

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LXXVII

Ответственный редактор
академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ



МОСКВА · «НАУКА» · 1987

Известия ордена Трудового Красного Знамени Крымской астрофизической обсерватории: Сб. статей.— М.: Наука, 1987, т. 77.

В сборник включены статьи, содержащие результаты исследований по различным вопросам физики Солнца, изучения химического состава и переменности эмиссии в спектрах звезд, спектральных и фотометрических исследований галактики; расчеты оптических систем, описание светоприемников и ключей электроприводов гамма-телескопа.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

Редакционная коллегия:

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

Рецензенты: Б. М. ВЛАДИМИРСКИЙ, В. В. ПРОКОФЬЕВА

УДК 523.746

ЛИНИИ Н, К И ИНФРАКРАСНЫЙ ТРИПЛЕТ Ca II ВО ФЛОККУЛАХ

Э. А. Барановский, А. Кучера, З. А. Щербакова

По наблюдаемым профилям линий Н, К, $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$ Ca II рассчитаны модели флоккулов разной яркости. Вычисления сделаны по программе не-ЛТР синтеза спектра. В моделях ярких флоккулов плотность на два порядка превышает плотность в модели невозмущенной хромосферы. Модели слабых флоккулов отличаются от модели невозмущенной хромосферы незначительно.

THE H, K AND IR TRIPLET OF Ca II IN PLAGES, by E. A. Baranovsky, A. Kuchera, Z. A. Shcherbakova.— The observed profiles of Ca II lines H, K, $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$ are obtained and the model chromospheres are derived for plages of different brightness. The calculations involve the program of non-LTE spectra analysis. The density in the bright plages is of the order of 2 higher than that of undisturbed chromosphere. The models of weak plages do not differ significantly from the undisturbed model chromosphere.

По расчетам хромосферных моделей флоккулов с применением не-ЛТР методов анализа спектров сделано очень мало работ. Первое исследование такого рода мы находим в [1], где модели флоккулов рассчитаны по линиям Ca II (Н, К, $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$). Наблюдаемые профили этих линий получены теми же авторами [2] с помощью фотоэлектрических методов регистрации спектров. Недостатком наблюдений является, как указано авторами в [2], низкое пространственное и временное разрешение.

В [3] рассчитаны модели флоккулов по линиям К Ca II и h, k Mg II. Расчеты основаны на величинах интегральной эмиссии в линиях, профили не рассматриваются.

В [4] предлагается модель флоккула, хорошо объясняющая данные наблюдений активной области в линии L_{α} (профиль в энергетических единицах) и в лаймановском континууме. Интенсивность в центре линии H_{α} , рассчитанная по модели, равна 0,55, что не противоречит наблюдаемым значениям.

В [5] рассчитывались интенсивности линий Н и К Ca II для ряда моделей флоккулов, имеющих различные значения температуры и плотности. Было получено, что соотношение интенсивностей в линиях H_{α} и К Ca II, а также величина центрального провала линии К сильно зависят от величины плотности в моделях флоккулов. Это исследование было продолжено в [6], где рассчитана сетка моделей флоккулов для различных значений температуры и плотности.

Здесь для исследования хромосферы флоккулов мы использовали профили пяти линий Ca II: Н, К, $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$. Спектры флоккулов в области этих линий получены 14 и 15.09 1983 г. на дифракционном спектрографе БСТ-2 Крымской астрофизической обсерватории. Флоккулы принадлежали активной области без пятен, расположенной вблизи центра солнечного диска. Спектры снимались на пластинках Kodak 1N. Диаметр изображения Солнца 196 мм, дисперсия 2,2 Å/мм, спектральное разрешение 0,05 Å. Фотометрическая обработка спектров проводилась на микрофотометре с выходом на магнитную ленту с дальнейшей обработкой на ЭВМ ЕС-1033.

Фотометрические разрезы сделаны для нескольких узлов флоккулов — от самых слабых до наиболее ярких (рис. 1, 2). Сравнивая наши профили инфракрасного триплета Ca II с наблюдениями других авторов, мы заклю-

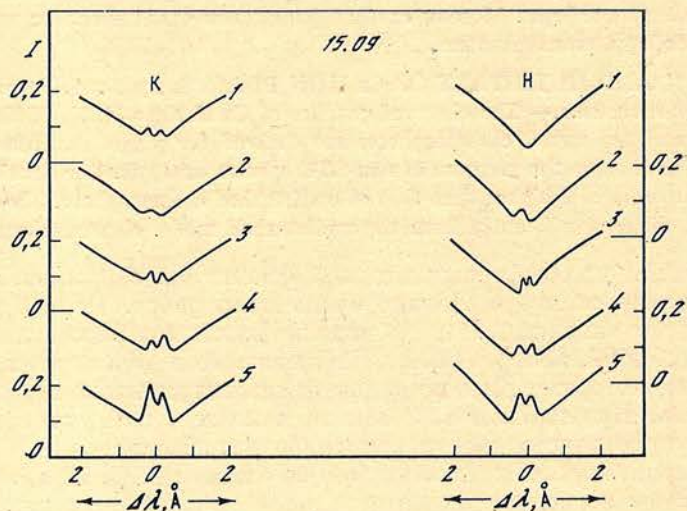
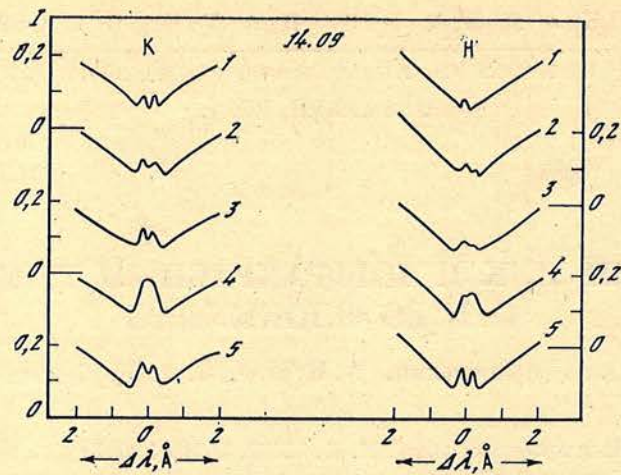


Рис. 1. Наблюдаемые профили линий H и K Ca II для пяти разрезов (1-5) флоккулов 14.09 и 15.09 1983 г.

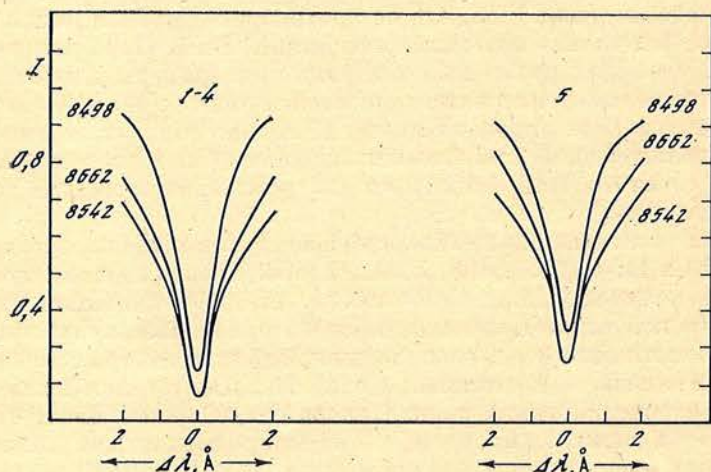


Рис. 2. Наблюдаемые профили линий ИК-триплета Ca II для разрезов 1-4 (слева) и 5 (справа) флоккулов 15.09 1983 г.

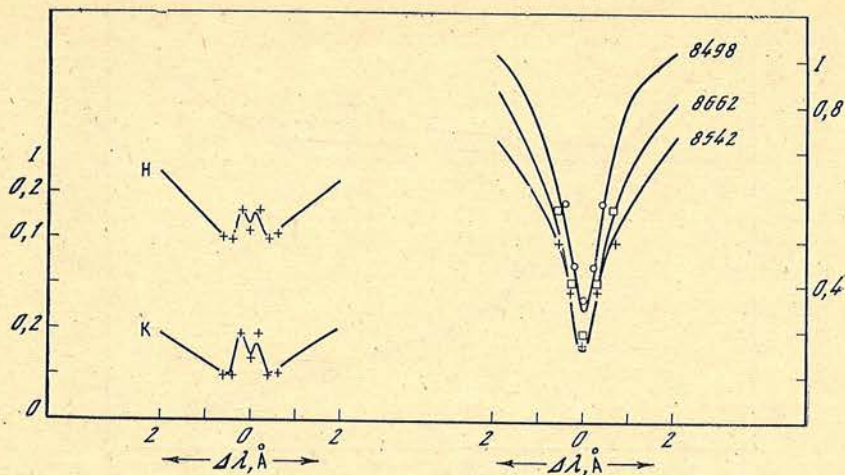


Рис. 3. Наблюдаемые (сплошные линии) для разреза 5 флоккулов 15.09 1983 г. и теоретические (крестики — H, K и $\lambda 8542$, квадратики — $\lambda 8662$, кружки — $\lambda 8498$), вычисленные по модели 1 рис. 5 профили линий Ca II

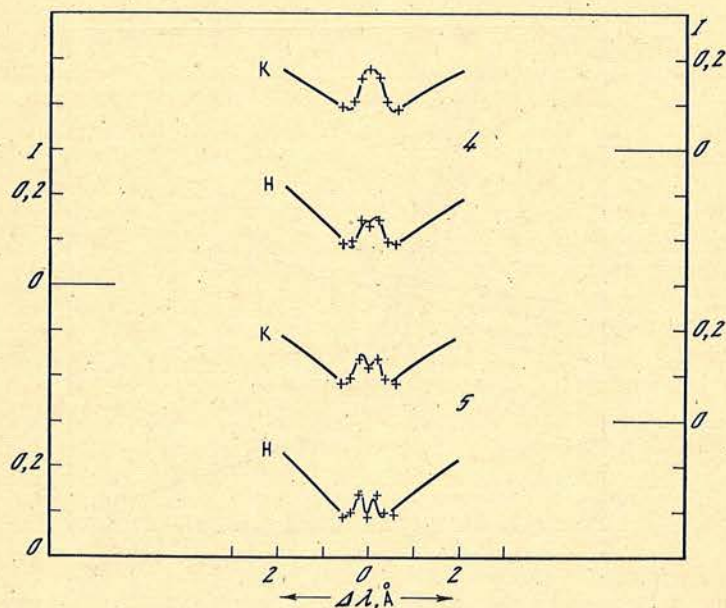


Рис. 4. Наблюдаемые (сплошная линия) и теоретические (крестики) профили линий H и K Ca II для разрезов 4 и 5 флоккулов 14.09 1983 г.

Теоретические профили вычислены по моделям 2 и 3 рис. 5 соответственно для разрезов 4 и 5

чаем, что по величине эмиссии в центре линий наблюдавшиеся нами флоккулы (наиболее яркие узлы) близки к тем, которые наблюдались в [2], но значительно слабее наблюдавшихся в этих линиях Мустелем и Цапом [7, 8].

В [6] мы рассчитывали модели флоккулов по линиям H_{α} , H_{β} и K Ca II. Модели были выбраны таким образом, чтобы расчетные соотношения интенсивностей этих линий соответствовали наблюдаемым. Здесь у нас другой набор линий, и прежде всего нам нужно проверить пригодность моделей, рассчитанных по линиям H_{α} , H_{β} и K Ca II, для интерпретации всех пяти сильных линий Ca II.

Интенсивности линий Ca II вычисляются по программе не-ЛТР синтеза спектра, реализованной нами на ЭВМ ЕС-1033. Уравнения переноса и стационарности решаются для иона Ca II с шестью уровнями и континуумом.

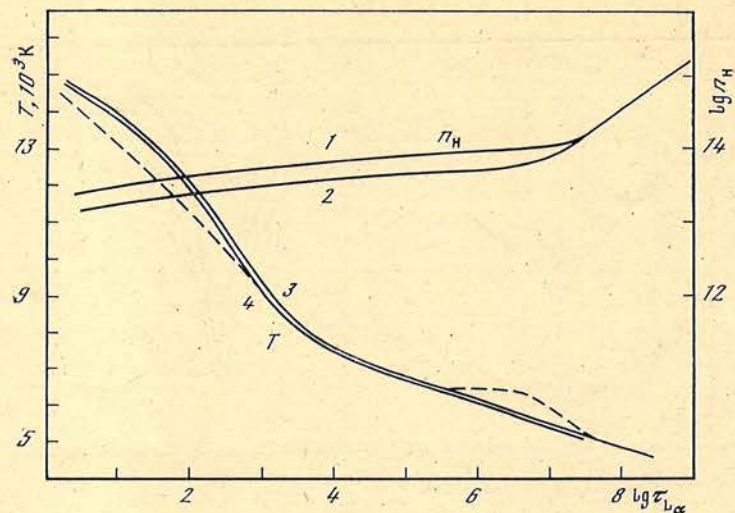


Рис. 5. Модели ярких узлов флоккулов

Модель 1: T — кривая 3, n_H — кривая 2; модель 2: T — кривая 4, n_H — кривая 1; модель 3: T — кривая 4, n_H — кривая 2. Штриховая линия — температура в одной из моделей [6]

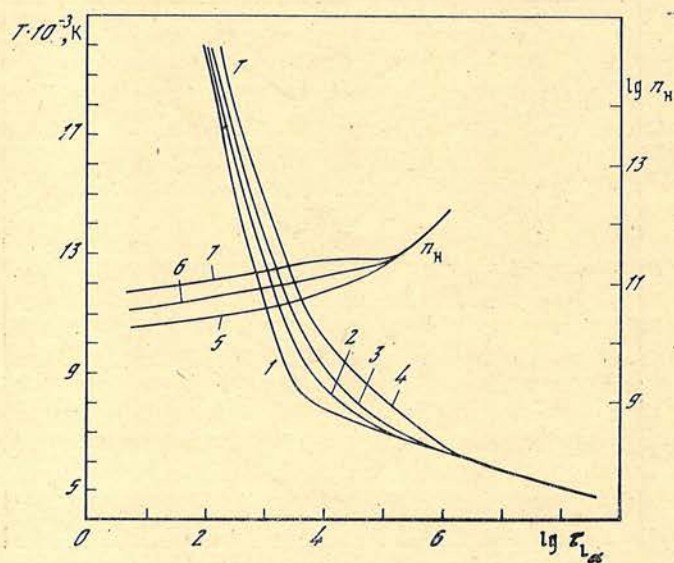


Рис. 6. Модели слабых флоккулов (T — кривые 2—4, n_H — кривые 6, 7) и невозмущенной хромосферы (T — кривая 1, n_H — кривая 5)

Предварительно для каждой модели по той же программе рассчитывается ионизация водорода для определения электронной концентрации в модели.

Вычисления профилей всех пяти линий Ca II и сравнение их с наблюдаемыми для ярких узлов флоккулов показало, что модели, рассчитанные нами в [6], нужно несколько изменить, чтобы получить хорошее согласие вычисленных и наблюдаемых профилей. Градиент температуры следует увеличить, а градиент плотности уменьшить. При этом сохраняется основная особенность моделей, полученных в [6], — высокая плотность хромосферных слоев, превышающая на ~ 2 порядка плотность невозмущенной хромосферы.

Сравнение теоретических и наблюдаемых профилей линий H, K, и ИК-триплета для яркого узла флоккула 15.09 1983 г. дано на рис. 3, а модель, соответствующая этим теоретическим профилям, — на рис. 5.

На рис. 4 показаны профили линий H и K для двух ярких узлов флоккула 14.09 1983 г. По интенсивности линии этих узлов почти равны между со-

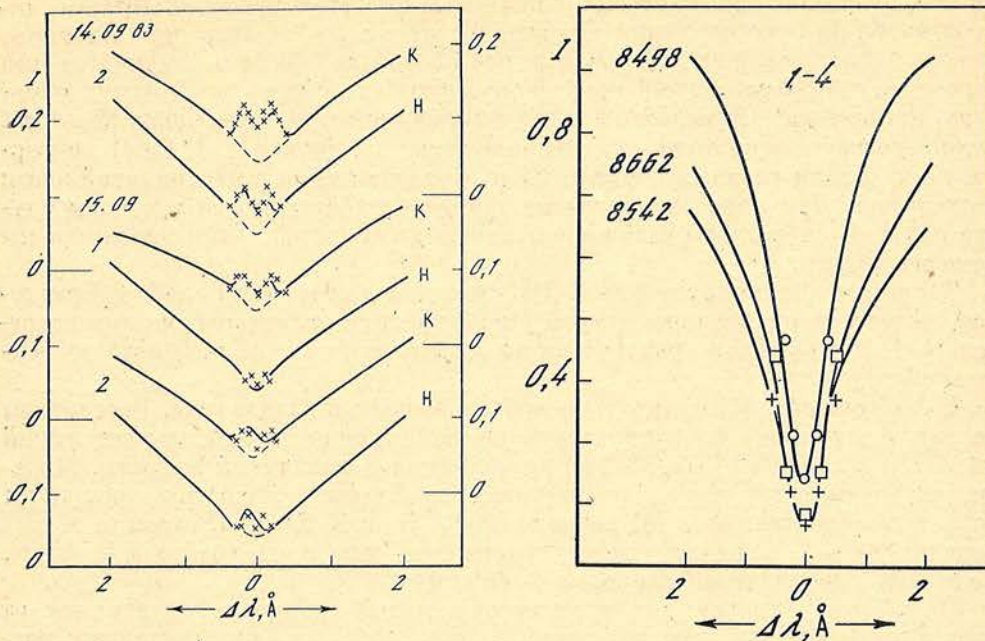


Рис. 7. Наблюдаемые (сплошная линия) и теоретические (крестики), рассчитанные по моделям рис. 6 профили для слабых узлов флоккулов

Цифры обозначают номера разрезов. Штриховые линии — профили невозмущенной области

Рис. 8. Наблюдаемые (сплошная линия) для разрезов 1—4 флоккулов 15.09 1983 г. и теоретические (крестики — $\lambda 8542$, квадратики — $\lambda 8662$, кружки — $\lambda 8498$), вычисленные по моделям рис. 6 профили линий ИК-триплета Ca II

бой, но форма профилей различается — в узле 4 центральный провал отсутствует, а в узле 5 провал довольно большой. Теоретические профили, также приведенные на рис. 4, получены для моделей, изображенных на рис. 5. Различие плотности в моделях в $\sim 1,8$ раза приводит к различию профилей линий Н и К, о котором говорилось выше (наличие или отсутствие центрального провала); при этом профили без провала соответствуют модели с более высокой плотностью.

При вычислении теоретических профилей подбирались также величины турбулентной скорости v_t так, чтобы теоретические и наблюдаемые профили были близкими по ширине. Величина турбулентной скорости в наших моделях 5—10 км/с.

Соотношения интенсивностей в линиях H_α , H_β и К Ca II, рассчитанные по моделям рис. 5, остаются в тех пределах, которые показывают наблюдаемые соотношения, полученные в [6] по большому количеству флоккулов.

Переходим к рассмотрению наименее ярких узлов флоккулов (рис. 1, разрезы 1, 2 14 и 15.09). Наши выводы о высокой плотности хромосферных слоев флоккулов, сделанные выше и в [6], относились к флоккулам средней и большой яркости. Профили линий слабых флоккулов очень мало отличаются от невозмущенных профилей, поэтому естественно ожидать, что и физические условия в таких флоккулах будут мало отличаться от условий в невозмущенной области. Для интерпретации профилей слабых флоккулов мы проделали вычисления для моделей трех типов: 1) в модели увеличена температура T ($\Delta T \leq 400$ К) по сравнению с температурой модели невозмущенной хромосферы; плотность такая же, как в модели невозмущенной хромосферы; 2) в модели увеличена плотность (в $\sim 1,8$ раза или меньше) по сравнению с плотностью в модели невозмущенной хромосферы; температура остается такой же, как в модели невозмущенной хромосферы; 3) в модели увеличена и температура и плотность.

Некоторые из таких моделей показаны на рис. 6, а теоретические профили, соответствующие этим моделям, — на рис. 7 и 8. Оказалось, что все три

типа моделей дают практически одинаковые по форме профили. Поэтому относительно флоккулов малой яркости мы не можем сделать определенного вывода о том, какой из двух параметров (T или n_H) больше изменяется при переходе от невозмущенной области к флоккулам. Здесь необходимо отметить, что при расчете моделей слабых флоккулов мы не стремились получить полное согласие теоретических и наблюдаемых профилей H, K Ca II по форме, но исходили главным образом из величины эмиссии в центральной части этих линий. Для хорошего согласия теории с наблюдениями в данном случае необходимы расчеты с наличием лучевых скоростей. Таких расчетов мы пока не делали.

Теоретические профили линий ИК-триплета для моделей слабых флоккулов (модели на рис. 6) показаны на рис. 8 вместе с наблюдаемыми для разрезов 1—4. Эти профили практически не отличаются от профилей невозмущенных областей.

В заключение сформулируем основные выводы и результаты. Рассчитаны модели флоккулов, интерпретирующие наблюдения пяти сильных линий Ca II (H, K, $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8622$) для флоккулов различной яркости. Модели, полученные для узлов флоккулов с наибольшей яркостью, близки к моделям, рассчитанным в [6] по линиям H α , H β и K Ca II. Плотность в этих моделях на ~ 2 порядка выше плотности невозмущенной хромосферы. Величина турбулентной скорости 5—10 км/с.

Параметры моделей для флоккулов с малой яркостью отличаются от параметров модели невозмущенной хромосферы лишь незначительно: различие плотности не более чем в 6 раз.

Апрель 1986 г.

Литература

1. Shine R. A., Linsky J. L.— Solar Phys., 1974, vol. 39, p. 49—77.
2. Shine R. A., Linsky J. L.— Solar Phys., 1972, vol. 25, p. 357—379.
3. Kelch W. J., Linsky J. L.— Solar Phys., 1978, vol. 58, p. 37—46.
4. Basri G. S., Linsky J. L., Bartoe J. D. E. et al.— Astrophys. J., 1979, vol. 230, p. 924—949.
5. Барановский Э. А., Степанян Н. Н.— Солнечные данные, 1976, № 4, с. 99.
6. Барановский Э. А., Ограпишвили Н. В., Степанян Н. Н.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1986, т. 75.
7. Мустель Э. Р., Цап Т. Т.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1956, т. 16, с. 67—72.
8. Мустель Э. Р., Цап Т. Т.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1958, т. 20, с. 74—79.

УДК 523.75

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ УСОВ

А. Н. Бабин, А. Н. Коваль

Описывается методика наблюдения поляризации солнечных эмиссионных образований в линии H_{α} , позволяющая за одну экспозицию получить на одной фотопластинке четыре поляризационные спектрограммы одного и того же участка Солнца при четырех положениях осей анализатора линейной поляризации, различающихся на 45° . Предложенный метод позволяет определить все параметры линейной поляризации излучения.

Приводятся результаты исследования поляризации эмиссии усов в одной активной области, проведенного по предложенной методике. Определены степень поляризации и ее распределение по контуру, а также азимуты плоскости поляризации усов. Получено, что: 1) эмиссия усов поляризована по всему контуру, величина поляризации иногда превышает 20%; 2) плоскость колебаний электрического вектора ориентирована различно даже для близких усов; 3) некоторые крупные усы состоят из различно поляризованных структурных элементов.

INVESTIGATION OF LINEAR POLARIZATION OF MOUSTACHES, by *A. M. Babin, A. N. Koval*. — An observational technique to estimate linear polarization of solar emission features in H_{α} -line is described, permitting to obtain a set of four polarized spectrograms of the same region on the Sun at four positions of analyser through 45° during one exposure. The proposed method permits to determine all parameters of linear polarization of emission.

The results of investigation of linear polarization of moustaches in one active region are presented. The degree of polarization and its distribution along the H_{α} -line profile as well as azimuth of polarization plane for moustaches emission are calculated. We have found that 1) the emission of moustaches is polarized along the whole H_{α} -profile, the degree of polarization in some cases exceeds 20 per cent; 2) direction of polarization for different moustaches of the active region is different and varies remarkably even for adjacent ones; 3) some large moustaches consist of individually polarized structural elements.

Исследование линейной поляризации эмиссии усов важно, с одной стороны, для выяснения природы этого интересного проявления солнечной активности, впервые основательно изученного А. Б. Северным [1], а с другой, потому, что усы в некотором смысле родственны вспышкам. А. Б. Северным было обнаружено [2] и в дальнейшем неоднократно подтверждено при наблюдениях с хорошим пространственным разрешением, что во взрывной фазе эмиссия многих вспышек состоит из скопления усов. Кроме того, усы возникают в таких же местах по структуре магнитного поля, как и вспышки: в местах контакта, скрещения или разветвления полей различных направлений [3, 4]. Поэтому вспышки и усы могут представлять собой подобные явления, которые происходят на разных уровнях солнечной хромосферы и различаются по мощности.

Проведенные нами ранее [5—7] фотографические исследования линейной поляризации усов в линии H_{α} (спектральные и с H_{α} -фильтром) показали, что эмиссия усов бывает поляризована. Степень поляризации в некоторых случаях высокая (до 25%). Такая высокая степень поляризации кратковременна, она наблюдается 1—3 мин, но может появляться несколько раз на про-

тяжении жизни усов. В остальное время поляризация усов не выходит за пределы ошибок измерений, т. е. она более слабая или вообще отсутствует.

Наблюдения, выполненные с H_{α} -фильтром и вращающейся пластинкой $\lambda/2$ для одной активной области вблизи края солнечного диска, позволили оценить азимут плоскости поляризации усов. Направление плоскости поляризации эмиссии изученных усов было с одной стороны параллельно волоконцам системы AFS (которые неразрывно связаны с усами и согласно существующим представлениям [8, 9] являются материализованными силовыми линиями выходящего магнитного поля), но в то же время близко к направлению на центр солнечного диска.

Применяемые нами ранее методы наблюдений линейной поляризации имели некоторые недостатки:

а. Спектральные наблюдения проводились только при одном положении анализатора (двупреломляющей призмы). Его оси составляли угол $\pm 45^{\circ}$ с направлением щели спектрографа. Поэтому мы не могли с достаточной точностью определить ни ориентацию плоскости поляризации, ни величину степени поляризации исследуемых усов.

б. При использовании в качестве анализатора линейной поляризации входного поляроида H_{α} интерференционно-поляризационного фильтра (ИПФ) и фазовой пластинки $\lambda/2$ фильтрограммы при различных положениях пластинки $\lambda/2$ получались неодновременно. А так как яркость усов быстро изменяется со временем на стадии разгорания, а также испытывает колебания в течение основной фазы [10, 11], то это могло сказаться на определении степени поляризации и ее азимута. Быстрые изменения качества изображений также могли вносить ошибки в определяемые величины. Наблюдения с имеющимся у нас ИПФ В. Halle не дают возможности изучать распределение поляризации по контуру линии, так как максимальный выход в крыло линии H_{α} не превышает $0,5 \text{ \AA}$ (при приемлемой величине «паразитных» максимумов в противоположном крыле). А для выбора механизма, приводящего к появлению линейно поляризованного излучения, важно знать как направление плоскости поляризации, так и распределение поляризации по контуру линии.

Исходя из изложенного выше, мы пришли к заключению, что для определения всех параметров линейной поляризации эмиссионных образований необходимы одновременные наблюдения их по крайней мере при трех положениях анализатора.

1. Методика и наблюдения

При спектральных исследованиях усов эта задача была решена нами следующим способом. В фокальной плоскости дифракционного спектрографа коронографа КГ-2 на одной и той же фотопластинке строились изображения двух спектров в области линии H_{α} , разнесенные на достаточное расстояние

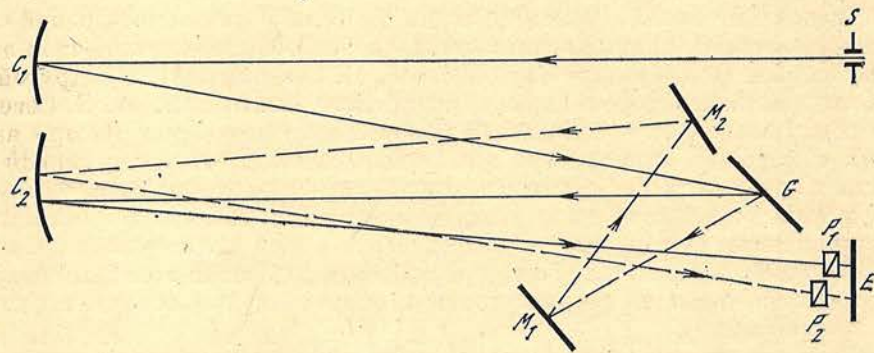


Рис. 1. Оптическая схема спектрографа КГ-2 для исследования линейной поляризации S — входная щель спектрографа, C_1 — коллиматор, G — дифракционная решетка, C_2 — камерное зеркало, M_1 и M_2 — плоские зеркала, P_1 и P_2 — поляризационные призмы, E — фотопластинка (после решетки G спектр IV порядка — сплошная линия, а спектр III порядка — штриховая линия; масштаб не соблюден)

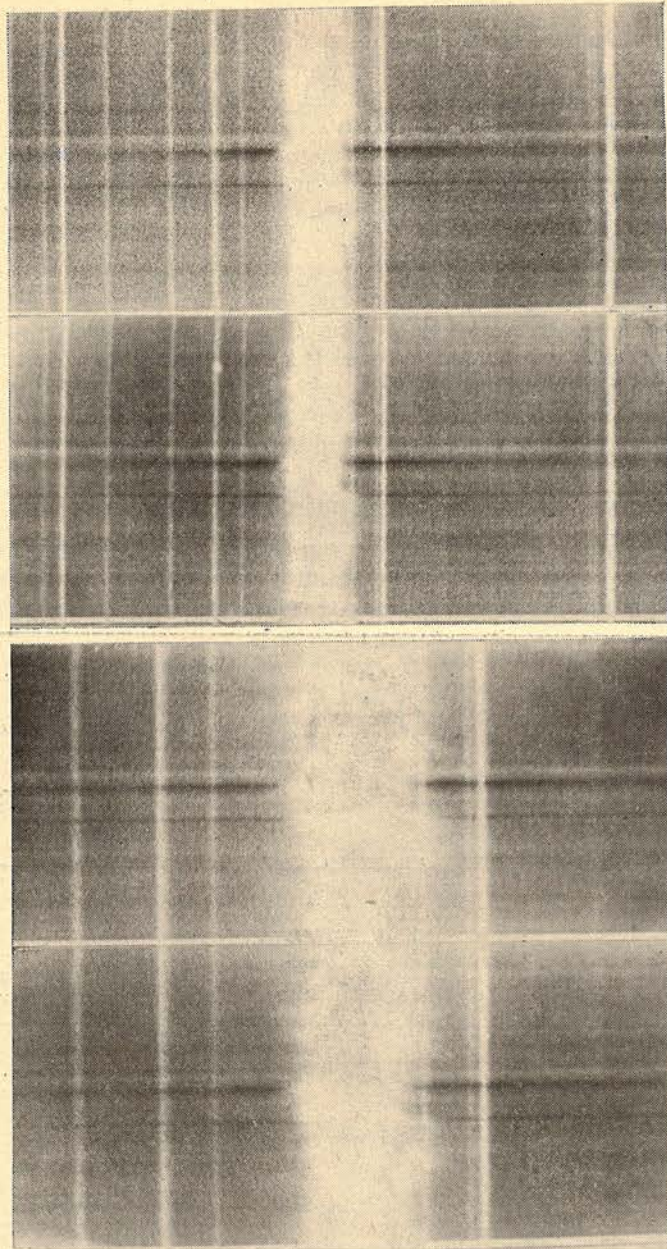


Рис. 2. Поляризационная спектрограмма усов 14.11 1985 г., $09^{\text{h}}19^{\text{m}}$ UT (внизу IV порядок спектра, сверху III порядок)

по высоте и по азимуту. Спектр IV порядка строился обычным путем (рис. 1), а спектр III порядка — с помощью двух дополнительных плоских зеркал (после дифракционной решетки G нужный участок спектра III порядка перехватывается зеркалом M_1 , направляется на второе плоское зеркало M_2 , далее на камерное зеркало C_2 и на фотоэмульсию E).

Поскольку ставилась задача исследовать образования, близкие к дифракционному пределу телескопа, то особое внимание было уделено хорошему совпадению фокусов (по деталям) для спектров III и IV порядков. Мы воспользовались рекомендациями Пирса [12] и добивались этого путем небольшой расфокусировки коллиматора. Для выравнивания освещенностей в III и IV порядках мы частично задиафрагмировали зеркало M_1 в направлении дисперсии (чтобы не ухудшать разрешения по деталям).

Анализаторы линейной поляризации (двупреломляющие призмы из шпата и стекла, каждая из которых дает два ортогонально поляризованных пучка) располагались вблизи фокальной плоскости спектрографа на расстоянии 10—15 см от фотоэмульсии. Оси призмы, работающей в IV порядке, составляли угол $\pm 45^\circ$ с направлением щели спектрографа, а работающей в III порядке 0 и 90° . В результате мы за одну экспозицию получаем четыре поляризационные спектрограммы одного и того же участка Солнца при четырех положениях осей анализатора линейной поляризации, различающихся на 45° .

По описанной методике 14.11 1985 г. на КГ-2 были проведены наблюдения развивающейся активной области в SE-квадранте ($\rho = 0,86$), в которой все время появлялись усы. Непрерывно сканируя активную область щелью спектрографа и выбирая моменты хорошего качества изображений за более чем 2 ч наблюдений (с 07^h08^m до 09^h25^m UT), получили 40 спектрограмм усов. Спектры фотографировались на пластинках Kodak II F с экспозициями $0^s,12$ (при ширине входной щели спектрографа 0,1 мм, что примерно соответствует $1''$ на Солнце). Одна из полученных спектрограмм приведена на рис. 2.

2. Обработка

Для фотометрической обработки были отобраны 12 лучших спектрограмм. Чтобы определить параметры поляризации, нам нужно найти интенсивность эмиссии усов, а также невозмущенных участков Солнца на каждом из четы-

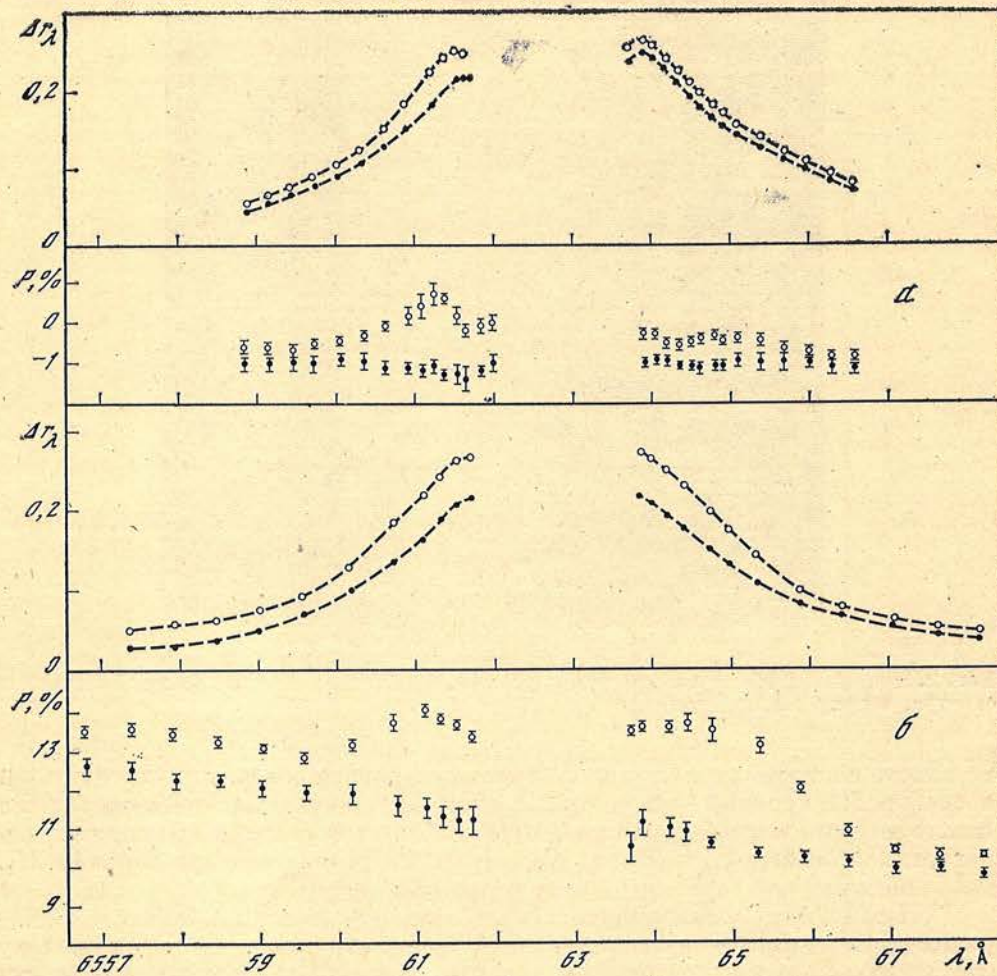


Рис. 3. Ход степени поляризации P с длиной волны для фотометрических разрезов вдоль эмиссии усов (кружки) и инструментальной поляризации (точки)
 а — в IV порядке спектра, б — в III порядке. Вверху эмиссия усов ΔP_λ в ортогональных поляризациях. Усы 14.11 1985 г., 09^h19^m UT

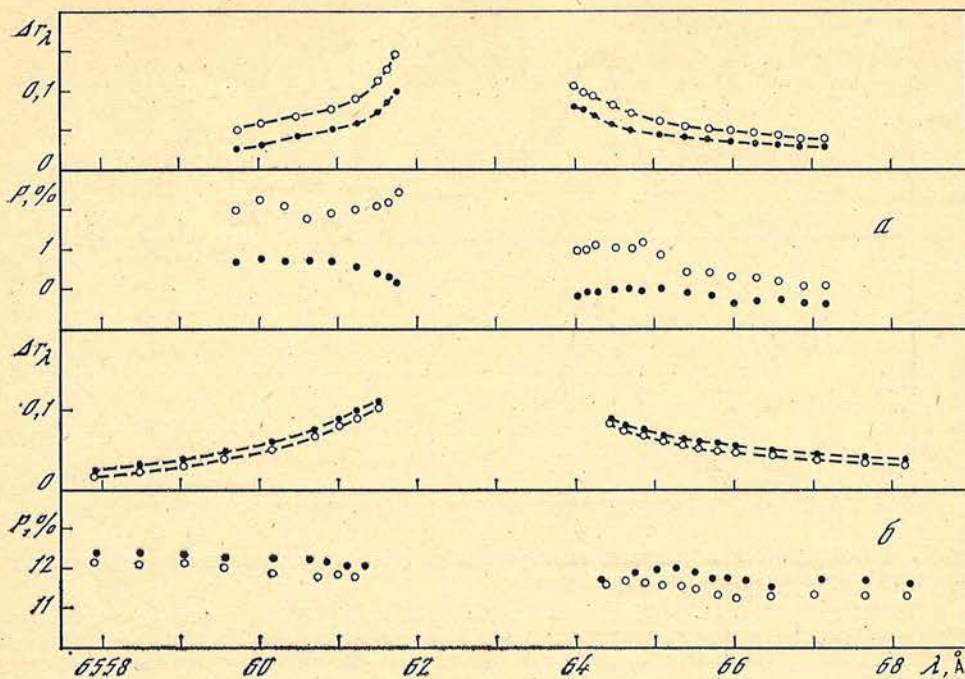


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для усов 14.11 1985 г., 08^h07^m32^s UT

рех спектров. Фотометрические разрезы делались вдоль направления дисперсии. Для выявления наличия поляризации каждая пара ортогонально поляризованных спектрограмм обрабатывалась по такой же методике, как и в [13]. В результате мы получили ход степени поляризации с длиной волны для фотометрических разрезов вдоль эмиссии усов и ход с длиной волны инструментальной поляризации (для определения которой использовался спектр невозмущенной области солнечного диска на тех же спектрограммах). Примеры полученных распределений представлены на рис. 3 и 4.

Фотометрия усов вдоль направления дисперсии показала, что в тех случаях, когда эмиссия поляризована, поляризация наблюдается по всему контуру, и ее распределение с длиной волны имеет такой же вид, как и распределение интенсивности. Это говорит о том, что поляризована именно эмиссия усов, так как ее вклад в интенсивность растет к центру линии H_{α} до расстояния примерно 1 Å. Вопрос о поляризации полосок непрерывной эмиссии, которые часто являются продолжением усов, требует специального рассмотрения, так как в некоторых случаях была обнаружена линейная поляризация ядер непрерывной эмиссии [14].

Для определения параметров линейной поляризации эмиссии мы выделяли «чистую» эмиссию усов, т. е. вычитали из наблюдаемого эмиссионного контура контур линии H_{α} в невозмущенной фотосфере. Так как нам неизвестен контур H_{α} , на который накладывается эмиссия усов, то в качестве вычитаемого мы брали средний контур H_{α} в невозмущенной фотосфере. Мы получали его путем усреднения трех-четырех контуров H_{α} , полученных при фотометрических разрезах активной области вблизи усов (с обеих сторон от эмиссии). Примеры распределения с длиной волны избыточной эмиссии усов Δr_{λ} , приведенной к непрерывному спектру, в ортогонально поляризованных парах спектров III и IV порядков также приведены на рис. 3 и 4.

При фотометрии обнаруживается, что эмиссия резких четких усов имеет одинаковый вид на спектрах в разных поляризациях. Но в некоторых случаях вид эмиссий настолько различен, что даже трудно отождествить одни и те же тонкоструктурные детали и выбрать фотометрируемый участок. Поэтому для ряда усов были сделаны фотометрические разрезы перпендикулярно направлению дисперсии. Примеры таких разрезов приведены на рис. 5 и 6. Метод обработки аналогичен примененному в [15]. Из рис. 6 видно, что

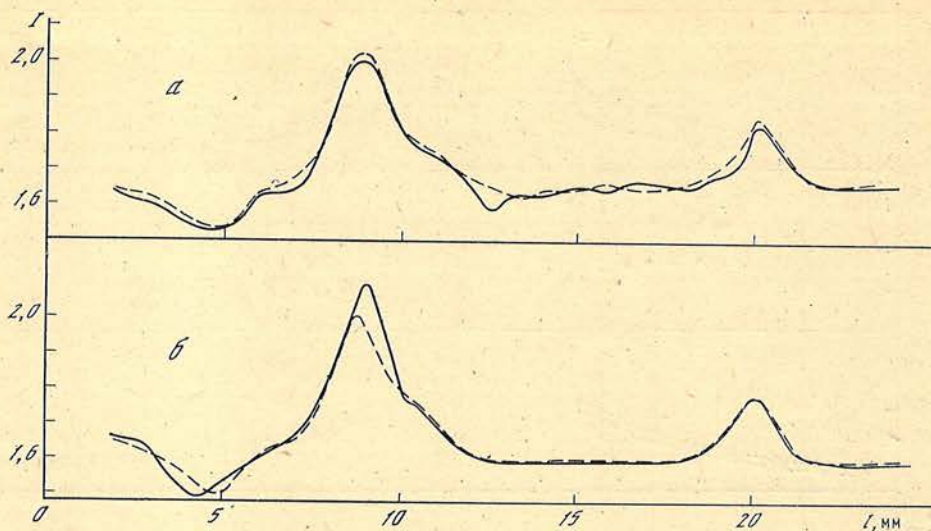


Рис. 5. Фотометрические разрезы спектрограммы усов перпендикулярно направлению дисперсии в ортогональных поляризациях

a — в IV порядке спектра, *b* — в III порядке. Усы 14.11 1985 г., 09^h10^m UT, красное крыло. Сплошные и штриховые линии — в свете обыкновенного и необыкновенного луча. По оси абсцисс — расстояния на регистрограмме, отсчитываемые от репера; по оси ординат — интенсивности в произвольных единицах

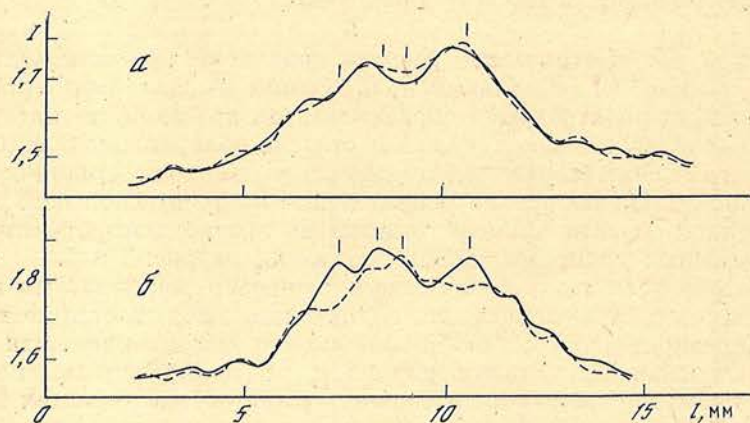


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но для усов 14.11 1985 г., 07^h31^m31^s UT, синее крыло

На рис. *a* черточками указаны места, соответствующие тонкоструктурным элементам, отмеченным на рис. *b*

в тех случаях, когда усы имеют довольно большие размеры, они состоят из отдельных, различным образом поляризованных элементов. Реальность таких элементов подтверждается их почти полной повторяемостью на двух спектрограммах, полученных с интервалом 1^m20^s. Такие записи поперек дисперсии позволяют определить параметры линейной поляризации в данной длине волны для отдельных поляризованных элементов.

3. Вычисление параметров поляризации

Рассмотрим теперь поляризационные характеристики нашего анализатора линейной поляризации с помощью параметров Стокса. Расположив перед входной щелью спектрографа поляризатор с известным направлением оси пропускания и наблюдая в фокальной плоскости спектрографа поляризационные спектры, вращением поляризатора добиваемся их последовательного гашения, откуда находим ориентацию колебаний электрического вектора в регистрируемом свете на каждой из четырех поляризационных спектрограмм. Вводя

параметры Стокса I, Q, U относительно горизонтальной и вертикальной осей общепринятым способом, мы нашли, что в III порядке регистрируется излучение: на верхнем спектре $I_v = 0,5 (I - Q)$, на нижнем $I_n = 0,5 (I + Q)$, а в IV порядке: $I_v = 0,5 (I + U)$, $I_n = 0,5 (I - U)$.

Разности интенсивностей на соответствующих изображениях, отнесенные к их сумме, дают относительные величины Q/I и U/I :

$$(I_n - I_v)/(I_n + I_v) = Q/I \text{ (спектры III порядка),}$$

$$(I_v - I_n)/(I_v + I_n) = U/I \text{ (спектры IV порядка).}$$

Для определения γ , угла между направлением колебаний электрического вектора и горизонтальной осью (отсчитываемого против часовой стрелки), и P , степени поляризации, воспользуемся известными соотношениями, связывающими их с параметрами Стокса:

$$Q/I = P \cos 2\gamma, \quad U/I = P \sin 2\gamma \text{ и } P = (Q^2 + U^2)^{1/2}/I.$$

Результаты вычислений представлены в таблице, ψ — азимут плоскости колебаний электрического вектора, отсчитываемый от направления на центр солнечного диска по ходу E — N — W — S. В примечаниях отмечены направления фотометрических разрезов при обработке спектрограмм, а также яркость усов.

$P, \%$	$\psi, \text{град}$	Направление разреза	Яркость усов	$P, \%$	$\psi, \text{град}$	Направление разреза	Яркость усов
22	116	Поперек дисперсии	Скопление усов	10	67	То же	Яркие
12	96	То же	»	24	57	»	Слабые
5	-10	»	»	8	78	Поперек дисперсии	Скопление усов
17	116	»	»	10	82	То же	»
2	75	»	»	8	124	»	»
4	115	»	»	8	128	»	Слабые
7	93	»	»	10	90	»	Яркие
3	-16	»	»	6	-35	»	Слабые
4	33	»	Яркие	18	69	Вдоль дисперсии	Яркие
24	120	»	Слабые			То же	
11	112	»	Яркие	16	79	То же	Слабые
11	-2	»	Слабые	9	69	Поперек дисперсии	Яркие
2	72	»	Яркие			То же	
4	88	»	»	12	86	То же	Слабые
16	92	Вдоль дисперсии	»	12	58	»	Яркие
		То же	Слабые	13	-13	»	Слабые
17	29			16	72	Вдоль дисперсии	Яркие

4. Обсуждение результатов

Нашей задачей была отработка методики наблюдений и обработки для определения параметров линейной поляризации эмиссионных образований.

Наблюдения усов выполнены только для одной активной области. Полученные величины степени поляризации усов и направления колебаний электрического вектора изменяются в довольно широких пределах.

Представленное на гистограмме (рис. 7) распределение наблюдаемых азимутов плоскости поляризации исследуемых усов относительно направления на центр солнечного диска указывает на то, что в данной активной области направление поляризации для большинства случаев ближе к 90° . Тем не менее изменение азимутов в значительных пределах (даже для близких усов) может указывать на связь направлений плоскости поляризации с направлением магнитного поля. Поскольку усы появляются в местах скрещения или разветвления магнитных полей противоположных направлений, то естественно разнообразие азимутов плоскости поляризации. С другой стороны, усы связаны с выходом нового магнитного поля (AFS структуры). Исследо-

вания AFS показывают, что выходящие арки магнитного поля испытывают существенные изменения ориентации в течение ~ 20 мин [9].

Трудно оценить ошибки определений искомым параметров поляризации, так как они зависят от ряда факторов: а) яркости усов (чем выше яркость, тем увереннее определяется $\Delta\gamma_\lambda$), б) резкости (четкость) усов (особенно при фотометрии вдоль дисперсии), в) структурности усов. Заметные ошибки в измерениях могут внести полосы непрерывной эмиссии, на которые накладывается эмиссия усов (так как сами ядра непрерывной эмиссии могут быть поляризованными), а также неточности в определении невозмущенного контура.

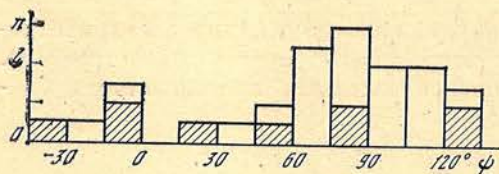


Рис. 7. Распределение наблюдаемых азимутов плоскости поляризации исследуемых усов относительно направления на центр солнечного диска (заштриховано — для «слабых» усов)

Из проведенного исследования можно сделать следующие выводы:

1. Эмиссия усов поляризована по всему контуру, степень поляризации иногда превышает 20%.
2. Направление плоскости поляризации различно для разных усов, наблюдаемых в одной и той же активной области, и изменяется в значительных пределах даже для близких усов. Это может указывать на его связь с направлением магнитного поля.
3. Некоторые крупные усы состоят из отдельных структурных элементов, показывающих различную поляризацию.
4. Предложена методика получения наблюдательного материала, позволяющего определить все параметры линейной поляризации солнечных образований.

Авторы благодарны академику А. Б. Северному и сотрудникам отдела физики Солнца за обсуждение результатов.

Май 1986 г.

