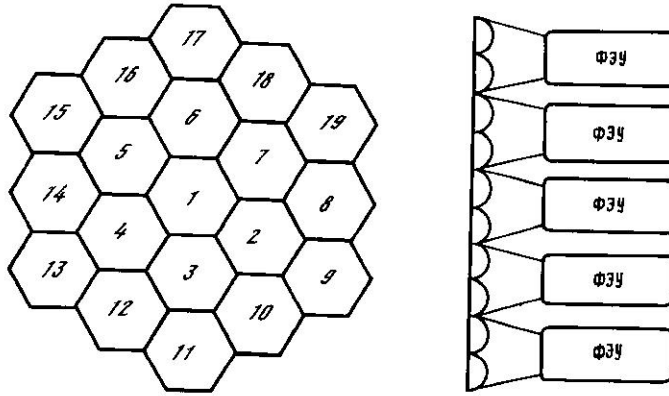


Рис. 4. Функциональная схема экспериментальной установки

Описание в тексте; СУ — согласующие усилители; ЛУ — линейные усилители; F — формирователи; МСС — мажоритарная схема совпадений; ЛВ — линейные ворота; А/т — преобразователи «канал — время»; l/k — преобразователи «время — код»; УУ — управляющее устройство; МР — мультиплексор; SM — сумматор; ФЭУ — оперативное запоминающее устройство

туда импульса — временной интервал», выходные сигналы которых в свою очередь подаются на преобразователи «временной интервал — код», а также на устройство управления УУ. Преобразование амплитуды импульса в код с промежуточным преобразованием во временной интервал обусловлено малой длительностью преобразуемых импульсов (~ 5—10 нс).

Выходной код каждого из преобразователей «временной интервал — код» состоит из восьми двоичных разрядов, причем младшие семь разрядов кодируют временной интервал (амплитуду), а наличие единицы в восьмом разряде указывает на переполнение разрядной сетки данного преобразователя.

По окончании наибольшего временного интервала УУ вырабатывает код адреса первой группы каналов и сигнал «Прерывание». Код адреса подается на мультиплексор МР, на выходе которого при этом появляются коды каналов с 1 до 5. Сигнал «Прерывание» останавливает выполнение рабочей программы ЭВМ и осуществляет вызов подпрограммы ввода информации, написанной для наибольшего быстродействия на уровне микрокоманд и прошитой в ДЗУ. Максимальная скорость ввода информации в подготовленную указанным образом ЭВМ составляет ~ 270 36-разрядных слов в секунду. В результате вызова под-

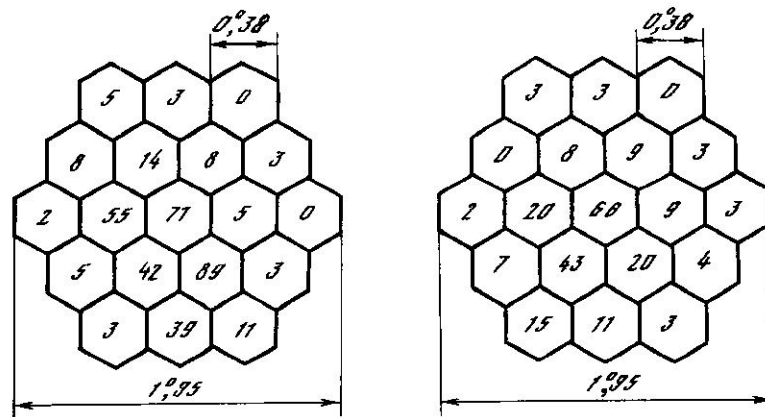


Рис. 5. Типичные распределения амплитуд для двух зарегистрированных черенковских вспышек. Числа — величины амплитуд в данном канале (условные единицы)

программы ввода код с выхода мультиплексора через сумматор ЭВМ (S M) переписывается в первую ячейку отведенного массива, после чего ЭВМ вырабатывает сигнал «Сброс прерывания», поступающий в УУ. Устройство управления в результате меняет код адреса (т. е. подает информацию со следующих пяти каналов на выход МР) и вырабатывает сигнал «Прерывание». Далее описанная выше процедура повторяется до тех пор, пока вся информация с преобразователей не будет переписана в ОЗУ ЭВМ, после чего УУ вырабатывает сигнал «Сброс блокировки» и становится возможной регистрация следующей вспышки. Процесс регистрации вспышек будет продолжаться или до полного заполнения указанного объема массива, или до момента подачи наблюдателем команды «Стоп». Набранная в процессе наблюдений информация обычно выводилась на перфоленгу с целью последующего анализа и обработки. В итоге каждое срабатывание системы позволяло получить распределение амплитуд, типичные примеры которых представлены на рис. 5. Как бы тщательно ни выравнивалась относительная чувствительность каналов, в процессе измерений некоторое различие в чувствительности неизбежно должно возникнуть вследствие дрейфа коэффициентов усиления ФЭУ. В связи с этим во время измерений относительная чувствительность каналов систематически контролировалась. Это осуществлялось с помощью искусственного источника световых импульсов, установленного на оптической оси системы на расстоянии 5 м от светоприемника. В качестве источника световых импульсов применялся искровой разрядник, генерировавший импульсы длительностью 2—3 нс. Разрядник включался на короткое время каждый раз после регистрации 100 событий. Эти сигналы записывались тем же способом и затем были использованы для нахождения относительных калибровочных коэффициентов, применявшихся при обработке данных.

С помощью описанной системы в сентябре — октябре 1982 г. была проведена серия измерений. Общее число зарегистрированных событий более 3000, скорость счета составляла около одного события в минуту. Пороговая энергия регистрируемых ливней равна $\sim 2 \cdot 10^{13}$ эВ.

2. Обработка данных и их анализ

Целью обработки было получение усредненных характеристик вспышки. Усреднение проводилось следующим образом. Для каждого события находили ячейку с максимальной амплитудой. Эта ячейка принималась за центр вспышки. При этом исключались из рассмотрения те случаи, когда максимум находился вне центральной зоны поля зрения светоприемника (каналы № 1—7, см. рис. 3). Расположение максимальной амплитуды на краю поля зрения (каналы № 8—19) соответствует случаям, когда область истинного максимума яркости в значительной части случаев могла оказаться вне поля зрения детектора. Из рассмотрения исключались и те события, в которых хотя бы в одном канале было зафик-

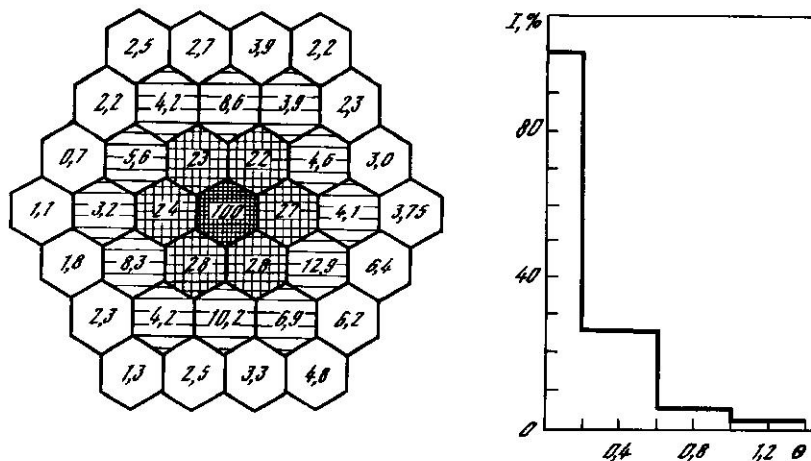


Рис. 6. Распределение амплитуд в усредненной картине черенковской вспышки
Указана доля в процентах от максимальной амплитуды в центре

Рис. 7. Гистограмма углового распределения яркости в черенковской вспышке для вертикальных ливней с энергией $> 10^{13}$ эВ

По вертикальной оси — величина относительной амплитуды I (%), по горизонтальной оси — величина угла (градусы), отсчитываемая от центра вспышки

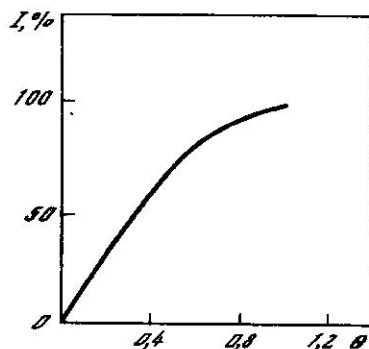


Рис. 8. Доля света I (%) черенковской вспышки, попадающей в круг с угловым радиусом θ
По вертикальной оси — доля света черенковской вспышки, по горизонтальной оси — величина θ (градусы)

сировано переполнение. После нахождения центров вспышек проводилось усреднение всех амплитуд по каналам. При этом каналы двигались таким образом, чтобы максимумы измеренных амплитуд вспышек совпали и находились в центре. Сложение амплитуд каждого канала проводилось с учетом калибровочных коэффициентов.