Литература

1. Северный А. Б. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1957, т. 17, с. 129—161.
2. Северный А. Б. — Астрон. журн., 1956, т. 33, с. 74—79.
3. Severny A. B. — Symp. 22 IAU, Rottach — Eggern, Sept. 1—10, 1963.
4. Коваль А. Н. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1965, т. 34, с. 278—287.
5. Бабин А. Н., Коваль А. Н. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 73, с. 3—8.
6. Babin A. N., Koval A. N. — Solar Phys., 1985, vol. 98, p. 159—161.
7. Бабин А. Н., Коваль А. Н. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1986, т. 75, с. 52—59.
8. Bruzek A. — Solar Phys., 1967, vol. 2, p. 451—461.
9. Weart S., Zirin H. — Publ. Astron. Soc. Pacific, 1969, vol. 81, p. 270—273.
10. Бабин А. Н. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1974, т. 52, с. 88—91.
11. Kurokawa H., Kawaguchi J., Funakashi Y., Nakai Y. — Solar Phys., 1982, vol. 79, p. 77—84.
12. Pierce A. K. — Appl. Opt., 1964, vol. 3, N 12, p. 1337—1346.
13. Бабин А. Н., Коваль А. Н. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, с. 89—102.
14. Северный А. Б., Хохлова В. Л. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1958, т. 20, с. 67—73.
15. Бабин А. Н., Коваль А. Н. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 70, с. 3—8.

УДК 523.98

КРУТИЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

С. И. Гопасюк, Г. В. Лямова¹

Изучено вращение пятен по фотогелиограммам, полученным в КАО по программе «Служба Солнца» в 1970—1982 гг. Для этого были отобраны одиночные пятна и простые по структуре полутени и тени пятна в сложных группах. Показано, что крутильные колебания пятен не уникальное, а, скорее, характерное явление их состояния. Спектр колебаний по периодам и амплитудам довольно широкий (амплитуды заключены в пределах $4-68^\circ$, а периоды — в пределах 2—26 сут). Спектр колебаний одиночных пятен отличается от спектра колебаний пятен в группах. В среднем амплитуда колебаний увеличивается с ростом периода.

К максимуму солнечной активности растут в среднем период и амплитуда крутильных колебаний пятен независимо от их принадлежности к классу группы. Сделан вывод, что в годы минимума солнечной активности образование пятен связано с выходом магнитных трубок из менее глубоких слоев. По мере приближения к максимуму активности Солнца вынос магнитных трубок идет из все более и более глубоких слоев. В годы максимума конвективные движения имеют выше скорость и больше размеры конвективных элементов.

TORSIONAL OSCILLATIONS OF SUNSPOTS, by S. I. Gopasyuk, G. V. Lyamova.— Using the photoheliograms obtained in 1970—1982 at the Crimean Astrophysical observatory according to the program «Sluzhba Solntsa» the sunspots rotation has been studied. Single spots and spots with the simple penumbrae and umbrae in complex groups have been selected. It has been shown, that torsional oscillations of sunspots are not unique, but rather a characteristic state. The spectrum of oscillations in periods and amplitudes is rather wide (amplitudes cover the range from 4 to 68° , the periods are as long as 2—26 days). The spectrum of single spots oscillations differs from that of spots in groups. On the average the amplitude of oscillations increases with the period. At the maximum of solar activity the period and amplitude of torsional oscillations of sunspots are increasing independently on the class they belong to. This fact permitted us to conclude, that during the minimum of solar activity the magnetic flux tube that formed sunspot rised to the surface of the sun from not very deep layers. With the approach of maximum activity of the Sun the rise of magnetic flux tubes involves more and more deep layers. This in turn leads to conclusion, that during maximum solar activity the convective motions have higher velocities and the dimensions of convective elements enlarge.

К настоящему времени уже имеется достаточно много работ, посвященных изучению вращения пятен [1—16]. Часть из них [1—4, 7—10, 14, 15] выполнена по данным наблюдений лучевых скоростей, а другая [5, 6, 11—13, 16] — по фотогелиограммам.

Еще Эвершед [1] по своим спектроскопическим наблюдениям, которые позволили открыть движения газа в полутени пятен, иногда обнаруживал очень слабую азимутальную составляющую — составляющую скорости вращения газа в пятне. Абетти [2] не только подтвердил эти результаты, но и нашел, что азимутальная составляющая скорости присутствует во всех пятнах. Среднее ее значение составляет около 1 км/с. Напротив, некоторые из исследователей [3] приходили к выводу, что если азимутальная составляющая скорости и присутствует в пятнах, то она не превышает величины ошибок

¹ Уральский государственный университет.

измерений. Более поздние исследования [8] показали, что скорость вращения газа в большом одиночном пятне превышала 1 км/с и наблюдалась на протяжении всего времени прохождения его по диску Солнца. Скорость вращения пятен, найденная по фотогелиограммам, может достигать 30—40° в сутки [5], а иногда даже более 60° [6, 16].

Только в одном случае были сопоставлены данные о вращении пятен, найденные по лучевым скоростям и фотогелиограммам [9]. В количественном отношении различие оказалось очень большим: скорость вращения пятен, найденная по скорости вращения газа, примерно в шесть раз превосходила скорость вращения пятна, определенную по фотогелиограммам. Однако качественно соотношение между обеими этими скоростями было хорошим и подтвердило достоверность определения вращения пятен по фотогелиограммам.

Противоречивость результатов определения вращения пятен на основании спектроскопических наблюдений способствовала в какой-то мере установлению мнения, что вращение пятен — уникальное явление. Поэтому, вероятно, до недавнего времени проблеме вращения пятен уделялось недостаточно внимания.

Интерес к проблеме вращения пятен в последнее время возрос. Этому, во-первых, способствовало выявление связи вспышечной активности с вращением пятен [5], во-вторых, обнаружение крутильных колебаний пятен с периодом около 6 сут [9, 10] и осознание важности информации, которая может быть получена отсюда, для понимания процессов, приводящих к возникновению солнечной активности в целом [17, 18]. Ниже мы изучаем вращение пятен по фотогелиограммам.

1. Материал наблюдений и методика определения вращения пятен

Используемый здесь наблюдательный материал — фотогелиограммы, полученные в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР по программе «Служба Солнца» за 1970—1982 гг. Диаметр изображения Солнца на фотогелиограммах составлял 70 мм. Для того чтобы избежать в возможно большей степени эффекта проекции и тем самым повысить точность определения вращения пятна, при отборе мы ограничились рассмотрением пятен в интервале долгот $\pm 40^\circ$ от центрального меридиана, и только в отдельных случаях пятна прослеживались в пределах $\pm 50^\circ$. Для изучения вращения вначале было отобрано 243 пятна. Это пятна одиночные и главным образом простые по структуре полутени и тени в сложных группах.

Изображения пятен были увеличены в 20 раз. Через центр характерной детали пятна, которая прослеживалась на протяжении всех дней, и центр самого ядра проводилась прямая. Для пятен, имевших вытянутую форму, прямая проводилась вдоль вытянутости. Она делила тень пятна примерно на равные части. Во всех случаях, проведенную прямую мы называем «осью пятна». Для значительной части отобранных пятен ось пятна нельзя было установить вообще либо она проводилась неуверенно. К ним относились: 1) пятна правильной круглой формы, 2) пятна, имевшие несколько ядер в полутени весьма неправильной формы, и 3) пятна, сильно менявшиеся в процессе прохождения по диску Солнца. После исключения таких пятен и тех, для которых время наблюдения было менее четырех дней, осталось 154 пятна. По данным зарисовок этих пятен измерялся угол φ между осью пятна и линией солнечного экватора. Так как снимки Солнца получались один раз в день, то временной интервал между соседними определениями φ для данного пятна составлял примерно одни сутки.

Данные измерений φ для каждого пятна были представлены в виде зависимости от времени. Эти изменения угла φ мы принимаем за вращение пятен. Просмотр временных зависимостей показал изменения угла φ , близкие к периодическим. Для каждой временной зависимости методом наименьших квадратов была подобрана своя синусоида:

$$\varphi = \varphi_0 \sin\left(\frac{2\pi t}{P} + \alpha_0\right) + \varphi_1,$$

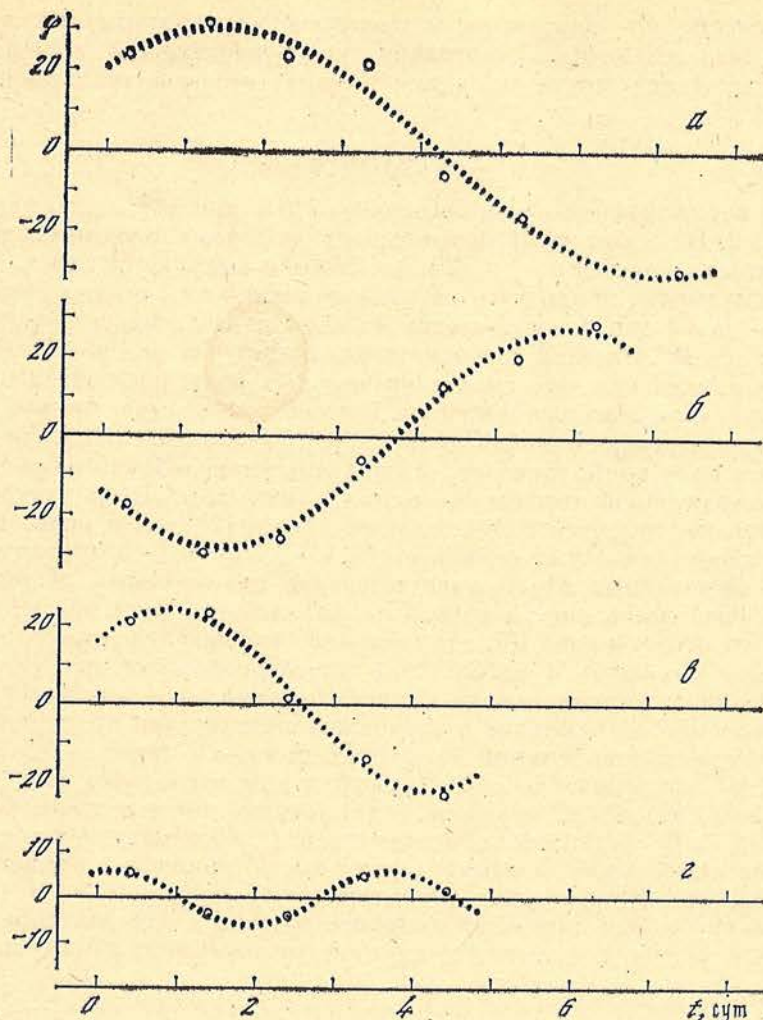


Рис. 1. Примеры вращения пятен (измерения — точки) и аппроксимация их синусоидой (пунктирная линия)

а: 27.07—03.08 1971 г., $P = 11,2$ сут, $\varphi_0 = 31,5^\circ$; б: 05—11.09 1970 г., $P = 8,9$ сут, $\varphi_0 = 27,5^\circ$; в: 06—10.05 1974 г., $P = 6,5$ сут, $\varphi_0 = 23,3^\circ$; г: 10—14.05 1976 г., $P = 3,5$ сут, $\varphi_0 = 6,9^\circ$

т. е. определены амплитуда φ_0 , период P , начальная фаза α_0 и сдвиг φ_1 . Расчеты были проведены для 131 пятна на малой ЭВМ «Наири-К». В табл. 1 дано распределение этих пятен по годам.

Примеры аппроксимации временных зависимостей синусоидой, т. е. вращения пятен с разными периодами P и амплитудами φ_0 приведены на рис. 1. Они показывают, что ось пятна действительно испытывает периодические повороты. Их мы классифицируем как крутильные колебания пятен. Иногда повороты оси пятна происходят с нарастанием или уменьшением амплитуды.

Таблица 1

Год	Число пятен	Год	Число пятен	Год	Число пятен
1970	15	1975	1	1979	21
1971	4	1976	4	1980	19
1972	11	1977	7	1981	12
1973	6	1978	18	1982	7
1974	6				

Не исключено, что нарастание и уменьшение амплитуды могут быть у одного и того же пятна. Но ограниченность наблюдений во времени (за время прохождения пятна по диску Солнца) не позволяет выявить этот эффект.

2. Результаты

Общие распределения пятен по периодам P и амплитудам φ_0 представлены на рис. 2. На левом распределении мы видим, что период крутильных колебаний пятен меняется от 2 до 26 сут. На нем выявляется два максимума. Основной максимум приходится на период около 6 сут, и менее четко выраженный — на 13 сут. Распределение по амплитудам (справа) имеем максимум при $\varphi_0 \approx 12^\circ$, а амплитуды заключены в пределах от 4 до 68° . Оба распределения показывают, что спектр крутильных колебаний пятен по периодам и амплитудам довольно широкий. И то обстоятельство, что все отобранные пятна, для которых можно было провести ось пятна, показали наличие крутильных колебаний, означает, что крутильные колебания не уникальное, а скорее характерное явление состояния пятен. Этот вывод подкрепляется как спектроскопическими наблюдениями Абетти [2], так и более поздними фотоэлектрическими исследованиями [4, 7—9, 14, 15], показавшими, что у всех исследованных пятен присутствовала азимутальная составляющая скорости. Реальность определяемого по фотогелиограммам вращения пятен следует и из исследований [5], где показано, что магнитное поле пятна закручивалось в спираль в направлении противоположном вращению пятна. А закрученное в спираль поле раскручивалось при вращении пятна в обратном направлении. Заключение о возможном присутствии крутильных колебаний в трубке силовых линий магнитного поля — в пятне — было сделано Северным [19] на основании изучения структуры магнитного поля.

Оказалось, что между периодом и амплитудой имеется связь. Она показана на рис. 3. Коэффициент корреляции равен 0,60. Найденная связь между периодом и амплитудой показывает, что с ростом периода в среднем статистически увеличивается линейно амплитуда колебаний.

Период свободных колебаний линейной системы с однородными параметрами, как известно, не зависит от амплитуды колебаний: амплитуда колеба-

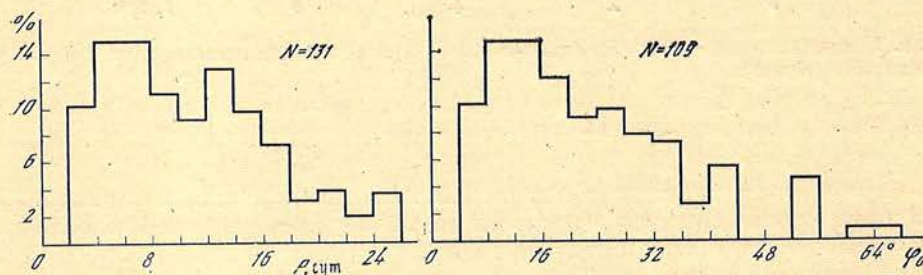


Рис. 2. Распределения полного числа пятен по периодам (слева) и амплитудам (справа). N — число случаев

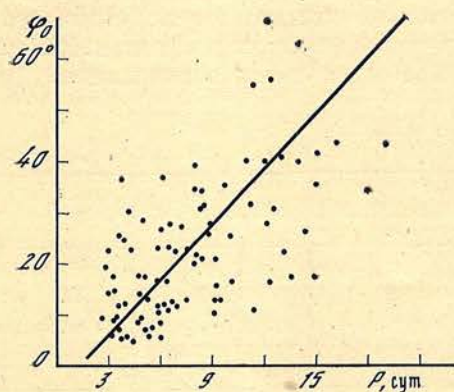


Рис. 3. Зависимость амплитуды φ_0 от периода P

Точки — данные определений, прямая проведена методом наименьших квадратов

ний определяется начальными условиями, а период — «жесткостью» системы. Наиболее существенное обстоятельство, с которым приходится встречаться в свободных колебаниях нелинейных систем (систем с неоднородными характеристиками), заключается в том, что при нелинейности характеристик

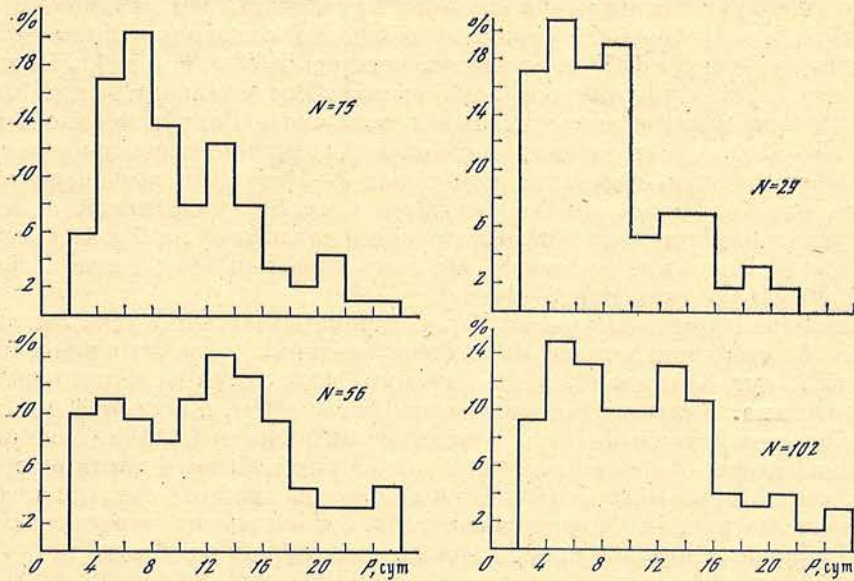


Рис. 4. Распределение пятен (максимум + минимум солнечной активности) по периодам
Вверху — пятна в группах, внизу — одиночные пятна

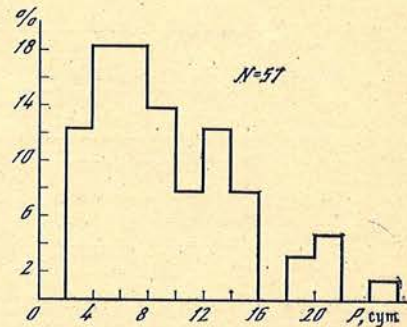
Рис. 5. Распределения пятен (одиночные + пятна в группах) по периодам
Вверху — для минимума, внизу — для максимума солнечной активности

Рис. 6. Распределение пятен в группах по периодам (максимум солнечной активности)

системы собственная частота колебаний уже не является независимой от амплитуды колебаний [20]. Зависимость амплитуды от периода колебаний возможна также и при сильных затуханиях колебаний [20]. Поэтому изучение зависимости период—амплитуда для крутильных колебаний пятен позволит получить информацию о неоднородности характеристик системы, т. е. в данном случае характеристики магнитных трубок с плазмой, образующих пятна на поверхности Солнца.

Наличие двух явно выраженных максимумов в распределении полного числа пятен по периодам (см. слева на рис. 2) позволило заподозрить, что имеется несколько классов пятен, различающихся характеристиками крутильных колебаний. В связи с этим были выделены одиночные пятна и пятна в группах. На рис. 4 приведены распределения по периодам для пятен в группах (вверху) и отдельно для одиночных пятен. Распределение для пятен в группах имеет основной максимум в области периодов около 7 сут. Намечается еще два слабых максимума на периодах 13 и 21 сут, но им пока что существенного значения придавать не следует.

В распределении по периодам одиночных пятен имеется четко выделенных два максимума. Основной максимум приходится на период около 14 сут, и более слабый максимум — на период около 5 сут. Уместно отметить, что для одиночных пятен связь периода с амплитудой крутильных колебаний более тесная (коэффициент корреляции 0,72), чем для пятен в группах (коэффициент корреляции 0,54). Из этого следует, что крутильные коле-



бания одиночных пятен и пятен в группах обладают действительно разными особенностями.

Вторая особенность крутильных колебаний пятен связана с циклом солнечной активности. На рис. 5 показаны распределения пятен по периодам в годы минимума и максимума солнечной активности без разделения их на одиночные и в группах. К минимуму солнечной активности были отнесены все пятна за период с 1973 г. по первую четверть 1978 г. (см. табл. 1), для которых число Вольфа не превышало 60 единиц. Все остальные пятна были отнесены к максимуму активности. В эти годы число Вольфа менялось в пределах 60—150. В годы минимума солнечной активности подавляющая доля пятен имеет периоды колебаний в пределах 2—10 сут (без выраженного максимума, рис. 5). Распределение для пятен в максимуме активности, если не принимать во внимание два незначительных максимума на 6 и 13 сут, имеет тоже широкий плоский максимум. Но здесь основная часть пятен сосредоточена в интервале периодов 2—16 сут.

Сравнение обоих распределений рис. 5 показывает, что в годы максимума солнечной активности велика доля пятен с большими периодами колебаний — от 10 до 16 сут. Тогда как в годы минимума доля пятен с такими периодами незначительна. Казалось бы, увеличение числа пятен с колебаниями, имеющими большие периоды, в годы максимума активности Солнца (нижняя гистограмма на рис. 5) можно связать с возможным избытком числа одиночных пятен, для которых имеется максимум на периоде около 14 сут (нижнее распределение на рис. 4). Однако данные табл. 2 показывают, что относительное число одиночных пятен в процентном отношении как от общего числа (максимум + минимум), так и в минимуме и максимуме солнечной активности в пределах 3% оказалось одинаковым и составляло 41—43%. Естественно, такое объяснение отпадает. То, что в максимуме солнечной активности увеличивается число пятен в группах с большим периодом колебаний (10—16 сут), подтверждают и данные рис. 6. Представленное на рис. 6 распределение по периодам пятен в группах относится к максимуму активности.

Таблица 2

Фаза цикла солнечной активности	Число пятен		
	общее	одиночных	в группах
Максимум + минимум	131	56 (42,9%)	75 (57,1%)
Минимум	29	12 (41,4%)	17 (58,6%)
Максимум	102	45 (44,1%)	57 (55,9%)

Таким образом, в годы максимума активности по сравнению с минимумом активности Солнца значительно увеличивается число пятен и в группах, и одиночных с большим периодом колебаний — от 10 до 16 сут. Это число пятен сравнимо с числом пятен, имеющих период в интервале $P = 2 \div \div 10$ сут.

3. Обсуждение результатов

В табл. 3 собраны средние характеристики (период \bar{P} и амплитуда $\bar{\varphi}_0$) для разных классов пятен и для разных фаз цикла солнечной активности. Среднее значение периода по всем пятнам составляет 10,9 сут, а значение средней амплитуды около $22,6^\circ$. Величина периода по нашим данным получилась несколько больше, а амплитуда — несколько меньше тех величин, которые были определены в [16] по 17 пятнам. Вероятно, это связано с большей селекцией собранных в [16] пятен. Обращают на себя внимание данные второй и третьей строк. Для всех пятен в группах средний период составляет 9,6 сут, а для всех одиночных пятен 11,9 сут, т. е. средний период колебаний пятен в группах короче, чем для одиночных пятен. В то же время амплитуда колебаний пятен в группах ($\bar{\varphi}_0 \approx 24,7^\circ$) выше амплитуды колебаний

Таблица 3

Фаза цикла солнечной активности	Вид пятен	\bar{P} , сут.	$\bar{\varphi}_0$, град
Максимум + минимум	Одиночные + в группах	10,9	22,6
	В группах	9,6	24,7
	Одиночные	11,9	17,7
Минимум	Одиночные + в группах	8,3	18,1
Максимум	То же	11,0	23,3
Максимум	В группах	9,7	26,1

одиночных пятен ($\bar{\varphi}_0 \approx 17,7^\circ$). Это означает, что интенсивность крутильных колебаний и тех процессов, которые вызывают их, ниже интенсивности процессов, вызывающих колебания в группах.

В минимуме солнечной активности в среднем по всем пятнам период колебаний $\bar{P} \approx 8,3$ сут и средняя амплитуда $\bar{\varphi}_0 \approx 18,1^\circ$ (строка 4). Эти значения меньше тех, которые получились по всем пятнам в максимуме активности ($\bar{P} \approx 11,0$ сут и $\varphi_0 23^\circ,3$, строка 5). То, что к максимуму солнечной активности увеличиваются в среднем период и амплитуда колебаний пятен независимо от их принадлежности к классу группы, подтверждают данные последней строки табл. 3, где содержатся данные только для пятен в группах для максимума активности: здесь период \bar{P} и амплитуда $\bar{\varphi}_0$ больше, чем в годы минимума активности. Увеличение амплитуды колебаний с переходом от минимума к максимуму солнечной активности отражает усиление процессов, ответственных за появление этих колебаний.

Крутильные колебания в плазме с магнитным полем возможны только благодаря упругим силам магнитного поля, стремящимся возратить смещенную массу газа в исходное состояние. В результате возмущение распространяется вдоль магнитных силовых линий со скоростью волны Альвена. Период свободных колебаний такой системы связан с длиной магнитной трубки, напряженностью магнитного поля и плотностью плазмы в ней [21]. Предположим, что напряженность магнитного поля и плотность плазмы в магнитных трубках, образующих разные пятна на поверхности Солнца, одинаковы. Тогда период колебаний полностью определяет длину магнитной трубки. Причем, чем больше период колебаний, тем длиннее магнитная трубка. Из этого мы заключаем, что магнитные трубки, образующие одиночные пятна на поверхности Солнца, в среднем длиннее тех, которые образуют пятна в группах. Магнитные трубки, образующие пятна в минимуме солнечной активности, самые короткие (средний период наименьший). С переходом к максимуму активности Солнца средний период становится больше, а это означает, что длина магнитной трубки увеличивается.

В [17] было показано, что в магнитной трубке, расположенной в недрах Солнца под значительным углом к его радиусу, крутильная волна с периодом в несколько дней испытывает сильное гравитационное затухание. Это связано с тем, что энергия волны в неоднородной гравитирующей атмосфере расходуется на работу против сил тяжести. Но так как крутильная волна наблюдается достаточно длительное время, то это привело к заключению [17], что магнитная трубка должна располагаться в глубоких слоях Солнца преимущественно вертикально. В таком случае увеличение периода (длины трубки) означает увеличение глубины, из которой выходит магнитная петля. Так что в годы минимума солнечной активности образование пятен в фотосфере связано с выходом магнитных петель из более близких к поверхности слоев. По мере приближения к максимуму активности вынос магнитных петель идет из все более и более глубоких слоев, т. е., другими словами, магнитная зона внутри Солнца, которая ответственна за образование пятен в фотосфере, к максимуму активности расширяется главным образом в глубь Солнца.

Вынос магнитных петель из недр Солнца на поверхность обусловлен конвективными движениями. В годы максимума активности вынос магнитных трубок происходит с больших глубин и амплитуды колебаний больше, чем в годы минимума. Это в свою очередь приводит к выводу, что конвективные движения в годы максимума становятся более интенсивными, т. е. скорости выше и размеры конвективных элементов больше.

Заключение

Изучение фотогелиограмм показало, что вращение (точнее, крутильные колебания пятен) не уникальное, а скорее характерное явление их существования. Спектр колебаний по периодам и амплитудам довольно широкий (амплитуды заключены в пределах $4-68^\circ$, а периоды — в пределах 2—26 сут). Спектр колебаний одиночных пятен отличается от спектра колебаний пятен в группах.

Между периодом и амплитудой колебаний имеется линейная связь: с ростом периода в среднем увеличивается амплитуда колебаний. Наличие такой связи возможно в системах с неоднородными характеристиками или в случае сильного затухания волн. Изучение связи период—амплитуда позволит определить характеристики магнитных трубок с плазмой, образующих пятна на поверхности Солнца.

К максимуму солнечной активности увеличиваются в среднем период и амплитуда крутильных колебаний пятен независимо от их принадлежности к классу группы. Это позволило сделать вывод, что в годы минимума активности образование пятен в фотосфере связано с выходом магнитных трубок из более близких к поверхности слоев. По мере приближения к максимуму солнечной активности вынос магнитных петель идет из все более и более глубоких слоев. Это в свою очередь привело к заключению, что конвективные движения в годы максимума становятся более интенсивными — скорости выше и размеры конвективных элементов больше.

Авторы приносят глубокую благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение работы, С. Ю. Гордой и А. А. Калинин за предоставление программы по аппроксимации данных наблюдений синусоидой и Н. И. Шевакиной за помощь в обработке данных измерений и подготовку статьи к печати.

17 апреля 1986 г.

Литература

1. *Evershed J.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1909, vol. 69, N 5, p. 454—457.
2. *Abetti G.*— In: The Sun. L.: Faber and Faber, 1957, p. 151—159.
3. *Kinman T. D.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1952, vol. 112, N 4, p. 425—444.
4. *Гуклин Г. В., Степанов В. Е.*— Солнечные данные, 1963, № 1, с. 55—67.
5. *Гопасюк С. И.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1965, т. 33, с. 100—110.
6. *Miller R. A.*— Solar Phys., 1971, vol. 16, N 2, p. 373—378.
7. *Котлов В. А.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1976, т. 54, с. 184—200.
8. *Гопасюк С. И.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 57, с. 107—121.
9. *Гопасюк С. И.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1981, т. 64, с. 108—118.
10. *Gopasyuk S. I.*— In: Sun and Planetary System. Dordrecht: D. Reidel Publ. Co, 1982, p. 125—126.
11. *Korobova Z. B.*— World Data Cent. A. Solar-Terr. Phys. Rep., 1982, N 83, pt 3, p. 13—14.
12. *Kučera A.*— Bul. Astron. Inst. Českosl., 1982, vol. 33, N 6, p. 345—349.
13. *Antalova A.*— Bul. Astron. Inst. Českosl., 1983, vol. 34, N 2, p. 96—99.
14. *Гопасюк С. И.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 73, с. 9—15.
15. *Гопасюк С. И., Лазарева Л. Ф.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1986, т. 74, с. 84—92.
16. *Певцов А. А., Самтаров И. С.*— Солнечные данные, 1985, № 3, с. 65—71.
17. *Гопасюк С. И.*— Астрон. журн., 1984, т. 61, вып. 1, с. 157—162.
18. *Соловьев А. А.*— Солнечные данные, 1984, № 1, с. 73—78.
19. *Северный А. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1965, т. 33, с. 34—79.
20. *Ден-Гартог Дж. П.*— В кн.: Механические колебания. М.: ГИФМЛ, 1960, с. 472—508.
21. *Франк-Каменецкий Д. А.*— В кн.: Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1968, с. 154—160.

УДК 523.746

МОДЕЛЬ ПЯТНА И ВСПЫШКИ НАД ПЯТНОМ

Э. А. Барановский, З. А. Щербакова

Профили крыльев линий H, K, $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$ Ca II, полученные для двух пятен, используются для расчетов фотосферной части модели пятна и для определения величины дополнительного поглощения в непрерывном спектре в области 3900—4000 Å. Полученная величина дополнительного поглощения в 2—4 раза превосходит величину поглощения отрицательными ионами водорода.

По профилям центральных частей линий Ca II и линий H $_{\alpha}$, H $_{\beta}$, H $_{\delta}$ рассчитана модель хромосферы над пятном. Рассчитаны также модели для двух вспышек, расположенных над пятнами. Модели вспышек определены по профилям линий H, K, $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$ Ca II и H $_{\gamma}$. При расчетах моделей хромосферы (пятен и вспышек) применяется программа не-LTP анализа спектра.

THE MODEL OF SUNSPOT AND OF THE FLARE ABOVE SUNSPOT, by E. A. Baranovsky, Z. A. Shcherbakova.— The profiles of Ca II lines H, K, $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$ are obtained for two sunspots. The wings of these line profiles are used for umbra model photosphere calculations and for derivation of the opacity enhancement in the continuum (3900—4000 Å). The additional opacity is found to be 2—4 times the opacity caused by H $^{-}$ ions.

The umbra model chromosphere is calculated on the basis of the central parts of the Ca II lines and the lines H $_{\alpha}$, H $_{\beta}$, H $_{\delta}$. The flare model chromosphere for two flares, situated above the spots, is also derived. For these latter calculations the line profiles of H, K, $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$ Ca II and H $_{\gamma}$ were used. For the sunspot and flare chromosphere modelling we use the program of non-LTE spectra synthesis.

В настоящее время имеется много моделей пятен (фотосферной части пятен, т. е. тех слоев, где образуется непрерывный спектр), рассчитанных разными авторами. Несмотря на это, остается еще немало неясных и спорных вопросов. Одной из нерешенных проблем является наличие дополнительного поглощения в непрерывном спектре. В [1] было показано, что трудности согласования наблюдаемых и теоретических интенсивностей непрерывного спектра пятен снимаются при допущении, что в области спектра $\lambda < 1$ мкм имеется дополнительное поглощение, возрастающее с уменьшением длины волны. Для $\lambda = 5000$ Å величина $q_{\lambda} = k_{\lambda}/k_{\lambda}(H^{-})$ достигает 1,75; $k_{\lambda} = k_{\lambda}(M) + k_{\lambda}(H^{-})$, $k_{\lambda}(M)$ — дополнительное поглощение, $k_{\lambda}(H^{-})$ — непрерывное поглощение отрицательными ионами водорода.

В [2] авторы нашли, что градиент температуры в модели, необходимый для объяснения профилей инфракрасного триплета Ca II, совершенно не подходит для интерпретации других линий — Fe I 5434, Na D, K 7699. Получить хорошее согласие одновременно для всех линий удастся только с учетом дополнительного поглощения, постулированного в [1].

В [3] для нескольких пятен наблюдалась линия Fe I 4963,6. Теоретические профили этой линии, рассчитанные для нескольких моделей, согласуются с наблюдаемыми только при допущении о дополнительном поглощении. Авторы получили для величины $q_{\lambda} = k_{\lambda}/k_{\lambda}(H^{-})$ значения от 2 до 3,2. Эту оценку величины q_{λ} нельзя считать, однако, надежной, так как она сделана по одной линии.

В [4] дается теоретический расчет величины дополнительного поглощения для $5250 < \lambda < 8250$ Å, обусловленного молекулами CN, CaH, MgH, TiO. Полученные расчетные величины близки к эмпирическим, определенным в

[1—3], но имеют зависимость от глубины в фотосфере. Эмпирические значения определены как величины, одинаковые для всех глубин.

Таким образом, величина дополнительного поглощения в пятнах исследовалась в основном для области спектра $\lambda > 5000 \text{ \AA}$. Для меньших длин волн имеется только одно не очень надежное определение (сделанное по одной линии) [3] для $\lambda = 4063,6 \text{ \AA}$.

Здесь мы определим величину дополнительного поглощения, сравнивая теоретические и наблюдаемые контуры линий Ca II — H, K и инфракрасного триплета.

Наблюдаемые профили этих линий получены на БСТ-2 Крымской астрофизической обсерватории для двух пятен с диаметром тени 10 и 15", расположенных на угловом расстоянии от центра солнечного диска соответственно 48 и 30°. Рассеянный свет учитывался методом Говарда [5] по линиям Fe II и по снимкам края солнечного диска.

Спектры фотографировались на пластинках Kodak IIF и 1N, фотометрия проводилась на микрофотометре интенсивностей на базе микро-ЭВМ «Искра-1256» [6].

Вычисления для моделей пятен без дополнительного поглощения показали, что не удастся согласовать теорию с наблюдениями одновременно и для линий H, K, и для ИК-триплета. Результаты расчетов и сравнение с наблюдаемыми профилями для одной из моделей показаны на рис. 1, 2. В этой модели градиент температуры выбран таким, чтобы согласовать теоретические и наблюдаемые профили линий $\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$. При этом для линий H и K согласие плохое — теоретический профиль глубже наблюдаемого.

Согласие теории с наблюдениями для всех рассматриваемых линий получается только при наличии в области 3900—4000 Å дополнительного поглощения в непрерывном спектре. Наилучшее согласие (см. рис. 1, 2) мы получили с величиной q_λ , изменяющейся с глубиной в фотосфере, как показано на рис. 3. Распределение с глубиной температуры T и плотности n_n в окончательных моделях пятен дано также на рис. 3. Для сравнения здесь же показано температурное распределение в модели [7].

На рис. 4 изображены величины q_λ , определенные в [1—4, 8], и найденные нами значения для глубины $\tau_{0,5} = 0,1$.

Вычисления, о которых говорилось выше, сделаны нами по программе для ЛТР-условий, так как рассматривались только крылья сильных линий, образующиеся в фотосферных слоях пятна.

Дальше мы переходим к расчетам модели хромосферы над пятном. Для этой цели применяем программу не-ЛТР синтеза спектра. В программе используется метод, основанный на решении интегрального уравнения для функции источников [9]. Программа реализована на ЭВМ ЕС-1033.

Имеется очень мало работ, посвященных исследованию хромосферы над пятном методами не-ЛТР анализа. В [10, 11] для расчетов модели использованы линии H, K и ИК-триплет Ca II, а в [12] — линии L_α , H и K Ca II, K Mg II. Две модели хромосферы над пятном представлены в [13, 14], однако их автор не обсуждает материал наблюдений, на основании которого были рассчитаны модели. Модель в [14] значительно отличается от других моделей более высокой температурой. В [15] рассчитана модель по наблюдениям линий H и K Ca II, она почти не отличается от модели [12]. В [16] дана модель хромосферы над пятном и переходного слоя. Наблюдения, относящиеся к хромосферной части модели, авторами [16] не представлены, и их интерпретация не обсуждается.

Как видно из изложенного, расчеты моделей хромосферы над пятном в основном базируются на наблюдениях линий Ca II и ни в одном случае не принимались во внимание бальмеровские линии водорода. Однако, как показали наши прежние вычисления моделей флоккулов [17] и вспышек [18, 19], интенсивности бальмеровских линий очень чувствительны к параметрам модели.

Для двух изучаемых нами пятен мы имеем, кроме профилей линий H, K и ИК-триплета Ca II, также профиль линии H_δ . Профили линий H_α , H_β получены по спектру другого пятна, близкого по размерам к изучаемым.

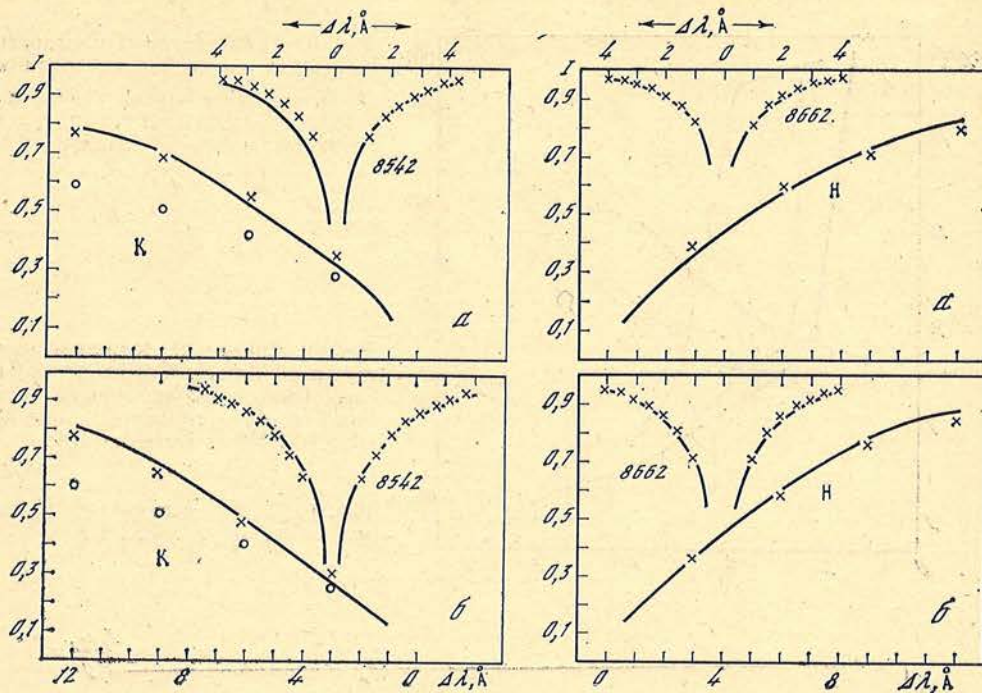


Рис. 1. Наблюдаемые (сплошные линии) профили линий К и λ 8542 Ca II для двух пятен а — 01.10, б — 15.10 1983 г. Крестики — теоретические профили, вычисленные по моделям пятен с дополнительным поглощением в области 3900—4000 Å. Кружки — теоретические профили, вычисленные без дополнительного поглощения

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для линий Н и λ 8662 Ca II а — 01.10, б — 15.10 1983 г.

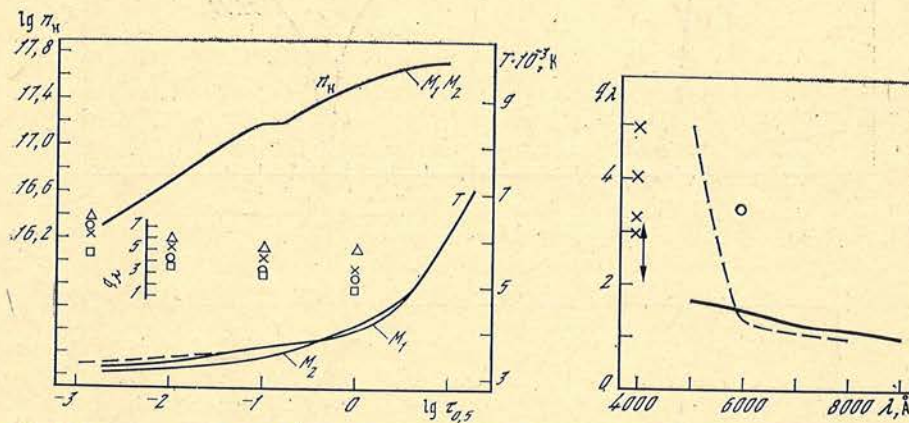


Рис. 3. Распределение с глубиной температуры и плотности в моделях пятен M_1 и M_2 (сплошная линия)

Штриховая линия — модель пятна [7]. Кружки и треугольники — величина $q_\lambda = h_\lambda/k_\lambda$ (Н-) по нашим определениям для пятна M_1 (линии Н и К), квадраты и крестики — для пятна M_2 (линии Н и К)

Рис. 4. Величина дополнительного поглощения в непрерывном спектре пятен

Сплошная линия — [1, 2], вертикальный отрезок — [3], штриховая линия — [4], кружок — [8], крестики — наши определения по линиям Н и К для двух пятен

Расчеты профилей линий для различных вариантов моделей хромосферы над пятном показали, что для интерпретации наблюдаемых в пятнах профилей линий H_α , H_β , H_δ температура хромосферных слоев в моделях [9—15] в той или иной мере завышена. Особенно сильно завышена температура в модели [14]. Высокая температура нижней хромосферы в моделях приводит к тому, что теоретические профили бальмеровских линий имеют малую глу-

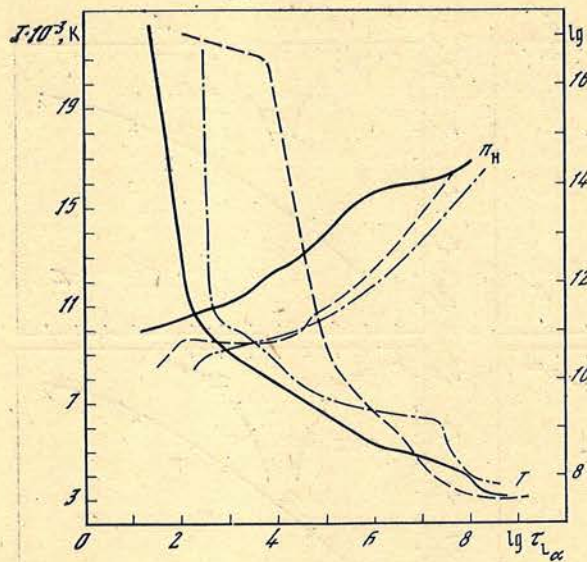
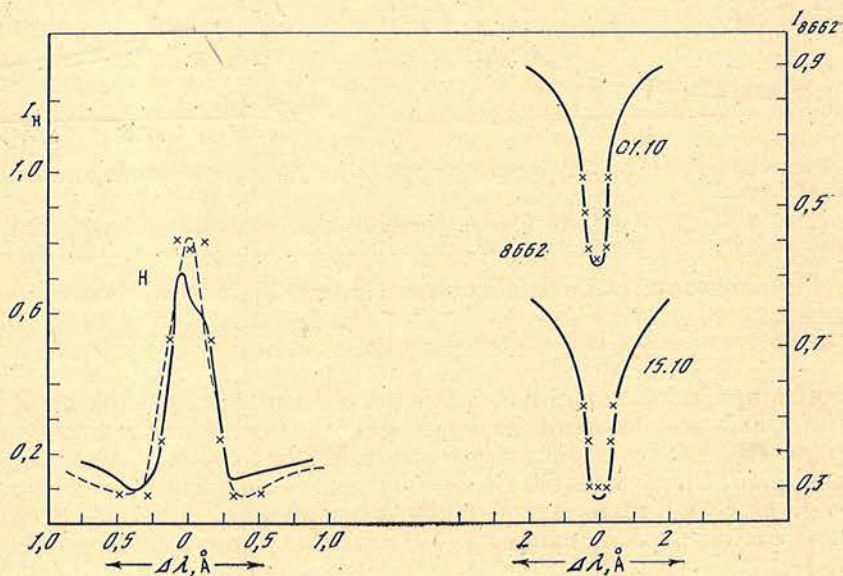
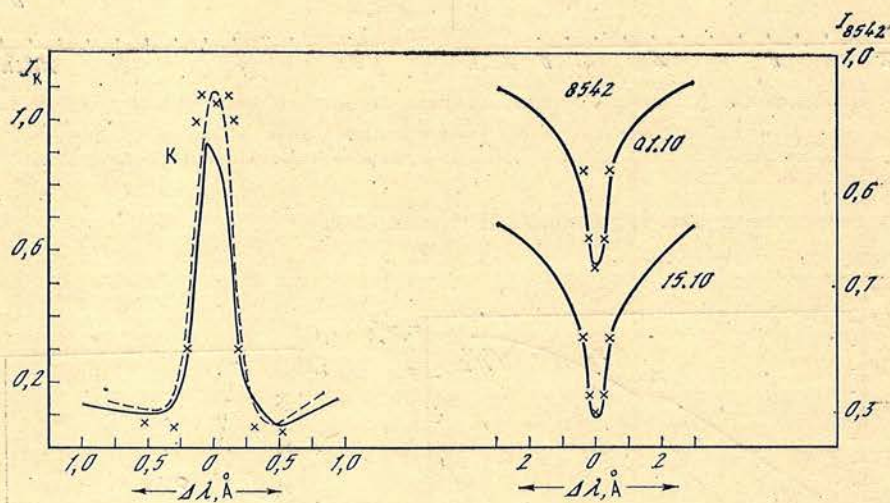


Рис. 5. Температура и плотность в моделях хромосфер над пятном. Сплошная линия — наша модель, штриховая — модель [13], штрихпунктирная — модель [11]

Рис. 6. Сравнение теоретических профилей линий К и $\lambda 8542$ Ca II (крестики) с наблюдаемыми для пятен 01.10 (сплошная линия) и 15.10 1983 г. (штриховая)

Рис. 7. То же, что на рис. 6, но для линий H и $\lambda 8662$ Ca II



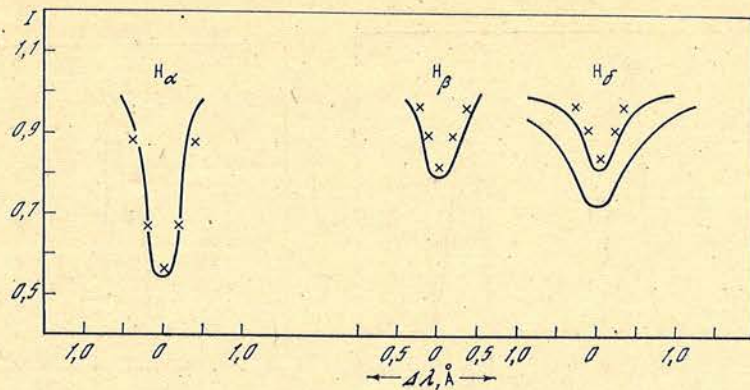
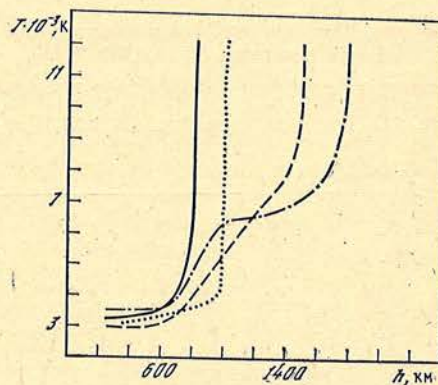


Рис. 8. Сравнение теоретических (крестики) и наблюдаемых (сплошная линия) профилей в спектре двух пятен линий H_{α} , H_{β} , H_{δ}

Рис. 9. Температура в моделях хромосферы над пятном

Сплошная линия — наша модель, штриховая — модель [13], штрихпунктирная — модель [11], пунктирная — модель [9]



бину (меньше наблюдаемой), а линия H_{δ} для некоторых моделей оказывается даже в эмиссии.

Предлагаемая нами модель имеет более низкую температуру, но более высокую плотность по сравнению с моделями [9—15] (рис. 5). Турбулентная скорость в модели составляет 2—5 км/с, что несколько выше значений в моделях [9—15].

Сравнение вычисленных профилей и интенсивностей линий с наблюдаемыми дано на рис. 6—8. Сравнение моделей в шкале геометрических высот дано на рис. 9. В нашей модели область крутого подъема температуры от хромосферных значений к корональным происходит на меньших высотах, чем в моделях [9, 11, 13]. Это является следствием более высокой плотности в нашей модели.

Мы здесь рассчитываем также модели для двух вспышек (балла 1 и 2), расположенных над пятнами. Спектры вспышек получены на дифракционном спектрографе БСТ-2 09.07 и 10.07 1978 г. Для вспышки балла 1 имеются наблюдаемые профили H , K и ИК-триплета $Ca II$ и H_{γ} , а для вспышки балла 2 — только ИК-триплет $Ca II$ и H_{γ} .

Для выбора величины плотности в моделях мы принимали во внимание два критерия: значение бальмеровского декремента и величину центрального провала в профилях линий H и K $Ca II$. Теоретические значения этих величин должны соответствовать наблюдаемым обычно во вспышках.

Просчитав несколько пробных моделей, мы пришли к выводу, что плотность в моделях вспышек должна быть выше плотности в модели пятна примерно на 2 порядка (здесь речь идет о хромосферных слоях). Величина и градиент температуры были затем подобраны таким образом, чтобы теоретические профили и интенсивности линий H_{γ} , H , K и ИК-триплета $Ca II$ наилучшим образом совпадали с наблюдаемыми. Теоретические профили для окончательных моделей и сравнение их с наблюдаемыми показаны на рис. 10—14, а модели вспышек — на рис. 15. Турбулентная скорость в моделях растет от 5 км/с в нижних слоях хромосферы до 15 км/с в верхней хромосфере.

В заключение сформулируем основные результаты и выводы.

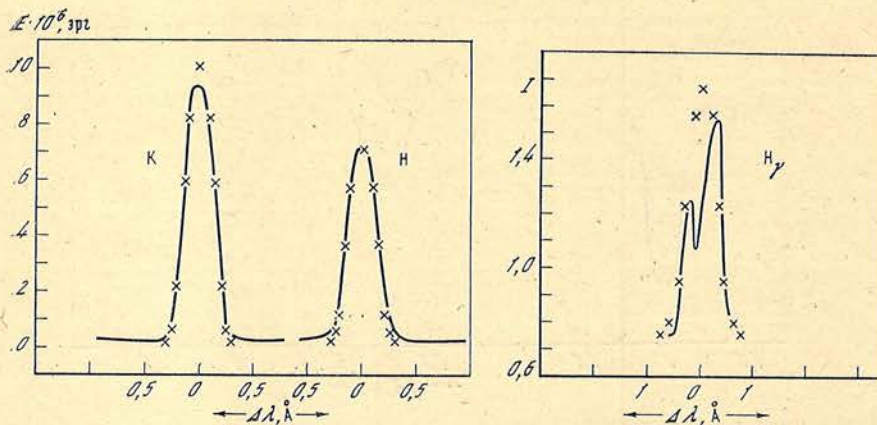


Рис. 10. Наблюдаемые (сплошная линия) и теоретические (крестики) профили линий H, K Ca II для вспышки 09.07 1978 г.

Теоретические профили рассчитаны по модели M_1 рис. 15

Рис. 11. То же, что на рис. 10, для H_γ

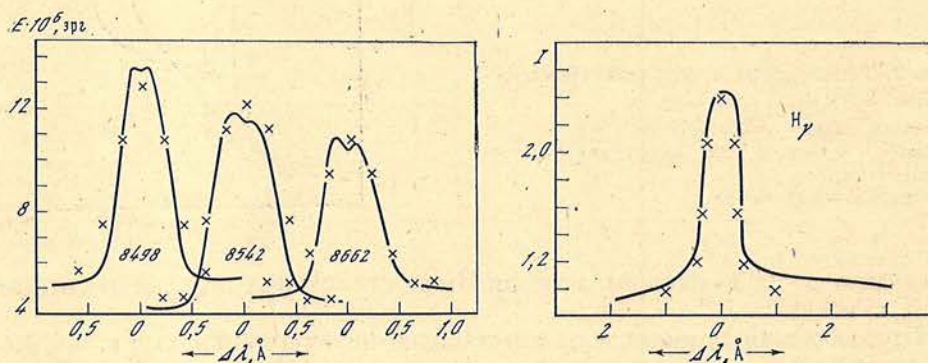


Рис. 12. То же, что на рис. 10, для ИК-триплета Ca II

Рис. 13. Наблюдаемый (сплошная линия) и теоретический (крестики) профиль линии H_γ для вспышки 10.07 1978 г.

Теоретический профиль рассчитан по модели M_2 рис. 15

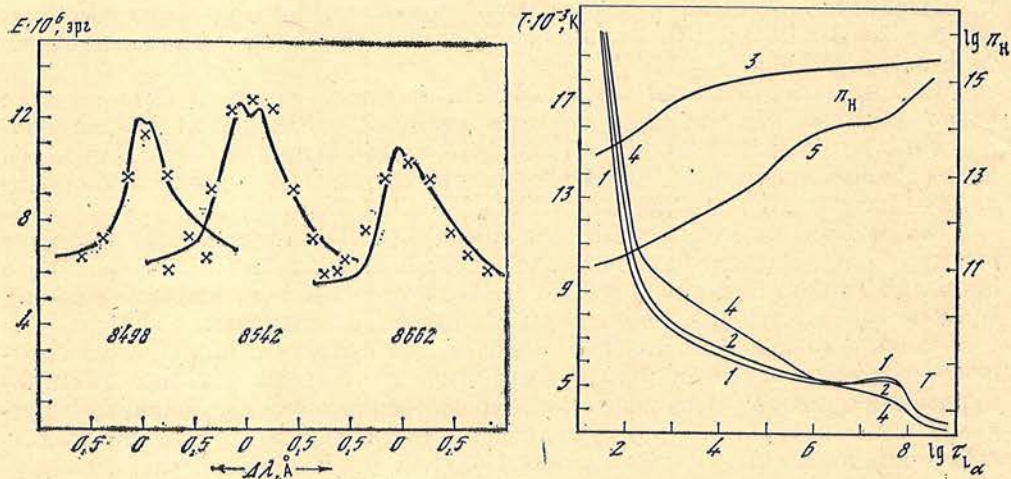


Рис. 14. То же, что на рис. 13, для ИК-триплета Ca II

Рис. 15. Температура и плотность в моделях вспышек M_1 (кривая 1 — T ; кривая 3 — n_H) и M_2 (кривая 2 — T ; кривая 4 — n_H)

Кривые 4 и 5 — соответственно температура и плотность в модели пятна

Определена величина дополнительного поглощения в непрерывном спектре пятен для области 3900—4000 Å. Рассчитаны две модели фотосферной части пятен, хорошо объясняющие профили крыльев линий H, K и ИК-триплета Ca II.

Рассчитана модель хромосферы над пятном по профилям линий H, K и ИК-триплета Ca II и бальмеровских линий H α , H β , H δ .

Рассчитаны модели для двух вспышек, расположенных над пятнами. Расчеты основывались на наблюдаемых профилях линий H γ , H, K и ИК-триплета Ca II. Получено, что плотность в хромосферных слоях вспышек на 2 порядка выше плотности соответствующих слоев пятен.

Апрель 1986 г.

Литература

1. Zwaan C.— Solar Phys., 1974, vol. 37, p. 99—112.
2. Kollatschky W., Stellmacher G., Wiehr E.— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 86, p. 245—247.
3. Stellmacher G., Wiehr E.— Astron. and Astrophys., 1981, vol. 95, p. 229—233.
4. Gauz V. P.— Solar Phys., 1979, vol. 62, p. 83—92.
5. Howard R.— Astrophys. J., 1958, vol. 127, p. 108—120.
6. Маланушенко В. П., Щербаков А. Г., Шумеев В. И.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1985, т. 72, с. 226—230.
7. Stellmacher G., Wiehr E.— Astron. and Astrophys., 1975, vol. 45, p. 69—76.
8. Барановский Э. А.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1972, т. 44, с. 87—93.
9. Avrett E. H., Loeser R.— Smithon. Astrophys. Obs. Spec. Rep., 1969, N 303.
10. Kneer F., Mattig W.— Astron. and Astrophys., 1978, vol. 65, p. 17—28.
11. Beebe H. A., Eggert W. E., Yun H. S.— Solar Phys., 1982, vol. 79, p. 31—40.
12. Lites B. V., Skumanich A.— Astrophys. J. Suppl., 1982, vol. 49, p. 293—316.
13. Staude J.— Astron. and Astrophys., 1981, vol. 100, p. 284—290.
14. Staude J.— Heinrich Hertz Inst. rep. N 14, 1982.
15. Avrett E. H. The physics of sunspots/Ed. L. E. Cram. Sacrom. Peak Obs., 1981, p. 235.
16. Staude J., Furstenberg F., Hildebrandt J. et al.— Acta Astron., 1983, vol. 33, p. 441—460.
17. Барановский Э. А., Ограпишвили Н. Б., Степанян Н. Н.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1986, т. 75.
18. Барановский Э. А.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1983, т. 67, с. 84—89.
19. Барановский Э. А.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1986, т. 75.

УДК 523.94/945

О ХАРАКТЕРЕ АКТИВИЗАЦИИ ХРОМОСФЕРНЫХ ВОЛОКОНЕЦ В СВЯЗИ СО ВСПЫШКАМИ

Л. Г. Кертанова

Изучались изменения в структуре ряда систем хромосферных волоконцев в связи со вспышками и поярчениями. На основании сопоставления характера изменений со временем размеров и яркости волоконцев, а также с привлечением ранее полученных результатов были сделаны следующие выводы.

1. При поярчении системы волоконцев: а) поперечный размер волоконцев уменьшается за счет их раздвоения путем преобразования] в двухкомпонентные структуры; б) светлые волоконца удлиняются, темные укорачиваются; в) скорость и поток опускающегося фотосферного газа под системой волоконцев уменьшается, а скорость подъема, возможно, усиливается.

2. При уменьшении яркости системы: а) поперечный размер волоконцев увеличивается за счет восстановления как целого ранее раздвоившихся волоконцев; б) светлые волоконца становятся короче, темные — длиннее; в) скорость и поток опускающегося газа в фотосфере растет, а скорость поднимающегося газа уменьшается.

3. Амплитуда изменений яркости, длины и поперечного размера светлых и темных волоконцев составляет в среднем ~8, 50 и 40% соответственно.

ON THE FIBRILS SYSTEM ACTIVATION CONNECTED WITH FLARES, by *L. G. Kartashova*.— The variations in the structure of some fibrils systems were studied in connection with flares and brightenings. The comparison of variations with time of fibrils size and intensity and the account on earlier published data, permitted us to draw the following conclusions: 1— At fibrils system brightening: a) the fibrils diameter decreases due to their bifurcation into two-componential pattern, b) light fibrils elongate and dark ones shorten, c) the flux and velocity of gas descent in the photosphere under the system decreases and the velocity of gas ascent probably increases. 2 — At the decrease of fibrils system intensity: a) the fibrils diameter increases due to restoring as a one-pattern earlier two-componential formation, b) light fibrils shorten and dark ones elongate, c) the flux and velocity of gas descent in the photosphere increases whereas the velocity of gas ascent decreases. 3 — The amplitude of variations of intensity, length and diameter of light and dark fibrils constitutes 8, 50 and 40%, correspondingly.

Хорошо известно, что при вспышках ярчают флоккулы, активизируются волокна и волоконца, наблюдаются выбросы из пятен. Для выяснения природы этих сопутствующих вспышкам явлений очень важно изучать особенности тонкой структуры различных участков активной области во время вспышек. Такой подход может сыграть большую роль в понимании механизма и самих вспышек, так как вспышечная эмиссия очень тонкоструктурна (например, [1, 2]) и развивается в соответствии с тонкой структурой хромосферы [3, 4] и фотосферы в пятнах [5].

Здесь нами изучается характер активизации хромосферных волоконцев в свете линии H_{α} при вспышках и поярчениях. Прежде всего приведем некоторые хорошо известные сведения о структуре волоконцев активной области. Волоконная структура любой активной области представляет собой совокуп-

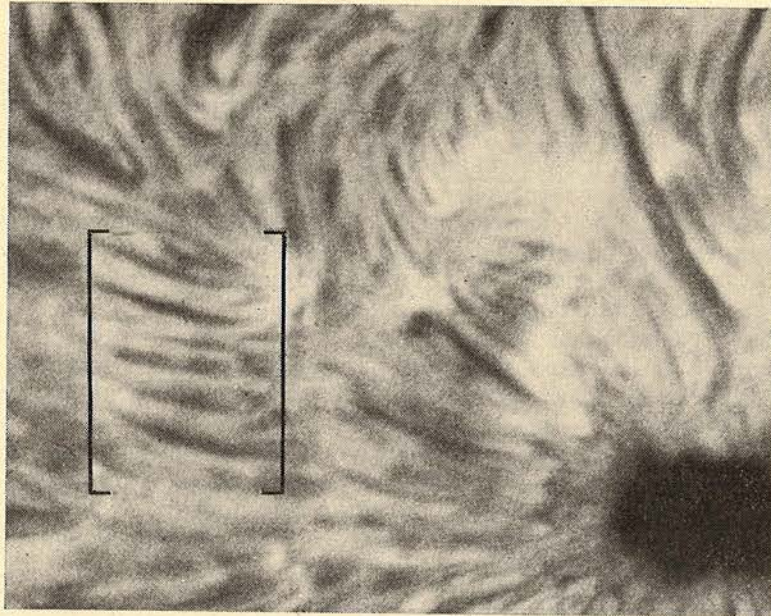


Рис. 1. Снимок участка активной области в центре линии H_{α}
Одна из систем волоконец выделена скобками

ность цепочек волоконец, направленных вдоль силовых линий магнитного поля [6—8]. В то же время в этой общей совокупности волоконец выделяются отдельные системы. Пример такой системы волоконец показан на рис. 1. Для краткости будем называть данные системы СВ. СВ состоят обычно из нескольких перемежающихся между собой светлых и темных параллельных волоконец приблизительно одинаковых размеров. Волоконца в СВ примыкают своими концами к узлам флоккулов или же к пятнам. Каждая из СВ фактически совпадает по положению с одной ячейкой хромосферной сетки.

Считается, что каждое отдельное волоконце представляет собой магнитную силовую трубку [9, 10].

Структура СВ по всей активной области резко изменяется во время вспышек и поярчений флоккулов [11, 12]. Явление активизации волоконец изучалось нами ранее [4], где отмечался факт упорядочивания (регуляризации) СВ по всей активной области в связи со вспышками. Кроме этого, было обнаружено [13], что поперечный размер волоконец уменьшается во время вспышки и увеличивается после нее в среднем в $1,86 \pm 0,02$ раза. Изменения поперечных размеров волоконец объяснялись преобразованием их из однокомпонентных структур в двухкомпонентные и наоборот путем раздвоения и последующего восстановления как целого. Согласно [14] данная перестройка тесно связана с движениями в атмосфере Солнца. Так, уменьшению поперечного размера волоконец соответствует уменьшение скорости и потока опускающегося газа в фотосфере под СВ. Увеличение же поперечного размера волоконец связано с возрастанием скорости и потока опускающегося фотосферного газа и уменьшением скорости поднимающегося газа.

Можно ожидать, что активизация СВ сопровождается значительными флуктуациями интенсивности светлого и темного компонентов (это бывает заметно при просмотре H_{α} -фильмов). Так, раздвоение волоконец происходит, возможно, при усилении светлого компонента, а слияние — при ослаблении светлого и усилении темного. Для проверки этого предположения была проведена детальная фотометрия ряда СВ. Исследовался характер изменения средней яркости, средних продольных и поперечных размеров волоконец со временем.

1. Наблюдения и обработка

Для измерений были выбраны H_{α} -фильмы шести активных областей, полученные при хороших изображениях на коронографе КГ-1 Крымской астрофизической обсерватории в 1980—1981 гг. Наблюдения проводились с ИПФ «Halle» с полосой пропускания 0,5 Å. Диаметр изображения Солнца был равен 120 мм при угловом разрешении на пленке не хуже 1". Кинематографирование велось на контрастную мелкозернистую пленку «Изопанхром-18» при частоте съемки 8 кадр/мин, преимущественно в центре линии H_{α} . Съемка длилась непрерывно в течение от одного до нескольких часов. За время наблюдений в каждой активной области либо происходили субвспышки, либо развивалась вспышка балла 1. Для измерений были выбраны восемь четких СВ. Основные сведения об этих системах приведены в таблице. Две из выбранных СВ (24.05 и 27.05 1980 г.) примыкали к довольно крупным пятнам, остальные — к узлам флоккулов средней яркости. В этих СВ наблюдалось от 10 до 50 светлых и темных волоконцев с поперечником, равным $\sim 1,5-3''$, и длиной 20—35". Длина интервала времени, на котором производились измерения, составляет для различных СВ от 0,5 до 2,5 ч. Измерения велись только по кадрам с очень хорошим качеством изображений. Для различных СВ было отобрано от 5 до 14 таких кадров.

Дата	Номер активной области по «Солнечным данным»	Число систем волоконцев	Период наблюдений, УТ	Число моментов измерений	Число волоконцев в системе
24.05 1980 г.	269	1	06 ^h 55 — 08 ^m 43	14	16—34
27.05 1980 г.	270	2	06 43 — 09 00	11; 10	25—40; 10—25
24.08 1980 г.	401	1	07 35 — 08 00	5	10—18
01.07 1981 г.	280	1	05 20 — 07 10	12	20—30
15.07 1981 г.	305	2	07 50 — 08 50	8; 8	30—50; 20—30
17.07 1981 г.	306	1	07 00 — 07 40	7	10—20

В качестве характеристики поперечных размеров волоконцев был выбран как и ранее [4, 14], средний для всей системы поперечный размер ее элементов. Величина этого среднего поперечного размера волоконцев определялась соотношением $r = L/(n - 1)$, где L — расстояние между серединами крайних волоконцев системы, а n — полное число светлых и темных волоконцев в ней. Методика определения длины волоконцев будет описана ниже.

Далее проводилась фотометрия СВ. Измерялась интенсивность вдоль каждого волоконца системы в центре линии H_{α} . Из-за искривленности этих образований непрерывное сканирование их вдоль оси щелью микрофотометра в большинстве случаев невозможно. Поэтому щель микрофотометра размером $\sim 0,7'' \times 0,9''$ наводилась в направлении поперек оси волоконца последовательно на различные его участки с интервалом в 1,5". При этом для светлых волоконцев в каждом случае регистрировалась максимальная интенсивность (i_c), а для темных — минимальная (i_T). Вдоль каждого волоконца делалось в среднем 15—25 измерений. Среднеквадратичная ошибка величины интенсивности отдельного измерения составляет примерно 0,1—0,3%. В каждой из СВ на каждом кадре фотометрировались все светлые и все темные волоконца с поперечником не менее 1,5—2". Из-за рассеяния значения яркости, полученные для темных волоконцев, могут быть искажены влиянием соседних с ними светлых волоконцев.

Во всех случаях за интенсивность «невозмущенного» Солнца принималось значение I_0 , соответствующее одной и той же на всех кадрах площадке размером ~ 30 кв. сек. дуги. Площадка выбиралась внутри ячейки хромосферной сетки на периферии активной области. Среднеквадратичная ошибка I_0 колеблется для различных случаев в пределах от 0,5 до 2%.

На всех кадрах определялась средняя относительная интенсивность для каждого светлого $H_c = (i_c/I_0)$ и каждого темного $H_T = (i_T/I_0)$ волоконца системы. Затем находилась средняя относительная интенсивность для всех

светлых и всех темных волоконцев, вместе взятых:

$$\bar{I} = \left(\sum_1^{n_c} H_c + \sum_1^{n_T} H_T \right) / (n_c + n_T),$$

где n_c и n_T — число светлых и темных волоконцев в системе. Полученную величину \bar{I} будем называть средней яркостью СВ.

Длина волоконцев определялась соотношением $l = 1,5''m$, где $1,5'' \approx \approx 1088$ км — величина интервала, с которым брались отсчеты вдоль волоконца, а m — число значений заданной интенсивности по длине волоконца. Длина светлых волоконцев определялась числом точек с интенсивностью, превосходящей значение I_0 ; обозначим ее как $l_c(I_0)$. Длина же темных волоконцев определялась по числу точек с интенсивностью меньше I_0 , назовем ее $l_T(I_0)$. Для надежности была также определена длина участков каждого светлого и темного элемента еще на двух близких к I_0 уровнях интенсивности. Для светлых волоконцев определялась длина участков с интенсивностью больше $1,1 I_0$ в одном случае и $1,15 I_0$ в другом. Обозначим их $l_c(1,1 I_0)$ и $l_c(1,15 I_0)$ соответственно. Для темных же волоконцев определялась длина участков с интенсивностью меньше $0,9 I_0$ и $0,85 I_0$. Обозначим их $l_T(0,9 I_0)$ и $l_T(0,85 I_0)$. Были подсчитаны также значения средней относительной интенсивности для участков каждого светлого и каждого темного волоконца с интенсивностью выше I_0 ; $1,1 I_0$; $1,15 I_0$ и ниже I_0 ; $0,9 I_0$; $0,85 I_0$ соответственно. Для светлых элементов это $I_c = \sum_1^m i_c / m I_0$, где m — число точек вдоль волоконца с интенсивностью больше I_0 , а также больше $1,1 I_0$ и $1,15 I_0$. Обозначим соответствующие значения интенсивности светлых волоконцев как $I_c(I_0)$; $I_c(1,1 I_0)$; $I_c(1,15 I_0)$. В случае темных волоконцев определялись величины $I_T = \sum_1^m i_T / m I_0$, где m — число точек вдоль волоконца с интенсивностью меньше I_0 , а также меньше $0,9 I_0$ и $0,85 I_0$. Назовем их $I_T(I_0)$; $I_T(0,9 I_0)$ и $I_T(0,85 I_0)$ соответственно.

Для каждой СВ и для каждого момента времени были найдены средние по системе величины длины и относительной интенсивности светлых волоконцев: $\bar{l}_c(I_0)$; $\bar{l}_c(1,1 I_0)$; $\bar{l}_c(1,15 I_0)$; $\bar{I}_c(I_0)$; $\bar{I}_c(1,1 I_0)$; $\bar{I}_c(1,15 I_0)$ и темных волоконцев: $\bar{l}_T(I_0)$; $\bar{l}_T(0,9 I_0)$; $\bar{l}_T(0,85 I_0)$; $\bar{I}_T(I_0)$; $\bar{I}_T(0,9 I_0)$; $\bar{I}_T(0,85 I_0)$. По данным вычислений были построены кривые изменения со временем всех этих параметров, а также средней яркости системы \bar{I} и среднего поперечного размера волоконцев r .

2. Результаты

Качественное рассмотрение кривых изменения со временем всех параметров, определенных нами для каждой из СВ, показало, что в подавляющем большинстве случаев наблюдаются значимые квазипериодические их изменения. На рис. 2 приведены кривые изменения со временем нескольких основных параметров для трех СВ. Согласно этим кривым значения величин \bar{I} , $\bar{I}_c(I_0)$ и (за редким исключением) $\bar{I}_T(I_0)$ меняются синхронно. Средняя длина светлых волоконцев на всех трех уровнях интенсивности изменяется тоже синхронно и повторяет фактически ход \bar{I} . В то же время $\bar{l}_c(I_0)$ меняется почти строго в противофазе с $\bar{l}_T(I_0)$. Величина r колеблется почти строго в противофазе с \bar{I} , $\bar{I}_c(I_0)$ и $\bar{I}_T(I_0)$, а также с $\bar{l}_c(I_0)$; $\bar{l}_c(1,1 I_0)$ и $\bar{l}_c(1,15 I_0)$. Кривые r и $\bar{l}_T(I_0)$ имеют похожий ход.

Следует особо отметить, что характер изменений со временем всех перечисленных параметров СВ служит доводом в пользу реальности этих изменений. Так, синхронность хода кривых $\bar{I}_c(I_0)$ и $\bar{I}_T(I_0)$ свидетельствует о том, что влияние изменений качества изображений очень мало. В противном случае эти два параметра изменялись бы в противофазе. Изменение $\bar{l}_c(I_0)$ и $\bar{l}_T(I_0)$ в противофазе также подтверждает данный вывод. Кроме этого, синхронность хода кривых \bar{I} , $\bar{I}_c(I_0)$ и $\bar{I}_T(I_0)$, а также сходство кривых

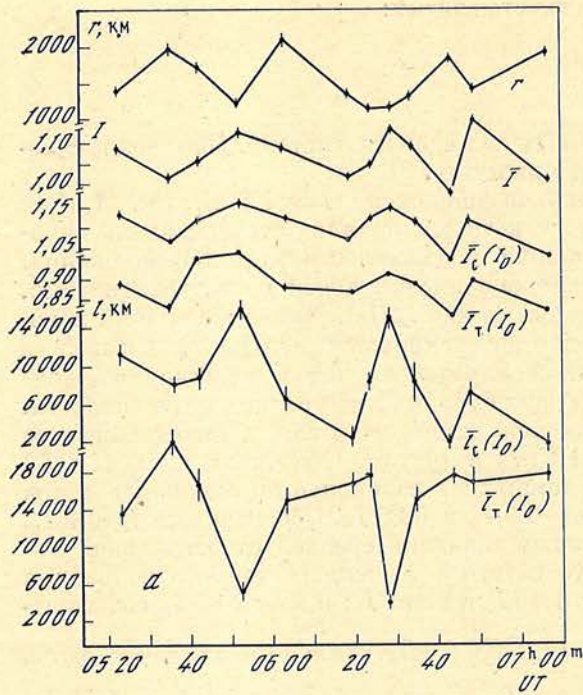
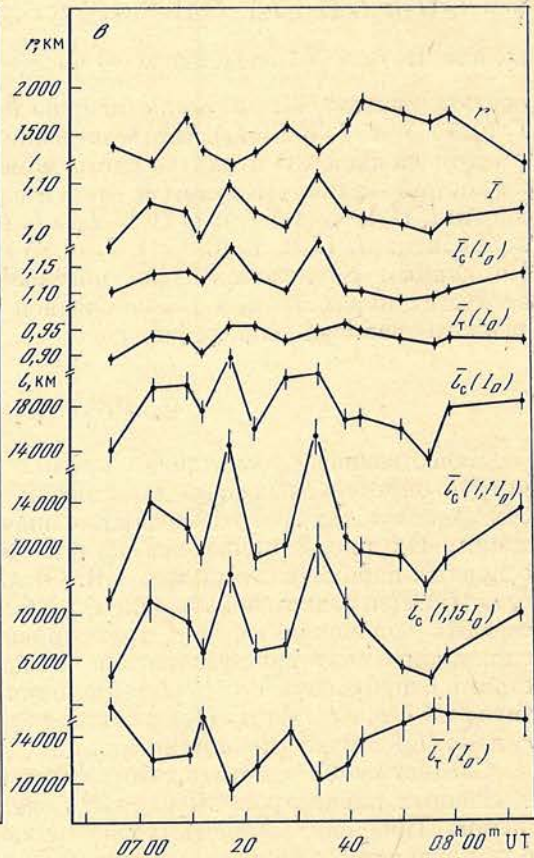
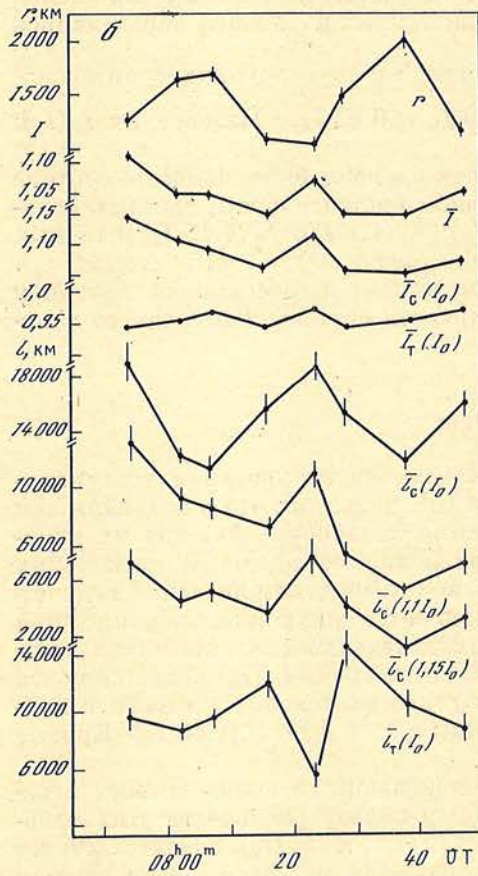


Рис. 2. Примеры кривых изменения со временем размеров и яркости волоконца в системе

а — кривые изменения со временем средних величин поперечного размера волоконца r , интенсивности системы I , яркости светлых $\bar{I}_C(I_0)$ и темных $\bar{I}_T(I_0)$ волоконца, длины светлых $\bar{l}_C(I_0)$ и темных $\bar{l}_T(I_0)$ волоконца для системы 01.07.1981 г., интенсивности относительные;

б — кривые изменения со временем тех же параметров, что и на рис. а, а также $\bar{l}_C(1, 1I_0)$ и $\bar{l}_C(1, 15 I_0)$ для системы волоконца 15.07.1981 г.; в — то же, что и на рис. б, для системы волоконца 24.05.1980 г.



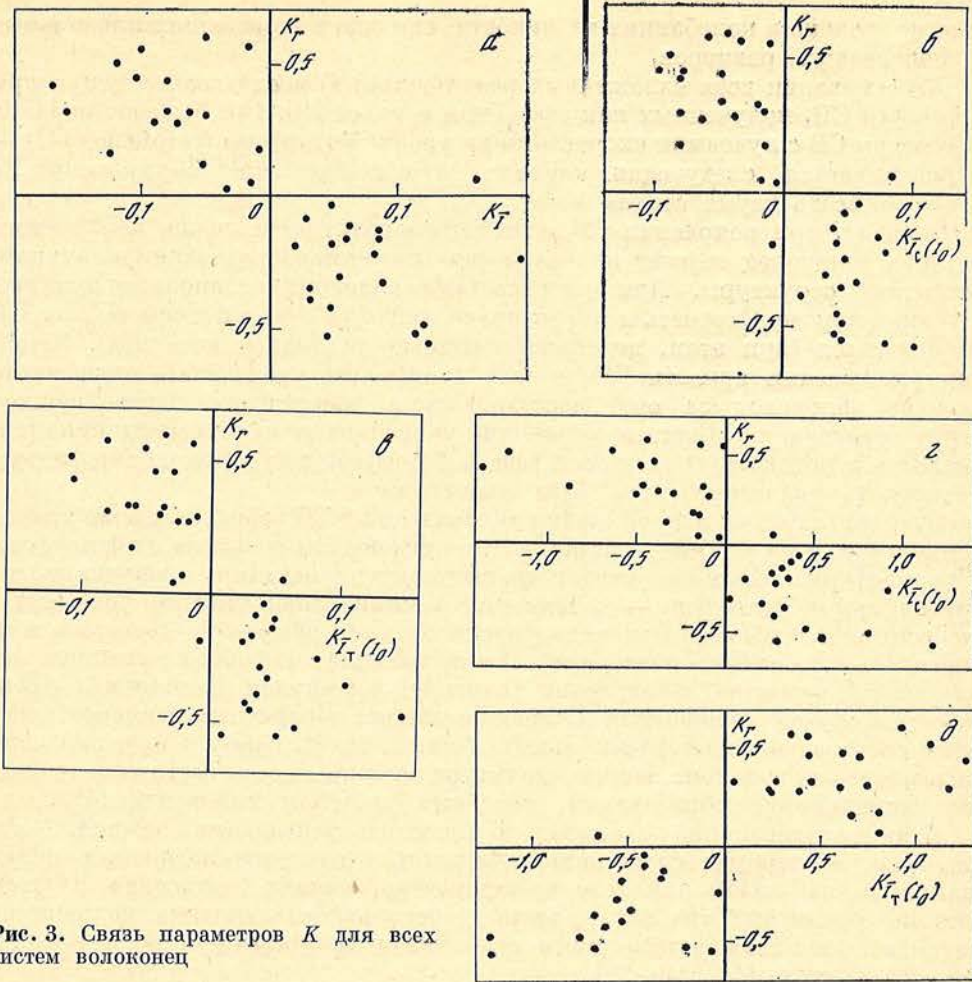


Рис. 3. Связь параметров K для всех систем волокон

$\bar{l}_c(I_0)$; $\bar{l}_c(1,1 I_0)$ и $\bar{l}_c(1,15 I_0)$ указывают еще и на то, что изменения величин, найденных с привлечением реперной интенсивности I_0 , не определяются ее колебаниями от кадра к кадру.

Для ряда наиболее важных параметров, таких, как r ; \bar{l} ; $\bar{l}_c(I_0)$; $\bar{l}_T(I_0)$; $\bar{l}_c(I_0)$; $\bar{l}_T(I_0)$, было проведено количественное сравнение по всем СВ. С этой целью на кривых r брались экстремальные значения (всего 46 случаев). Для этих же моментов времени отбирались соответствующие им значения по кривым \bar{l} ; $\bar{l}_c(I_0)$; $\bar{l}_c(I_0)$; $\bar{l}_T(I_0)$ и $\bar{l}_T(I_0)$. Затем по каждой кривой для каждых двух последовательных по времени экстремумов определялись величины $K_y = \frac{y_2 - y_1}{(y_1 + y_2)/2}$, где y принимает значения перечисленных выше параметров. Индексы 1 и 2 относятся к двум последовательным экстремумам на кривых r . Результаты сравнения величины K_r с величинами $K_{\bar{l}}$; $K_{\bar{l}_c(I_0)}$; $K_{\bar{l}_c(I_0)}$; $K_{\bar{l}_T(I_0)}$; $K_{\bar{l}_T(I_0)}$ для всех СВ показаны на рис. 3, а — д, соответственно.

Видно, что на рис. 3, а—г, практически все точки расположены во втором и четвертом квадрантах, а на рис. 3, д в первом и третьем. Это означает, что при возрастании r в каждой системе происходит уменьшение \bar{l} , а также $\bar{l}_c(I_0)$ и $\bar{l}_T(I_0)$. Кроме этого, сокращается длина светлых волокон, а длина темных растет. Далее, согласно рис. 3 уменьшение r сопровождается ростом \bar{l} , а также $\bar{l}_c(I_0)$ и $\bar{l}_T(I_0)$. При этом длина светлых волокон растет, а темных уменьшается. Амплитуда колебаний величины \bar{l} от одного экстремума к другому составляет в среднем $\sim 8\%$. Поперечный размер и длина светлых и темных волокон изменяются в то же самое время в среднем на ~ 40 , 45 и 57% соответственно. По-видимому, активизация волокон проявля-

ется не столько в колебаниях их яркости, сколько в изменениях продольных и поперечных размеров.

На основании всех изложенных результатов: а) исследования структуры и яркости СВ, полученных как здесь, так и ранее [13, 14]; б) сопоставления структуры СВ с лучевыми скоростями на уровне фотосферы (согласно [14]) — вырисовывается следующая картина активизации этих образований. Ее можно описать двумя стадиями.

Сначала, при поярчении СВ, в ней происходит уменьшение поперечного размера волоконца за счет их раздвоения путем преобразования в двухкомпонентные структуры. При этом светлые волокна становятся длиннее, а темные короче. Скорость и поток опускающегося газа в фотосфере под СВ уменьшаются (при этом, вероятно, усиливается подъем вещества). Затем, при уменьшении яркости СВ, в ней происходит увеличение поперечного размера волоконца за счет восстановления как целого раздвоившихся ранее образований. Светлые волокна укорачиваются, темные удлиняются. Скорость и поток опускающегося газа в фотосфере под волокнами растут, а скорость поднимающегося газа уменьшается.

Судя по всему, на первой стадии активизации в СВ возрастает роль яркого компонента, а на второй — темного. Поэтому подъем вещества из фотосферы в хромосферу, возможно, связан со светлыми элементами, а опускание из хромосферы в фотосферу — с темными. В этой связи уместно упомянуть, что вспышки в области волоконца располагаются обычно по светлому компоненту [4]. Следует подчеркнуть, что явления, подобные активизации волоконца, вероятно, происходят также во флоккулах и волокнах. Так, известны случаи уменьшения во время вспышек поперечных размеров цепочек в системах цепочек флоккулярных узелков [3, 4]. Кроме этого, наблюдалось много случаев появления в структуре волокна систем светлых и темных тонковолокнистых образований, подобных системам волоконца [4].

Итак, активизация волоконца в связи со вспышками, по-видимому, является, во-первых, следствием изменений структуры магнитных полей (например, [15—17]); при этом не исключено сначала раздвоение, а затем слияние магнитных трубок; во-вторых, результатом усиления подъема по магнитным трубкам фотосферного вещества в хромосферу и последующим его опусканием [14, 18—20].

Автор глубоко признателен С. И. Гопасюку и П. П. Добронравину за ценные замечания при обсуждении статьи.

14 мая 1986 г.

Литература

1. Северный А. Б. — Астрон журн., 1957, т. 34, с. 688—704.
2. Бабин А. Н. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1974, т. 50, с. 152—160.
3. Карташова Л. Г. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 15—25.
4. Карташова Л. Г. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 71, с. 68—79.
5. Vimba V., Suda J., Ishkov V. N. — Bul. Astron. Inst. Czechosl., 1981, vol. 32, N 56, p. 286—292.
6. Степанов В. Е. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1967, т. 37, с. 29—43.
7. Цап Т. Т. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1962, т. 31, с. 200—209.
8. Гопасюк С. И., Карташова Л. Г. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1981, т. 63, с. 25—46.
9. Foukal P. — Solar Phys., 1971, vol. 19, N 1, p. 59—70.
10. Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Цытович В. Н. Физика плазмы солнечной атмосферы. М.: Наука, 1977, с. 69—86.
11. Bruzek A. — Solar Phys., 1979, vol. 61, N 1, p. 35—37.
12. Gaizauskas V. — Solar maximum year. Oxford etc.: Pergamon press, 1982, p. 11—31.
13. Карташова Л. Г. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1986, т. 74, с. 101—112.
14. Карташова Л. Г., Кожеватов И. Е., Куликова Е. Х. и др. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1987, т. 76.
15. Зверева А. М., Северный А. Б. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1970, т. 41—42, с. 97—158.
16. Северный А. Б. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1964, т. 31, с. 159—200.
17. Коваль А. Н., Степанян Н. Н. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 3—15.
18. Гопасюк С. И., Огирь М. Б., Цап Т. Т. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1963, т. 30, с. 148—159.
19. Гопасюк С. И., Огирь М. Б., Цап Т. Т. — Солнечные данные, 1963, № 4, с. 77—79.
20. Гопасюк С. И. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1964, т. 32, с. 14—25.

УДК 523.9

ВРАЩЕНИЕ СОЛНЦА И ВРАЩЕНИЕ ЕГО ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В. А. Котов

Вращение Солнца исследуется на основе анализа измерений общего магнитного поля Солнца (ОМП, 1968—1984 гг.), а также временной последовательности полярности межпланетного магнитного поля (ММП, 1926—1983 гг.). Спектры мощности обоих временных рядов обнаруживают два доминирующих (синодических) периода вращения: $26,94 \pm 0,02$ и $28,20 \pm 0,02$ сут. Первый период интерпретируется как наиболее когерентный период вращения поверхностных магнитных полей вблизи экватора. Второму периоду, 28,20 сут, соответствует самый высокий пик в спектре ММП; он не показывает расщепления, обусловленного дифференциальным вращением и 22-летним циклом.

Предполагается, что период 28,20 сут отражает жесткое вращение глубинного магнитного поля, пронизывающего лучистую зону Солнца. Такой вывод согласуется с недавними результатами гелиосейсмологии.

Отмечено, что период 28,2 сут соответствует вращению фотосферы на широте около 28° , где появляются пятна в начале каждого солнечного цикла. Это обстоятельство может представлять интерес для теории, объясняющей секторную структуру ОМП и 11-летний цикл на основе модели наклонного магнитного ротатора.

ROTATION OF THE SUN AND ROTATION OF ITS GENERAL MAGNETIC FIELD, by V. A. Kotov.— We analysed the measurements of the solar mean magnetic field (SMMF, 1968—1984) and also the time series of polarity of the interplanetary magnetic field (IMF, 1926—1983). Power spectra of both sets show the presence of two dominant periods of rotation: $26^d.94 \pm 0^d.02$ and $28^d.20 \pm 0^d.02$ (synodic). The first period is interpreted as the most coherent period of rotation of the surface magnetic fields near equator. The other, $28^d.20$, period corresponds to the highest peak in the IMF power spectrum and doesn't show any splittings due to differential rotation and 22-year cycle.

It is conjectured that this $28^d.20$ period reflects rotation of deeply rooted solar magnetic field which penetrates the radiative zone of the Sun. This tentative conclusion appears to be compatible with the recent helioseismological observations.

We note that the $28^d.20$ period corresponds to rotation rate of the photosphere at heliolatitudes of about 28° where spots usually originate at the onset of each solar cycle. This circumstance might be of interest for the theory explaining sector structure of the SMMF and 11-year cycle on the basis of the oblique magnetic rotator model.

1. Обзор литературы

Интерес к вращению Солнца (обзоры наблюдений и теоретической интерпретации см., например, в [1—3]) обусловлен проблемой его внутреннего строения и развитием гелиосейсмологии, а также предположением Дикке [4] о быстром вращении солнечного ядра. Согласно Дикке ядро может вращаться со скоростью гораздо большей, чем скорость поверхностных слоев, что должно повлиять на релятивистское толкование прецессии планетных орбит из-за наличия у Солнца существенного квадрупольного момента

$$J_2 = \int_0^{R_\odot} f(r) \Omega^2(r) dr, \quad (1)$$

где r — расстояние от центра звезды, Ω — угловая частота вращения, а функция $f(r)$ определяется внутренним строением и дается, например, в [5]; $f(r)$ имеет широкий максимум для r в интервале от $0,4R_{\odot}$ до $0,9R_{\odot}$, где $\Omega(r)$ более или менее хорошо рассчитана; R_{\odot} — радиус Солнца.

В 11-летнем цикле солнечной активности Солнца важную роль играет дифференциальное вращение, столь явно выраженное на поверхности. Интерес к вращению повысился недавно и в связи с открытием *торсионных* колебаний Солнца, имеющих 11-летний период [6, 7], дискретной структуры периодов вращения общего магнитного поля Солнца [8, 9] и успехами гелиосейсмологии [10]. Циклическое поведение закона вращения можно представить в виде торсионных колебаний, при которых в определенных широтных зонах вращение периодически ускоряется или замедляется при более или менее неизменном среднем вращении фотосферы [7]. Зоны аномального вращения движутся вместе с зонами активности как волны, перемещаясь в ходе цикла к экватору. Этим устанавливается важная связь между вращением Солнца и циклом активности, которая еще далека от полной ясности.

Известно, что в среднем молодые звезды вращаются быстрее, чем звезды поздних спектральных классов. Этот факт способствовал распространению мнения, что и Солнце в прошлом вращалось значительно быстрее, чем сейчас, из-за потери углового момента, уносимого солнечным ветром. Возникающее при этом торможение внешних слоев побудило некоторых теоретиков считать, что угловая скорость Ω растет с глубиной (современные данные гелиосейсмологии опровергают это мнение, см. п. 5).

О вращении внутренних областей до недавнего времени (до становления гелиосейсмологии) имелись весьма косвенные, ненадежные данные наблюдений и теоретические предпосылки. В настоящее время мнения авторов также очень сильно различаются — в основном из-за того, что неизвестна степень взаимосвязи между вращением ядра и вращением внешней оболочки. Одни полагают, что энерговыделяющее ядро, где отсутствуют конвективные потоки и нет переноса углового момента, вращается быстро, с периодом вплоть до нескольких суток, другие — что вследствие сильной связи между ядром и поверхностью внутренние области вращаются со скоростью, не сильно отличающейся от скорости фотосферы, т. е. почти как единое, твердое тело. Связь обеспечивается, например, крупномасштабной конвекцией, колебаниями или магнитным полем, пронизывающим почти все Солнце.

До развития гелиосейсмологического метода в 1982—1985 гг. вращение Солнца определялось тремя методами: а) доплеровскими измерениями лучевой скорости фотосферы, б) методом трассеров (преимущественно — по пятнам), в) вычислением автокорреляции, например, для магнитного поля или интенсивности коронального свечения.

Во всех предыдущих исследованиях, за исключением [8, 9, 39], вращение солнечного магнитного поля анализировалось или с помощью синоптических карт, или путем вычисления автокорреляции (см., например, [11—14]). Северный [15] по экстремумам общего магнитного поля Солнца как звезды для 1969 г. определил преобладающие периоды вращения магнитного поля N- и S-полярности: $\sim 26,8$ и $\sim 27,6$ сут соответственно.

Недостаток вычисления автокорреляционной функции — для пятен или магнитного поля — состоит в том, что отдельные мелкомасштабные магнитные структуры, так же как и большинство мелких пятен, существуют обычно не более нескольких суток. (Поэтому и сами пятна, по-видимому, не могут служить хорошим индикатором истинного вращения Солнца.) Говард [16] предположил, что в автокорреляцию магнитного поля, вычисленную вплоть до нескольких оборотов Солнца, существенный вклад должны вносить более крупномасштабные, глубоко залегающие магнитные структуры, характеризующиеся большим временем жизни, чем отдельные магнитные элементы. В некоторых теориях [17] вообще предполагается наличие в глубине твердотельного вращения, сосуществующего с дифференциальным на поверхности.

Качественно новый вид данных о переменности Солнца, связанной с его

вращением, представляют собой измерения общего магнитного поля (ОМП) Солнца как звезды, впервые начатые Северным [15] в 1968 г. и продолженные нами до 1976 г. [18]. Эти данные дополнены аналогичными измерениями ОМП, выполненными Говардом в обсерватории Маунт-Вилсон и Шеррером в Станфордской солнечной обсерватории¹, а также многолетними данными о (среднесуточной) полярности межпланетного магнитного поля (ММП), регистрируемого на орбите Земли.

Нашей целью является анализ наиболее полных массивов данных об ММП и ОМП методом построения спектров мощности (СМ) для выявления наиболее достоверного, устойчивого периода, соответствующего долгоживущим магнитным структурам, который отражал бы, например, вращение глубинного (глобального) магнитного поля Солнца и, возможно, подфотосферных, глубоких слоев самого Солнца.

2. Вращение Солнца на экваторе

Согласно Говарду [19] угловая скорость вращения фотосферы, определяемая по эффекту Доплера, существенно меньше, чем скорость Ω факелов, пятен и магнитного поля. Им было установлено, что скорость вращения, определяемая по картам лучевых скоростей (обсерватория Маунт-Вилсон), изменяется с фазой 11-летнего цикла. Частично это было подтверждено наблюдениями обсерватории Китт-Пик [20], но не было впоследствии подтверждено в Станфорде [21].

Авторы [22] считают, что надо отличать вращение пятен от вращения групп пятен. Из их результатов также следует разумный вывод о том, что пятна и фотосферный газ вращаются с разной скоростью: последнее естественно ведет к тому, что пятна разного размера из-за различного торможения вращаются с разной скоростью (см. также табл. 1).

Из наблюдений Маунт-Вилсоновской обсерватории следует, что плазма фотосферы вращается несколько медленнее, чем пятна и магнитное поле [12, 16, 19]. Снодграсс [14] на основе кросс-корреляции магнитограмм за период 1967—1982 гг. нашел, что в области активных широт вращение магнитного поля примерно на 1,5% (~ 30 м/с) быстрее, чем вращение самой фотосферы, причем имеется небольшое (~ 8 м/с) уменьшение угловой скорости на экваторе, подобное наблюдаемому в доплеровской кривой. Аналогичный результат недавно получен Гопасюком и Демкиной [23]: скорость мелко-масштабных элементов магнитного поля «невозмущенного» Солнца вблизи экватора примерно на 2,8% (~ 55 м/с) больше скорости окружающей фотосферы.

Однако спектроскопические измерения, выполненные в Станфорде Шеррером и др. [21], показали, что скорость вращения фотосферы на экваторе равна 2,020 км/с; соответствующий сидерический период $P = 25,06$ сут практически совпадает с периодом экваториального вращения долгоживущих пятен [24], а также с периодом вращения крупномасштабного магнитного поля.

Различия между результатами разных авторов объясняются следующими причинами: а) применение разной методики обработки данных наблюдений, б) инструментальные причины (например, влияние рассеянного света при регистрации лучевой скорости; см. детальное обсуждение ряда инструментальных эффектов в [25, 26]), в) изучение движения различных образований на поверхности Солнца, имеющих разную скорость вращения, г) влияние переменного во времени дифференциального вращения, д) изменение Ω с фазой цикла, е) зависимость Ω от глубины.

Систематическими ошибками (в частности, влиянием рассеянного света) объясняется упомянутое выше расхождение между результатами доплеровских измерений, выполненных в обсерватории Маунт-Вилсон и Станфорде; например, уровень флуктуаций ото дня ко дню, доплеровской скорости в обсерватории Маунт-Вилсон существенно снизился в 1981 г. после установки новой дифракционной решетки [27].

¹ Мы признательны Р. Говарду и Ф. Шерреру за предоставление этих данных.

Чтобы сделать обсуждение более конкретным, здесь мы ограничимся сопоставлением результатов определения Ω на экваторе. Данные разных авторов приведены в табл. 1 (почти одновременно подобную таблицу составил Шретер [3] с включением также параметров B , C закона дифференциального вращения). Видно, что значения *сидерического* периода имеют большую дисперсию: от 24,46 до 26,16 сут. (Чаще всего дифференциальное вращение представляется в виде $\Omega(\varphi) = A + B \sin^2 \varphi + C \sin^4 \varphi$, где A , B , C — константы, определяемые эмпирически; в качестве меры экваториального вращения мы в табл. 1 приводим значения P , соответствующие коэффициенту A , причем, как правило, для широтной зоны $|\varphi| \lesssim 5^\circ$.)

Таблица 1

Интервал наблюдений, годы	P , сут	Ссылка	Объект изучения
Спектроскопический метод			
1925–1930	25,85	[28]	Фотосфера
1966–1968	26,16	[29]	»
1966–1978	25,91	[20]	»
1967–1976	~25,76 *	[19]	»
1976–1979	25,06	[21]	»
Метод трассеров или метод автокорреляции			
1874–1902	24,61	[30]	Пятна
1905–1954	24,79	[30]	»
1940–1968	24,78	[30]	»
1921–1982	24,80±0,02	[22]	»
1921–1982	25,11±0,04	[22]	Группы пятен
1921–1982	24,75±0,02	[22]	Малые пятна
1921–1982	24,95±0,05	[22]	Средние пятна
1921–1982	25,34±0,07	[22]	Большие пятна
1967–1974	25,03±0,03	[31]	Пятна
1967–1974	24,47±0,08	[31]	Биполярные группы
1878–1944	25,02	[24]	Пятна
1947–1981	25,03	[32]	»
1878–1944	25,02	[33]	Долгоживущие пятна
1905–1954	24,79±0,05	[33]	Группы пятен
1935–1944	24,91	[33]	Одиночные пятна малого размера
1935–1944	25,10	[33]	Одиночные пятна большого размера
1979	24,46±0,12	[34]	Супергранулы
1959–1967	25,1	[12]	Магнитное поле
1967–1982	25,06±0,02	[14]	То же
1965–1983	25,33	[35]	Белая корона
Анализ спектра мощности			
1968–1984	25,09±0,05	—	ОМП
1926–1983	25,09±0,02	—	ММП

* Значение получено нами путем усреднения данных [19].

В конце табл. 1 даны значения P , найденные нами на основе спектров мощности ОМП и ММП. Значение $25,09 \pm 0,02$ сут можно принять в качестве основного периода сидерического вращения глобального магнитного поля на экваторе (см. ниже).

3. Спектр мощности ОМП

Для определения доминирующего периода вращения анализ спектра мощности (СМ) более предпочтителен, чем вычисление автокорреляционной функции, поскольку единый СМ можно вычислить для временного ряда практически любой длительности.

Данные наблюдений ОМП разных обсерваторий показывают систематические расхождения [8, 18]. Это иллюстрируется, например, рис. 1, где приведены СМ ОМП по измерениям в Станфорде и на обсерватории Маунт-Вилсон для одного и того же интервала наблюдений 15.05 1975—31.12 1982 г.

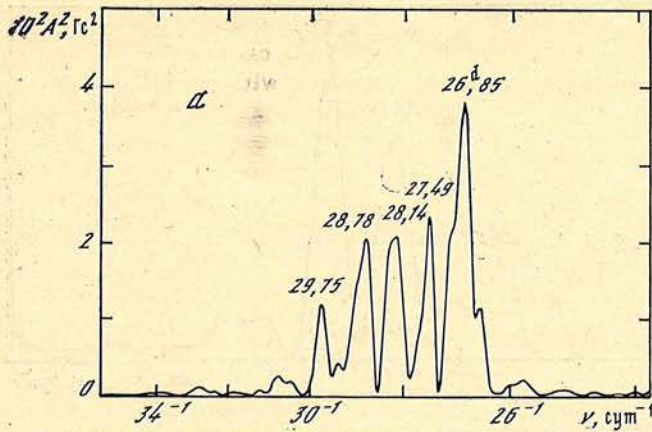
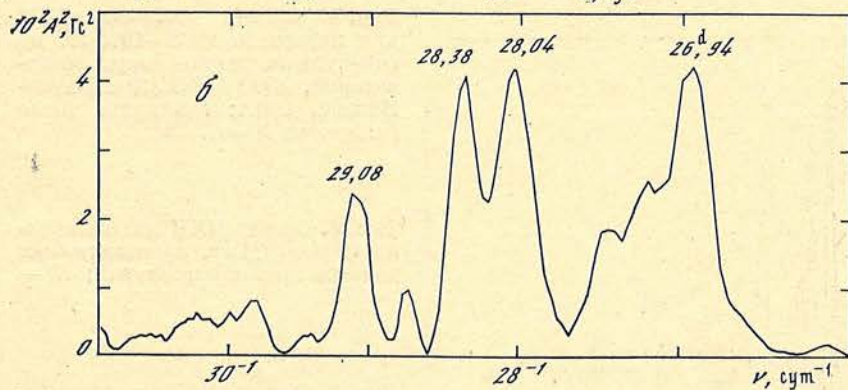


Рис. 1. Спектр мощности ОМП по наблюдениям в Станфорде (а; число отдельных измерений $N = 2428$) и в обсерватории Маунт-Вилсон (б; $N = 1562$) для интервала 1975—1982 гг.