Усредненное распределение яркости во вспышке, которое получается в результате применения описанной процедуры, показано на рис. 6 (система направлена в зенит). Яркость центральной ячейки принята за 100%. Видно, что усредненная вспышка в первом приближении симметрична относительно центра и имеет в нем резкий максимум. Характер угловой зависимости яркости вспышки относительно ее центра, полученный после усреднения по азимутальному углу изображения, можно видеть на рис. 7. Наконец, на рис. 8 представлена зависимость доли светового потока вспышки, попадающей в поле зрения с половинным углом θ как функция этого угла. Видно, что половина света вспышки сосредоточена в кружке с угловым диаметром $0^\circ,70$ и 75% света приходится на угол $1^\circ,10 \pm 0^\circ,20$.

Сравнение полученного результата с измерениями [4] показывает, что угловые размеры вспышки в ранних измерениях были существенно преувеличены. Причиной этого было, вероятно, применение несовершенной оптической системы, внеосевые aberrации которой привели к заметному «размазыванию» вспышки.

Из расчетов [5] можно найти, что отношение потока света от периферийной части вспышки (кольцо с угловыми радиусами от $0^\circ,3$ до $1^\circ,0$) к центральной

(зона с угловым радиусом $0^\circ,3$) составляет 1,17. Аналогичное отношение для усредненной вспышки согласно данным проведенных измерений равно 1,23.

При столь малых угловых размерах черенковских вспышек применение в качестве критерия отбора трехкратных совпадений могло привести к исключению вспышек с малыми угловыми размерами. Для оценки влияния отбора необходимо провести дополнительные измерения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения, проведенные на описанной установке, позволили впервые непосредственно определить угловые характеристики черенковских вспышек ШАЛ. Найдено, что угловые размеры вспышек значительно меньше, чем это следовало из ранних, методически менее совершенных измерений.

Для вертикальных ливней с энергией около 10^{13} эВ 75% света вспышки сосредоточено в конусе с углом раствора $1^\circ,10 \pm 0^\circ,20$.

Авторы весьма признательны А. Б. Северному за интерес и неизменную поддержку эксперимента, Н. В. Стешенко за многочисленные полезные советы и обсуждение в процессе подготовки и проведения измерений, а также Н. А. Жоголеву, И. П. Залесову, С. Г. Кочетковой, Т. М. Стрельник и Н. В. Бенюх за помощь в наблюдениях и обработке данных.

Декабрь 1982 г.

Литература

1. *Stepanian A. A., Fomin V. P., Neshpor Yu. I. et al.* A review of the Crimean Astrophysical Observatory very high energy gamma-ray experiments. — Proc. Intern. Workshop on Very High Energy Gamma-Ray Astronomy, Ootacamund, India, September 20—25, 1982, p. 43—63.
2. *Степанян А. А., Фомин В. П., Владимирский Б. М.* Метод разделения черенковских вспышек гамма-квантов от протонно-ядерной компоненты космических лучей. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1982, т. 66, с. 234—241.
3. *Hill D. A., Porter N. A.* Photography of Cerenkov light from extensive air showers in the atmosphere. — Nature, 1961, vol. 191, p. 690.
4. *Степанян А. А., Владимирский Б. М., Павлов И. В., Фомин В. П.* Предварительные результаты наблюдений пульсара CP 1133 с помощью установки для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1971, т. 43, с. 42—48.
5. *Зацепин В. И.* Угловое распределение интенсивности черенковского света от широких атмосферных ливней космического излучения. — ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 689—696.
6. *Беллев А. А., Иваненко И. П., Каневский Б. Л. и др.* Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях. М.: Наука, 1980. 306 с.
7. *Browning R., Turver K. E.* Cerenkov radiation from computer simulations of the γ -ray — initiated atmospheric showers. — Nuovo Cim., 1977, vol. 38 A, N 3, p. 223—238.

УДК 620.1

АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТИВЫ-АПОХРОМАТЫ ИЗ ТРЕХ ЛИНЗ

Г. М. Попов, М. Б. Попова

Рассмотрены объективы-апохроматы из трех линз, состоящие из простых стекол, а также содержащие одно особое стекло (ОФ3 или ОФ4). Рассчитаны объективы с фокусным расстоянием 1 м, исправленные на сферическую абберацию, хроматизм для лучей g , e , C и кому. Относительное отверстие объективов от 1 : 8 до 1 : 15. Все объективы (кроме одного — цельносклеенного) состоят из компонента, склеенного из двух линз, и третьей линзы, отделенной от него воздушным промежуток толщиной в несколько миллиметров. Особое стекло во всех случаях расположено внутри объектива, поскольку оно является химически нестойким.

ASTRONOMICAL OBJECTIVES APOCHROMATS OF THREE LENSES, by G. M. Popov, M. B. Popova. Objectives apochromats consisting of three lenses of ordinary glasses and objectives with special glasses ОФ3 or ОФ4 are discussed. Objectives have focal length of about 1 meter. They are corrected for spherical aberration, secondary spectrum and coma. Speed of the objectives covers the range from 1 : 8 to 1 : 15. All objectives (but cemented one) consist of two cemented lenses with the third separated by a few millimeters air space. Special glass is located inside the objective because of its sensivity to climatic variations and staining.

Линзовые объективы широко применяются как в астрономических приборах, так и в различных областях науки и техники, а потому их совершенствование является актуальной задачей.

Как известно [1], основным недостатком объектива из двух линз из обычных стекол является значительный вторичный спектр [2]. Попытки рассчитать объектив-апохромат из двух линз, содержащий особые стекла, приводит к получению либо объектива, работающего в довольно узкой области спектра ($C - F$), либо к объективу с малым относительным отверстием [3]. Принципиальная возможность рассчитать объектив-апохромат из трех (или более) линз из простых стекол указана Г. М. Поповым [4, 5], где также даны многочисленные комбинации трех стекол, позволяющих в принципе получить тонкий объектив, исправленный в широкой области спектра. За рубежом также ведутся аналогичные работы, но сообщения носят рекламный характер, а конкретных характеристик рассчитанных объективов нет.

1. МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Расчеты конкретных объективов-апохроматов выполняются в предположении, что предмет расположен на бесконечности, а входной зрачок совпадает с вершиной первой поверхности. Во всех случаях для первой линзы объектива применялось стекло марки крон; нестойкое стекло (марки ОФ) помещалось посередине между крайними линзами. Первые две линзы образуют склеенный компонент, третья линза отделена воздушным промежутком (рис. 1). Введение воз-

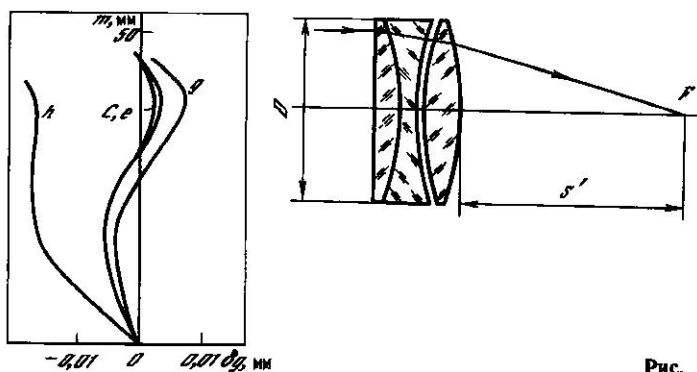


Рис. 1

душного промежутка, во-первых, увеличивает число параметров для исправления aberrаций и, во-вторых, позволяет регулировкой этого промежутка в готовом объективе компенсировать влияние ошибок измерения параметров объектива, и в первую очередь показателей преломления стекла. Проводились расчеты также и объективов из трех линз без воздушного промежутка, т. е. цельносклеенного. Толщины линз берутся малыми, допускаемыми технологическими требованиями, что обусловлено необходимостью уменьшить влияние неоднородностей стекла, сократить вес (а тем самым и стоимость заготовок, весьма значительную для особых стекол) и снизить тепловую инерцию объектива. Расчеты выполнялись на ЭВМ ЕС-1033 по специальной автоматизированной программе, составленной Г. М. Поповым и позволяющей исправлять любые геометрические aberrации автоматически и удерживать заданную величину расстояния от последней поверхности объектива до фокуса его, — это расстояние во всех случаях принималось равным одному метру и практически совпадало с фокусным расстоянием объектива. Подлежали исправлению: сферическая aberrация для лучей e на краю зрачка и кома для лучей e ($\lambda 5461 \text{ \AA}$), хроматизм на краю отверстия для лучей g ($\lambda 4358 \text{ \AA}$), e, C ($\lambda 6563 \text{ \AA}$), т. е. эти три цветных луча, проходящие по краю отверстия объектива, совмещались в точку в параксиальном фокусе для лучей e . Кома исправлялась для угла наклона пучка $0,01$ рад. Астигматизм и кривизна поля не исправлялись, поскольку из теории aberrаций третьего поряд-