Если в станфордских данных доминирует (синодический) период 26,85 сут, то измерения Маунт-Вилсон показывают преобладание магнитных структур, вращающихся с периодами $\sim 26,94$; 28,04 и 28,38 сут, которым отвечают пики СМ почти одинаковой амплитуды. Главной причиной расхождений является различие весовых функций двух инструментов, определяющих вклад в ОМП различных участков видимой полусферы Солнца (подробнее см. [18, 36]). Этим объясняется и такой любопытный факт: автокорреляционная функция, вычисленная для интервала наблюдений 1971—1973 гг. отдельно по данным КАО АН СССР и Маунт-Вилсон, показала доминирование существенно разных периодов вращения: ~ 28 и ~ 27 сут соответственно (этот результат получен нами совместно с Шеррером в 1974 г. и не был опубликован) (рис. 2).

Для получения наиболее достоверного СМ мы объединили данные ОМП трех обсерваторий в один временной ряд, используя нормировочные коэффициенты k , определенные ранее [8] (табл. 2), N — число данных; для получения спектра полярности ММП использовались сведения, охватывающие 58-летний интервал (1926—1983 гг., $N = 21\,022$).

СМ общего магнитного поля существенно изменяется с добавлением новых данных, что хорошо видно из последовательности трех спектров

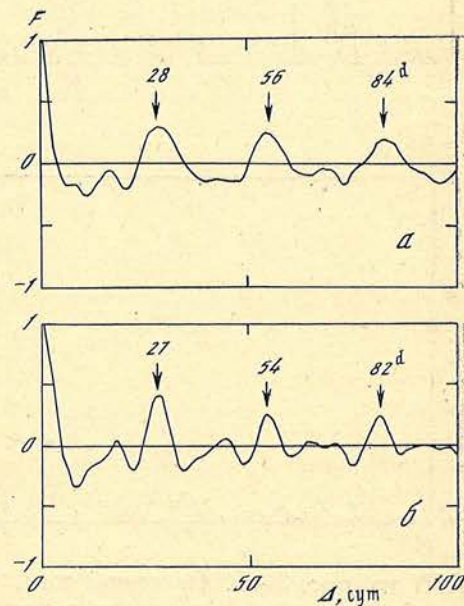


Рис. 2. Автокорреляционная функция $F(\Delta)$, вычисленная для крымских (а) и маунт-вилсоновских (б) измерений ОМП, 1971—1973 гг.

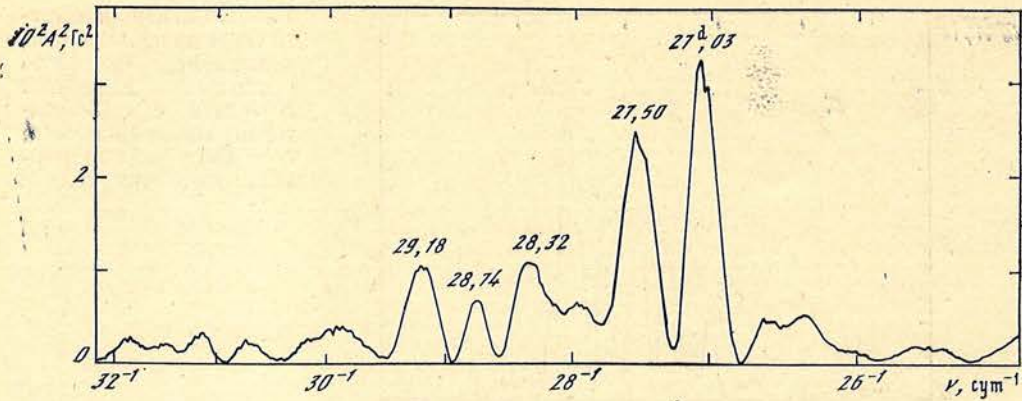


Рис. 3. Спектр мощности ОМП для интервала 1968—1976 гг. по совокупным данным двух обсерваторий, КАО АН СССР и Маунт-Вилсон, США; суммарное число измерений $N = 2699$

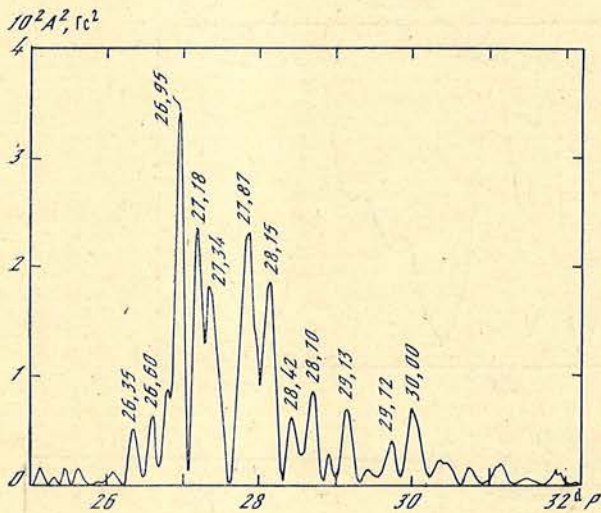
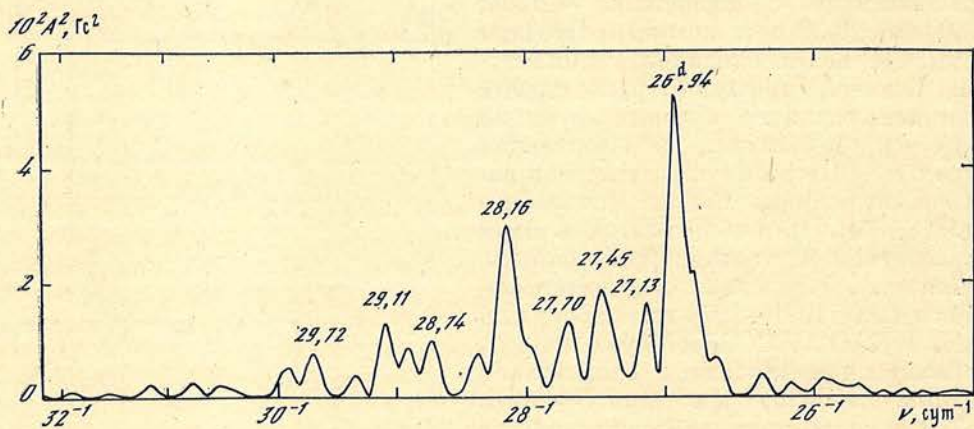


Рис. 4. Спектр ОМП для интервала 1968—1981 гг. по совокупным данным трех обсерваторий; $N = 5783$

Рис. 5. Спектр ОМП для интервала 1968—1984 гг. по совокупным данным трех обсерваторий; $N = 6876$



ОМП на рис. 3—5. Основной пик, соответствующий $P = 27,03 \pm 0,07$ сут (ошибка определена по ширине пика на уровне $0,8 A^2$) в интервале 1968—1976 гг., с увеличением длины ряда сместился в сторону более короткого периода $P_1 = 26,94 \pm 0,05$ сут (рис. 4, 5). Особый интерес представляет рост амплитуды пика $P_2 = 28,16 \pm 0,07$ сут, который практически не выделяется в интервале 1968—1976 гг., но становится вторым по величине для полного массива данных 1968—1984 гг.

Сравнивая амплитуды пиков $P_1 = 26,94$ и $P_2 = 28,2$ сут на рис. 5, необходимо учитывать, что фотосферные магнитные поля на разных гелиоширотах φ имеют разные периоды вращения из-за дифференциальности вращения Солнца и входят с разными весами в интегральную величину

Таблица 2

Обсерватория	Интервал наблюдений, годы	N	k
Общее магнитное поле Солнца			
Крым	1968—1976	1398	0,77
Маунт-Вилсон	1970—1982	2457	0,94
Станфорд	1975—1984	3021	1,57
Три обсерватории вместе	1968—1984	6876	—

ОМП. Эти веса определяются: а) широтной протяженностью рассматриваемой зоны $\Delta\varphi$; б) функцией потемнения диска к краю $\gamma(\rho) \approx 0,37 + 0,63 \cdot (1 - \rho^2)^{1/2}$, где ρ — гелиоцентрическое расстояние данного участка фотосферы; в) эффектом проекции, пропорциональным в первом приближении $|\cos \varphi|^3$.

Для закона дифференциального вращения магнитного поля примем формулу, установленную Снодграссом [14] из автокорреляционного анализа маунт-вилсоновских магнитограмм за 1967—1982 гг.:

$$\omega(\varphi) = 2,902 - 0,464 \sin^2 \varphi - 0,328 \sin^4 \varphi \quad (2)$$

(мкрад·с⁻¹). Отсюда находим, что период синодического вращения магнитного поля $P_2 \approx 28,2$ сут соответствует широте $\varphi \approx 28,7^\circ$.

Можно предположить, что период $P_1 \approx 27$ сут синодического вращения связан с (когерентным) вращением приэкваториального магнитного поля (см. ниже). Полагая далее, что ширины $\Delta\varphi$ обеих зон, вращающихся преимущественно с периодами $\sim P_1$ и P_2 , в среднем одинаковы, так же как и средние напряженности поля в спокойной фотосфере (~ 2 Гс [36, 37] и более или менее не зависят от φ), для отношения весовых коэффициентов указанных двух широтных зон ($\varphi_2 \approx 28,7^\circ$, $\varphi_1 \approx 0^\circ$) получаем $\alpha_2/\alpha_1 \approx 0,62$. Учет этого фактора приводит к исправленной амплитуде второго пика P_2 в спектре мощности ОМП (рис. 5) $A \approx 0,174/0,62 \approx 0,28$ Гс, большей, чем амплитуда $A \approx 0,23$ Гс пика P_1 . Это подчеркивает факт примерного «равноправия» двух синодических периодов, $\sim 26,94$ и $\sim 28,16$ сут в спектре ОМП.

4. Спектр мощности знака ММП

Понять природу двух указанных выше периодов изменения ОМП Солнца помогает спектр мощности знака ММП (+1, -1 или 0). Ранее аналогичный массив данных, несколько меньшего объема, анализировался в [8, 38, 39] с целью изучения эволюции секторной структуры ММП и дискретных периодов вращения магнитного поля Солнца. Массив полярности ММП (1926—1983 гг.), рассматриваемый здесь, основан на материале [40, 41] с добавлением новых определений полярности, публикуемых ИЗМИРАНом.

Спектр ММП (рис. 6) обнаруживает группу доминирующих пиков в районе периодов $\sim 26,9$ — $27,5$ сут, включая максимальный в этом участке пик $P_1 = 26,94 \pm 0,02$ сут. Обращает на себя внимание изолированный пик $P_2 = 28,20 \pm 0,02$ сут, имеющий в спектре самую большую амплитуду, а также «провал» между $P \approx 27,5$ и $P \sim 28,2$ сут, характерный как для ММП, так и для ОМП (см. рис. 5).

Расщепление СМ ММП на отдельные пики в диапазоне периодов 26,9—27,5 сут обусловлено, по-видимому, двумя причинами: а) существованием на Солнце дискретных широтных зон преимущественного квазикогерентного (на протяжении многих лет) вращения магнитного поля, б) влиянием 11(22)-летней модуляции общего магнитного поля Солнца при наличии медленного дрейфа крупномасштабных магнитных структур к экватору с фазой цикла и дифференциального вращения (см. [8, 9, 39]; например, периоды биения некоторых пар периодов (пиков в СМ) в указанном диапазоне близки к 11 или 22 годам). В силу этого есть основания полагать, что мощ-

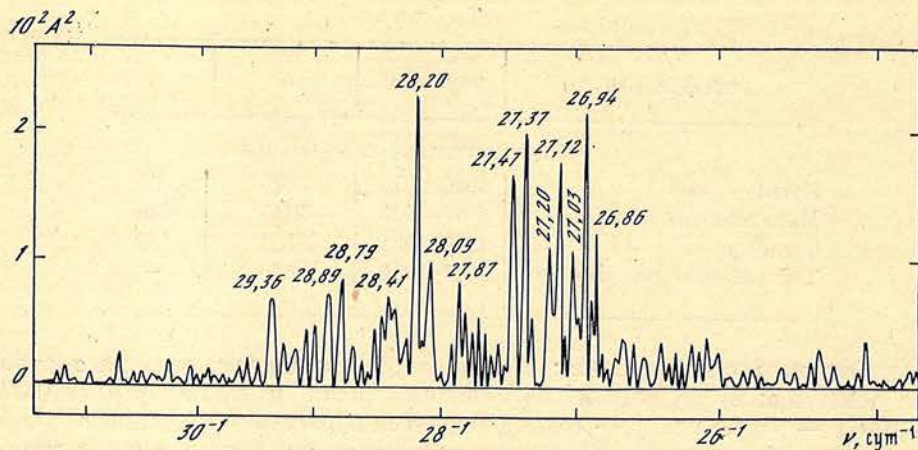


Рис. 6. Спектр полярности ММП для интервала 1926—1983 гг.; $N = 21022$

ность вариаций ММП, так же как и ОМП, в диапазоне периодов 26,9—27,5 сут обусловлена (дифференциальным) вращением приэкваториального крупномасштабного магнитного поля на широтах $|\varphi| \lesssim 20^\circ$. Доминирующий пик 26,94 сут, особенно сильно выраженный в спектре ОМП (см. рис. 5), отождествляется нами с наиболее характерным периодом вращения магнитного поля на экваторе; сидерический период равен $25,09 \pm 0,02$ сут (см. табл. 1).

Наиболее интересен пик 28,2 сут. Естественно, что весовая функция ММП иная, чем для ОМП. В частности, по причине сжатия магнитного поля в межпланетном пространстве к плоскости солнечного экватора повышается вклад в ММП магнитных силовых линий, идущих от средних гелиоширот. Тем не менее если учитывать вес, то истинная амплитуда пика 28,2 сут в спектре ММП должна быть несколько увеличена по сравнению с наблюдаемой амплитудой на рис. 6. Это еще больше заостряет вопрос о природе периодичности P_2 , столь отчетливо выраженной в спектрах ММП и ОМП. Заметим, что пик 28,2 сут не показывает расщепления, которое могло бы быть связано с 22-летним циклом или дифференциальным вращением.

Эти факты приводят нас к выводу, что период 28,20 сут (сидерический период $26,18 \pm 0,02$ сут) может отражать вращение перманентного *глубинного* магнитного поля Солнца, сконцентрированного в основании конвективной зоны или под ней. Период 28,2 сут существенно больше, чем период приэкваториального вращения пятен, фотосферы и крупномасштабного магнитного поля (см. табл. 1); он может характеризовать, вероятно, так называемое «твердотельное» вращение Солнца и его глобального магнитного поля. Независимое подтверждение такому выводу следует, например, из [42], где на основе анализа радиоизлучения Солнца в 1958—1976 гг. на волне 10,7 см получено указание на существование у Солнца жесткого вращения с периодом около 28 сут.

5. Сравнение с данными гелиосейсмологии

Измерения сплюснутости Солнца, выполненные в Принстоне, привели Дикке [4, 43] к выводу о твердотельном вращении солнечного ядра с сидерическим периодом $12,22 \pm 0,12$ сут. Однако новые данные, полученные разными авторами, в частности, по расщеплению частот акустических 5^m -осцилляций, дали существенно иные, хотя в достаточной мере взаимно противоречивые, результаты [44—47].

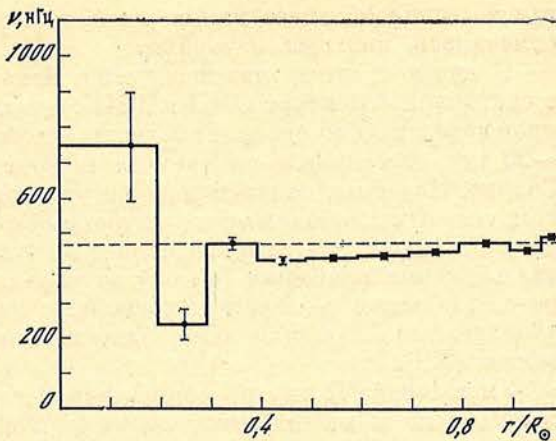
Недавнее исследование [46] солнечных осцилляций в области частот 2,1—3,7 мГц, имеющих степень l от 1 до 100, показало, что большая часть массы Солнца ($r/R_\odot > 0,4$) вращается со скоростью, близкой к скорости фотосферы на экваторе. Вычисленный по этим данным квадрупольный момент Солнца J_2 оказывается весьма малым, $\sim 1,6 \cdot 10^{-7}$ [48], и дает пренебрежимо малый вклад в прецессию планетных орбит.

Рис. 7. Профиль частоты вращения $\nu = \Omega/2\pi$ Солнца согласно гелиосейсмологическим данным

Штриховая прямая соответствует скорости вращения на поверхности (рисунок заимствован из [48])

Частоты осцилляций Солнца весьма чувствительны к профилю внутреннего вращения $\Omega(r)$. В случае акустических p -мод частота ν_{nl} собственных 5^m -осцилляций смещается на величину [48, 49]

$$\Delta\nu_{nl} = \int_0^{R_{\odot}} K_{nl}(r) \Omega(r) dr, \quad (3)$$



где $\Omega(r)$ — частота вращения, n и l — порядок и степень колебания, K_{nl} — весовая функция, определяемая внутренним строением звезды.

Наш вывод о более медленном (чем экваториальная скорость вращения фотосферы), со скоростью $\Omega \approx 2,777 \cdot 10^{-6}$ рад·с⁻¹, глубинном вращении Солнца и его общего магнитного поля хорошо согласуется с результатами гелиосейсмологии [10, 46, 48, 49], на основе которых можно предполагать, что в глубине ($r/R_{\odot} \approx 0,3$) Солнце вращается несколько медленнее, чем его поверхность. (Лишь энерговыделяющее ядро, возможно, вращается быстрее, чем поверхностные слои, однако для самых внутренних областей неопределенности наблюдений (акустических мод колебаний) и теоретических расчетов пока весьма велики.) А недавние наблюдения Брауна [50] еще больше заинтересовали исследователей. Наблюдаемое расщепление p -мод степени $l = 5 \div 50$ показало, что для $0,3 \lesssim r/R_{\odot} \lesssim 0,7$ зависимость Ω от широты φ практически отсутствует (вращение оказывается постоянным на сферах), что резко отличается от вращения на поверхности.

По расчетам Лейбачера [48], основанным на данных [46], частота вращения для $0,4 \lesssim r/R_{\odot} \lesssim 0,9$ уменьшается с глубиной от $\sim 0,46$ до $\sim 0,42$ мкГц (см. рис. 7) и в среднем составляет $\sim 0,44$ мкГц, что соответствует сидерическому периоду $\sim 26,3$ сут. Это очень близко к нашему значению 26,19 сут для вращения глобального магнитного поля.

6. Обсуждение результатов

Изучение вращения общего магнитного поля Солнца проливает дополнительный свет на глубинное вращение Солнца. Анализ спектров мощности ОМП, подкрепленный анализом многолетних данных о полярности ММП, показывает, что основной период вращения магнитного поля на экваторе равен $26,94 \pm 0,02$ сут (сидерический период 25,09 сут). Этот период, по-видимому, соответствует вращению тороидального поля конвективной зоны на низких широтах (аналогичный вывод сделан в [51]).

В глубине ($0,4 \lesssim r/R_{\odot} \lesssim 0,7$) магнитное поле, а также, по-видимому, и лучистая зона Солнца вращаются с меньшей угловой скоростью и без существенного дифференциального вращения; синодический период $P = 28,20 \pm 0,02$ сут, что хорошо согласуется с гелиосейсмологическими данными. Отсюда возникает следующая проблема: в большинстве теорий солнечного динамо-механизма требуется рост Ω с глубиной, что противоречит обсуждаемым здесь данным наблюдений. (Заметим, например, что кинематическая модель 11-летнего цикла, развитая Лейтоном, лучше согласуется с наблюдаемыми на поверхности Солнца явлениями, если предполагать, что Ω растет с глубиной.)

Существование двух доминирующих (когерентных на протяжении ~ 17 —60 лет) периодов вращения, около 27,0—27,5 сут (с «пиковым» значением 26,94) и 28,2 сут, проявляется в секторной структуре ОМП и ММП,

где часто преобладает или первый, или второй период, что неоднократно отмечалось многими авторами.

В связи с этим целесообразно напомнить об интересной ситуации в секторной структуре ОМП и ММП, имевшей место в августе 1972 г. Тогда произошел резкий переход вращения структуры от периода ~ 27 к периоду ~ 28 сут, что совпало по времени с серией известных мощных вспышек на Солнце. Подобные изменения Ω могут быть связаны с существенным обменом угловым моментом между глубокими слоями конвективной зоны и фотосферой. Это находится в согласии с выводом Гилмана и Говарда [27] о том, что вариации вращения (пятен) обусловлены не обменом моментом по широте, а обменом по глубине, поскольку все широтные зоны ускоряются или замедляются более или менее одновременно с фазой 11-летнего цикла (см. также [52]).

Уменьшение Ω внутрь конвективной зоны, следующее из данных гелиосейсмологии и наших результатов по ОМП, заостряет проблему динамомеханизма [53], призванного объяснить солнечный цикл, и ставит серьезные вопросы о справедливости современной динамической модели Солнца.

Найденный нами период 28,20 сут можно считать, по-видимому, некоторым средним периодом (квазикогерентным в течение десятилетий) вращения внутреннего магнитного поля — и, возможно, самого Солнца, — в области от $r/R_{\odot} \approx 0,3 \div 0,4$ до основания конвективной зоны.

Указанный период соответствует наблюдаемому вращению на поверхности Солнца на широте $\sim 29^\circ$, что близко к средней широте (27°) зоны пятнообразования в начале каждого 11-летнего цикла. Это наводит на мысль о модели наклонного ротатора с осью (дипольного) внутреннего магнитного поля Солнца, наклоненной к оси вращения под углом $\chi \approx 62^\circ$. Известно, что многие магнитные звезды имеют угол $\chi \neq 0$, и некоторые из них — углы χ , превосходящие 55° . Как показывают теоретические расчеты [54], модель звезды с магнитным полем, не имеющим осевой симметрии для углов $\chi > 55^\circ$, имеет свойства ортогонального магнитного ротатора ($\chi \approx 90^\circ$), когда поверхностное поле доминирует над центральным (глубинным) полем. Это помогает объяснить в принципе существование устойчивой секторной структуры магнитного поля Солнца, но, к сожалению, не главную проблему — 11-летний цикл.

Вопрос же о вращении самого ядра Солнца еще более интригует, поскольку предположение даже о том, что ядро вращается, скажем, в 2—3 раза быстрее, чем поверхность, приведет к очень серьезным последствиям для истории вращения Солнца и подобных ему звезд, так как их магнитная активность тесно коррелирует со скоростью вращения.

Авторы [10] считают возможным, что Ω ядра может быть в 3—6 раз больше, чем Ω поверхности. Их результаты, однако, находятся в некотором противоречии с данными группы Хилла и др. [47], которые указывают на то, что не само ядро, а большая часть массы Солнца, для $r/R_{\odot} \lesssim 0,7$, вращается примерно в 6 раз быстрее, чем поверхность. Поэтому следует ждать новых, более надежных результатов гелиосейсмологии, чтобы более или менее окончательно решить все возникшие проблемы с внутренним вращением и моделью Солнца (а также с потоком солнечных нейтрино).

Вопрос о возможности быстрого вращения центрального ядра Солнца обсуждается в [55, 56], включая гипотезу о вращении ядра с известным периодом 160 мин. Существование такого быстровращающегося ядра на первый взгляд трудно согласовать с обычным представлением о магнитном поле, пронизывающим всю лучистую зону звезды. Заметим в связи с этим, однако, что авторы [57], например, чтобы решить проблему, предполагают, что ядро Солнца может содержать реликтовое магнитное поле, не испытавшее эволюционного процесса турбулизации, и поэтому оно может рассматриваться как слабо связанное (или не связанное) с магнитным полем остального объема звезды.

Аргументы в пользу быстрого вращения центральной ($r/R_{\odot} \lesssim 0,1$) области Солнца даются в [55, 56]. Из наблюдений колебаний Солнца [10] уже следует указание (но еще не доказательство) на возможное реликтовое

быстрое вращение центрального ядра Солнца. Реликтовое магнитное поле Солнца, которое может быть сконцентрировано в лучистой зоне или, скорее, в ядре, очень слабо проявляется, по-видимому, в конвективной зоне, где генерируются поверхностные магнитные поля, вращающиеся с периодами ~ 27 сут.

Для напряженности магнитного поля в самом ядре пока нет жестких ограничений со стороны теории; согласно Паркеру [58] в ядре поле может достигать величины $\sim 10^7$ Гс. И если ядро при этом очень быстро вращается (например, с периодом ~ 160 мин [55, 56]), то возникающие при этом глобальные осцилляции могут, по-видимому, переносить угловой момент от центральных областей наружу, приводя к ускорению вращения на экваторе. Можно заключить, следовательно, что как вращение (дифференциальное), так и различные эффекты нерадиальных колебаний звезды должны рассматриваться как части одного общего активного процесса, связанного с перераспределением углового момента звезды.

Автор считает своим долгом поблагодарить академика А. Б. Северного за интерес к работе и полезное обсуждение результатов, а также Л. С. Левичко, внесшего большой вклад в подготовку данных о полярности ММП для анализа. Автор признателен С. А. Бондаренко и Г. Я. Смирновой за помощь в обработке данных, а также П. П. Добронравину за внимательное чтение рукописи и замечания.

22 апреля 1986 г.

Литература

1. Солонский Ю. А.— Труды астроном. общ. ЛГУ, 1977, т. 33, с. 112—145.
2. Howard R.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1984, vol. 22, p. 131—155.
3. Schröter E. H.— Solar Phys., 1985, vol. 100, p. 141—169.
4. Dicke R. H.— Science, 1974, vol. 184, p. 419—429.
5. Gough D. O.— Nature, 1982, vol. 298, p. 334—339.
6. Howard R., LaBonte B. J.— Astrophys. J., 1980, vol. 239, p. L33 — L36.
7. Snodgrass H. B., Howard R.— Science, 1985, vol. 228, p. 945—952.
8. Kotov V. A., Levitsky L. S.— In: Solar and stellar magnetic fields: Origin and coronal effects/Ed. J. O. Stenflo. Dordrecht, 1983, p. 23—27.
9. Ромос В. А., Левичкий Л. С.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1984, с. 69, 90—99.
10. Christensen-Dalsgaard J., Gough D., Toomre J.— Science, 1985, vol. 229, p. 923—931.
11. Bumba V., Howard R.— Astrophys. J., 1965, vol. 141, p. 1502—1512.
12. Wilcox J. M., Schatten K. H., Tanenbaum A. S., Howard R.— Solar Phys., 1970, vol. 14, p. 255—262.
13. Stenflo J. O.— Astron. and Astrophys., 1977, vol. 61, p. 797—804.
14. Snodgrass H. B.— Astrophys. J., 1983, vol. 270, p. 288—299.
15. Severny A. B.— Quart. J. Roy. Astron. Soc., 1971, vol. 12, p. 363—379.
16. Howard R.— Solar Phys., 1978, vol. 59, p. 243—248.
17. Gierasch P. J.— Astrophys. J., 1974, vol. 190, p. 199—210.
18. Ромос В. А., Северный А. Б. Общее магнитное поле Солнца как звезды. Каталог 1968—1976.— В кн.: Матер. мирового центра данных Б. М.: Междуведом. геофиз. комитет, 1983. 24 с.
19. Howard R.— Astrophys. J., 1976, vol. 210, p. L159 — L161.
20. Livingston W., Duvall T. L., Jr.— Solar Phys., 1979, vol. 61, p. 219—231.
21. Scherrer P. H., Wilcox J. M., Svalgaard L.— Astrophys. J., 1980, vol. 241, p. 811—819.
22. Howard R., Gilman P. A., Gilman P. I.— Astrophys. J., 1984, vol. 283, p. 373—384.
23. Гонасюк С. И., Демкина Л. Б.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1987, т. 76.
24. Newton H. W., Nunn M. L.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1951, vol. 111, p. 413—421.
25. LaBonte B. J., Howard R.— Solar Phys., 1981, vol. 73, p. 3—12.
26. Andersen B. N.— Solar Phys., 1985, vol. 98, p. 173—176.
27. Gilman P. A., Howard R.— Astrophys. J., 1984, vol. 283, p. 385—391.
28. Belopolsky A.— Pulkovo Obs. Circ., 1932, N 1, p. 3—7.
29. Howard R., Harvey J.— Solar Phys., 1970, vol. 12, p. 23—51.
30. Arevalo M. J., Gomez R., Vazquez M. et al.— Astron. and Astrophys., 1982, vol. 111, p. 266—271.
31. Neidig D. F.— Solar Phys., 1980, vol. 66, p. 205—211.
32. Lustig G.— Astron. and Astrophys., 1983, vol. 125, p. 355—358.
33. Ward F.— Astrophys. J., 1966, vol. 145, p. 416—425.
34. Duvall T. L., Jr.— Solar Phys., 1980, vol. 66, p. 213—221.
35. Fisher R., Sime D. G.— Astrophys. J., 1984, vol. 287, p. 959—968.
36. Scherrer P. H.— Stanford Univ. IPR Rep., 1973, N 554.

37. Котов В. А., Степанян Н. Н., Щербакоева Э. А.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1977, т. 56, с. 75—83.
38. Svalgaard L., Wilcox J. M.— Solar Phys., 1975, vol. 41, p. 461—475.
39. Кушлин Г. В., Обриджо В. Н.— Препр. № 10—82. СибИЗМИР. Иркутск, 1982.
40. Svalgaard L.— Dan. Meteorol. Inst. Geophys. Rep. R — 29. Charlottenlund, 1972, p. 1—36.
41. Мансуров С. М., Мансуров Г. С., Мансурова Л. Г.— Препр. № 8. ИЗМИР. М., 1975.
42. Ерофеев Д. В., Крамынин А. П.— Солнечные данные, 1984, № 5, с. 83—87.
43. Dicke R. H.— Solar Phys., 1976, vol. 47, p. 475—515.
44. Claverie A., Isaak G. R., McLeod C. P. et al.— Nature, 1981, vol. 293, p. 443—445.
45. Isaak G. R., van der Raay H. B., Palle P. L., Roca Cortes T.— Mem. Soc. Astron. Ital., 1984, vol. 55, p. 353—356.
46. Duvall T. L., Jr., Harvey J. W.— Nature, 1984, vol. 310, p. 19—22.
47. Hill H. A., Yakowitz D. S., Rosenwald R. D., Campbell W.— In: The Hydromagnetics of the Sun. The Netherlands, ESA SP-220, 1984, p. 187—188.
48. Leibacher J.— In: Theoretical problems in stellar stability and oscillations. Liege: Univ. Liege, 1984, p. 298—302.
49. Duvall T. L., Jr., Dziembowski W. A., Goode P. R. et al.— Nature, 1984, vol. 310, p. 22—25.
50. Brown T. M.— Nature, 1985, vol. 317, p. 591—594.
51. Григорьев В. М., Пещеров В. С.— Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, 1983, вып. 65, с. 3—13.
52. Степанян Н. Н.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 67, с. 59—65.
53. Ruzmaikin A. A.— Solar Phys., 1985, vol. 100, p. 125—140.
54. Galea E. R., Wood W. P.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1985, vol. 217, p. 633—649.
55. Котов В. А., Левуцкий Л. С.— Наст. том.
56. Котов В. А., Косовичев А. Г.— Наст. том.
57. Rosner R., Weiss N. O.— Nature, 1985, vol. 317, p. 790—792.
58. Parker E. N.— Astrophys. J., 1975, vol. 198, p. 205—209.

УДК 523.9

ПЕРИОД 160 МИНУТ, ВНУТРЕННЕЕ ВРАЩЕНИЕ И 11-ЛЕТНИЙ ЦИКЛ СОЛНЦА: СВИДЕТЕЛЬСТВО ВЗАИМОСВЯЗИ?

В. А. Котов, Л. С. Левицкий

С целью уточнения периода 160^m-осцилляций рассмотрена последовательность ~19 000 хромосферных вспышек, наблюдавшихся на Солнце в 1947—1980 гг. по данным мировой сети обсерваторий. Временной ряд начальных моментов вспышек подвергнут «спектральному анализу», основанному на вычислении критерия χ^2 . Доминирующий пик в районе 160^m соответствует периоду $160^m,01015 \pm 0^m,00008$, что хорошо согласуется с результатом доплеровских измерений [1—4].

Значимые пики в районе 160^m-периода представляют собой мультиплетную структуру. Расстояние между двумя главными пиками (~160^m,0102 и 160^m,0056) хорошо соответствует длительности 11-летнего цикла солнечной активности, что подтверждает предварительный вывод [9] о возможной физической связи тонкой структуры 160^m-периода с 11-летним циклом.

Временная последовательность вспышек обнаруживает также сильный пик около 80^m, причем его амплитуда значительно больше амплитуды пиков в области 160^m.

Между (четырьмя) частотами 160^m-мультиплета и 80^m-периодом имеют место простые «резонансные» соотношения. Это свидетельствует о том, что дискретные частоты 160^m-осцилляций (определяемые по вспышкам) зависят, по-видимому, от внутреннего строения Солнца и, следовательно, несут информацию о его внутреннем вращении. Предполагается, в частности, что мультиплетная 160^m-структура является результатом нелинейного взаимодействия глобальных 160^m-осцилляций с быстрым вращением центрального ядра Солнца. Последнее вращается, возможно, также с периодом около 160^m.

Указывается, что модель с быстровращающимся ядром в состоянии, по-видимому, объяснить существование внутри Солнца (на расстоянии около $0,3 R_{\odot}$ от его центра) зоны замедленного вращения, предположенной недавно Дювалем и др. [41] на основе гелиосейсмологических данных.

THE 160 MINUTES PERIOD, INTERNAL ROTATION AND 11 YEAR CYCLE OF THE SUN: THE EVIDENCE FOR A RELATIONSHIP? by V. A. Kotov, L. S. Levitsky. — In order to specify an exact value of the 160^m period of solar oscillations, we analyse the sample of about 19 000 chromospheric flares on the Sun as observed by the world network of solar observatories in 1947—1980. A single time-series of onset moments of flares was formed and then subjected to the χ^2 — «power spectrum» analysis. For the dominant peak in the 160^m range studied we get the best period's value of $160^m,01015 \pm 0^m,00008$, which is in excellent agreement with the result of Doppler observations [1—4].

The data set showed that significant peaks within the 160^m range of periods originate as a multiplet structure. The spacing between two major peaks (about 160^m,0102 and 160^m,0056) perfectly well corresponds to the length of 11-year cycle of solar activity, justifying thus a tentative supposition [9] that some physical relation between fine structure of the 160^m period and solar cycle might exist.

The time sequence of flares reveals also a strong peak in the 80^m range; its amplitude appears to be much higher than that of any peak in the 160^m range.

We find a simple «resonant» relations between (four) frequencies of the 160^m multiplet and 80^m period. This suggests that discrete frequencies of 160^m oscillations (as seen in solar

flares) may be dependent on detailed structure of the deep solar interior and therefore may be used to map out the interior rotation rate. In particular, we suppose that the 160^m multiplet structure might result from a nonlinear interaction of the 160^m global oscillations with the fast rotation of the inner solar core. The latter can rotate, plausibly, with nearly the same period of 160^m .

It is also pointed out that the model with a rapidly spinning small core may reasonably explain an existence of a slower rotation zone inside the Sun, near $0.3 R_{\odot}$, deduced recently by Duvall et al. [41] from helioseismological observations.

Осцилляции Солнца с периодом $P_0 = 160^m,010$ [1—3] сейчас признаны большинством исследователей. Тем не менее дискуссия о природе этого периода продолжается, главным образом в силу того, что: 1) период слишком велик, чтобы быть фундаментальной радиальной модой осцилляций Солнца, и 2) он близок к $1/9$ среднесолнечных суток (см., например, [4]). Обращалось внимание на то обстоятельство, что в крымских и станфордских данных наблюдений [5, 6] обнаруживается только одна доминирующая мода колебаний, сохраняющая начальную фазу в течение многих лет, тогда как теория предсказывает существование в спектре мощности «частотола» пиков, отвечающих множеству других g -мод. Поэтому близость P_0 к $1/9$ сут дает повод говорить некоторым авторам [7], например, о неизвестном малоамплитудном эффекте в земной атмосфере, который якобы ответствен за ложную периодичность P_0 в дифференциальных доплеровских измерениях [3, 6].

Было приведено множество аргументов и доказательств в пользу именно солнечного происхождения P_0 (см., например, [4—6, 8]). Важным и интересным явилось недавнее обнаружение P_0 -модуляции временной последовательности хромосферных вспышек на Солнце, охватывающей 26 лет, 1955—1980 гг. [9]. Найденный период в пределах ошибок совпадает с периодом P_0 , установленным оптическими наблюдениями (лучевой скорости фотосферы):

осцилляция Солнца: $P_0 = 160^m,0102 (\pm 6)$,

вспышки на Солнце: $P_v = 160^m,0100 (\pm 2)$

(здесь и всюду далее числа в скобках соответствуют ошибке последних значащих цифр). Этот факт делает полностью несостоятельными какие-либо ссылки на возможное влияние земной атмосферы, поскольку, во-первых, анализировались данные мировой сети обсерваторий за много лет и, во-вторых, сам род данных (времена начала вспышек балла $B \geq 1$) исключает всякое влияние атмосферы. Наконец, надо еще раз подчеркнуть, что период P_0 ($\approx P_v$) значительно отличается от $1/9$ сут.

Особый интерес вызывает присутствие (в массиве вспышек) второго, значимого статистически, периода $P_1 = 160^m,0056 (\pm 2)$. В [9] сделан вывод о возможном «дублетном» характере периода 160^m , а также указано на связь расщепления $P_0 - P_1 = 0^m,0044$ с 11-летним циклом солнечной активности.

Недостатком предварительного анализа [9] было усреднение массива 1955—1980 гг., всего 16 197 вспышек, по 10-минутным интервалам, вызванное ограниченными возможностями программы ЭВМ: в то время как момент начала каждого события определен в списке событий, формально, с точностью до минуты (фактическая погрешность, конечно, несколько больше; как правило, она составляет 2—5 мин), все данные усреднялись по 10-минутным интервалам. А именно в качестве временной координаты бралась величина $x_i = \text{INT}(t_i/10)$, где t_i — время начала события с номером i , отсчитываемое в минутах от единой начальной эпохи; $i = 1, 2, \dots, 16\,197$.

В связи с этим, а также учитывая важность рассматриваемой проблемы как для понимания природы 160^m -колебаний Солнца, так и их возможной физической связи с 11-летним циклом, решено было рафинировать обработку данных о вспышках вместе с добавлением нового материала, взятого из опубликованных данных. С этой целью были значительно расширены возможности программы «Спектр χ^2 », теперь не требующей предварительного усреднения данных по времени. В новом варианте программы в ка-

честве временной координаты каждого события берется фактическое значение t_i (в минутах). Более того, теперь мы получили возможность обрабатывать временные ряды очень большой длительности: при вычислении «спектров мощностей» наилучшее разрешение по частоте составляет $\Delta\nu \approx 10^{-9} \text{ мин}^{-1}$, что соответствует изменению t_i в пределах до $\sim 6 \cdot 10^7$ мин — гораздо больше рассматриваемой здесь 34-летней последовательности вспышек 1947—1980 гг.

В связи с результатами [9] было высказано мнение (А. А. Памятных; частное сообщение, 1985 г.), что в спектре мощности (СМ) вспышек должны присутствовать сильные гармоники суточного периода, обусловленные заметной суточной скважностью ряда (см. ниже). Это якобы может сильно понизить достоверность найденной $160^{\text{м}}$ -периодичности. Поэтому здесь мы особое внимание уделяем также анализу суточных гармоник.

Одной из целей работы является уточнение периода 160-минутных осцилляций Солнца: ряд вспышек почти втрое длиннее, чем ряд доплеровских измерений, поэтому точность определения $P_0 (=P_B)$ по вспышкам в несколько раз лучше, чем по данным [4, 5].

Представление о периодической модуляции в появлении вспышек не противоречит современной точке зрения на триггерные механизмы и взаимодействие собственных колебаний Солнца с его активностью. Сейчас серьезно рассматривается, например, вопрос о влиянии зон повышенной солнечной активности на спектр наблюдаемых колебаний, в частности, g -мод [10]. В свою очередь разумно предположить, что возмущения внутренней структуры Солнца в основании конвективной зоны, и особенно в широтных поясах активности, приводят, статистически, к периодической модуляции вспышечной активности вследствие периодических отклонений от «спокойной» сферически-симметричной структуры Солнца, имеющих угловую зависимость типа Y_l^m и частоту данных g -мод.

1. Каталог вспышек и метод анализа

За основу рассматриваемого здесь массива взят список моментов начала 16198 вспышек балла $B \geq 1$, практически идентичный изученному ранее в [3, 9] и составленный нами по опубликованным данным (в частности, [11—13]). К этому массиву были добавлены сведения о 2679 вспышках ($B \geq 1$) за 1947—1955 гг., так что общее число событий $N = 18877$. По сравнению с [9] объем данных увеличен примерно на 17%, а общая длительность временного ряда (1947—1980 гг.) — на 33%, что существенно сказалось, как будет видно из дальнейшего, на статистической достоверности результатов и, следовательно, на надежности их интерпретации.

Распределение числа вспышек по годам показано на рис. 1. Подавляющее большинство вспышек, около 92%, относятся к слабым вспышкам балла 1 или 1, 5, поэтому весь анализ выполнен без учета балла, т. е. для частотного распределения вспышек; иначе говоря, всем вспышкам приписывался один и тот же вес.

Метод анализа изложен в [9]. Спектр мощности, или спектр χ^2 , вычислялся методом наложенных эпох с определением критерия χ^2 при разбиении пробного периода на 16 или 8 фазовых интервалов. На всех графиках СМ, построенных для разбиения на 8 фазовых интервалов, по вертикали откладывается величина $F^2 \equiv (\chi^2)^2$ как функция частоты ν .

Рассматриваемый временной ряд отличается от обычных рядов $y(t)$ (где y — некоторый измеренный сигнал, t — время) тем, что он: 1) по существу является суммой дельта-функций: $\sum \delta(t - t_i)$, где t_i — время начала i -го события, и 2) имеет чрезвычайно низкий фактор «заполнения» — ряд характеризуется очень большим числом временных отрезков без событий («пробелов»). Последнее обстоятельство сильно усложняет вычисления и интерпретацию СМ (в нашем случае спектра χ^2 ; см., например, [14]) и требует некоторых дополнительных сведений, или условий, полученных на основе априорных знаний, или о физическом процессе, или о спектре мощ-

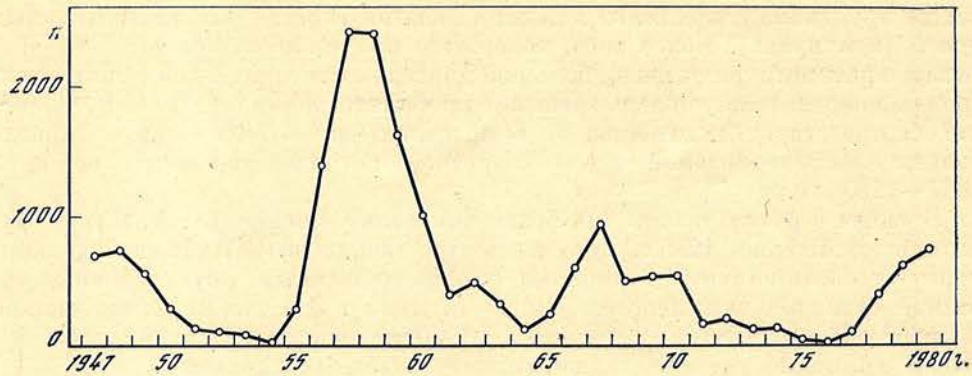


Рис. 1. Распределение числа хромосферных вспышек балла 1 и выше по годам

n — среднегодовое число вспышек, суммарное число вспышек $N = 18877$

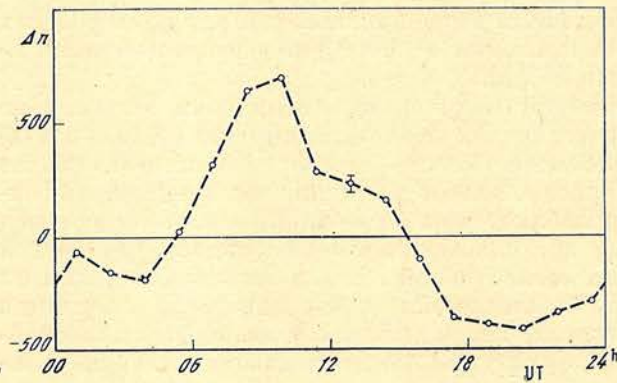


Рис. 2. Распределение числа наблюдавшихся хромосферных вспышек в течение средних суток за 1947—1980 гг.

Δn — отклонение числа вспышек от среднего значения, вертикальная черточка — среднеквадратичное отклонение ($\pm \sigma$), $N = 18877$

ности, или о диапазоне частот. Не имеет практического смысла, например, вычисление СМ для произвольно заданного диапазона частот, а тем более — для очень широкого диапазона частот $\delta\nu = \nu_2 - \nu_1$, поскольку из-за скважности («пробелов») мы можем получить в спектре сильные пики, превышающие, скажем, уровень достоверности $\mathcal{P} = 0,999$ совершенно случайно, взяв только достаточно широкий диапазон частот.

В нашем случае такое априорное знание вытекает из результатов 11-летних наблюдений солнечных осцилляций, где выделено одно, когерентное по фазе, колебание с периодом $P_0 = 160^m,0102 \pm 0^m,0005$ [4, 5]; частота $\nu_0 = 104,1600 (\pm 3)$ мкГц. Кроме того, вполне возможно появление в СМ значимого пика, отвечающего девятой гармонике суток: $P'_0 = 160^m,0000$; $\nu'_0 = 104,1667$ мкГц. В соответствии с этими априорными сведениями выбираем интересующий нас диапазон частот шириной, скажем, $\delta\nu \approx 0,016$ мкГц с центром около 104,163 мкГц. Такое «окно» вполне достаточно, чтобы получить ответ на вопрос, имеется ли в пределах $\pm \delta\nu/2$ от априорной частоты значимый пик мощности (точнее, пик χ^2) и совпадает ли его частота с априорно заданной частотой (ν_0).

Оптимальный шаг по периоду для нашего 34-летнего ряда событий $\Delta P \approx \approx 10^m \cdot 160^m / (1440^m \cdot 34 \cdot 365,25) \approx 9 \cdot 10^{-5}$ мин, что соответствует шагу по частоте $\Delta\nu \approx 6 \cdot 10^{-11}$ Гц. Интервал $\delta\nu$, таким образом, охватывает около 260 «независимых» частот. На деле, однако, при вычислении СМ χ^2 диапазон $\Delta\nu$ брался иногда в несколько раз больше, а шаг $\Delta\nu$ — более мелким, до $\sim 1,7 \cdot 10^{-11}$ Гц.

Перечислим все возможные варианты ожидаемого результата:

а) в вычисленном СМ χ^2 на частоте $\nu'_0 = (160^m,0000)^{-1}$ может появиться значимый пик χ^2 , обусловленный суточной скважностью наблюдений;

б) если Солнце пульсирует с частотой $\nu_0 = (160^m,0102)^{-1}$ и это ведет к соответствующей модуляции числа вспышек, то пик может появиться на частоте $\sim \nu_0$ и его достоверность будет равна некоторой величине \mathcal{P} , определяемой критерием χ^2 ;

в) если осцилляции с частотой ν_0 отсутствуют, то пик χ^2 на частоте $\sim \nu_0$ может появиться только случайно с вероятностью $1 - \mathcal{P}$;

г) если осцилляции Солнца реальные, но не сказываются на частоте появления вспышек, то пик χ^2 на частоте ν_0 случаен с вероятностью $1 - \mathcal{P}$.

Как будет видно из результатов анализа, величина $\mathcal{P} \gtrsim 0,999$, т. е. утверждение о том, что Солнце пульсирует с частотой ν_0 и с этим связана модуляция числа вспышек, справедливо с указанным высоким уровнем достоверности.

2. Анализ суточных гармоник

Результат свертки данных с периодом 24 ч показан на рис. 2, где видна сильная волна: в интервале 06—12^h (всюду UT) зарегистрировано вспышек в среднем в 1,7 раза больше, чем в интервале 18—24^h, что, по-видимому, связано в основном с суточным распределением патрульных наблюдений. Следует поэтому ожидать появления сильных пиков в спектре χ^2 на частотах, равных $m/24^h$, где $m = 1, 2, 3, \dots$

Спектры χ^2 , вычисленные для гармоник № 6—8, 10—12 (по три гармоники в обе стороны от $1/9$ сут) в указанном выше окне $\Delta\nu \approx 0,016$ мкГц, показаны на рис. 3, а — е. Поскольку фактическое разрешение по периоду составляет $\sim 0^m0001$, заключаем, что только одна гармоника № 8 имеет большой пик ($\chi^2 = 32$), точно соответствующий значению периода $24^h/8 = 180^m0000$. Для остальных гармоник, соответствующих периодам 240^m0000 ; 205^m7143 ; 144^m0000 ; 130^m9091 и 120^m0000 (а также 160^m0000 для $1/9$ сут; см. рис. 4), в спектрах нет никаких заметных пиков. Однако почти во всех случаях (за исключением седьмой гармоники) вблизи вычисленных значений периодов имеются более или менее достоверные пики, значения периодов которых несколько меньше, чем $24^h/m$. Этот факт натолкнул нас на мысль вычислить спектр χ^2 в области суточной частоты $(24^h)^{-1}$.

Построенный спектр показал, что вблизи частоты $(24^h)^{-1}$ имеется всего лишь одна очень интенсивная линия, но ее «пиковое» значение соответствует периоду, несколько меньшему чем сутки и равно $23^h59^m,98 \pm 0^m,02$. Такой сдвиг, в сущности очень малый, ~ 1 с (в пределах ошибки), мог произойти, например, из-за нерегулярности временного ряда.