ка [2] известно, что в апланатическом тонком объективе они не могут быть исправлены и имеют практически постоянную величину, позволяющую получать полезное поле порядка $1-2^\circ$ в зависимости от требований к качеству изображения. В качестве изменяемых параметров использовались кривизны линз объектива. Толщины линз и воздушный промежуток выбирались ЭВМ автоматически. В качестве исходной системы обычно принимался объектив со следующими радиусами кривизны (в мм):

$$r_1 = 1060; r_2 = -266; r_3 = 266; r_4 = 266; r_5 = -1060.$$

Для выбранных трех марок стекла ЭВМ производит расчет серии шести объективов различной светосилы, начиная с наименее светосильного с отверстием 22 мм и кончая наиболее светосильным с отверстием 122 мм (диаметр отверстия изменяется с шагом 20 мм). Это вызвано тем, что сходимость процесса последовательных приближений наилучшая для несветосильного объектива; данные, полученные для несветосильного объектива, ЭВМ использует как исходные для расчета более светосильного варианта, увеличивая диаметр отверстия на 20 мм и т. д. Результаты расчета каждого объектива (радиусы кривизны, толщины линз и воздушный промежуток, фокусное расстояние) выводятся на печать, равно как и значения остаточных aberrаций, полученные в результате расчетов хода лучей для семи цветов спектра: i (λ 3650 Å), h (4047 Å), g (4358 Å), F (4861 Å), e (5461 Å), C (6563 Å), A^1 (7565 Å). После этого вводились показатели преломления трех очередных стекол из таблицы статьи Г. М. Попова [5], и расчет шести объективов различной светосилы повторялся и т. д. Таким способом были просчитаны все комбинации простых стекол из этой таблицы, все комбинации, содержащие ОФ4 и некоторые комбинации с ОФ3.

Все объективы-апохроматы, рассчитанные таким образом, хотя и имели хорошее исправление осевых aberrаций на краю отверстия и комы, были далеко не равноценны в отношении остаточной сферической aberrации и сферохроматической aberrации; даже для одной и той же комбинации стекол удавалось получать иногда два объектива с разными параметрами и неравноценные в отношении остаточных aberrаций. Из полученных объективов были выбраны наиболее светосильные объективы с минимальными aberrациями. Рассмотрим их подробнее; все объективы имеют удобные для изготовления сферические поверхности.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Объективы из простых стекол

Наиболее интересным, на наш взгляд, результатом является расчет объективов-апохроматов из простых стекол — дешевых, доступных, химически устойчивых, удобных в обработке. Наилучший результат дает комбинация стекол ЛК1, Ф2, Ф9, дающая «четырёхцветный» апохромат, т. е. объектив, у которого практически совмещены в одну точку на высокой зоне четыре луча (g, F, e, C). Приведем параметры двух объективов из простых стекол.

Объектив № 1. Его параметры даны в табл. 1.

Таблица 1

r , мм	d , мм	Марка стекла
-2805,0143	11,7538	ЛК1
-134,66771		
189,62156	4,5229	Ф2
188,90347	2,20633	Воздух
-255,86745	13,9354	Ф9

$$f' = 972,8 \text{ мм}; s' = 1000 \text{ мм}; A = 1:11; D = 88 \text{ мм}$$

Таблица 2

r , мм	d , мм	Марка стекла
11299,041	7,39237	ЛК1
-149,05441		
167,6297	3,41912	Ф2
166,10457	1,10294	Воздух
293,12868	8,93218	Ф9

$$f' = 986,7 \text{ мм}; s' = 1000 \text{ мм}; A = 1:15; D = 67 \text{ мм}$$

Здесь f' — фокусное расстояние, s' — задний отрезок (расстояние от объектива до фокуса), A — относительное отверстие, D — диаметр отверстия.

Оптическая схема и графики осевых aberrаций приведены на рис. 1. Отступление от условия изопланазии порядка 0,1%, т. е. достаточно мало. Диаметр пятна рассеяния на оси в спектральном диапазоне от C до F не превышает 0,01 мм, в диапазоне от C до g — не более 0,015 мм, т. е. порядка диаметра дифракционного пятна. Лучи h и A' в особенности значительно превышают размеры дифракционного пятна, но при визуальных наблюдениях их можно не принимать во внимание ввиду малой чувствительности глаза в этих участках спектра. Из рис. 1 видно, что кривые сферической aberrации для лучей C, e, F практически совпадают, поэтому можно посредством ретуши объектива почти полностью освободиться от сферической aberrации, если это необходимо.

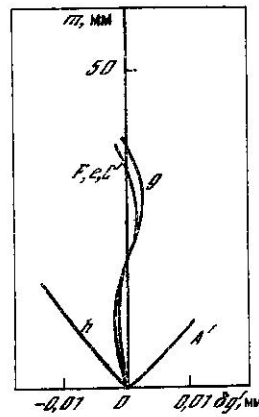


Рис. 2

Объектив № 2. Уменьшив относительное отверстие до 1:15, можно получить еще лучшее исправление aberrаций (табл. 2, рис. 2); марки стекол прежние, схема прежняя (см. рис. 1). Кома в этом объективе исправлена безупречно (отступление от условия изопланазии порядка 0,05%), а диаметр пятна рассеивания не превышает 5 мкм в области $C-g$. Увеличив пропорционально все линейные размеры объектива, из табл. 2 можно получить объектив с отверстием до 300 мм, а применив ретушь, — и до 600 мм. Сравнение этих объективов с известными апохроматами Цейса [2], показывает, что, во-первых, наши апохроматы имеют хорошее исправление вторичного спектра в более широком спектральном диапазоне (от C до g вместо $C-F$ у Цейса), во вторых, относительное отверстие наших апохроматов достигает 1:11 вместо 1:15 у Цейса, кроме того, объективы Цейса содержат по крайней мере одно особое стекло (обычно так называемый курцфлинт), дорогое, капризное в обработке и химически нестойкое.

Объективы, содержащие стекла марки ОФ4

Применение стекла ОФ4 позволяет значительно увеличить рабочую спектральную область объектива (табл. 3).

Объектив № 3. Схема объектива и графики aberrаций даны на рис. 3; очевидно, что объектив хорошо исправлен в области $C-h$ и несколько хуже — в области $A'-h$, т. е. рабочая область его значительно шире, нежели у объективов № 1 и 2. Недостатком объектива является значительное отступление от условия изопланазии — около 1%. Заметим, что эти стекла (ЛК1, ОФ4, ТФ11) позволяют получить также и другой объектив, имеющий значительно большую светосилу — 1:8 при столь же широкой спектральной области, но худшем исправлении aberrаций (объектив № 4, табл. 4).

Таблица 3

$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	Марка стекла
-687,38025	7,10986	ЛК1
-102,04109		ОФ4
-229,17571	3,1000	Воздух
114,55186	7,84125	
132,69779	3,67360	ТФ11

$f' = 1006 \text{ мм}; s' = 1000 \text{ мм}; A = 1:15;$
 $D = 67 \text{ мм}$

Таблица 4

$r, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	Марка стекла
285,75595	21,1492	ЛК1
-217,89840		ОФ4
1273,6383	6,1	Воздух
197,6198	11,0	
265,7776	8,5143	ТФ11

$f' = 1044 \text{ мм}; s' = 1000 \text{ мм}; A = 1:8;$
 $D = 125 \text{ мм}$

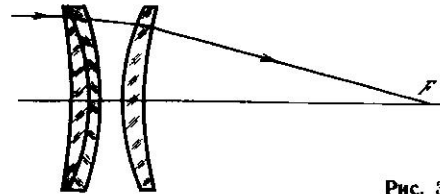
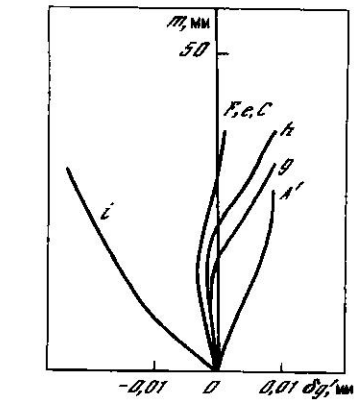


Рис. 3

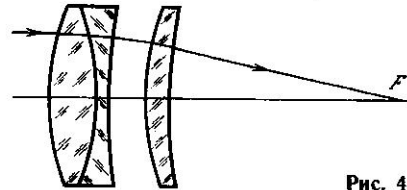
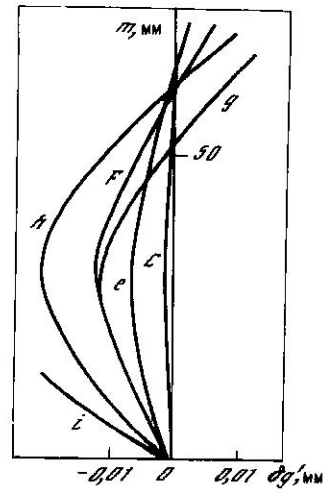


Рис. 4

Объектив № 4.

Схема объектива и графики aberrаций даны на рис. 4; спектральная область, пригодная для работы, у этого объектива такая же, как и у объектива № 3. Отступление от условия изоплазии также значительно (2%).

Склеенный объектив

Недостатком описанных выше объективов (№ 3 и 4) является то, что одна поверхность линзы из нестойкого стекла (ОФ4) находится в воздушной среде, следовательно, может быть подвержена влиянию влаги и пятняющих агентов; учитывая, что срок службы объектива рефрактора составляет свыше столетия, целесообразно принять меры к защите наименее стойкого стекла, заклеив его между более стойкими, т. е. применив цельносклеенную конструкцию. Данные склеенного объектива приведены в табл. 5, схемы и графики aberrаций — на рис. 5. Кома объектива исправлена безупречно (отступление от условия изоплазии не превышает 0,1%), осевые aberrации хорошо исправлены в видимой области спектра.

Таблица 5

r , мм	d , мм	Марка стекла
1059,17	11,196	К8
— 266,408		
266,783	6,22	ОФ3
— 1021,59	11,196	БФ16

$f' = 1000$ мм; $s' = 994,2$ мм; $A = 1:8$;
 $D = 125$ мм

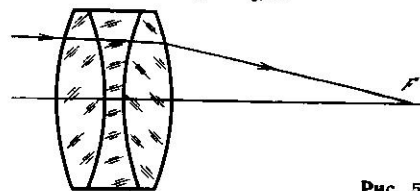
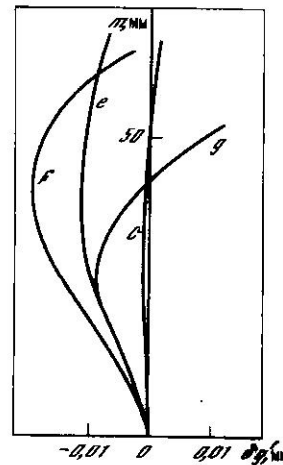


Рис. 5

В заключение заметим, что свойства псевдоэквивалентных систем [6] позволяют сделать вывод о возможности рассчитать тонкие апохроматы из трех линз с отрицательной оптической силой, исходя из параметров объективов, приведенных выше, — для этого следует лишь изменить знаки радиусов кривизны на обратные, оставив прежние стекла, а затем уточнить их для получения требуемого исправления аберраций. Сложные оптические системы зачастую состоят из отдельных тонких хроматически исправленных компонентов (объективы Петцваля, фотообъективы — апланаты, телеобъективы, подсолотры для щелей спектрографов, объективы микроскопов), — во всех этих случаях можно успешно использовать объективы, подобные рассчитанным апохроматам, что позволит расширить спектральную рабочую область этих систем.

Декабрь 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Максутов Д. Д.* *Астрономическая оптика*. 2-е изд. Л.: Наука, 1979. 396 с.
2. *Слюсарев Г. Г.* *Расчет оптических систем*. Л.: Машиностроение, 1975. 640 с.
3. *Бабин А. Н., Попов Г. М., Попова М. Б.* Двухлинзовые объективы-суперахроматы для широкой области спектра. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1983, т. 68, с. 141.
4. *Попов Г. М.* Линзовые объективы, свободные от вторичного спектра для широкой спектральной области. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1969, т. 39, с. 236—244.
5. *Попов Г. М.* Тонкие объективы из трех линз с уменьшенным вторичным спектром. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1977, т. 56, с. 123—128.
6. *Попов Г. М.* Использование свойств псевдоэквивалентных систем при расчетах астрономической оптики. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1975, т. 53, с. 227—239.

УДК 620.1

ЛАЗЕРНЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ КОНТРОЛЯ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Г. М. Попов, Е. Г. Попов

Рассмотрены три вида лазерных интерферометров — интерферометр для контроля светосильной оптики, менисковый интерферометр из трех склеенных менисков и интерферометр сдвига, состоящий из плоскопараллельной стеклянной пластинки, одна сторона которой покрыта зеркальным полупрозрачным слоем. Все интерферометры не подвержены разъюстировкам и имеют компактную конструкцию, а менисковый интерферометр и интерферометр сдвига малочувствительны к вибрациям.

LASER INTERFEROMETERS FOR TESTING ASTRONOMICAL OPTICS, by G. M. Popov, E. G. Popov. — Three types of laser interferometers are discussed — interferometer for testing fast-speed optics, meniscus interferometer consisting of three cemented meniscus lenses, and a shear interferometer. Shear interferometer consist of a flat glass plate with one semi-transparent mirror surface. All interferometers are compact, stable and solid. Meniscus interferometer and shear interferometer are almost insensitive to vibration.

Появление лазеров, испускающих практически параллельный интенсивный пучок когерентного света, привело к значительному усовершенствованию интерферометра Тваймена [1] и сделало его пригодным для контроля крупногабаритных оптических деталей — астрономической оптики. Этот интерферометр получил название неравноплечего интерферометра и быстро получил признание оптиков. Однако, подобно интерферометру Тваймена, неравноплечий интерферометр имеет ряд недостатков: сложность и громоздкость конструкции и чувствительность к разъюстировкам (и как следствие необходимость перед наблюдениями юстировать прибор); чувствительность к вибрациям, наличие паразитных бликов и большое светорассеивание; кроме того, светоделительный кубик вносит сферическую аберрацию, искажающую картину интерференции, в особенности при исследовании светосильной оптики.

Мы опишем ряд новых оптических схем лазерных интерферометров, простых, компактных, обычно не требующих длительной юстировки; некоторые из них малочувствительны к вибрациям, что дает возможность проводить контроль оптики в цеховых условиях¹. Малые габариты и вес в сочетании с надежностью работы делают их пригодными и для использования в космосе, например для контроля оптики космического телескопа с целью выявления искажений зеркал, разъюстировок и др.

1. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ДЛЯ КОНТРОЛЯ СВЕТОСИЛЬНОЙ ОПТИКИ

Рассмотрим интерферометр, изображенный на рис. 1. Он состоит из лазера 1, блока, склеенного из двух прямоугольных призм, испытуемого зеркала 5 и регистрирующей системы. Регистрирующая система состоит из объектива 6 и экрана 7, на котором наблюдается интерференционная картина (регистрирующей

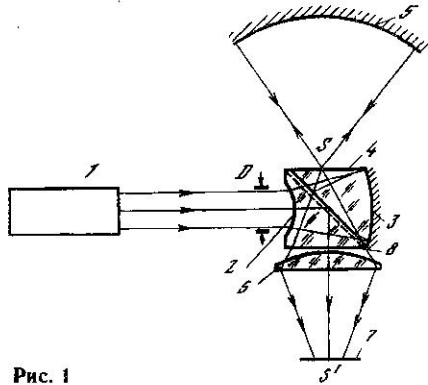


Рис. 1

системой может также служить фотоаппарат). Плоскость склейки блока является светоделителем; грани 4 и 8 плоские, поверхность 2 вогнутая сферическая, поверхность 3 выпуклая сферическая, покрытая зеркальным слоем. Поверхности 2 и 3 центрированы, плоскости 4 и 8 приблизительно параллельны. Призмы блока имеют одинаковый показатель преломления. Система поверхностей 2 и 3 рассчитана так, чтобы ее фокус S после отражения от светоделителя находился на грани 4, а сферическая aberrация была исправлена. Расчеты показали, что сферическая aberrация в этой системе может быть исправлена очень совершенно, а потому возможно исследование весьма светосильной оптики, например вогнутого зеркала, диаметр которого равен радиусу кривизны его. Интерферометр работает следующим образом: параллельный пучок диаметра D света лазера 1 преломляется через поверхность 2, превращаясь в расходящийся, проходит через светоделительную плоскость и отражается от поверхности 3, фокусируясь в точке S на плоскости 4. Точка S находится в центре кривизны зеркала 5. Световой пучок частично отражается от S обратно и достигает регистрирующей системы, — это опорный или эталонный волновой фронт. Другая часть пучка после преломления через поверхность 4 попадает на испытуемое зеркало 5, отражается от него, фокусируется в точке S , проходит через блок и также попадает в регистрирующую систему 6, интерферируя с опорной волной. Очевидно, преломление в точке S происходит без aberrационно. Варьируя расстояние между поверхностями 2 и 3, при расчете можно наряду со сферической aberrацией исправить кому и астигматизм — это достигается в том случае, когда поверхности 2 и 3 концентричны. Исправление комы и астигматизма позволяет грубо юстировать блок относительно лазера, поскольку его наклоны на небольшие углы в этом случае несущественны.