Сравнение вновь вычисленных значений гармоник для $T_1 = 23^h59^m,98 \pm 0^m,02$ с периодами, наблюдаемыми на рис. 3, 4, можно легко сделать при помощи табл. 1; где в первом столбце указан номер гармоники, во втором и третьем — вычисленные и наблюдаемые значения периодов гармоник, а в четвертом — соответствующие им величины χ^2 . Видно хорошее согласие (в пределах ошибок) между вычислениями и наблюдениями. Исключения имеются для шестой гармоники, смещение наблюдаемого периода несколько выходит за пределы возможных ошибок, и для седьмой гармоники — для нее нет вообще значимого пика в спектре (см. рис. 3, б).

Из сопоставления данных табл. 1 и рис. 3, 4 следует, что практически все наблюдаемые пики (периоды), соответствующие точным гармоникам «суточного» периода $23^h59^m,98$, статистически достоверны, причем их амплитуды примерно одинаковы, $\chi^2 \approx 20$; исключение составляет восьмая гармоника, имеющая очень большое значение χ^2 , равное 32.

Таблица 1

Номер гармоники	Значения периодов гармоник, мин		χ^2	Номер гармоники	Значения периодов гармоник, мин		χ^2
	вычисленные	наблюдаемые			вычисленные	наблюдаемые	
6	239,9967 (± 33)	239,9912 (± 2)	20,0	10	143,9980 (± 20)	143,9971 (± 1)	21,8
7	205,7114 (± 29)	—	—	11	130,9073 (± 18)	130,9068 (± 1)	20,0
8	179,9975 (± 25)	180,0000 (± 1)	32,0	12	119,9983 (± 17)	119,9980 (± 1)	20,5
9	159,9978 (± 22)	159,9994 (± 1)	19,7				

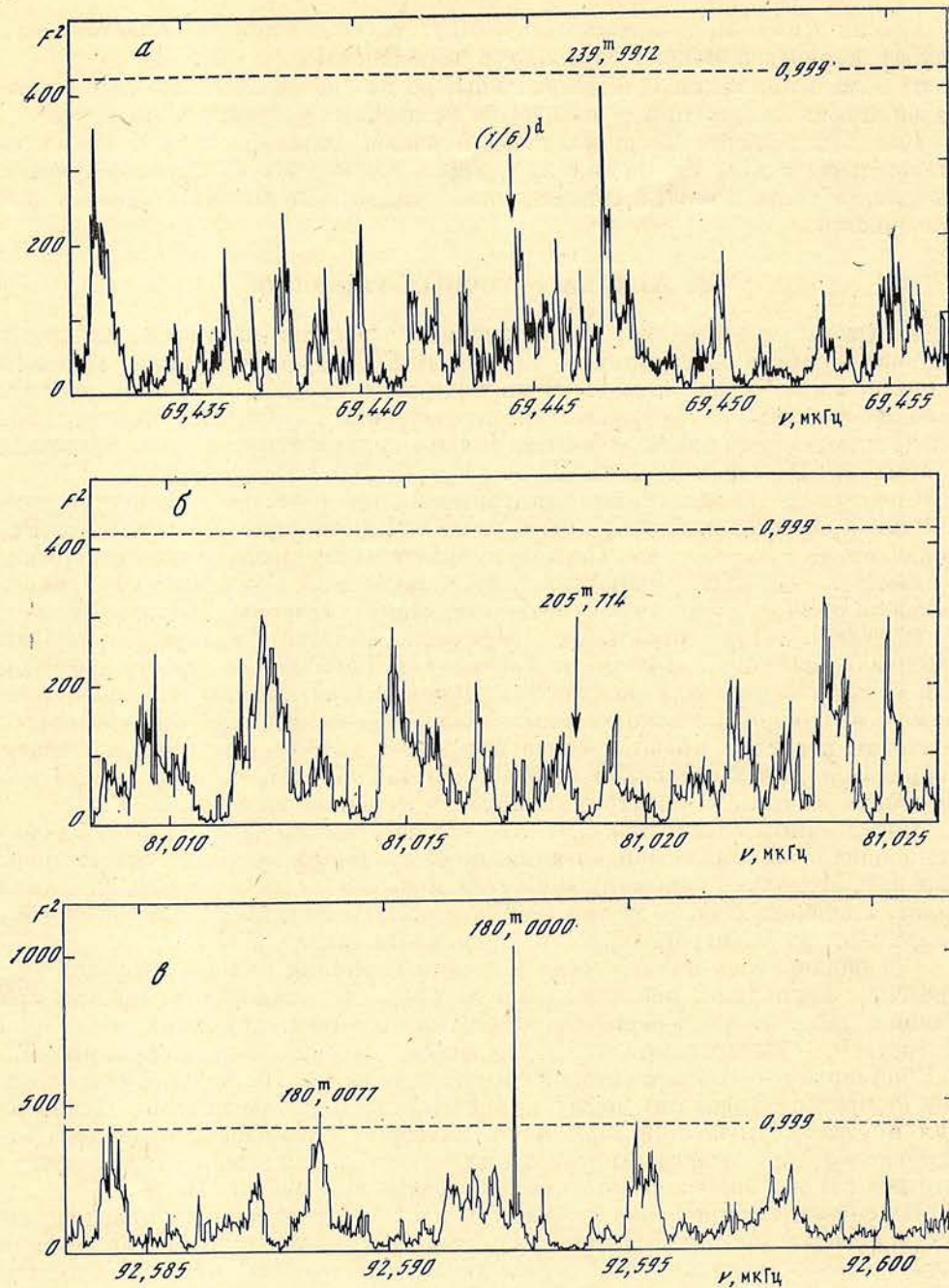
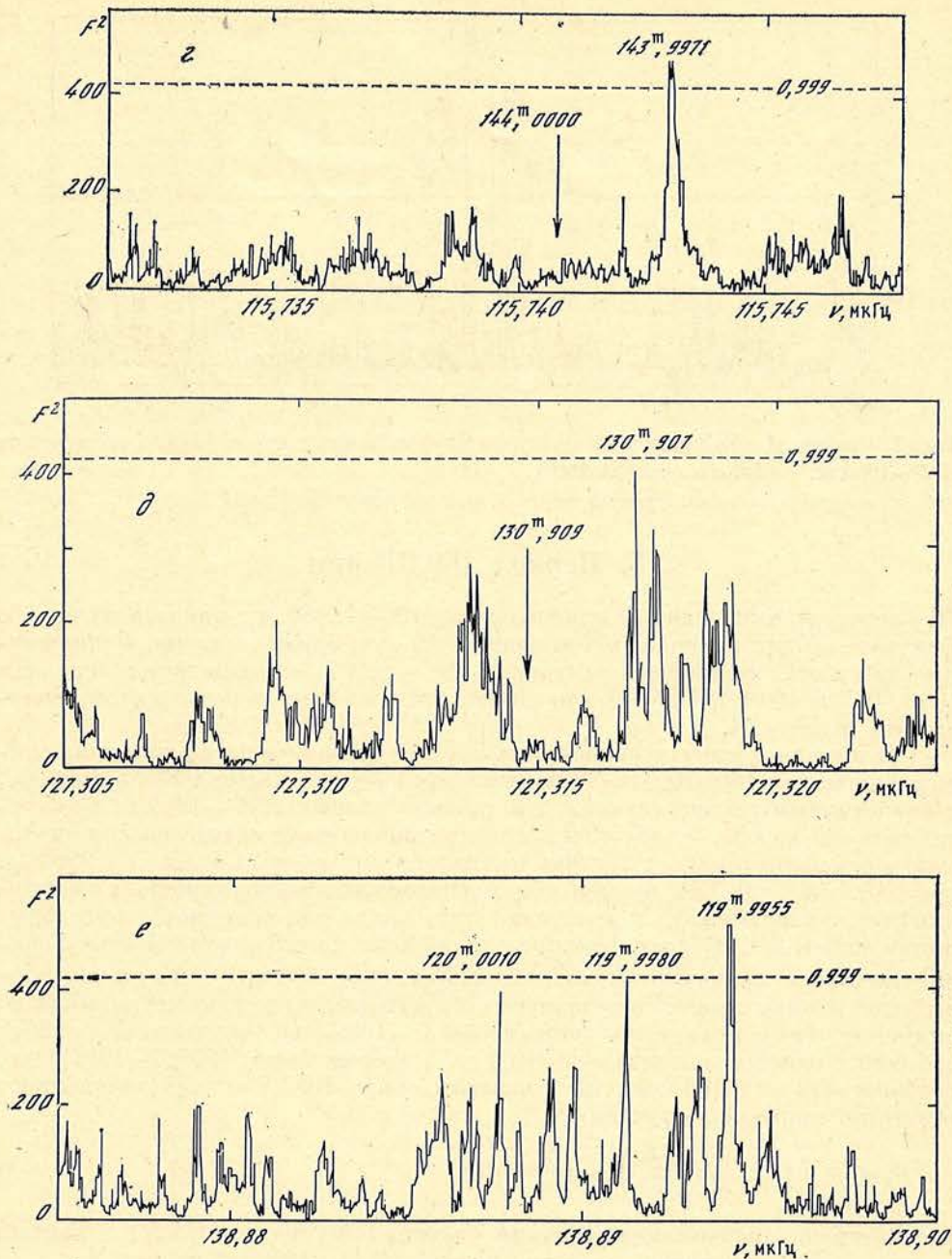


Рис. 3. Спектры мощности для временной последовательности начал хромосферных вспышек балла ≥ 1 за 1947—1980 гг. в интервалах частот, близких к суточным гармоникам $m/24^h$, где $m = 6$ (а); 7 (б); 8 (в); 10 (г); 11 (д); 12 (е)

По вертикали — значения $F^2 \equiv (\chi^2)^2$, по горизонтали — частота ν ; штриховая линия соответствует уровню достоверности 0,999 (то же — на рис. 4, 5, 7, 9, 10); стрелки с числами указывают точные значения частот некоторых суточных гармоник; $N = 18877$

В итоге можно сделать следующие важные выводы.

1. Утверждение, что в спектре обязательно должны присутствовать все суточные гармоники, неверно.
2. Период «суточной» скважности в наблюдениях не точно равен 24^h , а несколько меньше, что приводит к заметному уменьшению значений перио-



дов наблюдаемых «суточных» гармоник. В частности, становится понятным отсутствие пика на частоте, точно равной $(160^m,0000)^{-1}$: девятая гармоника присутствует, но ее период равен $159^m,9994 (\pm 1)$.

3. Численное значение известного периода $P_0 = 160^m,0101 (\pm 1)$ существенно больше, чем $160^m,0000$ (между ними находится ~ 100 «независимых» частот на рис. 4), в то время как периоды всех суточных гармоник несколько меньше чем $24^h/m$ (только период восьмой гармоники в точности равен $180^m,0000$).

Следовательно, здесь получено еще одно сильное свидетельство в пользу того, что период P_0 нельзя рассматривать как возможную девятую гармонику суточной скважности рассматриваемого временного ряда, или, иначе, суточной регулярности наблюдений хромосферных вспышек.

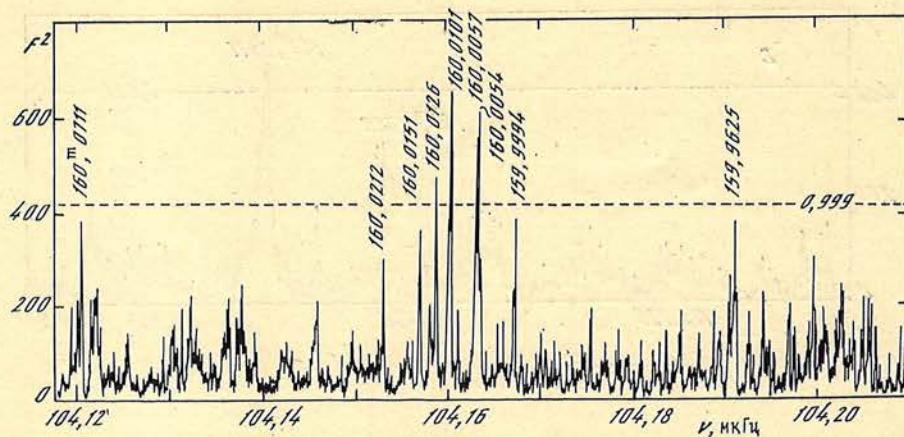


Рис. 4. Спектр χ^2 для временной последовательности начал хромосферных вспышек за 1947—1980 гг. в области периода 160^m

Числами отмечены значения периодов наиболее высоких пиков; $N = 18877$

3. Период $160,01$ мин

Спектр χ^2 , вычисленный для интервала 1955—1980 гг., показан на рис. 5. Величина χ^2 для периода, точно равного $1/9$ сут, близка к нулю. Единственные два пика, превышающие уровень $\mathcal{P} = 0,999$, соответствуют периодам $160^m,0057$ и $160^m,0101$ (± 1), что полностью совпадает с результатом, полученным ранее [9].

Представляет интерес сопоставить среднее частотное распределение вспышек с периодом $160^m,0100$ (± 2), полученным в [9] для массива 1955—1980 гг., с аналогичным распределением для «новых» данных 1947—1955 гг. Результат показан на рис. 6: оба распределения показывают статистически значимую периодическую модуляцию со значениями $\chi^2 = 21,4$ ($\mathcal{P} = 0,9993$) и $\chi^2 = 15,4$ ($\mathcal{P} = 0,991$), причем оба распределения очень хорошо, с коэффициентом корреляции 0,75, повторяют друг друга при взаимном сдвиге фазы примерно на 20^m . (Сходство распределений само по себе является еще одним аргументом в пользу реальности периода $P_0 \approx 160^m,010$, поскольку обе выборки данных на рис. 6 независимы.) Учитывая этот сдвиг и принимая во внимание, что первая часть данных 1947,0—1955,5 гг. содержит $N_1 = 2679$ событий с центром массива $\sim 1949,4$ г., а вторая часть, 1955,5—1981,0 гг., содержит $N_2 = 16198$ событий с центром около 1963,7 г., для уточненного значения периода получаем

$$P_0 \approx P_0^z \left(1 + \frac{N_1}{N_2} \frac{20^m}{\tau} \right) \approx 160^m,0101, \quad (1)$$

где интервал времени между двумя частями массива $\tau \approx 14,3$ г. Именно такое значение получено в спектре массива 1947—1980 гг. на рис. 4.

Спектр, вычисленный для всего 34-летнего интервала с наилучшим разрешением $\Delta\nu = 1,8 \cdot 10^{-11}$ Гц (шаг по периоду $\Delta P \approx 0^m,000028$), показан на рис. 7, где с точностью $\pm 0^m,00008$ указаны значения периодов всех основных

Таблица 2

1955—1980 гг., $N=16198$			1947—1980 гг., $N=18877$		
P , мин	χ^2	\mathcal{P}	P , мин	χ^2	\mathcal{P}
$160,0101 (\pm 1)$	20,8	0,9991	$160,01015 (\pm 8)$	25,7	0,99994
$160,0057$	22,4	0,9996	$160,00550$	24,8	0,9999
			$160,00576$	23,7	0,9998
$160,0124$	20,4	0,999	$160,01260$	21,8	0,9995
$160,0151$	17,3	0,995	$160,01510$	19,8	0,9985

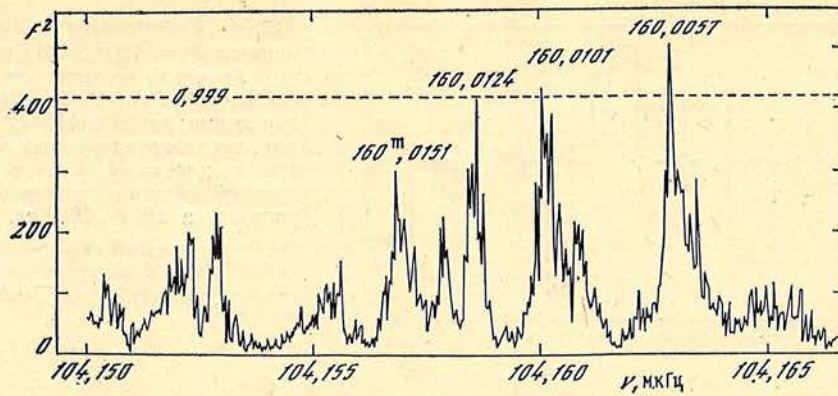


Рис. 5. То же, что на рис. 4, для интервала 1955,5—1981,0 гг.; $N = 16198$

Рис. 6. Распределения по фазам периода $P_0 = 160^m,0100$ отклонений Δn числа вспышек от среднестатистического значения (штриховые линии)

а — данные о 16197 хромосферных вспышках, зарегистрированных в 1955—1980 гг.; б — данные о 2679 вспышках, зарегистрированных в 1947—1955 гг. Вертикальные черточки — среднеквадратичные ошибки среднего ($\pm \sigma$); нулевая фаза соответствует моменту UT 00^h00^m; 01.01 1974 г. (то же на рис. 8)

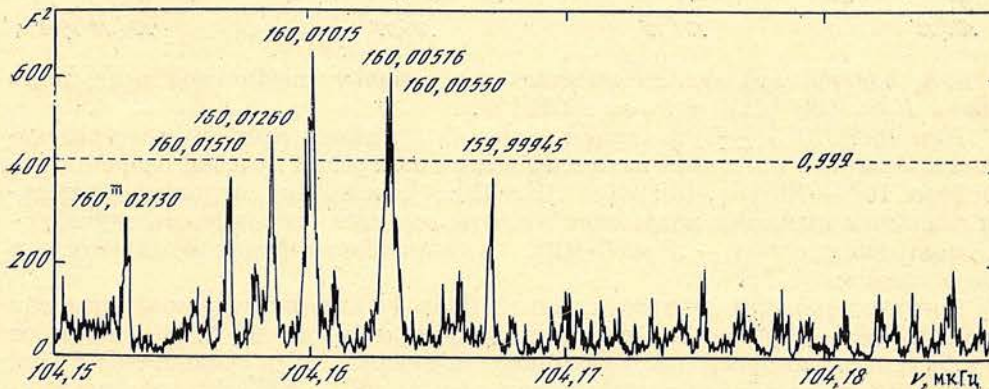
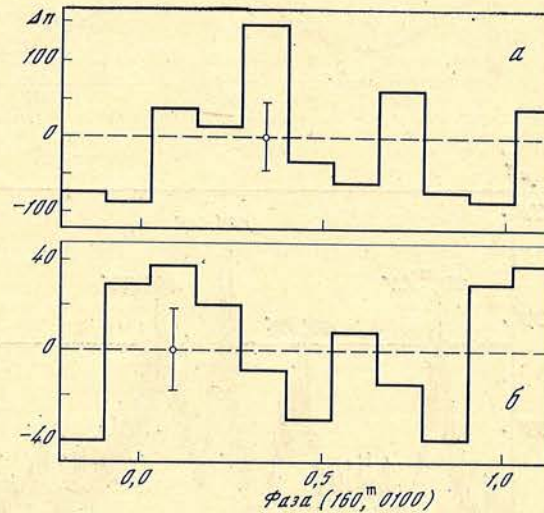


Рис. 7. То же, что на рис. 4, для узкой области частот вблизи $\nu = (160,01)^{-1}$ и более высокого разрешения по частоте

пиков. Второй по амплитуде пик расщеплен на два компонента: 160^m00576 и 160^m00550 (± 8), см. ниже.

Периоды основных пиков вместе со значениями χ^2 и достоверностью \mathcal{P} для массивов 1955—1980 гг. и 1947—1980 гг. приведены в табл. 2. Неопределенность значений периодов P соответствует более или менее формальной, но вполне разумной оценке ошибок и представляет собой примерно 90%-ные доверительные интервалы. О периоде 160^m0126 , как и о других, меньшей амплитуды, на рис. 7, пока нельзя сказать ничего определенного, кроме того, что они могли появиться случайно вследствие: а) суточной скважности ряда или б) как «артефакты» максимальных пиков из-за нерегулярности ряда.

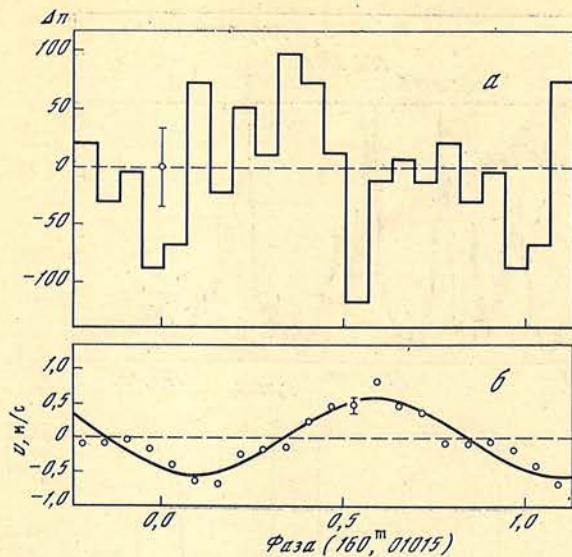
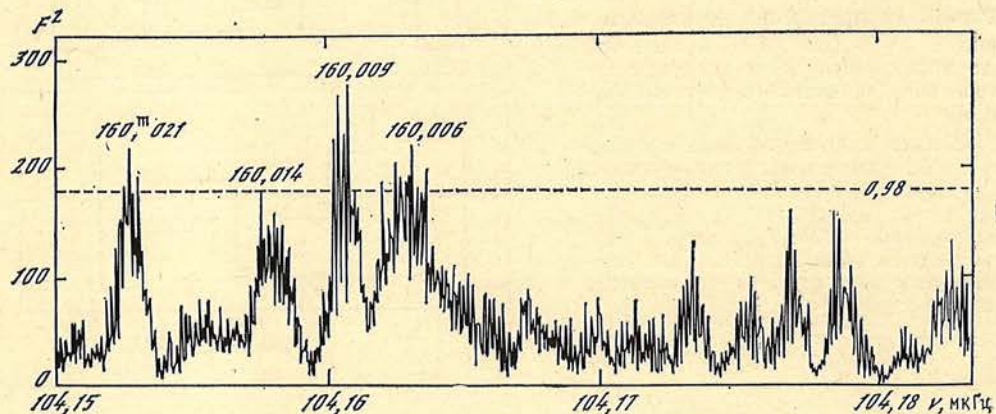


Рис. 8. Распределение по фазам периода $P_0 = 160^m, 01015$ отклонений $\Delta\pi$ числа вспышек от среднестатистического значения π (штриховая линия; данные о 18877 вспышках, зарегистрированных в 1947—1980 гг.; $\chi^2 = 44,0$) (а) и кривая лучевой скорости согласно измерениям за 1974—1982 гг. [3] (б). По горизонтальной оси — фаза периода $160^m, 01015$. Вертикальные черточки — среднеквадратичные ошибки среднего ($\pm \sigma$)

Рис. 9. То же, что на рис. 4, для вспышек балла ≥ 1 за 1955—1965 гг.

Штриховая линия соответствует уровню достоверности 0,98; $N = 10695$



В п. 4, однако, приведены свидетельства в пользу возможной реальности пиков $P_2 \approx 160^m 0126$ и $P_3 \approx 160^m 0151$.

Пик $160^m 01015 (\pm 8)$ появился точно (в пределах ошибок) на «предсказанной» частоте, известной из доплеровских измерений лучевой скорости фотосферы 1974—1984 гг. [3]: $\nu_0 = (160^m 0102)^{-1}$, и потому он должен считаться реальным периодом модуляции частоты вспышек: вероятность случайного появления $p = 1 - \mathcal{P} \approx 6 \cdot 10^{-5}$. В дальнейшем будем отождествлять его с периодом P_0 .

Среднее частотное распределение вспышек за весь исследуемый интервал времени 1947—1980 гг. для периода P_0 приведено на рис. 8. В отличие от рис. 6 график построен для 16 фазовых интервалов. Для сравнения на этом же графике дана кривая лучевых скоростей за 1974—1982 гг. согласно данным [3]. В распределении вспышек обращает на себя внимание наличие двух сильных минимумов, отстоящих друг от друга на $\sim 85^m$, а также существенно негармонический характер распределения.

Аргументы в пользу реальности второго пика (по-видимому, двойного, см. ниже) $P_1 \approx 160^m, 0056$ даны в [9], где показано, что он не мог появиться из-за тривиальной 11-летней модуляции числа вспышек (см. рис. 1); отмечено также, что точно такой же, в пределах ошибок, период $P = 160^m 0005 (\pm 1)$ был независимо и гораздо раньше обнаружен в первой серии доплеровских измерений 1974—1977 гг. [15].

Здесь нами получено еще одно свидетельство того, что P_1 не является «артефактом» периода P_0 . На рис. 9 представлен спектр для интервала наблюдений, охватывающего один 11-летний промежуток времени, 1955—1965 гг., где практически не может проявиться тривиальный эффект 11-лет-

ней периодичности числа вспышек. В спектре тем не менее присутствуют на уровне достоверности $\mathcal{P} > 0,98$ оба пика, $P_0 \approx 160^m009 (\pm 1)$ и $P_1 \approx 160^m006 (\pm 1)$. Отсюда следует, что появление P_1 не обусловлено 11-летним циклом вспышечной активности Солнца.

Пик P_1 на рис. 7 состоит из двух компонентов, $P_1' = 160^m00576$ и $P_1'' = 160^m00550 (\pm 8)$. О возможной *реальности* этого расщепления говорит тот факт, что величина χ^2 между двумя максимумами понижается до $\sim 18,0$; соответствующая вероятность случайного появления $p = 1 - \mathcal{P} \approx 4 \cdot 10^{-3}$, т. е. на порядок больше вероятности пиков P_1' и P_1'' , для которых $p \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$.

Для периодов биений соответственно имеем

$$П_1 = P_0 P_1' / (P_0 - P_1') = 11,1 \pm 0,3 \text{ г.}, \quad (2)$$

$$П_2 = P_0 P_1'' / (P_0 - P_1'') = 10,5 \pm 0,3 \text{ г.}, \quad (3)$$

что совпадает с длительностью 11-летнего цикла. Согласно [16] средний период пятнообразования $T = 11,04$ г.; в течение последних 80–90 лет, однако, средняя длина цикла составляла около 10,5 г., что отмечалось многими авторами (например, в СМ данных о температуре земной атмосферы в Северной Америке для интервала конец XIX—XX в. доминирует период $10,6 \pm 0,3$ г., непосредственно связанный, по-видимому, с циклом солнечной активности [17]; период 10,45 г. характерен также для геомагнитных вариаций).

4. Периоды 320 и 80 мин

В спектре осцилляций Солнца наблюдается частота $\nu_0/2$ (период $\sim 320^m$) [3], имеющая, однако, невысокий уровень достоверности. Нами для последовательности вспышек также был построен спектр χ^2 в районе указанного периода (по частоте от 52,07 до 52,09 мГц), где ни один пик не достиг уровня достоверности 0,999. Два пика, превысившие уровень $\mathcal{P} = 0,995$, соответствуют периодам 320^m0204 и 320^m0111 и могут рассматриваться как артефакты двух доминирующих пиков на удвоенных частотах (см. рис. 7), а именно, периодам 160^m0102 и 160^m0056 .

Наиболее удивительным оказался спектр в районе периода $\sim 80^m$, вычисленный в достаточно широком диапазоне частот (по периоду от 79^m9981 до 80^m0122) и показанный на рис. 10. Здесь виден *только один* достоверный пик, отвечающий периоду $P_4 = 80^m00628 (\pm 4)$. Критерий $\chi^2 = 27,3$ ($\mathcal{P} = 0,99998$), т. е. пик существенно выше любого пика в диапазоне периодов $\sim 160^m$, см. рис. 7. Два соседних пика, P_5 и P_6 , несмотря на невысокий уровень значимости $\chi^2 = 17 \div 19$, примечательны тем, что они также имеют свои «образы» в районе половинных частот (табл. 3)

Таблица 3

Периоды главных пиков на рис. 10, мин	χ^2	Удвоенные периоды рис. 10, мин	Наблюдаемые периоды в районе 160^m	χ^2
$P_4 = 80,00628 (\pm 4)$	27,3	$2P_4 = 160,01256 (\pm 8)$	$P_2 = 160,01260 (\pm 8)$	21,8
$P_5 = 80,00768 (\pm 10)$	18,8	$2P_5 = 160,0154 (\pm 2)$	$P_3 = 160,01540 (\pm 10)$	19,8
$P_6 = 80,00511 (\pm 5)$	16,6	$2P_6 = 160,0102 (\pm 1)$	$P_0 = 160,01015 (\pm 8)$	25,7

Видим, что все удвоенные периоды в пределах ошибок совпадают с тремя периодами, наблюдаемыми в районе периодов $\sim 160^m$. Далее, исходя из значений амплитуд χ^2 заключаем, что, наиболее вероятно, основными значимыми периодами являются $P_0 = 160^m01015$ и $P_4 = 80^m00628$, а периоды P_6 и P_2 суть их артефакты, т. е. они обусловлены методом анализа. Присутствие пика P_3 (и соответственно сопряженного с ним пика P_5) также находит простое объяснение как следствие периода биений между двумя пиками, P_4

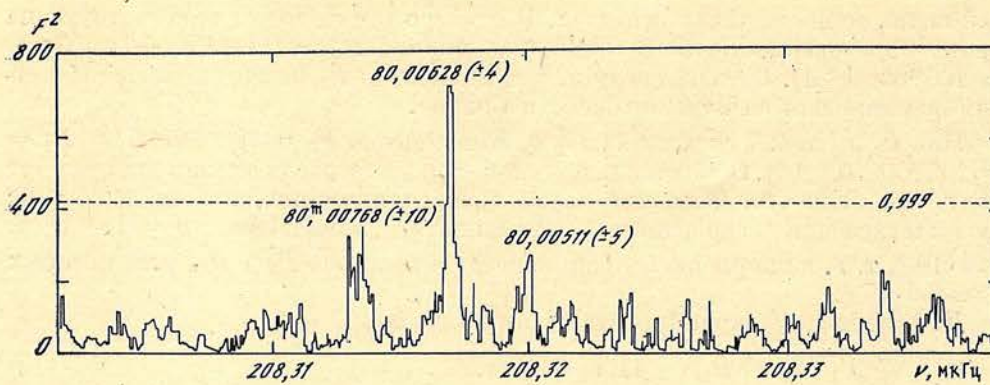


Рис. 10. Спектр мощности для временной последовательности начал хромосферных вспышек балла ≥ 1 за 1947–1980 гг. в области частоты $\nu = (80^m, 0)^{-1}$, $N = 18877$

и P_0 , имеющими максимальные χ^2 :

$$P_0 P_4 / (P_0 - P_4) = 160^m 01497 (\pm 8) \approx P_3 \approx 2P_5.$$

И, наконец, получаем следующее интересное («резонансное») соотношение:

$$P_4 P_1 / (P_4 + P_1) = 53^m, 33675 (\pm 3) \approx P_0 / 3.$$

Таким образом, все четыре пика в районе 160-минутного периода: P_0 , P_1 , P_2 , P_3 , — а также период $P_4 = 80^m 00628$ связаны между собой простыми «резонансными» соотношениями

$$\nu_4 \approx 2\nu_2, \quad \nu_4 \approx \nu_0 + \nu_3, \quad \nu_4 \approx 3\nu_0 - \nu_1. \quad (4)$$

Подчеркнем, что эти соотношения не просто приблизительные: они выполняются строго в пределах ошибок определения $\nu_k = P_k^{-1}$, где $k = 0, 1, 2, 3, 4$.

5. Длительность солнечного цикла

Ввиду хорошего совпадения периода биений Π_1 (или Π_2) с циклом активности Солнца остановимся на определениях точного значения T . Наиболее поздняя сводка приведена Чистяковым [18], из нее мы заимствовали некоторые данные (табл. 4).

Одновременно и независимо от нас подобную таблицу составил Виттман (частное сообщение, 1986), в которой значения периода солнечного цикла

Таблица 4

Автор	Метод определения	T , г.
Вольф (см. [18])	Экстремумы цикла с 1610 г.	11,11±0,04
Фриц (см. [18])	Полярные сияния	11,09
Ньюком [19]	Экстремумы чисел Вольфа (W), 1615–1896 гг.	11,13±0,02
Козн и Линц [20]	СМ чисел W , 1750–1971 гг.	11,2; 9,9
Вуд и Вуд [21]	Экстремумы цикла 1610–1960 гг.	11,06±0,16
Чертопруд и Котов [22]	«Предельный цикл» для чисел W	11,20±0,25
Радоски и др. [23]	СМ чисел W , 1884–1972 гг.	12,9; 10,7; 9,5
Куртийо и др. [24]	Индекс (aa) геомагнитной активности, 1868–1974 гг.	10–12
Фужер (см. [24])	Числа W	11,35
Дикке [25]	Эпохи 25 максимумов W (1705 г. — ...)	11,14±0,04
Виттман [26]	а) СМ чисел W , 1701–1976 гг. б) Эпохи максимумов W , включая ~50 эпох дотелескопической эры	11,11; 9,96 11,135±0,007

группируются около двух значений: $T_1 \approx 11,11 \pm 0,02$ г. (среднее из 16 определений разными авторами) и $T_2 \approx 10,55 \pm 0,10$ г. (среднее из двух значений периода).

Можно предложить еще один простой, но, на наш взгляд, эффективный и надежный метод определения T . На основе [16] составим таблицу эпох всех экстремумов чисел Вольфа от 1610,8 г. (минимум) до 1979,9 г. (максимум), всего 34 эпохи максимумов t_i и 34 эпохи минимумов t_k ; $i, k = 1, 2, \dots, 34$. Аналитически эти данные представим в виде

$$f(t) = \sum_{i=1}^{34} \delta(t - t_i) - \sum_{k=1}^{34} \delta(t - t_k), \quad (5)$$

где δ — дельта-функция. Далее применяем обычный алгоритм прямого фурье-преобразования:

$$a(\omega) = \frac{1}{17} \left(\sum_i \sin \omega t_i - \sum_k \sin \omega t_k \right), \quad (6)$$

$$b(\omega) = \frac{1}{17} \left(\sum_i \cos \omega t_i - \sum_k \cos \omega t_k \right), \quad (7)$$

$$A(\omega) = [a^2(\omega) + b^2(\omega)]^{1/2}, \quad (8)$$

где ω — угловая частота.

Вычисления показали, что для всего интервала 1610—1980 гг. максимум $A(\omega)$ соответствует периоду $T = 11,09 \pm 0,05$ г. Если ограничиться 17 экстремумами в интервале 1894—1980 гг., средний период оказывается равным $10,5 \pm 0,2$ г. Оба значения совпадают с периодами биений Π_1, Π_2 временного ряда вспышек, а также с периодами T_1 и T_2 (см. выше), вытекающими из таблицы Виттмана. Мы считаем поэтому, что двойственность пика (периода) $P_1 \approx 160^m 0056$ и соответственно двойственность (периода) солнечного цикла могут быть вполне реальными. Мы предполагаем, таким образом, что цикл состоит, по-видимому, из двух основных периодичностей, близких к $T_1 \approx 11,1$ г. и $T_2 \approx 10,5$ г. Далее интересно отметить, что период биений периодов $\Pi_1 = 11,09$ г. ($\sim T_1$) и $\Pi_2 = 10,47$ г. ($\sim T_2$) составляет $\Pi_3 \approx 187$ лет, что близко к обсуждавшемуся многими авторами циклу ~ 180 лет солнечной активности; ошибка Π_3 , однако, велика, поэтому совпадение должно восприниматься с осторожностью. Безусловно также, что и вопрос о реальности расщепления P_1 на два компонента требует подтверждения с привлечением более обширных данных. (В дальнейшем мы не будем различать периоды (пики) P_1' и P_1'' , объединив их в один период P_1 .)

Основной же наш вывод — о возможной «дублетности» 160^m -периода и совпадении периода биений P_0, P_1 ($\Pi_1 \approx \Pi_2$) с 11-летним циклом — представляется исключительно интересным и требующим теоретической интерпретации.

6. «Дублетная» структура периода 160 минут

В 1863 г. лорд Кельвин (см. [27]) получил следующее выражение для периода собственных гравитационных осцилляций несжимаемой жидкой сферы радиуса l :

$$P_n = 2\pi \left[\frac{2n+1}{2n(n-1)} \frac{l}{g} \right]^{1/2}, \quad (9)$$

где n — порядок колебания, g — ускорение силы тяжести на поверхности. Наиболее длинный, физически возможный период для $n = 2$ и параметров Солнца $l = R_\odot, g = GM_\odot/R_\odot^2$ (R_\odot, M_\odot — радиус и масса Солнца, G — постоянная тяготения) получается равным 188^m , что, вообще говоря, не так далеко от наблюдаемого периода 160^m .

Позднее, чтобы проиллюстрировать опасность простых представлений о строении Солнца, основанных на аналогиях, Ибен [28] сравнил пульсации Солнца с колебаниями маятника, обратив внимание на то обстоятельство, что

обычная формула маятника (l — его длина, g — гравитационное ускорение; см. также (9))

$$P = 2\pi (l/g)^{1/2} \quad (10)$$

для параметров Солнца приводит к периоду колебаний $\sim 167^m$, что близко к наблюдаемому периоду 160^m . (Заметим, что такое же значение, 167^m , следует из формулы для радиальных колебаний звезды с однородной плотностью, см. [1, 2].) Придерживаясь этой аналогии, можно было бы связать расщепление 160^m -периода на два компонента (частота в мкГц):

$$\nu_0 = 104,16006(\pm 5), \quad \nu_1 = 104,16300(\pm 14)$$

— с изменением радиуса Солнца в течение 11-летнего цикла. Расщепление $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_0$, как указывалось выше, *соответствует* средней длительности цикла; относительная амплитуда изменения радиуса согласно (10) должна тогда составить $\Delta R/R_\odot \approx \Delta\nu/\nu_0 \approx 3 \cdot 10^{-5}$, т. е. около 20 км для R_\odot .

Внутренняя структура Солнца, по-видимому, в определенной степени изменяется с 11-летним циклом в результате различных эффектов, связанных, например, с изменением общего магнитного поля и действием солнечного динамо. Это может приводить к заметному изменению спектра как акустических, так и гравитационных (g -мод) собственных осцилляций звезды, что важно для понимания механизма активности. Например, недавние наблюдения 5^m-осцилляций низкой степени ($l = 0$ и 1), выполненные с помощью прибора ACRIM на спутнике SMM [29], показали, что в 1984 г. по сравнению с 1980 г. частоты осцилляций (солнечной радиации) уменьшились примерно на 0,42 мкГц. Далее, поскольку частоты акустических осцилляций низкой степени и высокого порядка n ($n/l \gg 1$) пропорциональны величине

$$\nu_a = \left[2 \int_0^{R_\odot} \frac{dr}{c(r)} \right]^{-1}, \quad (11)$$

где r — расстояние от центра Солнца, $c(r)$ — локальная скорость звука, авторы [29] делают вывод о том, что в максимуме активности R_\odot примерно на 100 км меньше, чем в минимуме. Это как будто согласуется с данными других наблюдений и может свидетельствовать о заметной перестройке конвективной зоны, сопровождающей ход 11-летнего цикла.

В случае g -мод для частот ν_{nl} имеет место асимптотическое выражение ($n \gg l$) [30]

$$\nu_{nl} \approx \frac{[l(l+1)]^{1/2}}{P_g(n + 1/2l + \beta)}, \quad (12)$$

где β — константа порядка единицы, определяемая внутренним строением звезды,

$$P_g = 2\pi^2 \left(\int_0^{R_c} N_0 \frac{dr}{r} \right)^{-1}, \quad (13)$$

R_c — радиус основания конвективной оболочки, N_0 — частота Брунта—Вейсалия. Расщепление частоты ~ 104 мкГц на два компонента ($\Delta\nu/\nu_0 \approx \approx 2,9 \cdot 10^{-5}$) тогда можно было бы интерпретировать в некотором приближении как следствие изменения R_\odot на те же 20 км, что и выше (наивно основываясь на формуле (10)).

В нашем случае, однако, подобная интерпретация расщепления неприемлема с той точки зрения, что оба колебания, ν_0 и ν_1 , когерентны по фазе на протяжении почти трех циклов. Если бы одна из мод, скажем ν_0 , существовала в максимуме активности, а другая — в минимуме, то в эпоху минимума происходило бы «разрушение» первой моды, обусловленное сильным взаимодействием с модой ν_1 , а также из-за наличия других адиабатических колебаний и эффектов нелинейности.

Можно предположить, что смещение частоты происходит вследствие изменения общего магнитного поля Солнца с периодом 11 лет (или 22 г.; перепо-

люсовки полярного общего поля Солнца происходят вблизи эпох максимума активности, т. е. через каждые 11 лет). Для оценки эффекта воспользуемся, например, решением, полученным Чандрасекаром и Лимбером [31] для частоты σ радиальных пульсаций звезды с магнитным полем на основе теоремы о вириале:

$$\sigma^2 = - (3\gamma - 4) \frac{\Omega_g + W_m}{I}, \quad (14)$$

где γ — отношение адиабатических показателей, Ω_g и W_m — гравитационная потенциальная энергия и магнитная энергия звезды соответственно, I — ее момент инерции относительно центра. Для Солнца $\Omega_g \approx -6,6 \cdot 10^{48}$ эрг, $I \approx 5,7 \cdot 10^{53}$ г·см², $\gamma = 5/3$, $\Delta\sigma/\sigma \approx 2,9 \cdot 10^{-5}$, и для изменения магнитной энергии получаем

$$|\Delta W_m| = \int \frac{H^2}{8\pi\rho} dm \approx \left| \frac{2I}{3\gamma - 4} \sigma \Delta\sigma \right| \approx 1,4 \cdot 10^{43} \text{ эрг}; \quad (15)$$

здесь H — напряженность магнитного поля, ρ — плотность, dm — элемент массы; интегрирование ведется по объему звезды, где имеется магнитное поле. Предполагая, что циклически меняющееся магнитное поле сосредоточено в пределах конвективной зоны, $0,7 \lesssim r/R_\odot \lesssim 1$, для средней напряженности поля получаем $H_0 \sim 6 \cdot 10^5$ Гс. Это слишком большая величина, поскольку при таком поле альвеновская скорость возмущений в конвективной зоне $\tau \sim 0,1$ сут, что на много порядков меньше характерного времени (~ 1 мес.) конвекции, времени жизни магнитных образований и длительности цикла. Кроме того, в значительной части конвективной зоны $H_0^2/8\pi \gg \rho v^2/2$ (v — скорость конвекции), что противоречит динамо-механизму; наконец, величина $|\Delta W_m|$ на много порядков превышает общепринятое значение затрачиваемой за цикл энергии дифференциального вращения, идущей на усиление магнитного поля ($\sim 10^{36}$ эрг).

Эффект влияния магнитного поля на спектр солнечных *нерадиальных* осцилляций рассмотрен теоретически в [32]. В частности, для случая, когда осесимметричное поле сосредоточено в ядре Солнца, оценено влияние магнитного поля на частоты g -мод. Для примера авторами [32] получена оценка смещения частоты моды g_7 , степени $l = 6$, в предположении полоидальной конфигурации поля с максимальной напряженностью $H \sim 10^6$ Гс в области распространения g -мод: $\Delta\nu/\nu \sim 1,5 \cdot 10^{-5} m$, где m — азимутальный порядок колебания ($|m| \leq l$). Это по порядку величины согласуется наблюдаемым расщеплением $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ (расщепление такого же порядка у авторов [32] получается и для случая тороидального поля). Однако в рамках такой концепции (модель с сильным перманентным полем в ядре) невозможно объяснить периодическое ($T \approx 11$ лет) смещение частоты колебания, а также, по-видимому, постоянство начальной фазы двух колебаний, ν_0 и ν_1 .

Взаимодействие g -мод собственных осцилляций Солнца при наличии возмущений в основании конвективной зоны рассмотрено недавно Вентцелем [10]. Показано, что степень взаимодействия двух мод с частотами, например, ν_0 и ν_1 зависит от параметра

$$Q = \left(\frac{\nu_1 \nu_2}{\nu_1^2 - \nu_2^2} \right)^2 \varepsilon^2, \quad (16)$$

где ε — коэффициент взаимодействия, определяемый строением конвективной зоны; по оценке [10] $\varepsilon \sim 3 \cdot 10^{-3}$. Слабому и сильному взаимодействиям соответствуют значения $Q \ll 1$ и $Q \gg 1$. Наш случай — сильного взаимодействия, поскольку $Q \sim 10^3$. Для таких мод особенно заметно должны сказываться нелинейные эффекты, в частности вследствие сильной температурной зависимости скорости ядерных реакций.

Пусть возмущения в основании конвективной зоны имеют период $\tau \approx \approx 11$ лет, так что τ^{-1} сравнимо с $\Delta\nu$. Тогда может возникнуть трехмодовое резонансное взаимодействие [10], и если осцилляции ν_0 , ν_1 когерентны, то временной масштаб обмена энергией между ними $\tau_1 \sim (\varepsilon \nu_0)^{-1} \sim 1$ мес., и

обе моды вряд ли сохраняют фазу в течение рассматриваемого 34-летнего интервала. При некогерентном взаимодействии $\tau_1 \sim \epsilon^{-2}/\nu_0 \sim 30$ лет, что по порядку величины согласуется с длиной цикла (следует иметь в виду большую неопределенность ϵ). Это, однако, не решает вопроса о возбуждении самих колебаний ν_0, ν_1 , причем таких, что $\Delta\nu = \nu_1 - \nu_0$ соответствует именно 11-летнему циклу.

7. Вращение центрального ядра с периодом 160 мин?

Как мы видели выше, анализ пятнообразовательной деятельности Солнца, выполненный многими исследователями, указывает на существование точного «часового механизма» внутри с периодом $T = 11,09 \pm 0,05$ г. (или $11,11 \pm 0,02$ г. по данным таблицы Витмана; наиболее точные значения периода получены Ньюкомом [19], $11,13 \pm 0,02$ г.; Дикке [25], $11,14 \pm 0,04$, и Витманом [26], $11,135 \pm 0,007$ г., — на основе регрессионного анализа).

В то же время согласно теории Бэбкока и Лейтона, основанной на представлении о циклической генерации тороидального магнитного поля из полоидального поля при наличии сильного дифференциального вращения, фаза цикла должна флуктуировать более или менее случайным образом — в отличие от поведения фазы в модели «точного часового механизма». Вывод трех авторов, детально анализировавших поведение фазы 11-летнего цикла чисел Вольфа (Ньюком [19], Оль [33], Дикке [25]), единодушен: накопления случайных ошибок фазы от цикла к циклу не происходит; следовательно, в основе временного развития солнечной активности лежит строгая периодичность (которая, кстати, не нарушалась и в эпоху маундеровского минимума [26]). Дикке [25] в связи с этим высказал мысль о возможном наличии в недрах Солнца некоего «хронометра», регулирующего ритмику солнечных циклов.

Другим типом «хронометра» могут быть, по-видимому, 160^m -осцилляции, которые столь явно доминируют в спектре мощности долгопериодных осцилляций Солнца (см., например, такой спектр в [6], вычисленный в диапазоне периодов от 71 до 278^m). Это обстоятельство является камнем преткновения для теории нерадиальных пульсаций звезд; последняя предсказывает богатый спектр с большим числом «линий», и непонятно, почему в наблюдаемом спектре, вычисленном когерентным образом за много лет, доминирует только один компонент с периодом $160^m,010$. Природа 160^m -осцилляций до конца еще не установлена [4], поэтому наметившуюся здесь взаимосвязь между ними и 11-летним циклом трудно оставить без некоторого истолкования.

Ранее одним из авторов (В. К.; см. [4]) было сделано предположение, что изолированная частота возникает из-за быстрого вращения солнечного ядра, возможно, с периодом 160^m .

Данные гелиосейсмологии показывают, что центральное ядро ($r/R_\odot < 0,2$) имеет скорость вращения Ω гораздо большую, чем поверхностные слои (Ω_s), причем $\Omega/\Omega_s \gtrsim 2$ для $r/R_\odot \lesssim 0,2$ [30], и Ω , по-видимому, продолжает существенно расти с приближением к центру. С другой стороны, известно [34], что: 1) звезды с массами от $1,3 M_\odot$ до $10 M_\odot$ в стадии приближения к главной последовательности обладают быстрым вращением, 2) имеется тесная корреляция между возрастом звезды и скоростью вращения: при равной массе угловая скорость вращения Ω уменьшается с возрастом звезды. Это дает повод предположить, что Солнце в стадии приближения к главной последовательности вращалось гораздо быстрее, чем сейчас, а в «нулевой» эпоху его скорость была $\sim 65 \Omega_s$, т. е. период вращения — около 9 ч [35] (Ω_s — скорость вращения фотосферы Солнца). Уменьшение скорости вращения происходило за счет потери углового момента, уносимого солнечным ветром (как и у других звезд, имеющих обширную конвективную зону и магнитное поле; заметим, однако, что до сих пор не вполне ясно, потеряло угловой момент все Солнце, или только его внешние слои).

По измерениям солнечного ветра Солнце потеряло около 10% своего углового момента за время $\sim 3,5 \cdot 10^9$ лет, и это косвенно подтверждает точку зре-

ния Дикке [36] о том, что центральное ядро Солнца в смысле вращения не связано с его оболочкой, так что потеря момента, возможно, происходила преимущественно в зоне конвекции. (Такой же вывод следует из факта, что современная скорость потери углового момента Солнца гораздо меньше, чем этого требует соотношение $v \sim t^{-1/2}$ (v — скорость вращения звезды, t — возраст), установленное для звезд типа Солнца [37].)

Возвращаясь к гелиосейсмическим результатам, отметим, что, несмотря на некоторые различия в величине расщепления частот и зависимости $\Omega(r)$ между разными группами исследователей, все данные почти однозначно указывают на значительное увеличение скорости вращения в глубине Солнца, начиная примерно от границы энерговыделяющего ядра и дальше к центру [30]. В области $r/R_{\odot} \lesssim 0,2$ скорость Ω превышает Ω_s вдвое или больше (почти в 6 раз — для $r/R_{\odot} \lesssim 0,7$ — согласно результатам Хилла и др. [38]). Вблизи самого центра, $r/R_{\odot} < 0,2$, сведения о вращении, находимые по расщеплению акустических p -мод низкой степени l , неопределенны (здесь большую информацию может дать анализ g -мод, проникающих к самому центру Солнца).

Если на время «забыть» об ошибках наблюдений и неопределенностях математических расчетов при решении так называемой обратной гелиосейсмологической задачи и принять кривую $\Omega(r)$ как таковую (см. рис. 11, заимствованный из [30]), то, вообще говоря, трудно избежать (чисто внешнего) впечатления, что с приближением к центру Солнца, для $r/R_{\odot} < 0,15$, угловая скорость растет так быстро, что у самого центра Ω практически «стремится к бесконечности», по крайней мере, к очень большой величине.