Расчет концентрической системы легко произвести по формулам, приведенным в [2]. Именно для исправления волновой сферической aberrации N на заданной зоне H используется выражение $N = 0$, где

$$N = n_1 H \left[\operatorname{tg} u - \operatorname{tg} u' + \sum_{k=1}^m \left(\operatorname{tg} \frac{i_k}{2} - \operatorname{tg} \frac{i_k}{2} \right) \right].$$

¹ Из литературы известно, что в производственных условиях амплитуда вибраций обычно может достигать 2—3 мкм при частотах 30—70 Гц, в скалистом грунте наблюдаются более высокие частоты, в болотистом — низкие.

Здесь n_1 — показатель преломления пространства предметов (в нашем случае $n_1 = 1$), u и u' — углы луча с осью до прохождения системы L'_k и после нее (сейчас следует положить $u = 0$), m — число поверхностей системы i'_k и i_k — углы преломления и падения на k -ю поверхность системы.

Углы i_k и i'_k , а также u' вычисляются по формулам

$$i_k = \arcsin \frac{n_1 H}{n_k r_k}; \quad i'_k = \arcsin \frac{n_1 H}{n_{k+1} r_k};$$

$$u' = u + \sum_{k=1}^m (i'_k - i_k).$$

Для рассматриваемой системы $m = 2$. Величину R можно найти из выражения

$$R = n_1 H / n' \sin u',$$

где n' — показатель преломления стекла системы. В табл. 1 даны результаты расчетов нескольких концентрических систем, пригодных для этого интерферометра.

Таблица 1

№	r_1 , мм	r_2 , мм	n_D	D , мм	R , мм
1	-1,67	-3,7954	1,5163 (К8)	1,13	-1,1961
2	-1,67	-3,7194	1,6126 (ТК16)	1,13	-1,1056
3	-1,67	-3,6436	1,7550 (ТФ5)	1,13	-0,9907

В табл. 1 приведены: радиусы кривизны сферических поверхностей интерферометра r_1 и r_2 , показатель преломления n_D , для которого выполнялся расчет, диаметр D диафрагмы, ограничивающей пучок из лазера, и R — расстояние фокуса системы от центра кривизн поверхностей. Остаточная сферическая aberrация систем из таблицы не превышает $\lambda/100$ при контроле зеркал, диаметр которых может быть равен их радиусу кривизны; для менее светосильных зеркал aberrация еще меньше. Заметим, что если отношение диаметра испытуемого зеркала к его радиусу кривизны не более 0,3, то возможно применять и более простую в изготовлении конструкцию интерферометра, отличающуюся от изображенной на рис. 1 тем, что поверхность 2 имеет плоскую форму, — при этом сферической aberrацией зеркала 3 (см. рис. 1) можно, как правило, пренебречь [3]. При практическом применении интерферометра объектив 6 и экран 7 располагают так, чтобы сфокусировать в точку паразитный блик, получающийся вследствие прямого отражения лазерного пучка от полупрозрачного зеркала, в противном случае он будет мешать наблюдениям интерференционной картины на экране.

2. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ С ПОНИЖЕННОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ К ВИБРАЦИЯМ И ТРЯСКЕ

При проведении астрофизических наблюдений на борту самолета или космической станции может возникнуть необходимость контроля оптики телескопа и другой подобной аппаратуры. Аналогичная задача возникает в цеховых условиях, — в обоих случаях вибрации могут затруднить наблюдения интерференционной картины и даже привести к полному исчезновению ее. Из известных интерферометров только интерферометр Берча [1], возможно, мог бы быть использован в этих условиях, но он требует тщательной юстировки рассеивающей пластины относительно испытуемого зеркала, а потому неудобен в работе, к тому же он отличается сложностью конструкции, а изготовление рассеивающей пластины затруднительно. Поэтому желательна разработка простого, легкого, компактного и неразъюстирующегося интерферометра, обладающего пониженной чувствительностью к вибрациям. Опишем наши схемы интерферометров, удовлетворяющие этим условиям.

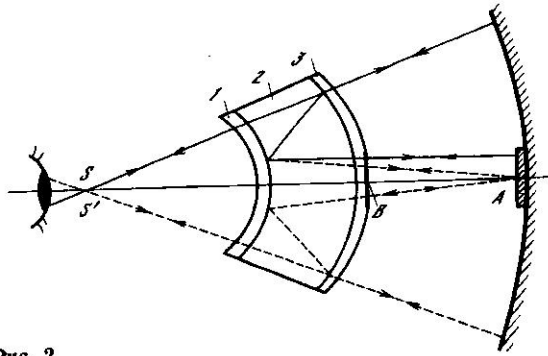


Рис. 2

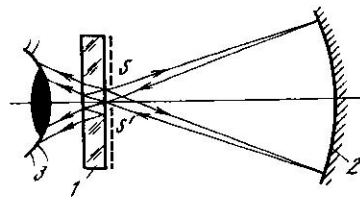


Рис. 3

Менисковый интерферометр. Рассмотрим интерферометр, представленный на рис. 2. Он состоит из склеенного компонента из трех линз 1, 2, и 3. Блок имеет плоскую вершину В. Все три линзы имеют одинаковый показатель преломления и сферические поверхности. Точечный источник монохроматического света S расположен в апланатической точке первой поверхности, а потому преломление происходит без появления сферической aberrации, комы и астигматизма. Далее лучи проходят без преломления через поверхность склейки первой и второй линз, покрытую полупрозрачным зеркальным слоем, и попадают на поверхность склейки второй и третьей линз, также покрытую полупрозрачным зеркальным слоем, — при этом одна часть света проходит, преломляется через апланатическую последнюю поверхность компонента и попадает на исследуемое зеркало (рабочий пучок). Другая часть отражается последовательно от полупрозрачных поверхностей склейки и выходит наружу через плоскую вершину В блока. Возможны два случая: первый, когда опорный пучок выходит из блока параллельным пучком (на рис. 2 лучи изображены сплошными прямыми), второй, когда опорный пучок сходящийся и сфокусирован на вершину испытуемого зеркала (на рис. 2 тогда ход лучей показан штриховыми линиями). В первом случае опорный пучок отражается по нормали обратно от малого точного плоского зеркала А, жестко соединенного с испытуемым зеркалом; во втором случае отражается от центрального участка испытуемого зеркала, куда он сфокусирован в точку. Предполагается, что этот центральный участок испытуемого зеркала не имеет ошибок, например предварительно проверен с помощью пробного стекла, теневым методом и т. п. Если такого участка нет, то можно по-прежнему использовать малое плоское зеркало, как показано на рис. 2. Как рабочий, так и опорный пучки возвращаются обратно, интерferируют и формируют изображение в точке S', расположенной рядом с источником S. За изображением S' помещается глаз наблюдателя либо регистрирующая аппаратура (например, фотоаппарат). Радиусы кривизны поверхностей склейки образуют concentричную зеркальную систему и выбраны так, чтобы сферическая aberrация опорного пучка была исправлена. Исправление сферической aberrации в concentрической системе автоматически приводит к исправлению комы и астигматизма, поэтому опорный пучок свободен от этих aberrаций. Рабочий пучок тоже не имеет ни сферической aberrации, ни комы, ни астигматизма, поскольку преломление происходит только на апланатических наружных поверхностях блока. Определение радиусов кривизны r_1, r_4 наружных поверхностей блока производится по известным формулам для апланатических поверхностей [3]:

$$r_1 = s_1 / (n + 1), \quad (1)$$

$$s'_1 = [(n + 1) / n] r_1, \quad (2)$$

$$r_4 = (s'_1 - d') n / (n + 1), \quad (3)$$

где s_1 — расстояние точки S от первой поверхности блока, s'_1 — расстояние изображения, полученного после преломления пучка через первую поверхность, от первой поверхности блока, d' — расстояние между вершинами наружных поверхностей блока. Зная s'_1 , находим радиусы r_2 и r_3 полупрозрачных поверхностей

так, чтобы исправить сферическую aberrацию опорного пучка, после чего задаем расстояние $d' \geq |r_3 - r_2|$ и вычисляем r_4 из (3). Расчет двухзеркальной концентрической системы легко выполнить по формулам, приведенным в [2, с. 124]. Заметим, что плотности светоделительных покрытий на поверхностях склейки, а также коэффициент отражения плоского зеркальца A должны быть выбраны так, чтобы интенсивности рабочего и опорного пучков различались возможно меньше с целью получения достаточно контрастной картины интерференции.

Таблица 2

№	r , мм	d , мм	n
1	9,9417	2,3	1,51466 (K8)
2	10,3755		
3	26,9814	16,6058	1,51466 (K8)
4	25,001	6,0962	1,51466 (K8)
			1

$s_1 = -25$ мм

Приведем конструктивные элементы рассчитанного нами интерферометра для работы с $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ (излучение гелий-небнового лазера) (табл. 2). Здесь r — радиусы кривизн поверхностей интерферометра, за исключением плоской поверхности; d — расстояние между соседними вершинами поверхностей; n — показатели преломления. Перечисление поверхностей производится слева направо (рис. 2). Остаточная сферическая aberrация интерферометра не превышает $\lambda/100$ при отношении диаметра к радиусу кривизны испытуемого зеркала до 1:3 ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$). Интерферометр рассчитан на использование параллельного опорного пучка. Расчет концентрической зеркальной системы поверхностей 2 и 3 выполняется по общим формулам для волновой aberrации N , которые были приведены выше. Очевидно, что менисковый интерферометр малочувствителен к малым наклонам испытуемого зеркала относительно интерферометра, поскольку опорный и эталонный пучки при этом смещаются одинаково. При значительных смещениях в менисковом интерферометре могут произойти искажения интерференционной картины вследствие влияния внеосевых aberrаций (дисторсии, кривизны поля).

Интерферометр продольно-поперечного сдвига. В настоящее время известно много конструкций интерферометров сдвига, т. е. таких интерферометров, в которых и опорный, и исследуемый волновые фронты создаются одной и той же исследуемой поверхностью. Как известно, принцип работы интерферометра сдвига заключается в следующем. Отраженная от исследуемой поверхности волна разделяется на две волны, которые сдвигаются пространственно друг относительно друга, а затем сводятся вместе, формируя интерференционную картину. По виду смещения волновых фронтов различают интерферометры бокового, радиального и вращательного сдвига [1]. Все конструкции интерферометров сдвига отличаются значительной сложностью и громоздкостью, затрудняющими их изготовление и применение. Опишем интерферометр сдвига, свободный от этого недостатка (рис. 3).

Интерферометр состоит из стеклянной плоскопараллельной пластинки 1, одна из сторон которой, обращенная к испытуемому зеркалу, покрыта полупрозрачным зеркальным слоем. Точечный источник света S расположен вблизи оптической оси и вблизи полупрозрачной поверхности (это может быть, например, зеркальный шарик, освещенный лазером). Лучи света от точечного источника S отражаются от испытуемого зеркала 2, фокусируются в точке S' , расположенной на полупрозрачной поверхности пластинки, и проходят внутрь пластинки; часть света проходит через вторую поверхность пластинки непосредственно в глаз наблюдателя, другая часть (4—10% в зависимости от показателя преломления пластинки) отражается последовательно внутри пластинки от стеклянной поверхности и от полупрозрачного зеркала и также попадает в глаз наблюдателя, интерферируя с первым пучком. Опыт показал, что наилучшие результаты получаются при высоком коэффициенте отражения полупрозрачного покрытия (свыше 80%), — при этом видимость интерференционной картины достаточно хорошая. При установке пластинки перпендикулярно оптической оси испытуемого зеркала наблюдаются интерференционные кольца, вызванные продольным смещением (вдоль оптической оси) волновых фронтов; при наклоне пластинки наблюдаются дугообразные полосы, обусловленные продольно-поперечным смещением волновых фронтов. Испытания показали, что интерферометр настолько

нечувствителен к вибрациям и смещениям, что его можно держать в руке; изготовление его не представляет затруднений, так как рабочий участок пластинки мал — обычно не более нескольких миллиметров в диаметре. Недостатком интерферометра являются значительные потери света при прохождении через полупрозрачную поверхность, — этого можно избежать, если проделать в покрытии в точке S' отверстие, достаточное для прохождения светового пучка от испытуемого зеркала; очевидно, тогда покрытие можно сделать непрозрачным, зеркальным, с высоким коэффициентом отражения, однако центр зеркала при этом не может быть исследован (слепое пятно). Другой недостаток — постоянство продольного сдвига — можно устранить, применяя набор пластинок с различными толщинами либо применяя иммерсионную жидкость, помещенную между двумя плоскопараллельными пластинками, — это дает возможность плавно менять как расстояние между пластинками, так и наклон пластинок друг относительно друга с целью получения поперечного сдвига волновых поверхностей.

В заключение заметим, что описанные интерферометры (кроме интерферометра сдвига) могут применяться не только для контроля оптики, но, в частности, и для изучения вариаций неоднородностей жидкостей и газов.

Декабрь 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Витриченко Э. А. Методы исследования астрономической оптики. М.: Наука, 1980. 152 с.
2. Попов Г. М. Концентрические оптические системы и их применение в оптическом приборостроении. М.: Наука, 1969. 136 с.
3. Максудов Д. Д. Астрономическая оптика. 2-е изд. Л.: Наука, 1979. 396 с.

УДК 621.3.089.6

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ЦИФРОВОЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ УГЛА

В. Г. Шитов

Описана структурная схема многоканального цифрового преобразователя угла для системы автоматического управления гамма-телескопом, сооружаемым в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. На основе анализа погрешностей преобразования предложено построение многоканального цифрового преобразователя угла на 14 двоичных разрядов на базе синусно-косинусного вращающегося трансформатора. Приведены данные по экспериментальному измерению погрешности.

MULTICHANNEL DIGITAL ANGLE CONVERTER, by V. G. Shitov. — The scheme of multichannel digital angle converter is described for the automatic control system of gamma telescope which is under construction now at the Crimean Astrophysical Observatory. Using the converter error analysis, it has been proposed to construct a multichannel digital angle converter on 14 binary digits on the base of sine-cosine rotating transformer.

The data on the experimental error measurements are presented.

В сооружаемом в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР гамма-телескопе предполагается использовать 48 зеркал общей площадью около 54 м^2 на двух территориально разнесенных азимутальных монтировках. Конструктивные преимущества таких монтировок очевидны, однако платой за это служит сложность системы автоматического управления движением телескопа в режиме слежения за объектом.

Известно, что точность системы автоматического регулирования, как правило, ограничивается погрешностью датчика регулируемой величины. Исходя из требуемого углового разрешения гамма-телескопа [1] точность наведения на объект и слежения за ним должна составлять единицы угловых минут. Поэтому для автоматической системы управления положением гамма-телескопа, включающей в себя ЭВМ, необходим цифровой преобразователь угла (ЦПУ) с дискретностью порядка угловой минуты. Дополнительное условие, налагаемое на ЦПУ конструкцией гамма-телескопа, состоит в том, что необходимо измерять угол поворота нескольких осей. Поэтому логичнее строить многоканальный ЦПУ.

чем использовать несколько одноканальных, с точки зрения экономичности и количества оборудования. Недостаток многоканального ЦПУ, заключающийся в невозможности одновременного отсчета во всех каналах, следует, видимо, преодолевать повышением быстродействия ЦПУ.

В качестве измерительного преобразователя ЦПУ выбран фазовращатель на синусно-косинусном вращающемся трансформаторе (СКВТ). Преимуществами СКВТ по сравнению, например, с фотоэлектрическими преобразователями являются устойчивость к механическим и климатическим воздействиям, относительная дешевизна и простота конструкции, доступность приобретения. Недостаточная точность СКВТ преодолевается специальными мерами как структурного, так и аппаратного характера.

Исходной структурой рассматриваемого ЦПУ является схема преобразования «угол поворота — фаза — временной интервал — код» [2]. Такая схема при общей простоте построения позволяет провести компенсацию погрешностей СКВТ, выдать информацию об угле в течение одного периода питающего напряжения и иметь общую отсчетную часть для обслуживания нескольких СКВТ. Обобщенная структура такого рода содержит задающий генератор, делитель частоты, блок питания статорных обмоток СКВТ (схема фильтров, фазорасщепитель, усилители мощности), собственно СКВТ (фазовращатель), компараторы опорного и сигнального каналов и отсчетную часть со схемой управления. Исходя из указанной структуры, рассмотрим составляющие общей погрешности ЦПУ. Общая погрешность ЦПУ складывается из: а) погрешности, обусловленной неравенством амплитуд и неортогональностью питающих СКВТ напряжений; б) собственных погрешностей СКВТ; в) погрешности, вызванной наличием в спектре питающих напряжений высших гармоник и шумов; г) погрешности (дрейфа) порогов срабатывания компараторов; д) погрешности, обусловленной разными фазовыми сдвигами (временными задержками) сигналов в цепи от компараторов до счетчика; е) погрешности квантования вследствие дискретного характера отсчета.