В связи с обсуждаемой проблемой вращения центрального ядра Солнца и обнаруженной мультиплетной структурой периода 160^m имеет смысл вернуться к гипотезе [4] о быстром, с периодом $\sim 160^m$, вращении ядра как об одном из возможных источников наблюдаемых на поверхности 160^m -осцилляций. Предполагается, таким образом, что один из компонентов, ν_1 или ν_0 , обусловлен собственно пульсацией Солнца, а другой — быстрым вращением ядра. Здесь уместно сослаться на [39], где Рознер и Вейсс в свете последних данных гелиосейсмологии о внутреннем вращении Солнца выдвинули гипотезу, что солнечное магнитное поле не пронизывает весь объем Солнца, а само ядро содержит *реликтовое* магнитное поле, не связанное с остальной частью звезды. Согласно их эволюционной модели через $\sim 5 \cdot 10^7$ лет после начала стадии Хаяши 95% массы Солнца вращалось с периодом $\sim 700^m$, а на границе ядра, содержащего 30% всей массы, период вращения составлял $\sim 200^m$; лишь постепенно, по достижении возраста $\sim 4,5 \cdot 10^9$ лет, ядро замедлилось до «наблюдаемой» угловой скорости $\sim \Omega_s/2$. (Заметим также, что, по мнению некоторых авторов, напряженность такого реликтового магнитного поля в ядре может достигать 10^6 – 10^7 Гс, что радикально должно сказаться на его строении, степени перемешивания, температуре и потоке нейтрино.)

Мы предполагаем, что независимо от степени достоверности модели [39] эффективного замедления вращения ядра могло не происходить, а потеря углового момента затрагивала только оболочку Солнца. Конечно, пока трудно, без дополнительных данных наблюдений и теоретического рассмотрения, согласиться с картиной такого сверхбыстрого вращения ядра в современную эпоху. Тем не менее ввиду всех изложенных выше фактов и аргументов такая точка зрения, на наш взгляд, заслуживает внимания.

Отсутствие эволюционного торможения центрального ядра может быть связано, например: 1) с «отрывом» реликтового магнитного поля ядра от внешней оболочки Солнца [39], 2) с влиянием 160^m -пульсаций, которые происходят на частоте, почти совпадающей с частотой вращения ядра: сильное

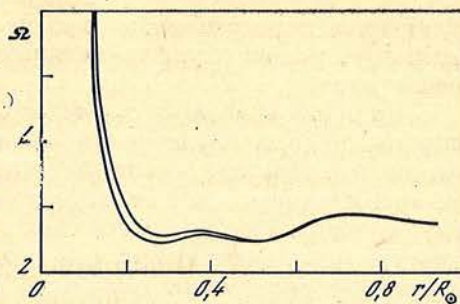


Рис. 11. Профиль угловой скорости вращения Ω внутри Солнца согласно гелиосейсмологическим данным [30]

нелинейное взаимодействие двух частот, скажем, ν_0 и ν_1 , само по себе, по-видимому, может служить механизмом, препятствующим замедлению вращения ядра.

Если ядро вращается с частотой $(160^m)^{-1}$, то период соответствующих осцилляций (или той их части, которая связана с вращением ядра) можно, например, представить, следуя Чилдрессу и Шпигелю [40], как транспортное время *солитарной* волны, бегущей вокруг центра Солнца по некоторому тонкому слою. Глубина этого слоя по грубой оценке [40] соответствует температуре (в кельвинах) $T \approx 3,6 \cdot 10^7 r/R_\odot$, что для стандартной модели Солнца отвечает расстоянию $r/R_\odot \approx 0,25$. (Одновременно авторы [40] полагают, что 160^m -осцилляции могут возбуждаться в самом ядре Солнца.)

Для теории пульсирующих звезд всегда было заманчивым обнаружить две моды малой степени l , которые имели бы почти совпадающие частоты пульсаций, с целью наблюдений длинного периода биений. Возможно, что мы как раз встретились с таким случаем у Солнца: ν_0 , ν_1 и период биений 11 лет. Взаимодействие таких двух мод, ν_0 и ν_1 , подобно двум взаимодействующим маятникам (см. также [10]), периодически обменивающимся энергией.

Перспектива связать 11-летний цикл с вращением ядра и 160^m -пульсацией всего Солнца нам кажется настолько привлекательной (особенно для объяснения строгой периодичности 11-летнего цикла), что все трудности теоретического характера, лежащие на этом пути, не должны сразу, без специального анализа, перевешивать «чашу весов» в сторону лишь «умеренно быстрого» вращения ядра.

Можно привести еще некоторые косвенные аргументы в пользу предполагаемого сверхбыстрого ($P \approx 160^m$) вращения ядра.

1. Считается, что Солнечная система в далеком прошлом имела гораздо больший угловой момент, чем сейчас, и больше, чем звезды ранних спектральных классов. Также известно, что орбитальный угловой момент планет в сумме гораздо больше, чем момент Солнца при скорости вращения $\sim \Omega_s$, и пока не предложено удовлетворительного механизма, который бы обеспечивал перенос углового момента от Солнца к планетам. Поэтому давно существует мнение, что дефицит наблюдаемого вращательного момента Солнца может быть «скрыт» в его глубоких недрах.

2. Подавляющее большинство тел Солнечной системы с известными скоростями осевого вращения (быстровращающиеся планеты и астероиды) имеют периоды вращения в диапазоне 3—16 ч и обнаруживают статистически значимую соизмеримость периодов вращения именно с $P_0 \approx 160^m$ [4]. Механизм такой «синхронизации» остается пока неизвестным, однако этот факт подводит к мысли, что и ядро Солнца может вращаться с подобной высокой скоростью и, не исключено, даже с периодом, близким к 160^m .

Наконец, еще одно немаловажное замечание. Согласно данным гелиосейсмологии [41, 42] в глубине Солнца зона от $r/R_\odot \approx 0,2$ до $\sim 0,3$ вращается существенно медленней (согласно [41] со скоростью $\sim \Omega_s/2$), чем внешняя оболочка и энерговыделяющее ядро. Такой феномен, по-видимому, очень трудно объяснить, если ядро вращается с умеренно быстрой скоростью $\sim 2\Omega_s$, поскольку всякие процессы взаимодействия зон, связанные, например, с магнитным полем или колебаниями, должны более или менее сгладить ход Ω с глубиной, по крайней мере сделать его *монотонным*. Чтобы объяснить это явление, Д. Гаф (см. ссылку в [43]) предположил, что в недалеком прошлом в центральной области Солнца произошло «переворачивание» слоев: вещество с малым угловым моментом сместилось от центра к зоне $r \approx 0,3 R_\odot$, вызвав здесь уменьшение Ω , а вещество с большим угловым моментом, переместившись к центру, привело к росту скорости вращения ядра. Роксбург [43] полагает, что источником такого «переворачивания слоев» могут быть ядерные реакции при наличии сильных нелинейных эффектов, связанных с так называемой «гелиевой нестабильностью». Нам представляется, что более простая ситуация может возникнуть в принципе, если центральное ядро вращается очень быстро, например со скоростью порядка $\sim 2 \cdot 10^2 \Omega_s$. В системе координат, связанной с указанной зоной аномально медленного вращения, центральное ядро тогда можно представить как вращающееся бесконечно быстро.

или «остановившимся», т. е. *без вращения* (или даже с обратным вращением), в зависимости от степени взаимодействия и механизма передачи углового момента, а также частотно-фазовых соотношений между вращением и осцилляциями (в частности, с периодом 160^m). Замедление зоны $r \approx 0,3 R_{\odot}$ можно тогда легко объяснить как следствие «отрыва» этой зоны — в смысле вращения — от быстровращающегося ядра. Такую зону аномально медленного вращения (ЗАМВ) можно также отождествить, по-видимому, с зоной «вытесненного вращения», существование которой внутри Солнца обосновывается в модели Солнца с конвективно-нейтральной зоной, развиваемой Вандакуровым [44].

Гипотеза о сверхбыстром вращении центрального ядра, на наш взгляд, вполне имеет право на существование. Она предоставляет, по-видимому, разумный возможный путь для объяснения такого поразительного феномена, как *зона аномально медленного вращения* в глубине Солнца.

Это явление в определенном смысле подобно стробоскопическому эффекту в кинематографе: при очень быстром вращении автомобильного колеса зрителю кажется, что оно вращается в обратную сторону; эффект возникает как результат «мигания» при определенных соотношениях двух частот, частоты вращения и частоты кадров. В нашем случае также имеет место сложение нескольких частот, в частности частоты вращения и частоты осцилляций, что при условиях очень *тесного резонанса* и нелинейного взаимодействия вполне может привести к замедлению зоны, прилегающей к быстровращающемуся ядру. При этом часть кинетической энергии вращения ЗАМВ отводится наружу в виде энергии осцилляций, что, собственно, и ведет к замедлению этой зоны. Приняв концепцию сверхбыстрого вращения ядра ($P \approx 160^m$), легко понять, наверное, и столь явно выраженную 80-минутную периодичность (отметим, что присутствие 80^m -периода отмечалось Северным и др. [15] также в доплеровских измерениях). Для этого следует обратиться к представлению Дикке [36] о том, что Солнце, возможно, приблизилось к главной последовательности с (реликтовым) магнитным полем, ориентированным преимущественно в направлении, перпендикулярном оси вращения, и не связанным с конвективной оболочкой — зоной дифференциального, по радиусу, вращения. Полюса такого квазидиполя, по мнению Дикке, могут испытывать медленные торсионные колебания, при которых они периодически смещаются в N- и S-полусферу Солнца, приводя к генерации магнитного поля разных полярностей в разных полусферах. И далее, вследствие эффекта магнитной плавучести возникающее тороидальное поле «всплывает» к зоне конвекции, что в конце концов и проявляет себя в виде 22-летнего цикла пятнообразования.

Наша концепция существенно дополняет и развивает модель Дикке в следующем. Быстровращающееся и несимметричное, например, из-за сильного магнитного поля, ядро индуцирует осцилляции во внешней оболочке, которые имеют наблюдаемые на поверхности периоды $\sim 160^m$, совпадающие с некоторыми из четырех доминирующих периодов на рис. 7, т. е. $P_0 - P_3$. Наблюдаемые периоды, однако, не обязательно должны совпадать с *сидерическим* периодом вращения ядра из-за естественного смещения частоты при переходе к вращающейся системе координат оболочки, вращающейся к тому же дифференциально. Но самое важное то, что вследствие двухполюсной конфигурации магнитного диполя должны наблюдаться также заметные колебания с периодом $\sim P_0/2 \approx 80^m,0$. Такой эффект на удвоенной частоте действительно имеет место (см. рис. 10); более того, соответствующий пик $P_4 = 80^m,00628$ имеет *максимальную* амплитуду и, следовательно, достоверность, а также в отличие от пиков $P_k \approx 160^m$ (см. рис. 7) он имеет резко выраженную моноструктуру. Эти обстоятельства позволяют нам связать именно период $P_4 \approx 80^m,0$ с вращением центрального ядра Солнца; сидерический период вращения, вероятно, близок к $2P_4 \approx 160^m,0 (\pm 1)$.

Наличие быстровращающегося ($P \approx 160^m$) центрального ядра Солнца не противоречит также, как показывают количественные оценки [45], измерениям гравитационного квадрупольного момента Солнца J_2 и сплюснутости $E = -3J_2/2$. Для размера ядра $r_c \lesssim 0,1R_{\odot}$ и периода вращения 160^m резуль-

тирующая сплюснутость $E \lesssim 6 \cdot 10^{-6}$, тогда как все выполненные до сих пор наблюдения дают гораздо большую величину (или больший верхний предел) (табл. 5). (Для модели Солнца с умеренно быстрым вращением в глубине Солнца, когда $\Omega(r)$ растет от $\Omega_s \approx 2,86 \cdot 10^{-6}$ рад·с⁻¹ на поверхности до $\sim 6\Omega_s$ в глубине, Гаф [49] вычислил значение $J_2 \approx 3,6 \cdot 10^{-6}$, $E \approx 5,4 \cdot 10^{-6}$.)

Таблица 5

Авторы	Год наблюдений	$E \cdot 10^6$
Дикке и Гольденберг [46]	1966	4,34±0,34
Хилл и Стэббинс [47]	1973	0,96±0,65
Дикке и др. [48]	1983	2,0±0,2

Более детально возможность быстровращающегося центрального, $r/R_\odot \lesssim 0,1$, ядра обсуждается в [45], где приводятся также оценки влияния быстрого вращения на спектр 5^m-осцилляций и квадрупольный момент Солнца.

Заключение

Модуляция вспышечной активности, обусловленная глобальными осцилляциями Солнца, может быть более или менее понята с физической точки зрения. Известно, что гравитационные g -моды, например, легко распространяются в лучистой зоне, проникая вплоть до ядра. Однако в верхней части лучистой зоны и в основании конвективной зоны градиент температуры становится адиабатическим; здесь условия распространения резко меняются, что приводит, в частности, к преломлению и частичному отражению волн и к изменению наблюдаемого на поверхности спектра колебаний. Эти эффекты усиливаются при наличии магнитного поля, которое, по-видимому, концентрируется у основания конвективной зоны, и особенно — в активных областях, где возмущения конвективной зоны максимальны. Это ведет, с одной стороны, к изменению спектра солнечных колебаний [10], а с другой — к модуляции, например, частоты вспышек или других нестационарных процессов в активных областях. Поэтому неудивительно, что обнаружен достоверный ($P \gtrsim 0,9999$) эффект модуляции частоты появления вспышек с периодом 160^m — пока единственным известным периодом колебаний Солнца, сохраняющим фазу на протяжении многих лет.

Расщепление периода 160^{m,01} на два компонента с разностью частот $\Delta\nu$, соответствующей длине 11-летнего цикла, оказалось неожиданным. Безусловно, оно требует дальнейших подтверждений и изучения с привлечением новых данных о колебаниях и вспышечной активности Солнца.

Связь с 11-летним циклом, хотя ее и можно пытаться как-то объяснить в рамках современных представлений о внутреннем строении Солнца и его собственных колебаний, интригует и открывает, по-видимому, новую сторону солнечного цикла (?).

Сделанный нами предварительный вывод о быстром, с периодом $\sim 160^m$, вращении центрального ядра, если он окажется справедливым, будет иметь исключительно важное значение для наших представлений о вращении Солнца в прошлом, его эволюции и эволюции других звезд поздних спектральных классов, чья хромосферная активность тесно связана со скоростью вращения.

Конечно, некоторые наши выводы и предположения носят пока дискуссионный характер. Пока неясно, например, насколько вывод о сверхбыстром вращении ядра может согласоваться с точной величиной гравитационного квадрупольного момента Солнца, измерения которого в ближайшем будущем, по-видимому, будут улучшены и который очень важен для выводов общей теории относительности о релятивистской прецессии орбиты Меркурия. Многие вопросы, поставленные бурно развивающейся гелиосейсмологией и касающиеся не только внутреннего строения и вращения Солнца, но и таких фундаментальных проблем астрофизики, как динамо-теория генерации магнитного поля, 11-летний цикл и проблема солнечных нейтрино, — безуслов-

но, будут решены в ближайшие годы в результате планируемых сейчас исследований по гелиосейсмологии, см., например, Гаф [42], Паркер [50].

Выражаем глубокую признательность академику А. Б. Северному и А. Г. Косовичеву за полезное обсуждение работы и ценные замечания. Мы благодарны Д. Н. Рачковскому за разработку программ для ЭВМ, Н. С. Нестерову, С. А. Бондаренко и Г. Я. Смирновой за помощь в обработке материала. Мы признательны также П. П. Добронравину и В. М. Можжерину, внимательно прочитавшим рукопись и сделавшим ряд полезных замечаний.

21 апреля 1986 г.

Литература

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*— Nature, 1976, vol. 259, p. 87—89.
2. *Brookes J. R., Isaak G. R., van der Raay H. B.*— Nature, 1976, vol. 259, p. 92—95.
3. *Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.*— In: The Hydromagnetics of the Sun, ESA SP-220, 1984, p. 189—190.
4. *Kotov V. A.*— Solar Phys., 1985, vol. 100, p. 101—113.
5. *Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т.*— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1985, т. 71, с. 3—19.
6. *Scherrer P. H., Wilcox J. M.*— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 37—42.
7. *Leibacher J. W., Noyes R. W., Toomre J., Ulrich R. K.*— Sci. Amer., 1985, vol. 253.
8. *Рачковский Д. Н.*— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1985, т. 71, с. 25.
9. *Котов В. А., Левуцкий Л. С.*— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1986, т. 75, с. 59—66.
10. *Wentzel D. G.*— Astrophys. J., 1986, vol. 300.
11. *Warwick C. S.*— IGY Solar Activity Rep. (World Data Center A), Boulder, High Altitude Obs., 1964, N 29.
12. Quarterly Bull. on Solar Activity, 1963—1978, N 141—204.
13. Solar Geophysical Data, N 420—470. Part II, 1979—1980, U.S. Department of Commerce (Boulder, Colorado, U.S.A. 80303).
14. *Scherrer P. H.*— Stanford Univ. Center Space Sci. Astrophys. Rep., CSSA-ASTRO-85-23, 1985, p. 19—22.
15. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*— In: Plein Feux sur la Physique Solaire (Proc. 2nd European Meeting on Solar Physics), CNRS, 1978, p. 123—134.
16. *Аален К. У.* Астрофизические величины / Пер. с англ. под ред. Д. Я. Мартынова. М.: Мир, 1977. 446 с.
17. *Currie R. G.*— J. Geophys. Res., 1974, vol. 79, p. 5657—5660.
18. *Чистяков В. Ф.*— Солнечные данные, 1985, № 9, с. 59—65.
19. *Newcomb S.*— Astrophys. J., 1901, vol. 13, p. 1—14.
20. *Cohen T. J., Lintz P. R.*— Nature, 1974, vol. 250, p. 398—400.
21. *Wood R. M., Wood K. D.*— Nature, 1965, vol. 208, p. 129—131.
22. *Чертомыр В. Е., Котов В. А.*— Астрон. цирку., 1965, № 318, с. 1—4.
23. *Radoski H. R., Fougere P. F., Zawalick E. J.*— J. Geophys. Res., 1975, vol. 80, p. 619—625.
24. *Courtilot V., Le Mouél J. L., Mayaud P. N.*— J. Geophys. Res., 1977, vol. 82, p. 2644.
25. *Dicke R. H.*— Nature, 1978, vol. 276, p. 676—680.
26. *Wittmann A.*— Astron. and Astrophys., 1978, vol. 66, p. 93—97.
27. *Moulton F. R.*— Astrophys. J., 1909, vol. 29, p. 257—280.
28. *Iben I., Jr.*— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 457—467.
29. *Woodard M. F., Noyes R. W.*— Nature, 1985, vol. 318, p. 449—450.
30. *Christensen-Dalsgaard J., Gough D., Toomre J.*— Science, 1985, vol. 229, p. 923—931.
31. *Chandrasekhar S., Limber D. N.*— Astrophys. J., 1954, vol. 119, p. 10—13.
32. *Dziembowski W., Goode P. R.*— Mem. Soc. Astron. Ital., 1983, vol. 55, p. 185—213.
33. *Оль А. И.*— Астрон. журн., 1960, т. 37, с. 222—226.
34. *Kraft R. P.*— Astrophys. J., 1967, vol. 150, p. 551—570.
35. *Durney B. R., Stenflo J. O.*— Astrophys. Space Sci., 1972, vol. 15, p. 307—312.
36. *Dicke R. H.*— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1970, vol. 8, p. 297—328.
37. *Soderblom D. R.*— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1983, vol. 53, p. 1—15.
38. *Hill H. A., Yakowitz D. S., Rosenwald R. D., Campbell W.*— In: The Hydromagnetics of the Sun, ESA SP-220, The Netherlands; 1984, p. 187—188.
39. *Rosner R., Weiss N. O.*— Nature, 1985, vol. 317, p. 790—792.
40. *Childress S., Spiegel E. A.*— In: The Solar constant and its variation / Ed. S. Sofia, NASA Conf. Publ. 2191, Wash.: D.C., 1981, p. 273.
41. *Duval T. L., Jr., Dziembowski W. A., Goode P. R.* et al.— Nature, 1984, vol. 310.
42. *Gough D.*— Solar Phys., 1985, vol. 100, p. 65—99.
43. *Roxburgh I. W.*— Solar Phys., 1985, vol. 100, p. 21—51.
44. *Вандакуров Ю. В.*— В сб.: Колебания и волны на Солнце: тез. докл. Рига: Зинатне, 1986, с. 5—6.
45. *Котов В. А., Косовичев А. Г.*— Наст. том.
46. *Dicke R. H., Goldenberg H. M.*— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1974, vol. 27, p. 131—182.
47. *Hill H. A., Stebbins R. T.*— Astrophys. J., 1975, vol. 200, p. 471—483.
48. *Dicke R. H., Kuhn J. R., Libbrecht K. G.*— Nature, 1985, vol. 316, p. 687—690.
49. *Gough D. O.*— Nature, 1982, vol. 298, p. 334—339.
50. *Parker E. N.*— Solar Phys., 1985, vol. 100, p. 599—619.

УДК 523.92

О ВОЗМОЖНОСТИ БЫСТРОГО ВРАЩЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ЯДРА

В. А. Котов, А. Г. Косовичев

Обсуждается гипотеза [2, 8] о том, что центральное ядро Солнца вращается с очень коротким периодом, около 160^m . Для стандартной модели Солнца с ядром различного диаметра, но вращающимся с периодом 160^m , вычислено вращательное расщепление акустических p -мод осцилляций низкой степени. Результаты вычислений согласуются с вращательным расщеплением мод $l = 1, 2$ и 3 , полученным Дювалем и др. [9] из наблюдений 5-минутных осцилляций, если радиус быстровращающегося ядра меньше $0,08 R_{\odot}$. Такое ядро содержит не более 6% всей массы Солнца. Результирующий гравитационный квадрупольный момент $J_2 \lesssim 4 \cdot 10^{-6}$, что не противоречит результатам измерений сплюснутости Солнца.

ON THE POSSIBILITY OF RAPID ROTATION OF THE SOLAR CORE, by V. A. Kotov, A. G. Kosovichev.— We discuss a conjecture [2, 8] that the central core of the Sun rotates plausibly with very short period near 160^m . The rotational splitting of low degree p -modes oscillations was calculated for the standard solar model but with the inner core of various size spinning with the 160^m period. The results of calculations agree with the actual splitting of $l = 1, 2$ and 3 modes inferred by Duvall et al. [9] from observations of 5^m -oscillations, if one assumes that the radius of rapidly spinning core is less than $0.08 R_{\odot}$. Such small core contains about 6% of the total solar mass. The resulting gravitational quadrupole moment J_2 of the Sun, $\lesssim 4 \cdot 10^{-6}$, doesn't contradict the results of observational data on the solar oblateness.

Открытые в 1974 г. пульсации Солнца с периодом $P_0 \approx 160^m$ [1] до сих пор не получили однозначной интерпретации [2]. Период, равный $160^m,0102 (\pm 5)^1$, существенно отличается от $1/9$ среднесолнечных суток, поэтому он не может быть приписан какому-либо земному эффекту, обусловленному, например, влиянием инструмента, методики обработки данных наблюдений или земной атмосферой.

В [2] было высказано предположение, что природа 160^m -осцилляций Солнца, стабильных по фазе в течение многих лет, частично кроется в быстровращающемся ядре Солнца, причем период его вращения, возможно, близок к 160^m . (Заметим, что идея связи вращения Солнца с его глобальными колебаниями восходит к работам Вольфа (см., например, [3]), а мысль о быстровращающемся ядре Солнца — к известным трудам Дикке [4, 5]. Модель внутреннего строения Солнца, предложенная Роксбургом [6], предусматривала быстрое вращение солнечного ядра с периодом порядка часа; см. п. 4.)

Важно также отметить, что, несмотря на некоторые расхождения в результатах современной гелиосейсмологии относительно хода угловой скорости вращения $\Omega(r)$ с глубиной внутри Солнца (r — расстояние от центра Солнца; см., например, [7]), данные о вращательном расщеплении акустических p -мод более или менее убедительно говорят о существенном росте Ω к центру Солнца, в области его центрального ядра $r/R_{\odot} \lesssim 0,2$.

¹ Здесь и далее числа в скобках соответствуют ошибке в последней значащей цифре.

1. Некоторые свидетельства в пользу быстрого вращения ядра

Указание на быстрое, с периодом $P \approx 160^m$, вращение центральной области Солнца недавно получено в [8] на основе анализа «спектра мощности» последовательности хромосферных вспышек, наблюдавшихся на Солнце в 1947—1980 гг. В «спектрах χ^2 » наряду с периодичностью $\sim 160^m$ выделена сильная линия, отвечающая периоду $P_4 = 80^m,00628 (\pm 4)$. Последний авторами [8] интерпретируется как «вынужденная» периодичность, связанная с быстрым вращением центрального ядра, которое вращается, по-видимому, с сидерическим периодом $\sim 2P_4 \approx 160^m$.

Гипотеза о таком сверхбыстром вращении центрального ядра находит косвенное подтверждение в кривой $\Omega(r)$, полученной в [7, 9]: кривая резко уходит вверх для $r/R_\odot < 0,15$, однако здесь, надо отметить, велики ошибки в определении Ω .

Некоторые аргументы в пользу быстрого (возможно, с периодом $\sim 160^m$) вращения ядра, основанные на данных об эволюции звезд, истории Солнечной системы и наблюдениях солнечных осцилляций, приведены в [8]. Здесь целесообразно только сделать следующее замечание.

Информация о глубинном вращении Солнца получена сейчас средствами гелиосейсмологии; однако уверенные сведения о вращении самого центрального ядра, $r/R \lesssim 0,15$, получить по расщеплению 5^m-осцилляций весьма трудно из-за неопределенностей при решении обратной гелиосейсмологической задачи и ошибок наблюдений, см. [10]. По-видимому, более точные данные о скорости вращения центрального ядра Солнца будут получены в ближайшие годы в результате введения в строй мировой сети «гелиосейсмологических» станций и последующей обработки спектров мощности колебаний Солнца, или, иными словами, в результате эмпирической и теоретической интерпретации сотен и даже тысяч дискретных частот акустических (и, возможно, некоторых гравитационных) собственных мод колебаний Солнца, включая моды самой низкой степени, $l = 0, 1$ и 2 , проникающие наиболее близко к центру Солнца.

В связи с этим имеет смысл взглянуть несколько по-иному, чем это более или менее принято среди большинства астрофизиков-«солнечников», на *крымский эксперимент* по регистрации (на основе эффекта Доплера) длиннопериодных глобальных колебаний Солнца, начатый [1, 11] в 1974 г. и продолжающийся более 10 лет. С помощью этих наблюдений, по существу, предпринята попытка зарегистрировать периодический процесс, который был бы фазово-когерентным на протяжении максимально длительного отрезка времени. И, что не менее важно, наблюдения сделаны с наибольшим, насколько это позволила методика измерений и инструмент, усреднением по диску Солнца; измерения фактически с самого начала нацеливались на детектирование долгоживущих колебаний наиминимальной степени l , вплоть до $l = 0$, т. е. колебаний, охватывающих практически всю массу Солнца и проникающих к самому ядру. Такие колебания в принципе должны дать самую ценную и достоверную информацию не только о строении Солнца в его глубине, но, возможно, и о вращении самого центрального ядра.

Крымские наблюдения привели к обнаружению достоверного периодического сигнала лучевой скорости фотосферы с периодом $P_0 = 160^m,0102 (\pm 5)$. Позднее был выполнен другой «эксперимент» [8]: исследовалась частота возникновения хромосферных вспышек в интервале 1947—1980 гг. Метод анализа чисто статистический, но фактически работа представляла собой итог некоторого «физического эксперимента», в котором специальными приборами (десятки хромосферных телескопов мира) на протяжении десятков лет регистрировалась вспышечная активность Солнца. Важно также отметить, что в этом «эксперименте» применено почти нулевое разрешение, поскольку не учитывались гелиографические координаты вспышек (точнее, регистрировался сигнал от области Солнца $|\varphi| \lesssim 40^\circ$, поскольку практически не наблюдаются вспышки для широт $|\varphi| > 40^\circ$). Временной ряд вспышечной активности почти втрое превышает по длительности ряд допле-

ровских измерений, поэтому «спектр» всплеск не только подтвердил реальность периода P_0 , но и уточнил его значение:

$$P_0 = 160^m,01015 (\pm 8);$$

соответствующая частота $\nu_0 = 104,16006 (\pm 5)$ мкГц.

(Опять заметим, что даже с учетом ошибки период P_0 , полученный для 34-летнего интервала, настолько сильно отличается от значения $24^h/9$, что говорить о совпадении периода с девятой гармоникой земных суток, как до сих пор акцентируется некоторыми авторами, по меньшей мере несерьезно.)

Более того, в [8] обнаружена тонкая структура спектра мощности (точнее, спектра χ^2 последовательности всплесков) в узкой области около частоты ν_0 . Оказалось, что 160^m -колебание состоит из нескольких статистически достоверных «линий», которые подчиняются ряду простых линейных («резонансных») соотношений, содержащих также удвоенную частоту $\nu_4 = 208,3170 (\pm 4)$ мкГц. На основе этого авторы [8] сделали предварительное заключение, что тонкая структура периода $P_0 \approx 160^m$, а также сильно выраженная периодичность на удвоенной частоте $\nu_4 \approx 2\nu_0$ могут быть результатом взаимодействия 160^m -осцилляций Солнца и быстрого вращения, с периодом около 160^m , центрального ядра при наличии нелинейных резонансных эффектов.

Представляет интерес рассмотреть, насколько с теоретической точки зрения представление о вращении центральной области Солнца с периодом $\sim 160^m$ согласуется с современными данными о внутреннем строении Солнца, с данными гелиосейсмологии и измерениями гравитационного квадрупольного момента.

2. Вращательное расщепление частот акустических осцилляций и размер быстровращающегося ядра

Рассмотрим, как согласуется представление о быстром вращении солнечного ядра с данными о вращательном расщеплении 5-минутных колебаний. Внутреннее вращение Солнца должно вызывать прецессию наблюдаемой картины смещений собственных колебаний. В спектре мощности этот эффект проявляется в виде мультиплетных структур, в которых разделяются частоты собственных колебаний с различными значениями азимутального числа m . Согласно теории [12] это вращательное расщепление частот зависит от распределения по радиусу угловой скорости вращения и собственных функций колебаний, рассчитанных для модели внутреннего строения Солнца без учета вращения:

$$\begin{aligned} \Delta\omega_{nlm} &= 2m\beta_{nl}\Omega_s, \\ \beta_{nl} &= \left[\int_0^{R_\odot} \rho \Omega \{(\xi_{nl} - \eta_{nl})^2 + [l(l+1) - 2] \eta_{nl}^2\} r^2 dr \right] / \Omega_s \times \\ &\quad \times \int_0^{R_\odot} \rho [\xi_{nl}^2 + l(l+1) \eta_{nl}^2] r^2 dr. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь n — порядковый номер моды по классификации Каулинга; ξ_{nl} и η_{nl} — собственные функции соответственно радиальных и тангенциальных смещений; Ω_s — угловая скорость вращения поверхности Солнца; ρ — плотность.

Измерения вращательного расщепления частот секториальных мод с $m = \pm l$ выполнены Дювалем и Харви [9]. Секториальные моды собственных колебаний сильно концентрируются в экваториальной области Солнца, и поэтому по их расщеплению можно определить угловую скорость вращения лишь в плоскости экватора. Кроме того, нужно учитывать, что в центральные области Солнца проникают лишь глобальные акустические моды с низкими значениями степени l . В таблице приведены результаты измерений вращательного расщепления [9] для $l = 1, 2$ и 3 . Во втором и третьем

Зависимость параметра $\bar{\beta}_l = v_l/v_s$ от радиуса быстровращающейся центральной области (для периода вращения 160^m)

Кривые соответствуют степени колебания $l = 1, 2$ или 3 . Горизонтальные прямые соответствуют значениям $\bar{\beta}_l$ по наблюдениям [9]

столбцах приведены средние (по колебаниям с различными радиальными порядками n) величины:

$$\bar{v}_l = (\Delta\omega_{nlm}/2\pi)/2m; \quad \bar{\beta}_l = \bar{v}_l/v_s; \quad (2)$$

$v_s = \Omega_s/2\pi \approx 462$ нГц — частота вращения солнечного экватора.

Для оценки вращательного расщепления частот акустических мод в модели Солнца с быстровращающимся ядром представим зависимость угловой скорости вращения от радиуса в виде ступенчатой функции

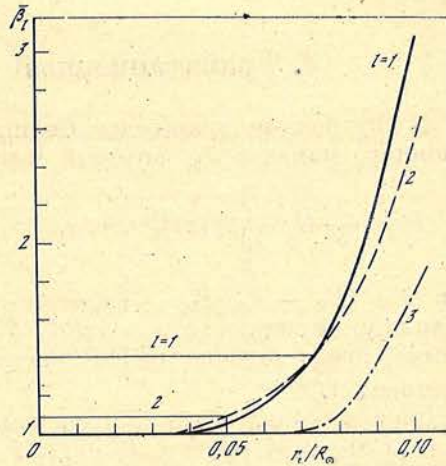
$$\Omega(r) = \begin{cases} \Omega_c & \text{при } 0 \leq r \leq r_c, \\ \Omega_s & \text{при } r_c \leq r \leq R_\odot, \end{cases} \quad (3)$$

где Ω_c — угловая скорость вращения центральной области радиуса r_c . (Разрывный характер зависимости $\Omega(r)$ в данном случае несуществен, так как функция $\Omega(r)$ входит в *подынтегральное* выражение (1).) Положим $\Omega_c = 225,5 \Omega_s$, что соответствует 160-минутному периоду вращения солнечного ядра.

l	\bar{v}_l , нГц	$\bar{\beta}_l$
1	660 ± 170	$1,43 \pm 0,36$
2	500 ± 70	$1,09 \pm 0,15$
3	460 ± 52	$1,00 \pm 0,12$

Результаты расчетов параметра $\bar{\beta}_l$ для стандартной модели Солнца [13] и для тех мод колебаний, которые наблюдали Дюваль и Харви, в зависимости от радиуса быстровращающегося ядра показаны на рисунке. Из этих расчетов можно сделать следующие выводы. Во-первых, радиус ядра не может превышать $0,08 R_\odot$ (т. е. в зоне быстрого вращения содержится не более 6% массы Солнца в рамках рассматриваемой модели), иначе наблюдаемое значение параметра $\bar{\beta}_l$ при $l = 3$ было бы значительно выше. Во-вторых, данные таблицы по расщеплению частот дипольных мод ($l = 1$) показывают, что наиболее вероятное значение $r_c = (0,073^{+0,010}_{-0,020}) R_\odot$, а данные для квадрупольных мод дают $r_c = (0,05 \pm 0,01) R_\odot$. Некоторое несоответствие в определении границы быстровращающегося ядра по наблюдениям с разными l может быть связано как с «размытостью» самой границы (т. е. с плавным ростом угловой скорости), так и с тем, что для расчета собственных функций в (1) была взята стандартная модель, не учитывающая влияния быстровращающегося ядра на строение Солнца. При дальнейшей разработке моделей внутреннего строения с дифференциальным вращением можно будет уточнить зависимости, представленные на рисунке.

Пока же важно отметить, что гелиосейсмологические данные не противоречат предположению о возможном быстром вращении центральной области Солнца. Однако их точность пока недостаточна для однозначного определения размера ядра и угловой скорости его вращения.



3. Гравитационный квадрупольный момент

С внутренним вращением Солнца тесно связана проблема его гравитационного момента J_2 , который может быть записан в виде [14]

$$J_2 = \frac{2}{3} E = \int_0^1 F(x) \Omega^2(x) dx, \quad (4)$$

где $E = (R_e - R_p)/R_\odot$ — сплюснутость Солнца (R_e и R_p — экваториальный и полярный радиусы), $x = r/R_\odot$, $F(x)$ — подынтегральное «ядро сплюснутости», представленное в [14], например, в виде графика и выраженное в единицах Ω_s^{-2} .

Дикке и Гольденберг [15] по измерениям сплюснутости в 1966 г. нашли $E = (4,51 \pm 0,34) \cdot 10^{-5}$ и $J_2 = (2,47 \pm 0,23) \cdot 10^{-5}$. Однако более поздние измерения Хилла и Стэббинса [16], выполненные в 1975 г., дали для сплюснутости верхний предел $E \lesssim 10^{-5}$, и причина противоречия с результатом [15] до сих пор не установлена. Новые измерения Дикке и др. [17] 1983 г. привели к величине $E \approx (2,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-5}$, что примерно в два раза меньше, чем получалось в 1966—1967 гг. (Авторы [17] полагают, что Солнце, возможно, имеет переменный со временем, осциллирующий квадрупольный момент и что такие осцилляции J_2 , связанные с «осцилляциями» солнечного ядра, могут иметь большие последствия для объяснения 11-летнего солнечного цикла и генерации магнитных полей на Солнце.)

Для модели Солнца с умеренно быстрым вращением в глубине, когда $\Omega(r)$ растет от Ω_s на поверхности до $\sim 6\Omega_s$ в глубине, гравитационный квадрупольный момент J_2 по оценке Гафа [14] составляет $\sim 3,6 \cdot 10^{-6}$. Если принять, что центральная область Солнца $x \leq r_c/R_\odot$ вращается с периодом 160^m , то на основе результатов [14] получаем, что из-за быстровращающегося ядра J_2 возрастает до $\sim 1,0 \cdot 10^{-5}$ при $r_c/R_\odot = 0,15$ и до $\sim 0,4 \cdot 10^{-5}$ при $r_c/R_\odot = 0,10$ (сплюснутость $E \sim 1,5 \cdot 10^{-5}$ и $\sim 0,6 \cdot 10^{-5}$ соответственно). Эти значения не противоречат фактическим измерениям сплюснутости Солнца [15—17].

4. Заключение

Как известно, гипотеза о быстром вращении солнечного ядра привлекалась в [6, 18—20] для объяснения наблюдаемого дефицита солнечных нейтрино, поскольку центробежная сила при достаточно быстром вращении может уменьшить величину равновесного газового давления в ядре и, следовательно, понизить температуру и выход высокоэнергичных нейтрино в ядерных реакциях. В [6, 18, 19] были рассчитаны модели Солнца в предположении, что в процессе эволюции происходила постепенная потеря углового момента в конвективной оболочке, а в лучистой зоне угловой момент перераспределялся таким образом, чтобы его полная величина сохранялась и дифференциальное вращение не было достаточно сильным для возбуждения турбулентности (т. е. число Ричардсона было бы всегда $> 1/4$). В результате этих расчетов получались модели с протяженным быстровращающимся ядром размером $\sim 0,5R_\odot$, что приводило к слишком большому значению сплюснутости Солнца. Сейчас гелиосейсмологические данные указывают на то, что большая часть лучистой зоны (за исключением небольшого центрального ядра) вращается почти с той же угловой скоростью, что и конвективная оболочка. Это означает, что на Солнце имеется механизм передачи углового момента из лучистой зоны в конвективную, например, посредством слабого внутреннего магнитного поля (см. [21]), который не учитывался в расчетах [6, 18, 19]. Ближе всего современным представлениям о внутреннем вращении Солнца соответствует модель Роксбурга [6], в которой зависимость угловой скорости вращения от радиуса находится в хорошем качественном согласии с гелиосейсмологическими данными. Отметим, что

модель Роксбурга с учетом поправки Монагана [22] дает выход нейтрино, согласующийся с результатами Дэвиса [23]. Для модели современного Солнца Роксбург получил быстрое вращение с периодом около 50 мин для центральной области с массой порядка $0,1 M_{\odot}$ и указал, что «значительный интерес представил бы поиск на Солнце явлений с периодами от 30 мин до 1 ч, которые могли бы быть отражением этого быстрого вращения» [6].

Наблюдаемое 160-минутное колебание Солнца, возможно, как раз и является следствием быстрого вращения солнечного ядра. Это предположение подкрепляется результатами расчетов Андо [24, 25], который исследовал механизм возбуждения собственных колебаний в звездах с дифференциальным вращением, связанный с неустойчивостью Кельвина—Гельмгольца, и пришел к выводу, что на Солнце гравитационная мода с периодом 160^m может быть возбуждена вследствие быстрого вращения центрального ядра с угловой скоростью $\Omega_c \approx 6,5 \cdot 10^{-4} / |m| \text{ с}^{-1}$ [24], где m — азимутальное число моды. При $m = 1$ отсюда получается период вращения, равный 160 мин. Поскольку в результате дифференциального вращения преимущественно возбуждаются секториальные моды с $|m| = l$, то вероятно, что для 160-минутной моды $l = 1$. Этот вывод согласуется с анализом [26] наблюдаемого вращательного расщепления 160-минутного колебания. Согласно расчетам [25] характерное время развития неустойчивости для g -мод с низкими l составляет $\sim 10^4$ лет, т. е. по крайней мере на порядок величины меньше характерного времени затухания этих мод в результате диссипативных процессов [13]. Поэтому дифференциальное вращение может быть эффективным источником возбуждения 160-минутных колебаний.

Таким образом, наше предварительное рассмотрение показывает, что гипотеза о быстром вращении центральной области Солнца не противоречит современным гелиосейсмологическим данным и наблюдаемой сплюснутости Солнца и позволяет, по-видимому, найти единый подход к решению проблем дефицита солнечных нейтрино и источника 160-минутных пульсаций Солнца.

Заметим, что область вблизи центра Солнца, $r/R_{\odot} \lesssim 0,1$, представляет особый интерес для проблемы солнечных нейтрино. В частности, почти все нейтрино, образующиеся в процессе распада ${}^8\text{B}$, генерируются именно в небольшом центральном ядре Солнца, содержащем всего лишь 5% массы Солнца, где образуется также около 33% всего потока солнечного оптического излучения [27].

Для дальнейшего прогресса в исследовании внутреннего вращения Солнца в связи с отмеченными выше проблемами наибольший интерес представляют с наблюдательной точки зрения: а) непосредственное определение типа (т. е. значений l и m) 160-минутной моды (возможный подход к проблеме см. в [26]) и б) уточнение параметров вращательного расщепления акустических мод; с теоретической точки зрения: в) исследование эволюционных моделей внутреннего строения Солнца с учетом дифференциального вращения и влияния дифференциального вращения на спектр и устойчивость собственных колебаний Солнца.

Авторы глубоко признательны академику А. Б. Северному за плодотворное обсуждение работы и полезные замечания.

20 апреля 1986 г.

Литература

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*— Nature, 1976, vol. 259, p. 87—89.
2. *Kotov V. A.*— Solar Phys., 1985, vol. 100, p. 101—113.
3. *Wolff C. L.*— Astrophys. J., 1974, vol. 194, p. 489—498.
4. *Dicke R. H.*— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1970, vol. 8, p. 297—328.
5. *Dicke R. H.*— Science, 1974, vol. 184, p. 419—429.
6. *Roxburgh I.*— Nature, 1974, vol. 248, p. 209—211.
7. *Christensen-Dalsgaard J., Gough D., Toomre J.*— Science, 1985, vol. 229, p. 923—931.
8. *Комос В. А., Лесницкий Л. С.*— Наст. том.
9. *Duvall T. L., Jr., Harvey J. W.*— Nature, 1984, vol. 310, p. 19—22.
10. *Gough D.*— Solar Phys., 1985, vol. 100, p. 65—99.
11. *Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, vol. 183, p. 61—78.
12. *Gough D. O.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1981, vol. 196, p. 731—746.
13. *Косоовичев А. Г., Северный А. Б.*— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 72, с. 188—198.
14. *Gough D. O.*— Nature, 1982, vol. 298, p. 334—339.
15. *Dicke R. H., Goldenberg H. M.*— Astrophys. J., Suppl. Ser., 1974, vol. 27, p. 131—182.
16. *Hill H. A., Stebbins R. T.*— Astrophys. J., 1975, vol. 200, p. 471—483.
17. *Dicke R. H., Kuhn J. R., Libbrecht K. G.*— Nature, 1985, vol. 316, p. 687—690.
18. *Demarque P., Menzel J., Sweigart A.*— Astrophys. J., 1974, vol. 183, p. 997—1004.
19. *Rood R. T., Ulrich R. K.*— Nature, 1974, vol. 252, p. 366—368.
20. *Talmadge C., Richter S. R., Fishbach E.*— Astrophys. J., 1985, vol. 290, p. 337—343.
21. *Rosner R., Weiss N. O.*— Nature, 1985, vol. 317, p. 790—792.
22. *Monaghan J. J.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1974, vol. 169, p. 13—14.
23. *Bachall J. N., Davis R.*— In: Essays in Nuclear Astrophysics/Eds. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. Schramm. Cambridge: Cambridge Univ. press, 1982, p. 243.
24. *Ando H.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1981, vol. 197, p. 1139—1152.
25. *Ando H.*— Publ. Astron. Soc. Japan, 1985, vol. 37, p. 47—68.
26. *Косоовичев А. Г., Северный А. Б.*— Письма в Астрон. журн., 1986, т. 12, с. 238—246.
27. *Bahcall J. N.*— Solar Phys., 1985, vol. 100, p. 53—63.

УДК 523.9 — 1/— 8

РАДИОРАДИУС СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 2,25 СМ В 1980 — 1984 ГОДАХ

А. Ф. Бачурин

Измерен радиорadius Солнца в направлении полюсов на волне 2,25 см в период 1980—1984 гг. Его максимальное значение наблюдалось в 1981 г. Изменения солнечного радиорadiusа относительно оптического составили за указанный период не менее 3". Показано, что для повышения точности определения этих изменений необходимо более полно учитывать радиоизлучение полярных областей.

1980—1984 MEASUREMENTS OF SOLAR RADIO RADIUS AT 2.25 CM WAVELENGTH, by A. F. Bacherin.— Solar radio radius was measured in 1980—1984 in polar directions at 2.25 cm wavelength. Its maximum value was observed in 1981. Radio radius of the Sun differs from optical, measured at the same time, by about 3". It has been shown that more precise determination of such variations needs more accurate account on the radio emission in polar regions.

В [1, 2] было высказано предположение, что радиорadius Солнца в коротковолновой части сантиметрового диапазона изменяется с циклом солнечной активности, увеличиваясь от минимума цикла к максимуму. Ввиду важности этого предположения для физики Солнца были проведены соответствующие наблюдения в 1982—1984 гг. и уточнены результаты наблюдений за 1980 и 1981 гг.

Радиорadius Солнца измерялся путем сканирования солнечного диска на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории. Методика наблюдений описана в [3, 4]. Ниже дано описание обработки результатов данных наблюдений с более тщательным учетом факторов, влияющих на величину измеренного радиорadiusа на волне 2,25 см.

Обработка данных наблюдений и результаты

Отличия методики обработки данных от описанной ранее заключаются в следующем. Во-первых, была уточнена диаграмма направленности (ДН) РТ-22 на волне 2,25 см. Уточнение проведено с использованием Луны в качестве калибровочного источника и описано в [5].

Во-вторых, уровень спокойного Солнца выбирался в двух точках, отстоящих от центра солнечного диска к северу и к югу на 12'. Для обработки были отобраны лишь те записи сканов, в которых антенные температуры при наведении антенны на эти точки отличались не более чем на 2% от их среднего значения. В соответствии с [6] отношение антенных температур при наведении антенны на край солнечного диска и в точку, удаленную на 12' от его центра, равно 0,496. Были оценены и введены поправки, учитывающие изменение этого отношения в зависимости от величины радиорadiusа [6].

В-третьих, более тщательно учтена радиорефракция в атмосфере Земли. Поправки за радиорефракцию, которые надо ввести в величину измеренного радиорadiusа, определялись по выражениям, приведенным в [5]. Отличие показателя преломления воздуха n от единицы вычислялось по соотношению

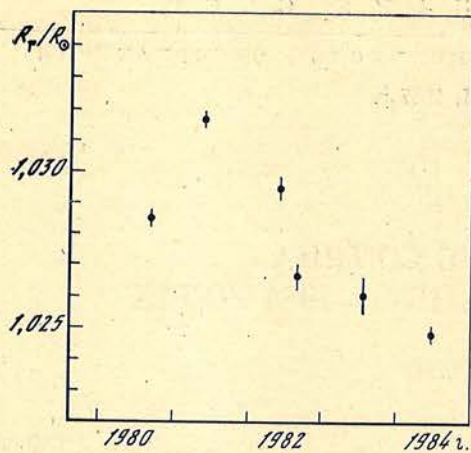


Рис. 1. Изменение отношения радиуса Солнца на волне 2,25 см к его оптическому радиусу

$$(n - 1) \cdot 10^6 = \frac{77,6}{T} \left(P + \frac{4810e}{T} \right),$$

где P — полное давление (мбар), T — абсолютная температура (К), e — парциальное давление водяных паров (мбар) [7]. Значения P , T и e брались по данным метеостанции Экспериментального отделения Морского гидрофизического института АН УССР, которая, как и РТ-22, расположена на берегу Черного моря, удалена

от радиотелескопа примерно на 400 м и получает метеоданные в 8; 14 и 17 ч московского времени. Значения n в промежуточные моменты вычислялись интерполяцией.

Результаты обработки записей сканов приведены в таблице. Во втором столбце таблицы представлено отношение радиуса Солнца R_r к его оптическому радиусу R_o , усредненное для каждого дня наблюдений. В третьем столбце указана среднеквадратичная ошибка среднего для этого отношения, умноженная на 10^4 . В четвертом столбце дано число двойных сканов (в прямом направлении и с реверсом), по которым проводилось усреднение.

Дата	R_r/R_o	$\sigma \cdot 10^4$	n	Дата	R_r/R_o	$\sigma \cdot 10^4$	n
1980 г.				1982 г.			
12.08	1,0294	±10	18	06.08	1,0265	±6	31
22.08	1,0277	±7	16	07.08	1,0273	±10	14
23.08	1,0275	±4	90	1983 г.			
24.08	1,0294	±3	94	04.07	1,0257	±15	14
1981 г.				05.07	1,0261	±10	26
11.05	1,0315	±6	27	06.07	1,0272	±7	18
19.05	1,0303	±6	25	07.07	1,0243	±17	8
20.05	1,0317	±3	53	1984 г.			
23.05	1,0317	±4	46	01.06	1,0243	±8	22
26.05	1,0329	±6	34	02.06	1,0241	±5	60
1982 г.				05.06	1,0255	±4	55
28.04	1,0291	±4	24	06.06	1,0233	±4	72
13.05	1,0299	±7	22	07.06	1,0250	±4	70
23.07	1,0283	±8	22	08.06	1,0247	±3	75
03.08	1,0260	±7	32	09.06	1,0255	±5	67
04.08	1,0266	±5	34	10.06	1,0260	±4	70
05.08	1,0262	±6	34				

Общее число обработанных двойных сканов за 1980—1984 гг. равно 1173. Усредненные за каждый год отношения R_r/R_o в зависимости от времени представлены на рис. 1. Вертикальные черточки соответствуют среднеквадратичным ошибкам среднего. Из рисунка видно, что наибольшее значение R_r/R_o приходится на 1981 г. Разности этих отношений, взятые для различных годов, как правило, существенно превосходят среднеквадратичные ошибки средних.

Обсуждение результатов

Из таблицы можно увидеть, что для различных дней одного и того же месяца отношения R_r/R_o могут отличаться на величину, заметно превышающую среднеквадратичные ошибки: например, для 23 и 24.08 1980 г.; 19 и 26.05 1981 г.; 06 и 10.06 1984 г. и некоторых других (о различии отношений R_r/R_o в апреле—мае и августе 1982 г. будет сказано ниже). По-види-

тому, это указывает на то, что в результаты отдельных дней наблюдений входят систематические ошибки. Причина таких ошибок может заключаться в различии антенных температур при наведении антенны в точки, отстоящие от центра солнечного диска на расстояние $12'$ к югу и к северу. Как указывалось выше, учитывались лишь те сканы, в которых различие не превышало $0,02$ от среднего значения антенных температур, взятого для двух указанных точек. Оценка показывает, что систематическая ошибка определения радиорadiusа при этом может достигать $2''$. Для устранения указанных ошибок было бы полезным учитывать данные оптических наблюдений вблизи упомянутых точек. К сожалению, на картах Солнца, публикуемых в журнале «Солнечные данные», информации для этих целей недостаточно.

На рис. 2 представлена гистограмма распределения отношения R_T/R_\odot по наблюдениям в июне 1984 г. Штриховой линией показано соответствующее нормальное распределение. Согласно критерию χ^2 вероятность отличия наблюдаемого распределения от нормального не превосходит $0,15$, т. е. ошибки, имеющие для разных дней разные знаки, несколько погашают друг друга.

Помимо этих ошибок могут иметь место систематические ошибки, связанные с наличием корональных дыр. Согласно [8] полярные корональные дыры наблюдаются постоянно примерно в течение 7 лет каждого цикла солнечной активности и исчезают примерно на 3 года около его максимума.

В соответствии с [9], где описан спектр радиоизлучения корональных дыр, яркостная температура на волне $2,25$ см составляет примерно $0,96$ от яркостной температуры спокойного Солнца. При используемой нами методике это обстоятельство приводит к некоторому уменьшению измеренного радиорadiusа по сравнению с истинным.

Это уменьшение можно оценить, если задать модель корональной дыры. На рис. 3 схематически представлен солнечный диск, заштрихованные сегменты которого изображают полярные корональные дыры. В нижней части рисунка показано распределение яркостной температуры вдоль центрального меридиана S — N. Из расчетов следует, что поправки, которые необходимо ввести в измеренный радиорadius, могут достигать $4''$. Эти поправки в зависимости от гелиошироты φ границы полярной дыры представлены на рис. 4 для трех значений радиорadiusа. Рис. 4, а соответствует случаю сканирования вдоль центрального меридиана Солнца. На рис. 4, б показаны поправки для случая, когда направление сканирования составляет угол $\varphi = 25^\circ$ с центральным меридианом.

Мы не располагаем данными о геометрии полярных корональных дыр за рассматриваемый период наблюдений. Не исключено, что они появились в нынешнем цикле солнечной активности в августе 1982 г. На это может указывать резкое изменение отношения R_T/R_\odot в период между апрелем—маем 1982 г. и августом того же года (см. таблицу и рис. 1), так что оно может обуславливаться быстрым расширением в указанный отрезок времени области, занимаемой корональной дырой, как было в начале предшествующего цикла [8].

Вблизи полюсов Солнца на волне $2,25$ см может наблюдаться небольшое поярчание [10]. Оно появляется в годы, близкие к минимуму солнечной активности. Такое поярчание заметно и на наших записях сканов, проводившихся в 1984 г. Увеличение антенной температуры в указанной области составляет примерно 2% от величины для спокойного Солнца. Учет этого эффекта приводит к некоторому уменьшению истинного радиорadiusа по сравнению с измеренным.

Наконец, возможна систематическая ошибка определения отношения R_T/R_\odot , обусловленная неточным знанием ДН антенны. Эта ошибка входит в результаты всех наблюдений. Однако она невелика и составляет, например, около $0,3''$ при 10% -ном изменении ширины ДН на уровне $0,5$ по мощности.

Все полученные здесь результаты справедливы при скачкообразном изменении яркостной температуры Солнца на радиолиме. Между тем из общих физических соображений ясно, что она не может изменяться скачком. Поэтому радиорadius можно определять и исходя из других моделей солнечной атмосферы. Однако его изменения во времени естественно определять, исходя

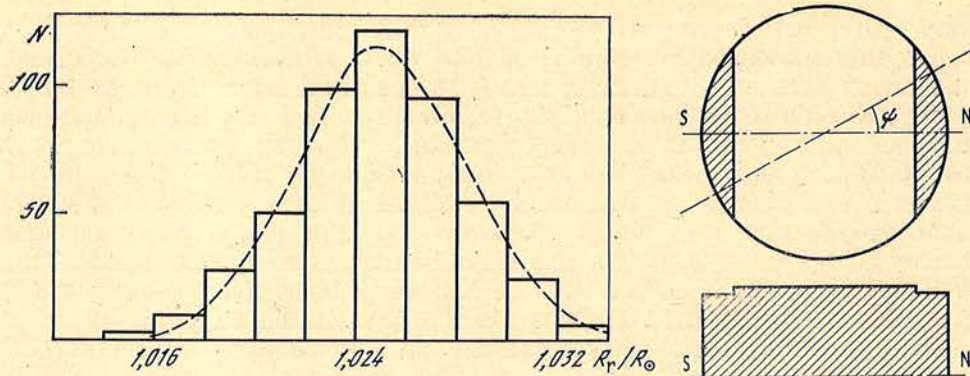


Рис. 2. Распределение отношения R_p/R_\odot по наблюдениям, проведенным в 1984 г.

Рис. 3. Схематическое изображение корональных дыр и яркостной температуры на солнечном диске (угол ψ определяет направление сканирования)

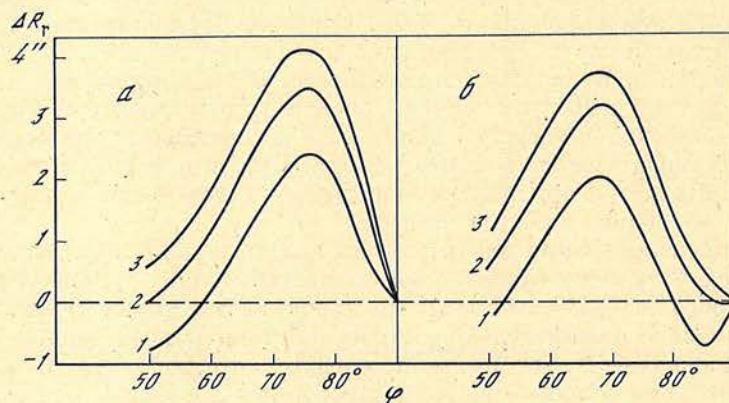


Рис. 4. Поправка для радиорadiusа в зависимости от гелиошироты φ границы полярной корональной дыры

а — для сканирования вдоль центрального меридиана Солнца; б — для случая сканирования под углом $\psi = 25^\circ$ к центральному меридиану. 1 — $R_p = 15'50''$; 2 — $16'10''$; 3 — $16'30''$

для из какого-то одного предположения о распределении яркостной температуры. Считаю, что радиояркость на лимбе солнечного диска изменяется скачком, мы фактически вводим некоторый «эффективный» радиорadiusа Солнца и все изменения относим к нему.

Из всего сказанного можно сделать такой вывод. Радиорadiusа Солнца на волне 2,25 см в направлении полюсов и близких к нему в период 1980—1984 гг. испытывал изменения, достигнув максимального значения в 1981 г. Эти изменения радиорadiusа относительно оптического составили за указанный период не менее $3''$. Для их более точного определения необходимо полнее учитывать радиоизлучение полярных областей Солнца.

В заключение хочу поблагодарить И. Г. Моисеева за полезные советы и внимание к работе, Р. Н. Синкину за вычисление интегралов и А. К. Кукулина за предоставление метеоданных.

Май 1986 г.

Литература

1. Бачурин А. Ф. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 68—75.
2. Бачурин А. Ф. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1984, т. 69, с. 130—133.
3. Бачурин А. Ф. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1982, т. 65, с. 71—79.
4. Бачурин А. Ф. Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 67, с. 127—132.
5. Бачурин А. Ф. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 72, с. 211—217.
6. Бачурин А. Ф. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1986, т. 74, с. 117—121.
7. Билл Б. Р. — Тр. Ин-та радионик. (рус. пер.), 1962, т. 50, № 3, с. 288—301.
8. Waldmeier M. — Solar Phys., 1981, vol. 70, N 2, p. 251—258.
9. Papagiannis M. D., Baker K. B. — Solar Phys., 1982, vol. 79, N 2, p. 365—374.
10. Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. — Наст. том.

УДК 523.98

О ПОВЫШЕННОЙ РАДИОЯРКОСТИ ПОЛЯРНЫХ ОБЛАСТЕЙ СОЛНЦА

И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров

Обсуждаются результаты наблюдений полярных областей Солнца, проведенных при помощи РТ-22 КАО АН СССР на волнах 0,32; 0,82; 1,35 и 2,25 см в 1984—1985 гг. Повышенная яркость их, обнаруженная в миллиметровом диапазоне в 1974 г. вблизи предыдущего минимума активности Солнца, уверенно регистрировалась на всех перечисленных волнах и вблизи нового минимума; превышение яркостной температуры области у южного полюса над уровнем спокойного Солнца весной 1985 г. составляло 10, 14, 16 и 13% соответственно. На основании полученных данных сделан вывод о том, что эффект повышенной яркости областей у полюсов имеет место в излучении на миллиметровых и коротких сантиметровых волнах. Этот эффект связан с увеличенными температурой и плотностью приполярной хромосферы. Яркость полярных районов на гелиоширотах больше 65° изменяется в течение 11-летнего цикла в противофазе с числами Вольфа.

ON THE ENHANCED RADIO BRIGHTNESS OF SOLAR POLAR REGIONS, by *I. G. Moiseev, N. S. Nesterov.*— The results of observations of solar polar regions made in 1984—1985 by help of 22-meter radio telescope of Crimean astrophysical observatory at wavelengths of 0.32, 0.82, 1.35 and 2.25 cm are discussed. The enhanced brightness of polar caps detected in millimeter wave range in 1974 near previous minimum of solar activity had been with confidence registered at each wavelength not far from the new one. The south polar region had brightness temperature of about 10, 14, 16 and 13 per cent in excess relative to the quiet Sun level at waves above respectively when observed in the spring of 1985. The conclusion had been drawn on the basis of data obtained that the effect of enhanced brightness is inherent to millimeter and short centimeter wavelength emission of polar caps. This effect is caused by increased temperature and density of polar chromosphere and changes its value in anti-phase relative to Wolff's numbers.

В августе 1974 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в ходе наблюдений на волнах 0,82 и 1,35 см с помощью 22-метрового радиотелескопа была обнаружена область повышенной яркости, расположенная непосредственно у северного полюса Солнца [1]. Дальнейшие исследования в течение 11-летнего интервала [2—4] позволили установить, что повышенная яркость на миллиметровых волнах присуща областям у обоих полюсов. Эти области занимают широты выше $\sim 60^\circ$ и со стороны низких широт окаймлены зоной протуберанцев (волокон). Контрастность их по отношению к невозмущенному Солнцу меняется с течением цикла активности: вблизи минимума они контрастнее. Превышение эффективной температуры полярных областей над эффективной температурой невозмущенного Солнца достигало в отдельные моменты значений $2 \cdot 10^3$ и $3 \cdot 10^3$ К на волнах 0,82 и 1,35 см соответственно. На волне 0,35 см контраст температур был существенно ниже (~ 300 К) [2,3], т. е. с укорочением длины волны он уменьшался.

Здесь обсуждаются результаты наблюдений полярных районов Солнца на волнах 0,32; 0,82; 1,35 и 2,25 см, проведенных на 22-метровом радиотелескопе КАО АН СССР в 1984—1985 гг. Они позволяют продлить спектр излучения полярных областей в сторону более длинных волн и подтверждают существование повышенной яркости в этих областях вблизи следующего после 1976 г. минимума активности Солнца.

Наблюдения и результаты

Угловое разрешение РТ-22 составляет $0,75'$; $1,7'$; $2,55'$ и $4,1'$ на волнах $0,32$; $0,82$; $1,35$ и $2,25$ см соответственно. При наблюдениях применялись радиометры с чувствительностью около $0,2$ К на каждой длине волны при времени интегрирования 1 с. Наблюдения проводились путем прохождения через центр диска Солнца диаграммой направленности антенны (сканированием) вдоль центрального меридиана и под различными позиционными углами к нему. Такой вид сканирования позволяет более четко выделить любые неоднородности температуры вблизи лимба. Выходной сигнал радиометров регистрировался в аналоговом и цифровом видах.

Всего было рассмотрено 40 дней наблюдений: 18 дней в марте — апреле 1984 г. и 18 дней в марте, апреле, мае и сентябре 1985 г. на волнах $0,82$ и $1,35$ см; 4 дня в апреле 1985 г. на волне $2,25$ см и 2 дня в мае 1985 г. на волне $0,32$ см. Во все рассмотренные дни наблюдений области у полюсов выделялись отчетливо на волнах $0,82$ — $2,25$ см. На рис. 1 приведены типичные регистрограммы сканов через полюсы Солнца на $\lambda = 0,82$ см и $\lambda = 1,35$ см в 1984 г. Измеренные непосредственно по регистрограммам на рис. 1 превышения антенной температуры областей у южного полюса над уровнем невозмущенного Солнца составили $1,4$ и $4,5\%$ на волнах $0,82$ и $1,35$ см соответственно.

На рис. 2 показаны регистрограммы сканов через полюсы, построенные по данным наблюдений в 1985 г. Представляет несомненный интерес наличие поярчания в этот интервал времени на волне $2,25$ см (рис. 2, а) наряду с уже известным эффектом повышенной яркости на волнах $1,35$ (рис. 2, б) и $0,82$ см (рис. 2, в). Поскольку в весенние месяцы к Земле повернут южный полюс Солнца, именно южная полярная область была видна в это время более контрастно, чем северная (см. рис. 2, а—в). Во второй половине года с Земли виден северный полюс, поэтому в сентябре 1985 г. отчетливее выделялся северный полярный район, что продемонстрировано на рис. 2, г.

Уровень рассеяния РТ-22, т. е. приема излучения вне главного лепестка диаграммы направленности, на волнах $0,82$ — $2,25$ см достаточно низок, поэтому неоднородности распределения температуры у лимба Солнца, обусловленные повышенной яркостью полярных областей, видны на этих волнах непосредственно на записях выходного сигнала радиометров. На волне $0,32$ см рассеяние антенны возрастает, что вызывает уменьшение крутизны регистрограмм вблизи лимба и как следствие «замазывание» эффекта от полярных областей, как это видно на рис. 3. Поэтому для выделения сигнала, обусловленного излучением приполярных районов, был применен следующий прием.

Если рассмотреть движение диаграммы направленности антенны относительно Солнца при сканировании, то становится ясным, что участки записи выходного сигнала, обозначенные на рис. 3 как AB и $A'B'$, соответствуют движению на лимб и сходу с него одним и тем же участком диаграммы направленности. Аналогично устанавливается связь между участками CD и $C'D'$. На основании этих соображений была сконструирована так называемая «регистрограмма спокойного Солнца» (РСС), в которой в качестве участков записи $A'B'$ и $C'D'$ были отображены участки исходного скана AB и CD соответственно, а уровень спокойного Солнца и ширина записи на уровне половинной мощности сохранены такими же, как и у исходной регистрограммы. Построенная таким образом по данным рис. 3 РСС нанесена на нем штриховой линией.

Сравнение исходной сканограммы и РСС — кривая в нижней части рис. 3, — показывает, что отклонения между ними не превышают 2% от уровня спокойного Солнца $T_{a\odot}$ на всех участках записи, за исключением области около южного полюса, где исходная кривая проходит выше РСС на $\sim 4\%$ от $T_{a\odot}$. Естественно предположить, что это отличие вызвано повышенной яркостью южной полярной зоны и на этой длине волны. Аналогичное соотношение на этом участке записи выполнялось для всех данных наблюдений на волне $0,32$ см в мае 1985 г. Остальные флуктуации разности между регис-

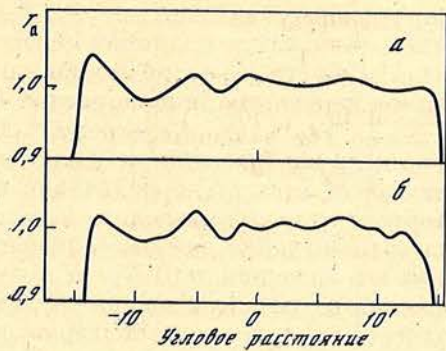


Рис. 1.

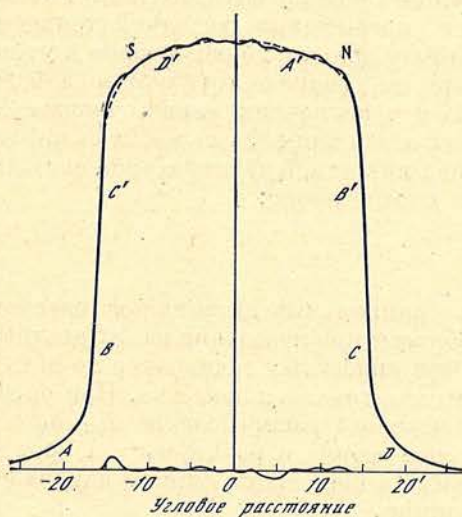


Рис. 3.

Рис. 1. Регистрограммы сканов вдоль центрального меридиана Солнца 29.03 1984 г. на волнах 1,35 см (а) и 0,82 см (б)

Шкала антенных температур T_a дана в единицах антенной температуры невозмущенного Солнца. Юг — слева, север — справа

Рис. 2. То же самое, что на рис. 1, на волнах 2,25 см 04.04 (а); 1,35 см (б) и 0,82 см (в) 27.02 и 0,82 см 20.09 1985 г. (г)

Рис. 3. Пример записи сигнала от Солнца на волне 0,32 см 06.05 1985 г. при сканировании через полюсы — сплошная линия, «регистрограмма спокойного Солнца» — штриховая линия; внизу сплошной линией показана разность между ними

Рис. 4. Примеры вычитания из регистрограммы сканов через полюса Солнца (а) и вдали от них (б) «регистрограммы спокойного Солнца» на волне 2,25 см

T_a дана в единицах антенной температуры спокойного Солнца, расстояние по горизонтальной оси отсчитывается от его центра, стрелки показывают положение радиолимба

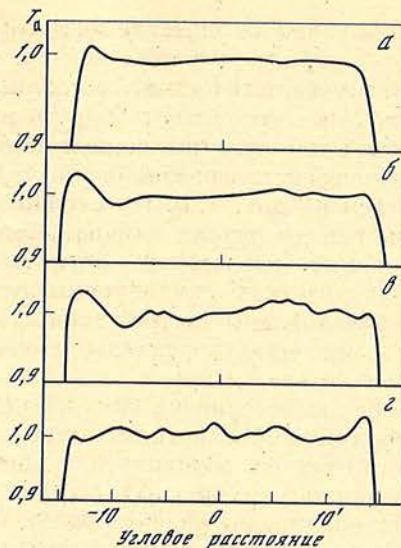


Рис. 2.

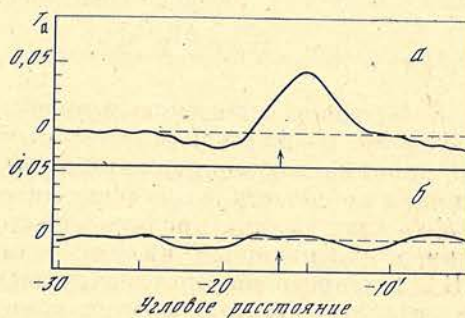


Рис. 4.

рограммой Солнца и РСС на рис. 3 обусловлены главным образом неоднородностями распределения яркости по диску Солнца (активные области, волокна и так далее). Этот результат подтверждает обнаружение полярчания, сделанное раньше на близкой длине волны по данным наблюдений на антенне меньшего диаметра [2,3].

Для выделения сигнала, обусловленного только полярными областями, на всех других длинах волн была применена процедура, аналогичная описанной для $\lambda = 0,32$ см: составлялась регистрограмма спокойного Солнца, которая затем вычиталась из исходной. На рис. 4 показаны результаты такого вычитания для волны 2,25 см. В качестве исходных данных при составлении рис. 4, а служила регистрограмма, показанная на рис. 2, а. Сравнение рис. 4, а и 2, а показывает влияние края солнечного диска и конечной

ширины главного лепестка диаграммы направленности антенны: на рис. 2, а, где этот эффект не учтен, контраст антенных температур полярной области и невозмущенного Солнца составлял всего 1,5%; на рис. 4, а, где это влияние практически устранено, область видна более контрастно, и превышение ее антенной температуры составило 4% от $T_{\text{я}\odot}$. Результат аналогичной обработки регистрограммы скана через участок лимба, далекий от полюсов, приведен на рис. 4, б. Он свидетельствует как об отсутствии поярчания на лимбе вне полярных районов, так и о корректности примененного метода: отклонения разностного сигнала от нулевого значения даже на наиболее крутых участках сканограммы не превышают значения $0,01T_{\text{я}\odot}$ и могут быть обусловлены неравномерностью движения радиотелескопа вблизи лимба и небольшими реальными неоднородностями яркостной температуры Солнца на его диске.

После выделения на каждой длине волны сигнала, обусловленного только полярными областями, определялись превышения антенной температуры от области, обусловленные контрастом ее яркости по отношению к уровню спокойного Солнца, $\Delta T_{\text{я обл}}$, и ее размеры на уровне половинной мощности в направлении по радиусу диска Солнца и в перпендикулярном направлении. Измеренные величины использовались затем для расчета избытка эффективной температуры полярных районов над яркостной температурой спокойного Солнца $T_{\text{я}\odot}$ согласно следующему соотношению:

$$\Delta T_{\text{я обл}} = T_{\text{я}\odot} K(\lambda) \frac{\Delta T_{\text{я обл}}}{T_{\text{я}\odot}},$$

где $K(\lambda)$ равно отношению мощностей, принимаемых антенной в телесном угле Солнца и в телесном угле полярной области при наведении на их центры, если принимать во внимание распределения яркостных температур по диску Солнца и по области и рассеяние антенны вне главного лепестка. При оценке $K(\lambda)$ для Солнца принималось столюобразное распределение $T_{\text{я}\odot}$ по его диску, а для полярной области — гауссова форма с размерами на уровне 3 дБ 2' в направлении по радиусу диска и 8' в перпендикулярном направлении, в соответствии с нашими измерениями.

Результаты расчета сведены в таблицу, где указаны: в первой колонке — длина волны, во второй — дата наблюдения, в третьей — превышение антенной температуры области над антенной температурой спокойного Солнца после учета влияния лимба, в четвертой — значения $K(\lambda)$, в пятой — принятые при расчете значения яркостной температуры спокойного Солнца, в шестой — превышение яркостной температуры области по отношению к яркостной температуре Солнца $\Delta T_{\text{я обл}}$, в седьмой — относительное превышение эффективной температуры области над уровнем спокойного Солнца.

λ , см	Дата	$\frac{\Delta T_{\text{я обл}}}{T_{\text{я}\odot}}$, %	$K(\lambda)$	$T_{\text{я}\odot}$, 10^3 К	$T_{\text{я обл}}$, 10^3 К	$\frac{\Delta T_{\text{я обл}}}{T_{\text{я}\odot}}$
1,35	29.03 1984 г.	8,2	1,97	8,9	1,4	0,16
0,82		6,7	1,65	8,0	0,9	0,11
2,25	04.04 1985 г.	4,8	2,69	10,4	1,3	0,13
1,35	27.02 1985 г.	9,2	1,97	8,9	1,6	0,18
0,82	27.02 1985 г.	8,6	1,65	8,0	1,1	0,14
0,32	06.05 1985 г.	3,7	2,79	6,8	0,7	0,10

Обсуждение результатов

Из сравнения данных таблицы следует, что как абсолютные ($\Delta T_{\text{я обл}}$), так и относительные ($\Delta T_{\text{я обл}}/T_{\text{я}\odot}$) превышения эффективной температуры полярных областей по отношению к спокойному Солнцу достигают максимума вблизи длины волны 1,35 см. Этот результат подтверждает вывод, сделанный нами в [3]: эффект повышенной яркости присущ областям у полюсов Солнца главным образом на миллиметровых волнах. В этой связи следует отметить,

что на радиоизображениях Солнца, построенных в апреле 1978 г., на волне 2 см [5] также видны области повышенной яркости у полюсов, хотя сами авторы не обратили на это внимания. На волне 3,75 см этот эффект на радиокартах Солнца в [5] уже незаметен, в то время как на волнах 0,35; 0,82 и 1,35 см в октябре—декабре 1977 г. полярные области выделялись отчетливо по нашим данным, приведенным в [2, 3]. Из этого сопоставления также следует, что вблизи предыдущего минимума активности яркость полюсов была повышенной в миллиметровом и коротковолновом сантиметровом диапазонах. На волнах длиннее $\sim 3,75$ см поярчение либо отсутствовало, либо было настолько мало, что без соответствующей обработки данных оно не было видно.

На протяжении 11 лет эффективные исследования полярных областей в радиодиапазоне проводились лишь в КАО. Это связано главным образом с тем обстоятельством, что полюсы расположены очень близко к краю диска Солнца, поэтому для выделения избыточного излучения окружающих их областей необходима антенна с достаточно высокой направленностью и низким уровнем рассеяния вне главного лепестка. Перечисленным условиям отвечает, по крайней мере еще на волне 0,82 см, 22-метровый радиотелескоп КАО АН СССР. Если же эти условия не выполняются, то совместное влияние края Солнца и рассеяния антенны замаскирует эффект от любой неоднородности в распределении температуры вблизи лимба, что было продемонстрировано нами для волны 0,32 см на рис. 3. Именно по этой причине в [5] на волнах 0,7 и 1,35 см области у полюсов не выделялись на радиоизображениях.

Ввод в действие высококачественного 45-метрового радиотелескопа Нобейямской радиообсерватории в Японии [6] позволил японским радиоастрономам провести в 1984 г. на миллиметровых волнах наблюдения полярных областей Солнца, результаты которых подтвердили наличие повышенной яркости в этих районах на волне 0,83 см [7]. Отмечаемое ими различие между измеренными в [7] и приводимым нами в [1—4] избытками яркостной температуры полярной области может быть вызвано следующими причинами. Во-первых, очевидно, что при выделении сигнала от области путем вычитания сконструированной на основе общих соображений «регистраграммы спокойного Солнца» из исходной регистраграммы как в описанном здесь случае, так и в [7], может вноситься некоторая ошибка в значение $\Delta T_{\text{а обл}}$. В результате многочисленных реализаций процесса выделения сигнала от области при различных взаимных расположениях исходной регистраграммы и РСС, а также численного моделирования процесса свертки различных распределений яркости около радиолимба Солнца с диаграммой направленности антенны при сканировании было оценено, что при разумных допущениях указанная ошибка может достигать 20% (см. также рис. 4 и его обсуждение в тексте). Во-вторых, указанное в [7] максимальное превышение антенной температуры области над уровнем спокойного Солнца, — а мы всегда даем ее максимальное значение, — составляло около 7% в 1984 г. на волне 0,83 см, что практически совпадает с аналогичной величиной, измеренной нами на волне 0,82 см в том же году (см. таблицу), хотя и для другого полюса.

Однако авторы [7] отождествляют отношение антенных температур с отношением яркостных температур области и Солнца. На самом деле для перехода к яркостным температурам значение $\Delta T_{\text{а обл}}$ должно быть умножено на коэффициент $K > 1$, поскольку излучение от Солнца принимается в существенно большем телесном угле, чем излучение от области. Конкретное значение K зависит от параметров области (размеры и форма распределения яркости) и применявшейся антенны (размеры главного лепестка и уровень рассеяния вне его). Для РТ-22, например, при принятых выше параметрах области $K(0,82) = 1,65$, если же не принимать во внимание рассеяние антенны, то значение коэффициента получается равным $K = 1,29$. Следовательно, пренебрежение рассеянием привело бы в нашем случае к занижению яркостной температуры области на $(1 - 1,29/1,65) = 22\%$. Наконец, уже в [1] было отмечено, что превышение антенных температур полярных областей над уровнем спокойного Солнца может меняться в 2 раза от дня ко дню, поэтому правомерно сравнивать результаты наблюдений на различных инструментах только за тот же самый интервал времени.

Наблюдаемый эффект поярчания в приполярных областях Солнца не может быть отождествлен с обычным лимбовым поярчением, ожидаемым в моделях однородной атмосферы Солнца, так как согласно [8] лимбовое поярчение начинает проявляться между волнами 3 и 6 см и достигает максимума на более длинных волнах. Кроме того, эффект лимбового поярчания должен проявляться у всего лимба в отличие от строго околополярной локализации наблюдаемого нами явления. Уже первые наблюдения областей у полюсов Солнца одновременно в радио- и оптическом диапазонах [1] выявили тесную связь их повышенной яркости с усиленными магнитными полями в этих районах, достигавшими локально сотни гаусс. Наложение магнитного поля такой напряженности на тепловую плазму не приведет к увеличению ее яркостной температуры, так как повышение коэффициента поглощения необыкновенной волны скомпенсируется соответствующим уменьшением его для обыкновенной волны. Поэтому только наличия магнитного поля недостаточно для повышения яркости полярных районов на 10—20% в миллиметровом и коротковолновом сантиметровом диапазонах, где циклотронный механизм излучения не действует даже в активных областях с напряженностью магнитных полей на порядок выше, чем у полюсов Солнца.

Кроме магнитного поля, имеется ряд других проявлений активности Солнца, которые происходят в полярных районах и имеют аналогичную с повышенной радиояркостью зависимость от фазы 11-летнего цикла. К ним относятся, например, корональные дыры [9] и полярные факелы [10]. В этой связи очень важны исследования полярных магнитных полей, проведенные Северным [11, 12], в результате которых выявлены быстрые, иногда в течение дня, колебания поля, почти синхронные у обоих полюсов, а также нарушение баланса магнитных потоков (магнитная «асимметрия») в полярных районах. Нарушение баланса магнитных потоков должно быть связано с разомкнутостью магнитных силовых линий, по крайней мере частичной. Именно с открытыми конфигурациями магнитных полей связаны корональные дыры — наиболее быстрые потоки солнечного ветра, например в [13, 14]. По имеющимся представлениям [14, 15] нагрев хромосферы, короны и солнечного ветра производится посредством одного и того же источника энергии, возможно, магнитогидродинамических волн. Поэтому причиной наблюдаемой активности в полярных районах Солнца, в том числе и повышенной радиояркости хромосферы, следует признать, видимо, выходящий из глубинных слоев Солнца поток нетепловой энергии, увеличивающийся от максимума 11-летнего цикла к минимуму, нагревающий хромосферу и приводящий к образованию длительно существующих полярных корональных дыр. Такой вывод подтверждается, например, нашими наблюдениями, приведенными в [2], согласно которым в течение 1973—1979 гг. яркостная температура спокойного Солнца на волне 1,35 см не изменяла своего значения больше чем на 300 К, в то время как яркостная температура полярных областей за это время уменьшилась на ~2000 К, и в 1979 г. вблизи максимума чисел Вольфа они практически не выделялись на регистрограммах полярных сканов. Заметим, что на уровне фотосферы по излучению в оптическом диапазоне зависимости яркости полярных районов от фазы 11-летнего цикла не обнаружено [16], в то время как в [17] сообщалось о повышенной температуре хромосферы у полюсов по данным наблюдений в линии К Ca II и об увеличении ее от максимума к минимуму 11-летнего цикла, а в [18] указывается на повышенную высоту переходного между хромосферой и короной слоя по результатам наблюдений в линии Ne VII λ 465 Å. Увеличение высоты переходного слоя может быть связано с возрастанием плотности в хромосфере в это время. Следует подчеркнуть также, что в отличие от средне- и низкоширотных областей активности, которые существуют максимально несколько месяцев, полярные области повышенной радиояркости наряду с корональными дырами и факелами существуют большую часть 11-летнего цикла, исчезая только вблизи его максимума.

Выводы

Представленные здесь данные наблюдений полярных областей Солнца на волнах 0,32—2,25 см в 1984—1985 гг. и сравнение их с имеющимися сведениями об активности вблизи полюсов позволяют сделать следующие выводы. Повышенная яркость в полярных шапках присуща излучению на миллиметровых и коротких сантиметровых волнах. Она является одним из общих свойств активности Солнца, поскольку присутствует в течение большей части 11-летнего цикла, изменяясь в противофазе с числами Вольфа. Источником повышенной яркости должен служить разогрев атмосферы в сочетании с повышением плотности хромосферы в полярных районах Солнца.

В заключение авторы выражают благодарность Л. И. Цветкову за предоставление возможности наблюдений на волне 2,25 см, И. И. Зинченко — за предоставление радиометра на волну 0,32 см, а также П. С. Никитину — за участие в наблюдениях и П. В. Матвееву и М. С. Моисеевой — за помощь в обработке материала и оформлении статьи.

15 мая 1986 г.

Литература

1. Бабин А. Н., Гонасюк С. И., Ефанов В. А. и др. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1976, т. 55, с. 3—13.
2. Efanov V. A., Moiseev I. G., Nesterov N. S., Stewart R. T. Radio physics of the Sun/Eds M. R. Kundu, T. E. Gergely, 1980, p. 141—145.
3. Ефанов В. А., Лабрум Н., Моисеев И. Г. и др. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1980, т. 61, с. 52—54.
4. Моисеев И. Г. — В кн.: Тез. докл. XVI Всес. конф. по радиоастрономическим исследованиям Солнечной системы, Звенигород, окт. 1984, с. 4.
5. Schmahl E. J., Bobrowsky M., Kundu M. R. — Solar Phys., 1981, vol. 71, p. 311—328.
6. Morimoto M. — Nobeyama Radio Obs. Rep., 1981, N 6, p. 1—7.
7. Kosugi T., Ishiguro M., Shibasaki Ki. — Nobeyama Radio Obs. Rep., 1985, N 60, p. 1—21.
8. Furst E., Hachenberg O., Hirth W. — Astron. and Astrophys., 1974, vol. 36, p. 123—133.
9. Waldmeier M. — Solar Phys., 1981, vol. 70, N 2, p. 251—258.
10. Макарова В. В. — Солнечные данные, 1983, № 9, с. 97—101.
11. Северный А. Б. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1983, т. 38, с. 3—51.
12. Северный А. Б. — В кн.: Материалы междунар. симп. «Проблемы магнитных полей в космосе», Крым, 6—9 апр. 1976 г., ч. 2, с. 1—25.
13. Hundhausen A. J., Hansen R. T., Hansen S. F. — J. Geophys. Res., 1981, vol. A 86, N 4, p. 2079—2094.
14. Чертков А. Д. Солнечный ветер и внутреннее строение Солнца. М.: Наука, 1985, с. 1—200.
15. Axford W. I. — Solar Phys., 1985, vol. 100, p. 575—597.
16. Caccin B., Falkiani R., Moschi G., Rigutti M. — Solar Phys., 1970, vol. 13, p. 33—41.
17. Macris C. J. — Практика тис академис Афин, 1975, т. 50, № 40, с. 214—227.
18. Bohlin J. D., Sheeley N. R., Tousey R. — Space Res. 15 Proc. Open Meet. Work. Groups Phys. Sci. 17th Plen. Meet. COSPAR, Sao Paulo, 1974. B., 1975, p. 651—656.

УДК 523

ИЗУЧЕНИЕ 160-МИНУТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ СОЛНЦА ГЕОФИЗИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

В. П. Бобова

Обнаруженные ранее в AE -индексе 160-минутные колебания, обусловленные глобальными пульсациями Солнца, изучены с точки зрения изменчивости амплитуды и фазы. На протяжении всего исследованного 14-летнего интервала (1966—1979 гг.) в среднем фаза колебаний стабильна. Однако 160-минутные пульсации не являются чисто гармоническими колебаниями (рис. 1). Фаза 160-минутных колебаний подвержена вариациям с периодом $\sim 8,5$ мес. Природа этих изменений не может быть пока истолкована однозначно. Это может быть фазовая либо частотная модуляция или какие-либо более сложные вариации. Амплитуда 160-минутных пульсаций модулирована квазидвухлетним периодом, так, что для 20-го цикла солнечной активности амплитуда в нечетные годы вдвое больше, чем в четные. Указанные вариации не могут быть полностью обусловлены изменениями в магнитосфере, а должны быть отнесены к свойствам самих пульсаций на Солнце.

160-MIN PULSATIONS OF THE SUN STUDIED BY GEOPHYSICAL METHOD, by V. P. Bobova.— The effect of 160 minuten pulsations of the Sun which was found earlier in geomagnetic AE -index, was investigated in short time-scale to study the variability of the amplitude and the phase. It was revealed that the mean phase is stable for a long time (1966—1979), but there exist periodical variations with the quasiperiod of about 8.5 months. These changes might be interpreted as phase of frequency modulations or some more complex variations. The amplitude is modulated by the quasiperiod of about 2 years, to that for 20th cycle of solar activity this amplitude is at a factor of 2 larger in odd years than in even ones. These variations could not be cause completely by changes in magnetosphere and ionosphere, so they are the intrinsic features of solar pulsations.

Ранее было показано, что пульсации Солнца с периодом 160^m, обнаруженные впервые в оптических наблюдениях [1,2], можно в принципе изучать, исследуя наземные геофизические измерения [3,4]. Такая возможность возникает в связи с тем, что солнечные пульсации модулируют коротковолновое излучение Солнца (жесткий ультрафиолет, рентген). Это в свою очередь приводит к вариации проводимости E -ионосферы (с тем же периодом пульсаций), что вызывает периодические изменения тока в ионосферных токовых системах. Любые изменения в токовых системах фиксируются геомагнитными измерениями.

Особенно удобным для поиска и изучения таких эффектов является AE -индекс, отражающий флуктуации тока в полярных электроструях. В летний сезон, когда ионосфера непрерывно освещена, 160-минутные пульсации Солнца в AE -индексе уверенно обнаруживаются [5]. Было найдено, что в этом индексе присутствуют, видимо, и другие периоды пульсаций Солнца, выявленные при оптических наблюдениях [6] в диапазоне периодов 130—200 мин [7].

При анализе оптических наблюдений пульсаций Солнца было показано, что фаза 160-минутных колебаний устойчива на протяжении более десятилетия. Однако вопрос о постоянстве фазы (и других параметров колебаний указанного периода) в более коротких интервалах времени остается неясным. В оптических наблюдениях [2], а также в радиоизмерениях [8] была обнаружена циклическая вариация амплитуды 160-минутных колебаний с периодом

около 27 сут. Не исключено, что параметры 160^m -пульсаций подвержены изменениям и с некоторыми другими периодами. В связи с этим представляется целесообразным изучение возможных закономерностей изменений параметров 160 -минутных колебаний в разных временных интервалах. Большой массив однородных данных по AE -индексу позволяет провести такой анализ. Некоторые его результаты и составляют предмет настоящего сообщения.

1. Материал и метод обработки

Исходным материалом для обработки был массив значений AE -индекса за 1966—1974, 1978, 1979 гг. (данные за 1975—1977 гг. отсутствуют). Математическая программа, реализующая алгоритм косинор-анализа, не отличалась от описанной ранее [3, 4].

Оценка амплитуды и фазы пробного периода (путем вписывания косинусоиды по методу наименьших квадратов) проводилась для данных суток по 144 точкам, являющимся 10 -минутными средними. Сутки, для которых хотя бы одно среднее значение превышало 500γ , исключались из рассмотрения (тем самым исключались мировые магнитные бури). Полученные таким образом амплитуды и фазы использовались для построения периодограмм. Для каждого значения пробного периода по всему массиву данных строилось распределение по фазам и вычислялось соответствующее значение χ^2 (для пяти степеней свободы). Оно характеризует отклонение распределения фаз от равномерного и служит мерой когерентности данного периода.

Эффект солнечных пульсаций надежно обнаруживается, понятно, для полностью освещенной ионосферы. Поэтому средние значения амплитуд и фаз за данный год обычно вычислялись по четырем летним месяцам, интервал центрирован относительно дня летнего солнцестояния, 22.06 каждого года. В связи с поисками мелкомасштабных вариаций солнечных пульсаций обработка проводилась и для более коротких интервалов — 45 и 90 сут. В этом случае указанные интервалы перекрывали весь год со сдвигом на 1 месяц: т. е. сначала вычислялись χ^2 , средняя амплитуда и фаза за январь — март, затем за февраль — апрель и т. д. до декабря каждого года. Вносимый описанной процедурой годовой период не сказывается на излагаемых ниже результатах. Это было проверено путем повторных вычислений с монохроматической частотой, соответствующей периоду $160^m,010$.

Ошибка амплитуды и фазы для заданного интервала усреднения определялась путем вычисления дисперсии всего массива найденных амплитуд и фаз в предположении их независимости друг от друга. Такая процедура справедлива, когда соответствующие частотные распределения являются одновершинными и достаточно «узкими». В большинстве случаев, как показывает анализ, такое предположение вполне оправдано. Однако в некоторых случаях, когда в частотном распределении фаз имеется два максимума, вычисленная таким способом ошибка может быть занижена. Типичное значение ошибки среднегодовой амплитуды (120 дней лета) составляет $0,8$ — $1,0\gamma$, относительная ошибка $\sim 30\%$; ошибка среднего значения фазы около $0,3$ рад. Период считается статистически значимым, если χ^2 больше 10 (это соответствует вероятности равномерного распределения меньше чем $5 \cdot 10^{-2}$).

2. Циклические изменения фазы 160 -минутных пульсаций с периодом меньше 1 года

На рис. 1 представлена периодограмма 160 -минутных колебаний, построенная с максимальным разрешением, допустимым длиной ряда; анализировался интервал в 123 сут, центрированный относительно 22.06 каждого года (кривая 2). Штриховой линией (кривая 1) показан профиль монохроматической частоты — косинусоида периода $160^m,010$, вычисленный для всех дней, вошедших в обработку. Видно, что 160 -минутные пульсации имеют сложную тонкую структуру и не могут рассматриваться как простое гармоническое колебание. Тонкая линия (кривая 3) показывает периодограмму для

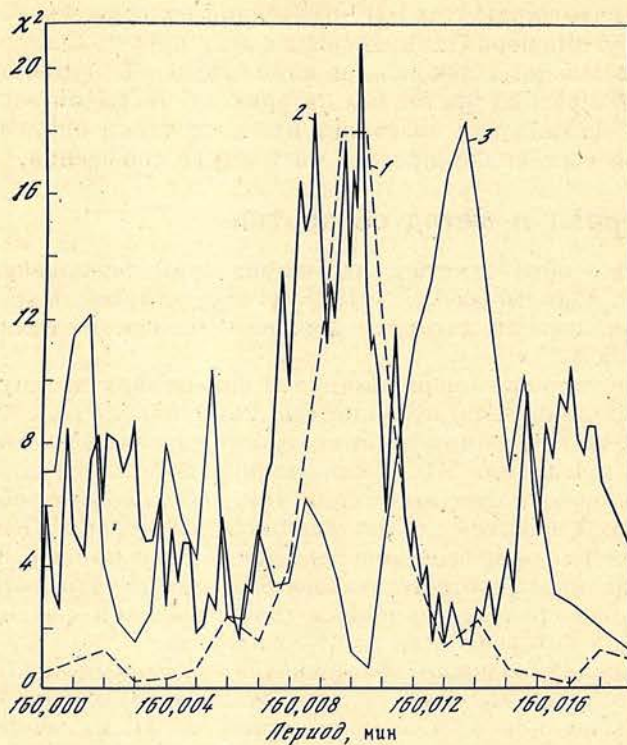


Рис. 1. Периодограмма 160-минутных колебаний

По вертикальной оси — значение χ^2 (пять степеней свободы), по горизонтальной — пробный период. 1 — косинусоида (период $160^m,010$); 2 — основной массив АЕ-индекса (4 месяца лета); 3 — подобная кривая для 45 дней после 01.07 каждого года

части летнего массива, 45-дневный интервал, отсчитанный от 01.07 каждого года. Отчетливо видно, что максимум периодограммы сместился вправо. Период в данном случае равен $160^m,013 \pm 0^m,004$. Аналогичная периодограмма, построенная для мая — июня, указывает на величину периода $160^m,007 \pm 0^m,004$. При этом наблюдается сложная структура, она видна и для других периодов, относящихся к различным интервалам летнего сезона. Эти изменения можно рассматривать как систематическое изменение фазы некоторого фиксированного периода. Однако в действительности они не могут быть истолкованы однозначно: их можно трактовать, например, и как изменение частоты.

На рис. 2 показано, как изменяется на протяжении года фаза, если условно считать период фиксированным (в данном случае $160^m,010$, изменение его величины в диапазоне $\pm 0^m,002$ не меняет вида графика). Пользуясь описанной выше процедурой вычислений со скользящим 45-дневным интервалом, можно получить значения параметров колебаний для 10 месяцев года (в январе — декабре 160^m -колебания не обнаружены). Из графика видно, что от мая к октябрю, когда амплитуда колебаний больше $1,3\gamma$ и ошибка определения фазы не превышает $0,3$ рад, величина фазы изменяется более чем на три радиана. Поскольку в среднем для всего изученного интервала в 14 лет фаза для указанного значения периода остается неизменной ($5,5 \pm \pm 0,5$ рад [3]), то естественно предположить, что эти изменения фазы (или частоты) носят циклический характер. Из рассмотрения данных за отдельные годы видно, что квазипериод таких изменений менее 1 г. Для нахождения возможного периода вариаций фазы весь ряд суточных значений фаз (для фиксированного периода $160^m,010$), полученных для 10 месяцев года (1966—1979 гг., всего 987 значений), был подвергнут косинор-анализу. Процедура вычислений состояла в следующем: для каждого 10-месячного интервала методом наименьших квадратов вписывалась косинусоида данного пробного периода; фаза отсчитывалась от некоторого единого нуля-пункта. Шаг по пробному периоду составлял 1 сут, диапазон поиска периода составлял 170—370 сут. Полученные таким образом амплитуды и фазы каждого 10-месячного интервала образовали вторичный массив, для которого вычислялись показатель когерентности (по χ^2) и средняя амплитуда. Первая из этих величин отложена в функции пробного периода на рис. 3, а. Единствен-

Рис. 2. Средние значения амплитуды \bar{A} и фазы $\bar{\varphi}$ 160-минутных колебаний на протяжении года

Значения фазы с апреля по октябрь определяются с ошибкой $\pm 0,3$ рад; 1 — $\bar{\varphi}$, 2 — \bar{A}

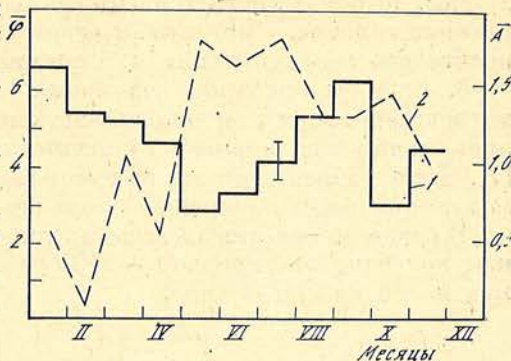
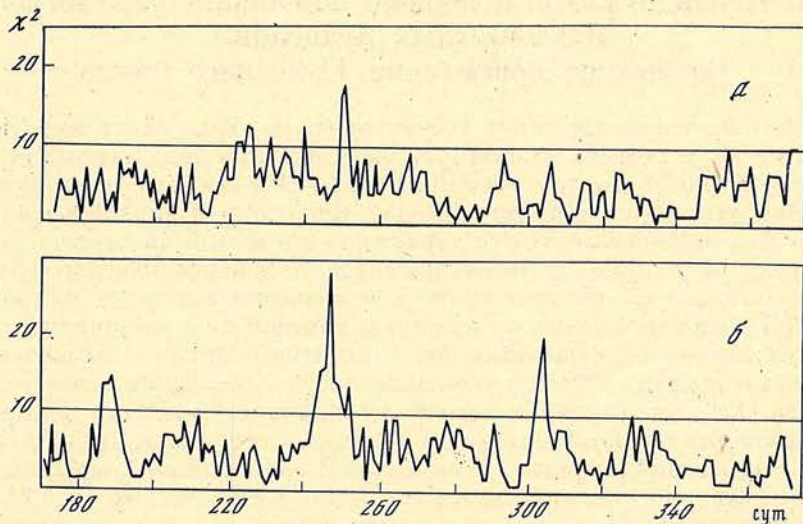


Рис. 3. Периодограмма, построенная методом косинор-анализа

a — для всего массива фаз, средних за сутки, 160-минутных колебаний для 10 месяцев каждого года;
б — для ежедневных значений чисел Вольфа для тех лет, когда обрабатывается АЕ-индекс. По горизонтальной оси — пробный период



ный пик, превышающий $\chi^2 = 12$, соответствует периоду 250 ± 10 сут. Приведенная ошибка больше, чем на рис. 3, *a*, что вызвано некоторым смещением пика при других вариантах тех же вычислений: при изменении значения периода $160^m010 \pm 0^m002$ или при анализе 4—10 месяцев года период модуляции меняется от 240 до 260 сут. Учитывая число перебранных периодов, формально 8,5-месячный пик не является значимым. Однако 8-месячный период известен в других независимых видах измерений: B_z -компоненте межпланетного магнитного поля [9], интенсивности корональной линии $\lambda 5303 \text{ \AA}$ [10], вариациях галактических космических лучей [11]. Для рассматриваемого интервала (1966—1979 гг.) этот период присутствует также в числах Вольфа, что видно из периодограммы рис. 3, *б*, которая построена способом, аналогичным 3, *a*, но вместо 10 месяцев года использовался полный год, без исключения каких-либо дней. Наиболее значимый пик соответствует периоду 247 ± 3 сут ($\chi^2 = 28$). Таким образом, квазивосьмимесячный период модуляции фазы 160-минутных пульсаций является, видимо, реальным. Следует еще раз подчеркнуть условный характер этого заключения: как отмечалось, метод обработки не позволяет исключить другие истолкования этого эффекта — частотную модуляцию с тем же квазипериодом и др.

Возникает вопрос, следует ли отнести описанную фазовую модуляцию а) непосредственно к изменениям коротковолнового излучения, т. е. к собственно солнечным пульсациям, или б) к вариациям параметров ионосферы и токовой системы. Нижеследующие данные и соображения показывают, что реализуется первая из указанных возможностей.

1. Было найдено, что квазивосьмимесячный период отсутствует в амплитуде 160-минутных колебаний. Такую особенность трудно понять, если стать на точку зрения «земного» происхождения этого периода.

2. В самом АЕ-индексе, как было установлено путем построения соответствующей периодограммы для среднесуточных значений индекса, период

8,5 мес. не обнаруживается. Это исключает возможность появления рассматриваемого периода при циклическом смещении полярных электроструй относительно сети геомагнитных станций.

3. Если бы описанная модуляция фазы была связана с изменением параметров ионосферы или токовой системы, то однотипные вариации наблюдались бы для всех периодов солнечных пульсаций, выделенных в AE -индексе [7]. Было найдено, что это не имеет места (например, для периода 170^m698 модуляция фазы с периодом $\sim 8,5$ мес. не обнаружена).

В связи со сказанным весьма вероятно, что модуляция фазы 160-минутных колебаний с периодом ~ 250 сут в AE -индексе является свойством самих колебаний на Солнце.