Погрешности типа а) и б) можно представить как результат воздействия системы питающих напряжений с обратной последовательностью и значительно уменьшить применением фильтра обратной последовательности (ФОР) [3].

Уменьшение погрешности типа в) возможно лишь тщательной фильтрацией питающих напряжений, правильным размещением точек подключения узлов к общему проводу ЦПУ и экранированием отдельных каскадов. Требования, предъявляемые к фильтру, можно понять, приняв во внимание тот факт, что для получения точности порядка $1'$ требуется подавить сигналы всех частот относительно сигнала частоты питания СКВТ не менее чем на 75 дБ, или, другими словами, иметь коэффициент нелинейных искажений не хуже 0,02%. Построить достаточно простой и стабильный фильтр с такими характеристиками возможно лишь с учетом спектрального состава сигнала, подлежащего фильтрации. В данном случае сигнал с последнего триггера делителя частоты представляет собой меандр, который, как известно, не содержит четных гармоник. Поэтому ближайшая подлежащая фильтрации частота — третья гармоника. Это существенно упрощает задачу фильтрации, позволяет применить систему из фильтров нижних частот (ФНЧ) с частотой среза на первой гармонике и заграждающего фильтра на третью гармонику.

Вклад погрешностей г) и д) в общую погрешность можно уменьшить применением идентичных схем, состоящих из одинаковых элементов, для опорного и измерительного каналов.

Погрешность квантования возникает на этапе преобразования временного интервала в код и обладает присущими этому преобразованию особенностями, в частности максимальная погрешность в определении временного интервала равна ± 1 квант [4].

На основе проведенного анализа был разработан ЦПУ, структурная схема которого представлена на рис. 1. Исходя из требуемой точности число двоичных разрядов кода угла выбрано равным 14 (вес единицы кода угла составляет $1',3$). Эта величина, видимо, является предельно достижимой для одноотсчетных ЦПУ прямого измерения с применением СКВТ [5]. Для увеличения быстродействия ЦПУ, снижения мощности усилителей, питающих СКВТ, и уменьшения

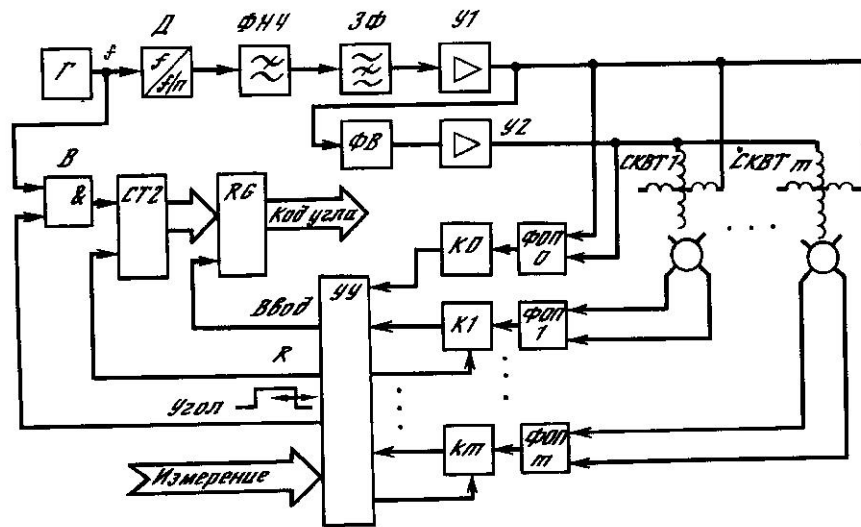


Рис. 1. Многоканальный цифровой преобразователь угла. Структурная схема (описание в тексте)

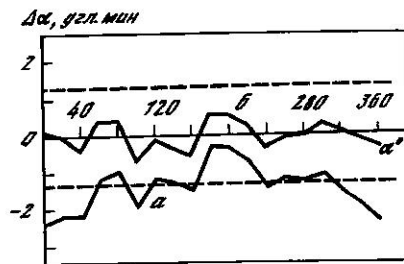


Рис. 2. График погрешности одного из каналов ЦПУ, усредненной по 20 отсчетам

Штриховыми линиями указана величина первого уровня квантования; а — экспериментально измеренная погрешность; б — погрешность после вычета систематической ошибки преобразования

номиналов схемы фильтров рабочая частота СКВТ и, следовательно, кварцевого генератора (Γ) должна быть выбрана по возможности наибольшей. Однако частота кварцевого генератора ограничена сверху быстродействием элементов и для данной системы с применением в дискретной части схемы ЦПУ интегральных микросхем типа ТТЛ выбрана равной 10 МГц. Сигнал частоты 10 МГц с генератора Γ поступает на 14-разрядный делитель частоты D . Частота питания СКВТ составит $10^7/2^{14} \approx 610$ Гц. Сигнал с выхода делителя частоты D , подвергнутый ограничению по амплитуде, поступает на схему фильтрации, состоящую из фильтра нижних частот шестого порядка и заграждающего фильтра (3Φ) третьего порядка, настроенного на третью гармонику. $\Phi НЧ$ состоит из трех активных фильтров второго порядка (структура Саллен — Ки), а 3Φ , позволяющий получить узкие полосы заграждения, является пассивным [6]. Выбор этих структур объясняется их устойчивостью, малым межкаскадным влиянием и простотой настройки [7]. Схема фильтрации реализована на трех операционных усилителях типа К153УД2. Измеренная частотная характеристика схемы фильтрации совместно с усилителями мощности обеспечивает подавление высших гармоник не менее чем на 80 дБ. В качестве фазорасщепителя для образования квадратурного питания СКВТ используется фазовращатель ($\Phi В$) на операционном усилителе типа К153УД2 с амплитудной характеристикой, не зависящей от частоты [6]. Питание статорных обмоток $СКВТ 1... СКВТ m$ осуществляется через усилители мощности $У1, У2$, при расчете параметров которых необходимо учитывать индуктивный характер нагрузки и емкость соединительных кабелей [7]. Примененные в данном ЦПУ усилители на основе операционных усилителей и комплементарной пары транзисторов (КТ315, КТ361) обеспечивают подключение четырех СКВТ типа ВТ-5. Выбор типа СКВТ обусловлен метрологическими характеристиками ВТ-5 и наличием двух роторных квадратурных обмоток, что позволяет применить для компенсации погрешностей ФОП. Однако установка ФОП может привести к появлению дополнительной нестационарной погрешности, обусловленной дрейфом параметров элементов ФОП. Чтобы этого не происходило, необходимо установить

ФОР как в опорный (ФОР), так и в измерительный (ФОР₁, ..., ФОР_т) каналы с целью взаимной компенсации временной и температурной зависимостей характеристик ФОР. ФОР также построен на основе операционного усилителя типа К153УД2. Сигналы с ФОР₀, ..., ФОР_т поступают на компараторы КО₀, ..., КО_т, выделяющие моменты пересечения сигналами нулевого уровня, причем для защиты от случайных срабатываний и шумов в характеристики компараторов введен небольшой положительный гистерезис. В качестве компараторов использованы микросхемы типа К521СА3. Компаратор опорного канала (КО) открыт всегда, в то время как остальные компараторы открываются сигналами стробирования, вырабатываемыми устройством управления (УУ) на основе анализа команды «Измерение», содержащей в себе информацию о номере канала и числе измерений. Эта команда поступает от управляющей ЭВМ или автономного пульта управления при наладочных работах. УУ из сигналов опорного и измерительного каналов вырабатывает сигнал «Угол», начало и конец которого фазированы тактовым сигналом Г, для того чтобы избежать разрезания счетных импульсов на вентиле (В). Пачка импульсов от Г, пропущенная за время существования сигнала «Угол», подсчитывается на счетчике (СТ2), после чего УУ вырабатывает сигнал «Ввод» и код угла, зафиксированный в СТ2, переписывается в буферный регистр (RG), который хранит код угла для выдачи в ЭВМ и на панель индикации до следующего измерения. После переписи кода из СТ2 в RG сигнал R устанавливает СТ2 в нуль, и на этом цикл измерения заканчивается.

Теоретический расчет погрешности ЦПУ достаточно сложен, поэтому ее определяют, как правило, экспериментально с использованием прецизионных угломерных инструментов. В качестве примера на рис. 2 (кривая а) представлен график усредненной по 20 измерениям погрешности одного из каналов ЦПУ, полученный с помощью оптической делительной головки ОДГ-10 в диапазоне полного угла поворота. Очевидно, что в измеренной погрешности содержится, кроме случайной, систематическая составляющая погрешности. Так как ЦПУ предназначен в основном для применения в системах, включающих в себя ЭВМ, то представляется целесообразным определить систематическую погрешность как функцию измеряемого угла с целью введения поправки в отсчет с помощью ЭВМ для увеличения точности ЦПУ. В данном случае эта погрешность аппроксимирована параболой:

$$\Delta \alpha_c = a\alpha^2 + b\alpha + c,$$

коэффициенты которой определены методом наименьших квадратов. На рис. 2 (кривая б) представлен график погрешности ЦПУ после учета систематической погрешности:

$$\Delta \alpha_k = \Delta \alpha - \Delta \alpha_c,$$

откуда видно, что кривая погрешности целиком лежит в зоне ± 1 квант (первый уровень квантования, соответствующий весу единицы кода угла), что подтверждает справедливость выбора данной схемы преобразования и числа разрядов. На основании изложенного можно сделать вывод: предложенная структура при относительной простоте схемы пригодна для построения на основе серийных СКВТ многоканальных ЦПУ с точностью измерения до 14 двоичных разрядов.

Декабрь 1982

Л и т е р а т у р а

1. Степаня А. А., Владимирский Б. М., Павлов И. В., Фомин В. П. Предварительные результаты наблюдений пульсара СР 1133 с помощью установки для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней. — Изв. Крым. астрофиз. обс., 1971, т. 43, с. 42—48.
2. Зверев А. Е., Максимов В. П., Мясников В. А. Преобразователи угловых перемещений в цифровой код. Л.: Энергия, 1974. 184 с.
3. Сафонов Л. Н. Фазовращатели с фильтром обратной последовательности. — Электричество, 1971, № 5, с. 63—66.
4. Гитис Э. И. Преобразователи информации для электронных цифровых вычислительных устройств. 2-е изд., перераб. М.: Энергия, 1970. 400 с.
5. Жарков А. П., Никитин А. М., Попов А. А., Синицин Н. В. АЦП угла на вращающемся трансформаторе с цифровой коррекцией. — Измерительная техника, 1978, № 7, с. 27—29.
6. Марше Ж. Операционные усилители и их применение / Пер. с фр. Л.: Энергия, 1974. 216 с.
7. Проектирование и применение операционных усилителей / Под. ред. Дж. Грэма, Дж. Тоби, Л. Хьюлсмана. Пер. с англ. М.: Мир, 1974. 512 с.

ХРОНИКА

В апреле 1982 г. в обсерватории проходили совещания Совета по подготовке астрономических кадров и Комитета по тематике шестиметрового телескопа. В мае состоялось рабочее совещание по теме «Звездные атмосферы».

Сотрудники обсерватории принимали участие в работе многих совещаний, конференций, семинаров: совещания рабочей группы по астрофотографии в САО АН СССР; совещания «Образование эмиссионных линий в спектрах звезд и галактик» (Тарту); семинара КАПГ в Риге «Теория солнечных вспышек», семинара рабочей группы по солнечным инструментам (Иркутск); конференции многостороннего сотрудничества по теме «Поздние стадии эволюции звезд» (Ульяновск); конференции «Динамика и физика малых тел Солнечной системы» (Душанбе); совещания «Фотоэлектронные приемники оптического изображения для астрономических исследований» (Киев); совещания «Явления переменности и нестационарности в красных гигантах и сверхгигантах» (Рига); очередного советско-французского совещания КНЕС — Интеркосмос в Кишиневе и других совещаний по различным научным и научно-организационным вопросам.

Кроме того, отдельные сотрудники обсерватории участвовали в работе XVIII Генеральной Ассамблеи МАС и сопутствующих симпозиумов и коллоквиумов, других совещаний и конференций, проходивших за рубежом.

В мае А. В. Брунс участвовал в работе симпозиума «Новейшие космические инструменты в астрономии», который проводился в рамках МАС — КОСПАР и проходил в Канаде.

В конце мая — начале июня С. И. Плачинда принял участие в 5-м совещании Подкомиссии № 4 «Магнитные звезды» проблемной комиссии многостороннего сотрудничества АН социалистических стран «Физика и эволюция звезд». Совещание проходило в Венгрии.

А. Б. Северный и В. А. Котов участвовали в работе симпозиума № 102 МАС «Солнечные и звездные магнитные поля: происхождение и корональные эффекты» (Цюрих, Швейцария). После этого А. Б. Северный посетил также Женевскую обсерваторию.

Р. Е. Гершберг и П. Ф. Чугайнов выезжали в Италию на коллоквиум № 71 МАС «Активность красных карликовых звезд».

Н. Н. Степанян приняла участие в рабочем совещании по «Году солнечного максимума» в Ирландии.

А. А. Боярчук был на XVIII Генеральной Ассамблее МАС в Греции.

А. А. Степанян выезжал в Индию на международную конференцию по гамма-астрономии сверхвысоких энергий.

Л. В. Границкий и Н. В. Стешенко в марте выезжали во Францию в связи с подготовкой совместного советско-французского эксперимента по внеатмосферным наблюдениям ультрафиолетовых спектров звезд.

Н. С. Чуваева (Полосухина) с конца марта в течение шести недель находилась в Венской обсерватории (Австрия), где вела обработку спектров магнитно-переменных звезд.

И. Г. Моисеев в апреле работал в Институте им. Г. Герца (ГДР).

А. Г. Щербаков в конце мая был в Чехословакии для совместной работы по теме «Спектральные и фотометрические исследования Ве-звезд».

А. Н. Бабин в начале июня выезжал в Венгрию для совместной работы по теме «Параметры, структура и динамика активных областей на Солнце».

В конце апреля Ю. Ф. Юровский возвратился после 17-месячного пребывания на Кубе, где он проводил работу по модернизации радиотелескопа и приемной аппаратуры, исследованию радиоизлучения Солнца, обучению кубинского персонала.

В. А. Котов и Т. Т. Цап в начале июля были во Франции (Ницца), где продолжали совместную работу по изучению глобальных пульсаций Солнца.

А. А. Боярчук в течение трех недель (сентябрь — октябрь) находился в Финляндии для совместной работы по спектральным исследованиям звезд.

П. П. Петров в это же время был в Швеции, где продолжал совместную работу по изучению звезд типа Т Тельца.

И. Г. Моисеев в конце октября был приглашен в Финляндию в качестве официального оппонента на защите диссертации сотрудником Радиолaborатории Хельсинкского университета.

Т. М. Рачковская в конце ноября выезжала в Румынию для совместной работы по теме «Исследование тесных двойных систем».

В Крымскую астрофизическую обсерваторию на различные сроки приезжали зарубежные ученые и специалисты для выполнения и обсуждения совместных работ, для наблюдений на больших телескопах, на стажировку, для общего ознакомления с обсерваторией, ее оборудованием, тематикой исследований и их результатами.

В течение всего года продолжала стажировку Э. Иванова (Болгария). Кроме того, в разное время здесь были: К. Пфлюг (ГДР); А. Анталова, И. Губены, А. Кучера, М. Сobotка (Чехословакия); А. Габриэл, К. Джордан (Англия); Ж. Бекерс, Б. Марсен (США); М. Валтонен, Х. Виртанен, С. Линналуото, Т. Маркканен, В. Пиирола, М. Тиури, С. Урпо, С. Хаарала (Финляндия); Ф. Бели-Дюбо, Г. Вольтье, Ж. Делябудиньер, П. Крувелье, С. Кучми, А. Маньян, Р. Мора, М. Семель, П. Сотировский, Э. Фосса, Д. Югенэн (Франция); Л. Бот (Швеция).

На заседаниях Ученого совета обсерватории с докладами выступили: К. Джордан, «Некоторые новые исследования солнечной и звездных корон»; А. Габриэл, «Астрономические исследования Резерфордской лаборатории в Эппл-тоне»; Ф. Бели-Дюбо, «О работах обсерватории в Ницце»; Ж. Бекерс, «Динамика и магнитные поля солнечных пятен. Движения в атмосфере Солнца», «Многочеркальные телескопы. Планы по созданию больших телескопов в США»; Э. Фосса, «Настоящее и будущее гелиосейсмологии»; М. Семель, «Магнитные поля солнечных флоккулов»; П. Сотировский, «Молекулярные спектры солнечных пятен», «Результаты исследования планеты Сатурн с помощью АМС Вояджер-2».

В этом году успешно защитили докторские диссертации А. А. Степанян и П. Ф. Чугайнов, кандидатские — А. Б. Букач и В. И. Бурнашев. Представила к защите докторскую диссертацию В. В. Прокофьева-Михайловская.

Вышли из печати 63-й и 64-й тома «Известий Крымской астрофизической обсерватории». В мае сдан в печать 69-й, в декабре — настоящий 70-й том.