3. Квазидвухлетний период изменения параметров 160-минутных пульсаций. Возможное проявление 11-летнего цикла

Средние значения амплитуд 160-минутных пульсаций за год (\bar{A}_{160}) (по четырем месяцам летнего сезона) для всего исследуемого интервала нанесены на график рис. 4 вместе с числами Вольфа (R_z), подсчитанными для дней, когда обрабатывался AE -индекс. Видна тенденция к «пилообразному» изменению \bar{A}_{160} от года к году. Эта характерная деталь была хорошо заметна в ранних результатах [3], где в качестве показателя периодического изменения проводимости ионосферы применялась огибающая амплитуд микропульсаций $P_3,4$. Эта особенность заслуживает внимания по той причине, что является указанием на существование двухлетнего цикла в изменении \bar{A}_{160} . Квазидвухлетний цикл в солнечной активности в последние годы обстоятельно изучен [12]. Эти вариации возникают в начале 11-летнего цикла, постепенно увеличиваясь по амплитуде и периоду к его концу. Для 20-го цикла солнечной активности максимумы двухлетних вариаций в числах Вольфа приходятся в среднем на четные годы, минимумы — на нечетные (для 21-го цикла фаза может быть иной). В связи с этим реальность двухлетних вариаций параметров 160-минутных пульсаций в 20-м цикле может быть проверена сравнением их средних характеристик в четные и нечетные годы. Периодограммы показаны на рис. 5. Как видно, для нечетных лет (кривая 1) пульсации хорошо выражены, отчетливо заметен максимум ($\chi^2 = 17$), соответствующий периоду 160^m010 (имеется дополнительный значимый пик 160^m005). Среднее значение амплитуды составляет $\bar{A} = 3,0 \pm 1,0\gamma$. Напротив, в четные годы (кривая 2) среднее значение амплитуды в 2,5 раза меньше ($1,2 \pm 0,8\gamma$). Единственный значимый пик соответствует 160^m012 , наблюдается размытое распределение по фазам. Реальное существование таких различий согласуется с присутствием значимых ($\chi^2 = 12$) спутников-спутеллитов на соответствующей периодограмме (159^m98 и 160^m03), свидетельствующих об амплитудной модуляции периода 160^m010 квазипериодом около двух лет. Таким образом, вариации амплитуды 160-минутных пульсаций с периодом около двух лет являются реальными.

Изучаемый период хорошо известен в геофизических явлениях. Поэтому на первый взгляд естественным кажется предположение, что он возникает в амплитуде 160-минутных колебаний по «земным» причинам, в результате соответствующих вариаций в ионосферных токовых системах. Однако такое предположение маловероятно по следующим причинам.

1. Специальными подсчетами было найдено, что четные и нечетные годы для тех дней, по которым вычислялся \bar{A}_{160} , не отличаются по уровню геомагнитной активности. Указанное различие для A_p -индекса не превышает 0,3. Отсутствие двухлетнего цикла в данном случае связано с исключением при обработке дней с AE больше 500 γ (оба индекса тесно коррелируют). Поскольку, как известно, присутствие двухлетнего цикла в магнитосфере и ионосфере связано именно с магнитной активностью (вариации параметров солнечного ветра), представляется маловероятным, чтобы описанные изменения \bar{A}_{160} могли быть полностью отнесены к магнитосферным эффектам.

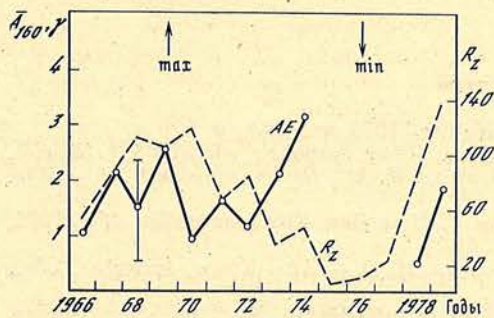


Рис. 4. Среднегодовые значения амплитуд (четыре летних месяца) \bar{A}_{160} -колебаний (сплошная линия) и чисел Вольфа (R_z) за те же временные интервалы (штриховая линия). Горизонтальная ось — годы

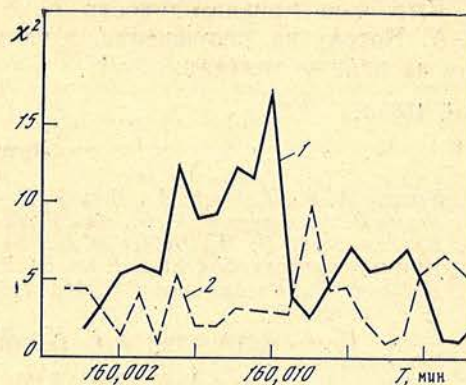


Рис. 5. Периодограмма для 160-минутных колебаний, построенная по методу косинор-анализа (как на рис. 1) отдельно для четных (2) и нечетных (1) лет

2. Если двухлетняя модуляция амплитуд \bar{A}_{160} чисто геофизического происхождения, она должна наблюдаться, как в случае 27- и 6,5-суточных вариаций для всех гармоник солнечных пульсаций, присутствующих в AE -индексе [7]. Однако, аналогично тому как это свойственно 8-месячным вариациям, для некоторых из таких периодов квазидвухлетняя модуляция определенно отсутствует (в частности, для периода $170^m, 698$).

Указанные аргументы свидетельствуют о том, что двухлетние вариации геофизической природы не вносят основного вклада в модуляцию амплитуд 160-минутных колебаний. Поэтому описанная выше модуляция должна быть свойством самих 160-минутных осцилляций на Солнце.

Наконец, можно заметить, что намечающаяся антикорреляция между числами Вольфа и среднегодовыми (по летнему сезону) амплитудами \bar{A}_{160} , заметная на рис. 4, видимо, является реальной. Это следует из сравнения специально обработанных массивов данных для эпохи максимума (три года, 1968—1970 гг.) и интервала времени, приходящегося на спад активности (1972—1974 гг.). В максимуме активности $\bar{A}_{160} = 1,5 \pm 0,9 \gamma$, на спаде $\bar{A}_{160} = 2,7 \pm 1,1 \gamma$. Возможно, это различие может быть отнесено в основном за счет более стабильной фазы колебаний при пониженной солнечной активности. Для окончательного выяснения этого вопроса необходимо привлечь дополнительные данные, относящиеся к 21-му циклу солнечной активности.

Заключение

Представленные выше данные и соображения позволяют сформулировать следующие основные выводы.

1. Хотя 160-минутные колебания, наблюдаемые по AE -индексу, имеют на протяжении 14 лет устойчивую в среднем фазу, в короткой шкале времени фаза подвержена циклическим изменениям с периодом ~ 250 сут. Эти вариации не сопровождаются заметным изменением амплитуды. Указанные изменения пока невозможно однозначно истолковать. Это могут быть изменения частоты либо другие более сложные изменения параметров колебаний.

2. Амплитуда 160-минутных осцилляций подвержена существенным изменениям с периодом около двух лет: на протяжении 20-го цикла от четных лет к нечетным она изменяется примерно вдвое; такого же порядка могут быть изменения в 11-летнем цикле. Амплитуда обнаруживает тенденцию к антикорреляции с уровнем солнечной активности (числами Вольфа).

3. Оба эффекта присущи именно 160-минутным колебаниям на Солнце и не могут быть отнесены к вариациям магнитосферы и ионосферы.

Выражаю признательность Б. М. Владимирскому, М. И. Пудовкину, В. А. Котову за обсуждение, а также Д. Н. Рачковскому и Н. Н. Степанын за ценные замечания.

Май 1986 г.

Литература

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*— Nature, 1976, vol. 259, p. 87.
2. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, с. 3.
3. *Владимирский Б. М., Бобова В. П., Бондаренко Н. М., Веретенникова В. К.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 75.
4. *Бобова В. П., Владимирский Б. М., Ляцкая А. М.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 70, с. 46—51.
5. *Бобова В. П., Владимирский Б. М., Пудовкин М. И.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 71, с. 19.
6. *Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.*— Proc. Fourth Europ. Meet. on Solar Physics. The Netherlands, 1—30 1984 (ESA SP-220, Nov.).
7. *Бобова В. П., Владимирский Б. М., Пудовкин М. И.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1986, т. 74, с. 121—131.
8. *Нестеров Н. С., Юровский Ю. Ф.*— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 73, с. 75—82.
9. *Козлов В. П., Чурикова Т. В.* Исследование высокоширотной ионосферы и магнитосферы Земли. М., 1982, с. 142—149.
10. *Коломеец Е. В., Чумбалова Р. А., Шахова Ю. А. и др.*— Изв. АН СССР, 1972, т. 36, № 11, с. 2405—2410.
11. *Коломеец Е. В., Муканов Д. Б., Шахова Ю. А., Шварцман Я. Е.*— Геомагнетизм и аэронавигация, 1974, т. 14, № 4, с. 728—730.
12. *Apostolov E. M.* Quasibienial oscillation in sunspot activity.— Bul. Astron. Inst. Czeckosl., 1985, vol. 36, p. 97.

УДК 524.3—85+524.38

ИССЛЕДОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА И ДРУГИХ ПАРАМЕТРОВ ЗВЕЗДЫ π Sgr КАК ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ

Л. С. Любимков, З. А. Самедов

Предложен метод исследования общего спектра компонентов двойной системы, основанный на применении моделей атмосфер. Метод использован для определения фундаментальных параметров и химического состава компонентов А и В звезды π Sgr (F2 II—III). По наблюдаемой эквивалентной ширине линии H_γ и разности видимых звездных величин $\Delta m_V = m_V(A) - m_V(B)$ установлена зависимость эффективных температур $T_{\text{эф}}$ и ускорений силы тяжести $\lg g$ звезд А и В от величины $\Delta \lg g = \lg g(A) - \lg g(B)$ (рис. 6). По распределению энергии в спектре π Sgr определен интервал возможных значений этой величины ($0 \leq \Delta \lg g < 0,5$), а по данным о химическом составе выбрано наиболее вероятное значение $\Delta \lg g = 0,3 \pm 0,1$. Ему соответствуют следующие параметры: $T_{\text{эф}} = 7300$ К и $\lg g = 2,6$ для компонента А, $T_{\text{эф}} = 6200$ К и $\lg g = 2,3$ для компонента В.

Химический состав звезд А и В оказался близким к солнечному (рис. 10), в то время как стандартный анализ π Sgr, рассматриваемой как одиночная звезда, привел к выводу об общем дефиците металлов и особенно низком содержании Са и Sc (рис. 2 и 3). Получены оценки расстояния до π Sgr ($d = 180 \div 195$ пс) и нижнего предела периода обращения в этой двойной системе ($P \geq 20$ лет). Показано, что разделение линий компонентов А и В в общем спектре, если оно и обнаружимо в отдельных фазах, не должно превышать $0,4 \text{ \AA}$.

AN ANALYSIS OF CHEMICAL COMPOSITION AND OTHER PARAMETERS OF THE STAR π Sgr AS A BINARY SYSTEM, by L. S. Lyubimkov, Z. A. Samedov.— A method for investigation of combined spectrum of binary system components based on model atmospheres is proposed. This method was applied for determination of fundamental parameters and chemical composition of A and B components of the star π Sgr (F2 II—III). The effective temperatures T_{ef} and surface gravities g of stars A and B were found as a function of the value $\Delta \log g = \log g(A) - \log g(B)$ using the observed equivalent width of H_γ and magnitude difference $\Delta m_V = m_V(A) - m_V(B)$ (fig. 6). The analysis of energy distribution in the spectrum of π Sgr permitted to evaluate the interval of possible values of $\Delta \log g$ ($0 \leq \Delta \log g < 0.5$), and the investigation of chemical composition yields the most probable value $\Delta \log g = 0.3 \pm 0.1$, which correspond to the following parameters: $T_{\text{ef}} = 7300$ K and $\log g = 2.6$ for component A, $T_{\text{ef}} = 6200$ K and $\log g = 2.3$ for component B.

The chemical composition of stars A and B appears to be close to the solar one (fig. 10), whereas the standard analysis of π Sgr as a single star leads to common underabundance of elements and especially low abundance of Ca and Sc (fig. 2 and 3). The distance to π Sgr ($d = 180 \div 195$ pc) and the lower limit of orbital period in this binary system ($P \geq 20$ years) are estimated. It is shown that the lines of A and B components in combined spectrum of π Sgr can be separated by no more than 0.4 \AA unless this separation is observed in some phases.

1. π Sgr — тройная звезда

Модели атмосфер к настоящему времени стали основным инструментом в исследовании звездного химического состава. С их помощью уже проанализированы спектры многих звезд. При этом неявно предполагается, что все эти звезды одиночные, хотя среди них, вероятно, имеются и неоттождеств-

ленные двойные. Исследование спектров двойных звезд, когда линии компонентов в спектре сливаются, — трудная задача. Однако мы покажем, что даже такие сложные спектры вполне поддаются анализу, если и в этой нетрадиционной области применить модели атмосфер. На примере звезды π Sgr с помощью разработанной нами методики мы продемонстрируем, что удастся узнать об основных параметрах и химическом составе компонентов, входящих в двойную систему.

Высокодисперсионные спектры южной звезды π Sgr (F2 II — III) = HR 7264 = HD 178524, как и ранее исследованного нами [1] сверхгиганта δ CMa, были получены Кастли и Уотсоном [2]. Эти авторы привели данные об эквивалентных ширинах многих линий, и поскольку дисперсия составляла 2,1 Å/мм, их материал вполне подходит для анализа методом моделей атмосфер.

Авторы [2] не указали важную особенность, которая отличает π Sgr от других исследованных ими звезд. Эта особенность была отмечена еще в 1951 г. Бидельманом [3] и заключается в том, что π Sgr является визуально-тройной системой. Как было указано в [3], она состоит из двух почти одинаковых по звездной величине m_V компонентов А и В, угловое расстояние между которыми составляет около 0,1"; третий компонент С слабее их на величину $\Delta m = 2^m,3$ и удален на расстояние 0,4". В последнем, четвертом, издании «Каталога ярких звезд» [4] приведены уточненные сведения о компонентах π Sgr. Угловое расстояние между А и В составляет $\rho_{AB} = 0,093''$, а их звездные величины совпадают, т. е. $\Delta m = 0,0$. В [4] не уточняется, какой системе — визуальной, фотографической или болометрической — соответствует разность $\Delta m = 0$ (имеется лишь ссылка на неопубликованные данные С. Worley). Однако в дальнейшем мы не получим заметных потерь в точности, если будем считать, что речь идет о визуальных величинах, т. е. $m_V(A) = m_V(B) = 0$. Поскольку полная звездная величина $2^m,89$ определяется в основном светимостью компонентов А и В, нетрудно подсчитать, что $m_V(A) = m_V(B) = 3^m,6$. Компонент С имеет величину $m_V(C) = 6^m,0$ и удален от А и В на расстояние 0,4".

Из приведенных данных следует важный вывод: наблюдаемый спектр π Sgr фактически является комбинацией спектров компонентов А и В. Действительно, угловое расстояние ρ_{AB} столь мало, что спектрограф может зарегистрировать лишь общий спектр звезд А и В; блеск же звезды С намного слабее, чем А и В, поэтому ее влиянием можно пренебречь (нетрудно подсчитать, что в фильтре V освещенность от компонента С составляет только 5% суммарной освещенности от А и В).

По-видимому, компоненты А и В образуют физически связанную пару. Очень мала вероятность того, что две столь яркие и одинаковые по блеску звезды случайно оказались на столь малом расстоянии $\rho_{AB} = 0,1''$ друг от друга. Известное условие Эйткена (см., например, [5])

$$\lg \rho_{AB} \leq 2,8 - 0,2m_V(AB),$$

которое применяют для отбора возможных физических пар среди визуальных двойных звезд, в случае π Sgr выполняется с большим запасом, что также подтверждает физическую связь между А и В.

Итак, мы приходим к выводу, что спектр π Sgr, полученный в [2], необходимо анализировать как спектр двойной системы, состоящей из двух звезд одинаковой величины $m_V(A) = m_V(B) = 3^m,6$. Как будет показано ниже, период орбитального движения в этой системе составляет не менее 20 лет. Даже при благоприятном положении плоскости орбиты относительно наблюдателя расщепление спектральных линий компонентов может быть обнаружено далеко не во всех фазах и лишь с помощью спектрограмм достаточно высокого разрешения. В использованной нами работе Кастли и Уотсона [2] никаких указаний на раздвоение линий в спектре π Sgr не содержится. Поскольку не удастся разделить линии компонентов А и В, мы будем рассматривать приведенные в [2] эквивалентные ширины как комбинацию эквивалентных ширин названных компонентов.

Прежде чем исследовать комбинированный спектр А и В, полезно выполнить анализ имеющихся данных при предположении, что π Sgr — одиночная звезда. Ведь именно так, скорее всего, интерпретировались бы наблюдения π Sgr, если бы расстояние до нее было, например, в 3 раза больше (тогда блеск ее с $2^m 9$ упал бы до $5^m 3$, а угловое расстояние ρ_{AB} между А и В уменьшилось бы до $0,03''$). Подобная ситуация, когда реально существующие двойные звезды не проявляют себя ни как визуально-двойные, ни как спектрально-двойные и, следовательно, при анализе химического состава интерпретируются как одиночные звезды, вероятно, не столь уж редка в астрофизике. Такая интерпретация может приводить к ошибкам в определяемом содержании элементов и даже к фиктивным аномалиям химического состава. Выяснить этот вопрос можно на примере π Sgr, когда мы точно знаем, что наблюдаемый спектр — результат наложения спектров двух звезд.

Весь последующий анализ был выполнен на основе моделей атмосфер Куруца [6], расчеты проводились на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

2. Анализ π Sgr как одиночной звезды

Мы выполнили полное исследование атмосферы π Sgr при предположении, что это одиночная звезда. Методика такого исследования описана в [7]. Сначала мы определили основные параметры модели атмосферы — эффективную температуру $T_{эф}$ и ускорение силы тяжести g . Для этого служила диаграмма $T_{эф} - \lg g$, приведенная на рис. 1. При ее построении мы сравнивали данные наблюдений и вычислений по следующим характеристикам: 1) отношение потоков F_λ в длинах волн $\lambda = 4637 \text{ \AA}$ и 3636 \AA ; 2) фотометрический индекс $[c_1]$ в четырехцветной системе *uvby* (он свободен от влияния межзвездного поглощения); 3) профили бальмеровских линий H_γ и H_δ . Наблюдаемые потоки F_λ для π Sgr измерены в [8], профили H_γ и H_δ представлены в [2], а значение $[c_1] = c_1 - 0,2 (b - y) = 1^m,023$ получено с помощью каталога [9]. На основании рис. 1 были приняты параметры $T_{эф} = 6750 \text{ K}$ и $\lg g = 2,25$.

Следует отметить, что на этом этапе никаких проявлений двойственности π Sgr не обнаруживается. По разбросу точек пересечения на рис. 1 видно, что ошибки определения $T_{эф}$ и $\lg g$ самые обычные и составляют соответственно $\pm 150 \text{ K}$ и $\pm 0,2$. Учитывая эти ошибки, а также погрешности спектральной классификации, мы можем утверждать, что найденные значения $T_{эф}$ и $\lg g$ находятся в соответствии со спектральным типом и классом светимости исследуемой звезды (F2 II — III).

Следующий этап — это анализ микротурбулентности. Скорость микротурбулентности ξ_t удается определить независимо по линиям Fe I и Fe II. Как и в случае δ CMa [1], рассматривались две возможности: 1) скорость ξ_t в атмосфере постоянна; 2) скорость ξ_t меняется с глубиной. Если положить $\xi_t = \text{const}$, тогда по линиям Fe I получается значение $\xi_t = 7,5 \text{ км/с}$, а по линиям Fe II $7,0 \text{ км/с}$; в среднем можно принять $\xi_t = 7,25 \text{ км/с}$. Такая величина ξ_t является обычной для F-сверхгигантов, однако для звезды класса светимости II — III можно было ожидать более низких значений ξ_t .

Если скорость ξ_t зависит от оптической глубины τ , тогда для π Sgr получается рост ξ_t во внешних слоях примерно от значения $\xi_t = 5,5 \text{ км/с}$ при $\tau_{5000} = 10^{-1}$ до $\xi_t = 12 \text{ км/с}$ при $\tau_{5000} = 10^{-3}$, причем по линиям Fe I и Fe II найдены близкие зависимости (здесь глубина τ_{5000} соответствует длине волны 5000 \AA). Ранее подобный ход $\xi_t(\tau)$ был обнаружен для ряда F-сверхгигантов, которые были исследованы тем же методом, а некоторые даже по тем же спектральным данным [2]. Примечательно, что скорость микротурбулентности у π Sgr на глубинах $\tau_{5000} < 0,1$ оказалась выше, чем у таких F-сверхгигантов, как α Cas, ι Cas, α Lep и γ Sgr (см. [10]). Более высокие скорости обнаружены лишь у ярких сверхгигантов δ CMa [1] и ρ Cas [11].

Таким образом, проанализировав микротурбулентность в предположении, что π Sgr — одиночная звезда, мы пришли к заключению, что величина ξ_t у этой звезды класса светимости II — III зачастую даже превышает значения ξ_t у сверхгигантов того же спектрального типа F. Причем вывод о вы-

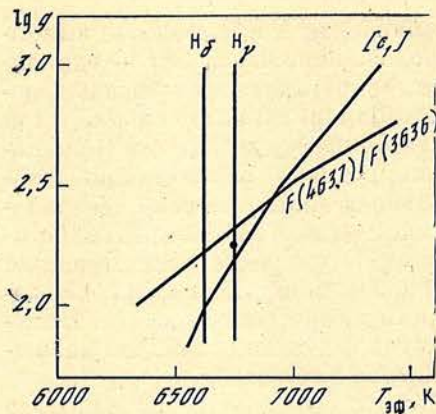


Рис. 1. Диаграмма для определения $T_{эф}$ и $lg g$, когда π Sgr рассматривается как одиночная звезда. Точка соответствует принятой модели атмосферы

и для Солнца соответствуют одной и той же системе сил осцилляторов линий. Отметим также, что содержание элементов дается в обычной логарифмической шкале, где для водорода принято $lg \epsilon (H) = 12,00$.

При рассмотрении рис. 2 выделяются две особенности. Во-первых, содержание всех исследованных элементов оказалось пониженным относительно Солнца, причем в большинстве случаев разность $lg \epsilon_{\pi Sgr} - lg \epsilon_{\odot}$ заключена в пределах от $-0,05$ до $-0,5$. Во-вторых, самый большой дефицит обнаружен для кальция и скандия, он составляет соответственно $-0,58$ и $-0,73$. Отличие в содержании Ca и Sc от солнечных значений устанавливается уверенно, и его нельзя объяснить случайными ошибками. Величина $lg \epsilon (Ca)$ найдена по шести линиям Ca I с эквивалентными ширинами $W_{\lambda} < 150 \text{ mÅ}$, а величина $lg \epsilon (Sc)$ — по 5 линиям Sc II с ширинами $W_{\lambda} \leq 200 \text{ mÅ}$. Это линии умеренной и малой интенсивности, и поэтому их вычисления не очень чувствительны к неточностям в скорости микротурбулентности ξ_t и в величине затухания γ ; найденный по ним разброс в значениях $lg \epsilon (Ca)$ и $lg \epsilon (Sc)$ мал по сравнению с обнаруженным дефицитом Ca и Sc.

Общее понижение содержания элементов у π Sgr сравнительно невелико, и его можно было бы объяснить соответствующим недостатком металлов в том первоначальном веществе, из которого сформировалась звезда. Однако дополнительное понижение в содержании Ca и Sc совершенно нетипично для звезд столь высокой светимости. Как известно, дефицит Ca и Sc рассматривается как характерный признак Am-звезд, однако эти звезды находятся вблизи главной последовательности и обычно имеют ускорения силы тяжести $lg g = 3,5 \div 4,0$. В то же время для π Sgr мы нашли значение $lg g = 2,25$, которое свидетельствует о большой удаленности от главной последовательности.

Мы попытались выяснить, нет ли какой-нибудь связи между величиной $lg \epsilon_{\pi Sgr} - lg \epsilon_{\odot}$ для разных элементов и особенностями использованных спектральных линий. Оказалось, что эта величина не связана с ионизацией; как видно из рис. 2, она приблизительно одинакова, например для Mg I и Si II, для Ca I и Sc II (содержание Mg и Ca определено только по нейтральным, а Si и Sc — только по ионизованным атомам). Не установлено также зависимости от длины волны линий. Зато обнаружилась корреляция с потенциалом возбуждения нижнего уровня χ . Действительно, у тех элементов, для которых содержание $lg \epsilon$ оказалось ниже солнечного не более чем на 0,2, рассмотренные нами линии имеют сравнительно высокие потенциалы возбуждения $\chi \geq 4 \text{ эВ}$ (C, Mg, Si, Cr, Ni). У элементов же с наибольшим дефицитом, превышающим 0,5, линии имеют низкие потенциалы возбуждения $\chi < 2 \text{ эВ}$ (Ca, Sc, Y, Zr, Ba). Однако, как будет показано ниже, при изменении скорости микротурбулентности зависимость от χ может стать не столь явной.

сокой скорости микротурбулентности у π Sgr не зависит от того, считать ξ_t постоянной или меняющейся с глубиной. Возможно, здесь уже проявилась двойственность π Sgr, не учтенная в расчетах.

Наиболее интересен заключительный этап — анализ химического состава. На основе модели атмосферы с параметрами $T_{эф} = 6750 \text{ K}$ и $lg g = 2,25$ по эквивалентным ширинам, приведенным в [2], мы определили содержание 16 элементов. Как и в случае δ CMA [1], для анализа отбирались по возможности неблендированные линии.

Обсудим сначала результаты, полученные при найденной зависимости ξ_t от τ_{5000} . На рис. 2 представлена разность содержаний элементов в звезде и Солнце, т. е. величина $lg \epsilon_{\pi Sgr} - lg \epsilon_{\odot}$. Необходимо подчеркнуть, что значения $lg \epsilon$ для π Sgr

Рис. 2. Химический состав π Sgr, рассмотренной как одиночная звезда, в сравнении с солнечным составом при предположении $\xi_t = \xi_t(\tau)$

Светлые кружки соответствуют менее надежным оценкам $\lg \epsilon$, полученным по одной-двум спектральным линиям. Штриховая (нулевая) линия соответствует солнечному содержанию элементов

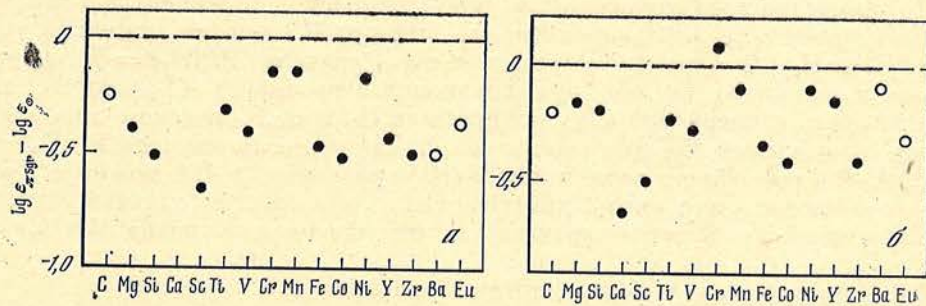
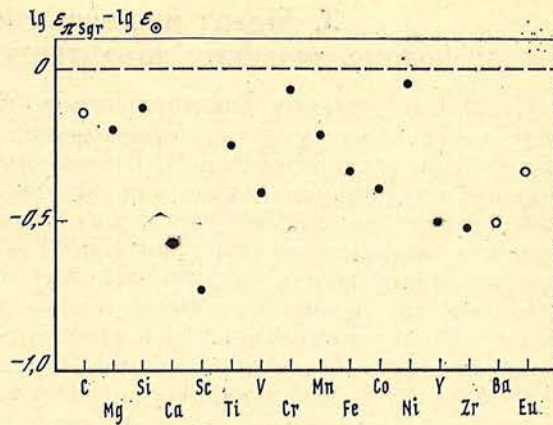


Рис. 3. Химический состав π Sgr, рассмотренной как одиночная звезда, в сравнении с солнечным составом при $\xi_t = \text{const} = 7,25$ км/с (а) и 5,0 км/с (б)

Напомним, что рис. 2 получен для случая, когда ξ_t зависит от τ . Мы провели анализ химического состава π Sgr как одиночной звезды также при другом предположении о скорости микротурбулентности, когда $\xi_t(\tau) = \text{const}$. На рис. 3 представлены результаты расчетов для двух вариантов: $\xi_t = 7,25$ и 5,0 км/с. Первое из этих значений было найдено выше по линиям Fe I и Fe II. Как видно из рис. 3, а, и в этом случае получается общий дефицит элементов при особенно низком содержании Ca и Sc. Разница с солнечным содержанием даже несколько увеличилась по сравнению с рис. 2, так как на тех оптических глубинах τ , где образуются слабые и умеренные линии, замена значений $\xi_t(\tau)$ на $\xi_t = 7,25$ км/с привела к увеличению скорости микротурбулентности.

Интересно, что если при определении ξ_t отбросить несколько наиболее сильных линий Fe I и Fe II, дающих заметный вклад в ξ_t , тогда вместо значения 7,25 км/с мы получим $\xi_t = 5,0$ км/с. Расчет содержания элементов был повторен и для этой скорости микротурбулентности (см. рис. 3, б). Разница с солнечным химическим составом заметно уменьшилась, однако Ca и Sc по-прежнему показывают самый большой дефицит. Здесь уже нет столь явной связи между величиной $\lg \epsilon_{\pi \text{ Sgr}} - \lg \epsilon_{\odot}$ и потенциалом возбуждения χ , которая была отмечена при рассмотрении рис. 2; например, Y и Ba в эту зависимость уже не укладываются. Очевидно, что на определяемое содержание $\lg \epsilon$ наряду с χ влияет и выбор ξ_t . Однако относительный дефицит Ca и Sc при этом сохраняется.

Возникает подозрение, что представленные на рис. 2 и 3 аномалии химического состава π Sgr фиктивны и что они появились в результате того, что спектр двойной звезды анализировался как спектр одиночной звезды. Ниже мы попытаемся ответить на вопрос, могут ли компоненты А и В исследуемой двойной системы иметь нормальный химический состав.

3. Метод анализа спектральных и фотометрических характеристик двойной звезды

Итак, наблюдаемые спектральные и фотометрические характеристики π Sgr мы будем рассматривать как комбинацию аналогичных характеристик двух звезд, компонентов А и В. Поскольку $m_V(A) = m_V(B)$, т.е. яркость компонентов одинакова, будем для определенности считать компонентом А более горячую звезду. Задача состоит в том, чтобы на основе имеющихся данных указать возможные значения $T_{эф}$ и $\lg g$ для обоих компонентов и попытаться определить их химический состав.

Перечислим те наблюдательные данные, на которых основан дальнейший анализ. Из индивидуальных характеристик компонентов А и В известны только их видимые звездные величины, причем в случае π Sgr $m_V(A) = m_V(B) = 3^m,6$ (в дальнейшем потребуются только разность звездных величин Δm_V). Остальные данные относятся к двойной системе в целом. Изменены следующие характеристики: распределение энергии в спектре π Sgr [8], индекс $[c_1] = 1^m,023$ [9], эквивалентные ширины W многих линий, в том числе H_γ и H_δ [2]. Однако приведенное в [2] значение $W(H_\gamma) = 7,1 \text{ \AA}$, по-видимому, занижено, так как при сравнении с расчетами [6] указывает на более низкую температуру $T_{эф}$, чем профили H_γ и H_δ . Согласие с профилем H_γ при определении $T_{эф}$ достигается в том случае, если принять $W(H_\gamma) = 8,0 \text{ \AA}$. Расхождение с величиной $W(H_\gamma)$, указанной в [2], можно объяснить трудностью учета очень протяженных крыльев этой сильной линии. В дальнейшем мы будем опираться на исправленное значение $W(H_\gamma) = 8,0 \text{ \AA}$.

Перейдем теперь к выводу основных уравнений.

1. Воспользуемся тем, что нам известны видимые звездные величины компонентов А и В. Запишем следующие хорошо известные соотношения (см., например, [5]):

$$M_{bol} = M_V + BC, \quad (1)$$

$$M_{bol} = 31,26 - 10 \lg T_{эф} - \frac{5}{2} \lg \frac{M}{M_\odot} + \frac{5}{2} \lg g, \quad (2)$$

$$M_V = m_V + 5 - 5 \lg d - A_V, \quad (3)$$

где M_{bol} — болометрическая абсолютная величина, M_V — абсолютная величина в фильтре V , BC — болометрическая поправка, M/M_\odot — масса звезды в массах Солнца, d — расстояние до звезды в парсеках, A_V — полное межзвездное поглощение в полосе V .

Подставляя (2) и (3) в (1) и разрешая полученное равенство относительно m_V , получаем

$$m_V = 26,26 - 10 \lg T_{эф} - \frac{5}{2} \lg \frac{M}{M_\odot} + \frac{5}{2} \lg g + 5 \lg d + A_V - BC. \quad (4)$$

Если записать соотношение (4) отдельно для компонентов А и В и затем вычесть одно равенство из другого, то найдём

$$\Delta m_V = -10 \Delta \lg T_{эф} - \frac{5}{2} \Delta \lg \frac{M}{M_\odot} + \frac{5}{2} \Delta \lg g - \Delta BC. \quad (5)$$

или

$$4 \Delta \lg T_{эф} - \Delta \lg g + \Delta \lg \frac{M}{M_\odot} + 0,4 \Delta BC = -0,4 \Delta m_V, \quad (6)$$

где Δ обозначает разность соответствующих величин для компонентов А и В; например $\Delta \lg g = \lg g(A) - \lg g(B)$.

В уравнении (6) справа стоит величина, известная из наблюдений. Левая часть зависит только от параметров $T_{эф}$ и $\lg g$ каждого из компонентов. Действительно, если эти параметры заданы, тогда по эволюционным трекам мы можем найти массы компонентов M_A и M_B , а из таблиц Куруца [6] величину BC ; тем самым левая часть (6) будет полностью определена. Заметим, что определение масс M_A и M_B по эволюционным трекам может оказаться затруднительным, если звезды находятся на поздних стадиях развития.

2. Далее, нам известно распределение энергии в спектре двойной звезды. Здесь следует иметь в виду, что обычно в фотометрии измеряется освещенность E_λ от звезды на уровне Земли. Она связана с потоком πF_λ , излучаемым звездой, следующим равенством:

$$E_\lambda = \pi F_\lambda (R/d)^2, \quad (7)$$

где R — радиус звезды, d — расстояние до нее. Если E_λ (AB) — полная освещенность от обоих компонентов, а E_λ (A) и E_λ (B) — освещенность отдельно от A и от B, тогда

$$E_\lambda$$
 (AB) = E_λ (A) + E_λ (B), \quad (8)

или

$$E_\lambda$$
 (AB) = πF_λ (A) $(R_A/d)^2$ + πF_λ (B) $(R_B/d)^2$. \quad (9)

Здесь πF_λ (A) и πF_λ (B) — потоки, излучаемые звездами A и B соответственно, а R_A и R_B — их радиусы. Если анализировать относительное распределение освещенности, например, по отношению к длине волны $\lambda = 5500 \text{ \AA}$, тогда из уравнения исчезает расстояние d :

$$\frac{E_\lambda$$
 (AB)}{E_{5500} (AB)} = \frac{F_\lambda (A) + F_λ (B) $(R_B/R_A)^2}{F_{5500}$ (A) + F_{5500} (B) $(R_B/R_A)^2}$. \quad (10)

Радиусы R при известных массах M определяются из соотношения

$$\lg (R/R_\odot) = 2,22 + \frac{1}{2} \lg (M/M_\odot) - \frac{1}{2} \lg g. \quad (11)$$

3. Напомним, что индекс $[c_1]$ в четырехцветной системе $uvby$ находится из следующих соотношений:

$$[c_1] = c_1 - 0,2 (b - y), \quad (12)$$

$$c_1 = (u - v) - (v - b). \quad (13)$$

В качестве примера рассмотрим величину u . Она задается равенством

$$u = -2,5 \lg \int_0^\infty E_\lambda S_u(\lambda) d\lambda, \quad (14)$$

где $S_u(\lambda)$ характеризует функцию пропускания полосы u . Величина u_{AB} для двойной звезды в соответствии с (8) находится из соотношения

$$u_{AB} = -2,5 \lg \int_0^\infty [E_\lambda$$
 (A) + E_λ (B)] $S_u(\lambda) d\lambda$,

или

$$u_{AB} = -2,5 \lg \left[\int_0^\infty E_\lambda$$
 (A) $S_u(\lambda) d\lambda + \int_0^\infty E_\lambda$ (B) $S_u(\lambda) d\lambda \right]$.

Если теперь с помощью (7) перейти от освещенностей E_λ к потокам F_λ и ввести обозначение

$$u^* = -2,5 \lg \int_0^\infty F_\lambda S_u(\lambda) d\lambda, \quad (15)$$

тогда

$$u_{AB} = -2,5 \lg (R_A^2 \cdot 10^{-u_A^*/2,5} + R_B^2 \cdot 10^{-u_B^*/2,5}) - 2,5 \lg \frac{\pi}{d^2}.$$

Аналогичные выражения можно написать и для величин v_{AB} , b_{AB} и y_{AB} . Отсюда на основании (12) и (13) окончательно получаем

$$[c_1]_{AB} = [c_1]_A + 2,5 \lg \frac{\varphi(v_A^* - v_B^*)}{\varphi(u_A^* - u_B^*)} - 2,5 \lg \frac{\varphi(b_A^* - b_B^*)}{\varphi(v_A^* - v_B^*)} - 0,5 \lg \frac{\varphi(y_A^* - y_B^*)}{\varphi(b_A^* - b_B^*)}, \quad (16)$$

где обозначено

$$\varphi(x) = 1 + (R_B/R_A)^2 \cdot 10^{x/2,5}.$$

Значения u^* , v^* , b^* и y^* рассчитаны Куруцем [6] в зависимости от $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$. Там же приведены величины c_1 и $(b - y)$, которые необходимы для вычисления $[c_1]_A$ по формуле (12).

4. Рассмотрим теперь эквивалентные ширины W . Для отдельной звезды по определению имеем

$$W = \int_0^{+\infty} (1 - r_\lambda) d\lambda, \quad (17)$$

где r_λ есть отношение потока в линии πF_λ к потоку в континууме πF_c , или отношение аналогичных освещенностей, т. е.

$$r_\lambda = F_\lambda/F_c = E_\lambda/E_c. \quad (18)$$

Пусть W_{AB} — эквивалентная ширина какой-нибудь линии в спектре двойной звезды. Тогда

$$W_{AB} = \int_0^{\infty} [1 - r_\lambda(AB)] d\lambda, \quad (19)$$

где

$$r_\lambda(AB) = \frac{E_\lambda(AB)}{E_c(AB)} = \frac{E_\lambda(A) + E_\lambda(B)}{E_c(A) + E_c(B)}. \quad (20)$$

Учитывая (7), отсюда находим

$$r_\lambda(AB) = \frac{F_\lambda(A) R_A^2 + F_\lambda(B) R_B^2}{F_c(A) R_A^2 + F_c(B) R_B^2}$$

и

$$1 - r_\lambda(AB) = \frac{1 + \frac{F_c(B)}{F_c(A)} \left(\frac{R_B}{R_A}\right)^2 - \frac{F_\lambda(A)}{F_c(A)} - \frac{F_\lambda(B)}{F_c(A)} \left(\frac{R_B}{R_A}\right)^2}{1 + \frac{F_c(B)}{F_c(A)} \left(\frac{R_B}{R_A}\right)^2}. \quad (21)$$

Вводя обозначение

$$\beta = \frac{F_c(B)}{F_c(A)} \left(\frac{R_B}{R_A}\right)^2 \quad (22)$$

и используя (18), из (21) находим

$$1 - r_\lambda(AB) = (1 + \beta - r_\lambda(A) - \beta r_\lambda(B))/(1 + \beta), \quad (23)$$

где $r_\lambda(A) = F_\lambda(A)/F_c(A)$ и $r_\lambda(B) = F_\lambda(B)/F_c(B)$. Подставляя это выражение в (19) и учитывая (17), окончательно получаем

$$W_{AB} = (W_A + \beta W_B)/(1 + \beta), \quad (24)$$

где W_A и W_B — эквивалентные ширины данной линии отдельно в спектрах компонентов А и В. Таким образом, величина W_{AB} равна среднему взвешенному от W_A и W_B с весами 1 и β соответственно.

Подчеркнем, что равенство (24) для комбинированной эквивалентной ширины W_{AB} не зависит от относительного смещения линий компонентов в общем спектре. Оно выполняется даже в том случае, если линии звезд А и В полностью разделяются; под W_{AB} тогда нужно понимать сумму наблюдаемых эквивалентных ширин $W_A^{\text{набл}}$ и $W_B^{\text{набл}}$. Полезно привести соотношения для определения истинных значений W_A и W_B в случае полного разделения линий (хотя к π Sgr они непосредственного отношения не имеют):

$$W_A = W_A^{\text{набл}} (1 + \beta), \quad W_B = W_B^{\text{набл}} \left(1 + \frac{1}{\beta}\right). \quad (25)$$

Иногда при исследовании спектрально-двойных звезд пользуются приближенными соотношениями

$$W_A \approx W_A^{\text{набл}} \left(1 + \frac{L_B}{L_A}\right), \quad W_B \approx W_B^{\text{набл}} \left(1 + \frac{L_A}{L_B}\right), \quad (26)$$

которые легко получить из (22) и (25), если предположить, что монохроматические потоки в континууме F_c пропорциональны болометрическим потокам F_{bol} , т. е.

$$\frac{F_c(B)}{F_c(A)} \approx \frac{F_{\text{bol}}(B)}{F_{\text{bol}}(A)} = \frac{L_B}{L_A} \left(\frac{R_A}{R_B}\right)^2,$$

где L_A и L_B — светимости компонентов А и В.

Весь дальнейший анализ эквивалентных ширин будем выполнять на основе формулы (24), в которой вместо W_{AB} подставим наблюдаемые значения эквивалентных ширин, измеренные в [2]. Величину β в (24) находим из равенства (22), где потоки в континууме F_c для соответствующих длин волн λ берутся из таблиц [6], а радиусы R определяются из соотношения (11).

4. Определение $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ компонентов А и В

Для определения зависимости между $T_{\text{эф}}(A)$ и $T_{\text{эф}}(B)$, эффективными температурами компонентов А и В, воспользуемся равенством (6). В нем для $\pi \text{ Sgr}$ следует положить $\Delta m_V = m_V(A) - m_V(B) = 0$. Значения масс M/M_{\odot} , соответствующих заданным $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, находим по эволюционным трекам Бекера [12] при начальном содержании гелия и металлов $Y = 0,28$ и $Z = 0,02$. Значения болометрической поправки BC определяем с помощью данных Куруца [6], где приведена теоретическая величина BC в зависимости от $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$.

В процессе наших расчетов выявилась следующая важная особенность соотношения (6): оно сильно зависит от величины $\Delta \lg g = \lg g(A) - \lg g(B)$, но почти не зависит от самих ускорений $g(A)$ и $g(B)$. Мы задавали какое-либо значение $\Delta \lg g$ в интервале от 0 до 1, затем при фиксированном $\Delta \lg g$ варьировали $T_{\text{эф}}(B)$ и находили соответствующие значения $T_{\text{эф}}(A)$. Эта процедура выполнялась для разных пар значений $\lg g(A)$ и $\lg g(B)$, однако, как оказалось, конечный результат зависит от этого очень слабо. Например, при $\Delta \lg g = 0,5$ мы получили:

если $T_{\text{эф}}(B) = 5500 \text{ K}$, $\lg g(B) = 2,0$ и $\lg g(A) = 2,5$, тогда $T_{\text{эф}}(A) = 7250 \text{ K}$,

если $T_{\text{эф}}(B) = 5500 \text{ K}$, $\lg g(B) = 2,5$ и $\lg g(A) = 3,0$, тогда $T_{\text{эф}}(A) = 7350 \text{ K}$.

Здесь разница в $T_{\text{эф}}(A)$, соответствующая разным парам $\lg g(B)$ и $\lg g(A)$, составляет только 100 К. Мы приняли среднее значение $T_{\text{эф}}(A) = 7300 \text{ K}$; аналогичным способом были найдены и другие значения $T_{\text{эф}}(A)$. Учитывая, что ускорения $\lg g(A)$ и $\lg g(B)$ попадают в интервал от 2,0 до 3,0 (см. ниже), мы можем утверждать, что ошибка определения $T_{\text{эф}}(A)$ при этом не превышает $\pm 100 \text{ K}$.

Таким образом, уравнение (6) для каждого $\Delta \lg g$ позволяет построить зависимость $T_{\text{эф}}(A)$ от $T_{\text{эф}}(B)$. Подобные зависимости при $\Delta \lg g = 0; 0,25; 0,50; 0,75$ и $1,00$ представлены на рис. 4.

Другой наблюдаемой величиной, кроме Δm_V , которая в интересующем нас диапазоне $T_{\text{эф}}$ почти не зависит от значений $\lg g(A)$ и $\lg g(B)$, а зависит только от их разности, является эквивалентная ширина линии H_{γ} . Для ее анализа мы использовали формулу (24), в которой W_{AB} приравнивается наблюдаемому значению $W(H_{\gamma}) = 8,0 \text{ \AA}$. Схема определения $T_{\text{эф}}(A)$ была следующей: мы задавали $\Delta \lg g$, $T_{\text{эф}}(B)$ и $\lg g(B)$; отсюда получали $\lg g(A) = \lg g(B) + \Delta \lg g$, по таблицам Куруца [6] находили W_B линии H_{γ} , по эволюционным трекам [12] определяли массу M_B , а из соотношения (11) — радиус R_B . Затем варьировали $T_{\text{эф}}(A)$ при заданном значении $\lg g(A)$, точно так же находили W_A , M_A и R_A , а потом с помощью (22) вычис-

ляли β . Подставляя величины W_A , W_B и β , соответствующие разным значениям $T_{\text{эф}}(A)$, в правую часть уравнения (24), мы находили ту температуру $T_{\text{эф}}(A)$, при которой равенство (24) выполняется.

Поскольку связь между $T_{\text{эф}}(A)$ и $T_{\text{эф}}(B)$, определенная по эквивалентной ширине линии H_γ , практически зависит только от разности $\Delta \lg g = \lg g(A) - \lg g(B)$, мы получаем на рис. 4 еще одно семейство линий. Теперь для каждого значения $\Delta \lg g$ мы имеем на диаграмме $T_{\text{эф}}(A) - T_{\text{эф}}(B)$ по две линии, точка их пересечения и дает пару искомых величин, $T_{\text{эф}}(A)$ и $T_{\text{эф}}(B)$.

Отметим, что при построении рис. 4, когда эффективные температуры обоих компонентов были выше 5500 К (т. е. при $\Delta \lg g = 0; 0,25$ и $0,50$), мы использовали модели атмосфер Куруца [6], если же температура компонента В получалась ниже 5500 К (при $\Delta \lg g = 0,75$ и $1,00$), применялись модели Белла и др. [13]. В последнем случае нам пришлось рассчитать дополнительно профили и эквивалентные ширины линии H_γ по программе, описанной в [7]. Однако в дальнейшем модели [13] нам не потребуются, так как будет показано, что наблюдаемое распределение энергии в спектре л Sgr можно объяснить лишь при $\Delta \lg g < 0,5$.

Из рис. 4 видно, что точки пересечения линий, соответствующих Δm_V и H_γ , хорошо ложатся на некоторую гладкую кривую. Таким образом, анализ только двух наблюдаемых характеристик двойной системы, Δm_V и $W(H_\gamma)$, позволил установить зависимость между эффективными температурами ее компонентов. Существенной особенностью указанных характеристик было то, что они зависят только от разности $\Delta \lg g = \lg g(A) - \lg g(B)$ и практически не зависят от самих ускорений $g(A)$ и $g(B)$. Сохраняется ли это свойство и для других спектральных классов? Этот вопрос требует дополнительного исследования.

В табл. 1 представлены значения $T_{\text{эф}}(A)$ и $T_{\text{эф}}(B)$, найденные с помощью рис. 4. Напомним, что мы условились называть компонентом А более горячую звезду; этому условию отвечают только положительные значения $\Delta \lg g$.

Таблица 1

Эффективные температуры и ускорения силы тяжести компонентов А и В в зависимости от $\Delta \lg g$

$\Delta \lg g$	Компонент А		Компонент В	
	$T_{\text{эф}}$	$\lg g$	$T_{\text{эф}}$	$\lg g$
0,00	6750	2,22	6750	2,22
0,25	7220	2,52	6260	2,27
0,50	7560	2,95	5680	2,45
0,75	7630	—	5040	—
1,00	7640	—	4540	—

Перейдем к определению ускорений $g(A)$ и $g(B)$. Для этого на диаграмме $\lg g(A) - \lg g(B)$ сначала проведем прямые $\lg g(A) = \lg g(B) + \Delta \lg g$, соответствующие фиксированным значениям $\Delta \lg g = 0; 0,25$ и $0,50$ (рис. 5). В качестве второго критерия используем наблюдаемый индекс $[c_1]_{AB}$, определяемый из соотношения (16). Напомним, что цвета u^* , v^* , b^* и y^* в правой части (16) вычислены Куруцем [6] в зависимости от $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$. Основываясь на известных значениях $T_{\text{эф}}(A)$ и $T_{\text{эф}}(B)$ из табл. 1, мы находим с помощью (16) связь между $\lg g(A)$ и $\lg g(B)$ для каждого фиксированного $\Delta \lg g$. Это дает нам второе семейство линий на рис. 5. Точка пересечения двух линий, соответствующая заданному значению $\Delta \lg g$ и наблюдаемой величине $[c_1]$, и определяет пару чисел $\lg g(A)$ и $\lg g(B)$. Они приведены в табл. 1 наряду с эффективными температурами компонентов. Не были найдены значения $g(A)$ и $g(B)$ в случаях $\Delta \lg g = 0,75$ и $1,00$, так как здесь для компонента В из-за его низкой температуры приходится использовать модели атмосфер Белла и др. [13], а для них мы не имеем таких расчетов величин u^* , v^* , b^* и y^* , какие были сделаны Куруцем [6] при $T_{\text{эф}} \geq 5500$ К.

Рис. 4. Диаграмма для определения эффективных температур компонентов А и В

Рядом с каждой парой линий указано соответствующее значение $\Delta \lg g$. Штриховая линия — по Δm_V , сплошная — по N_V

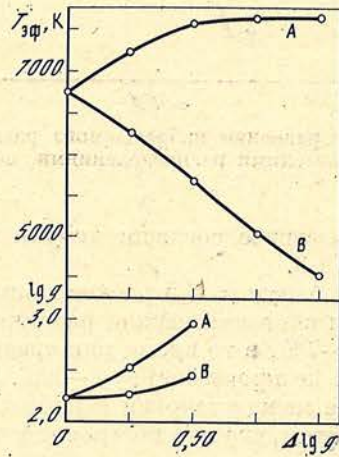
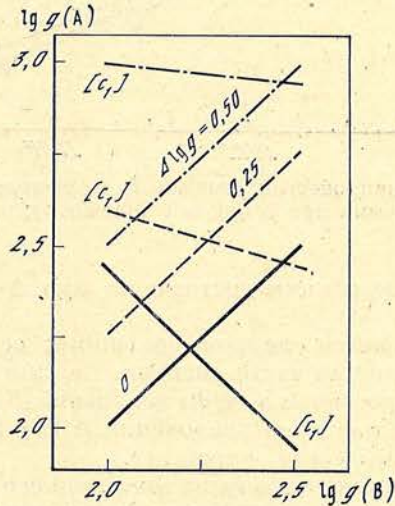
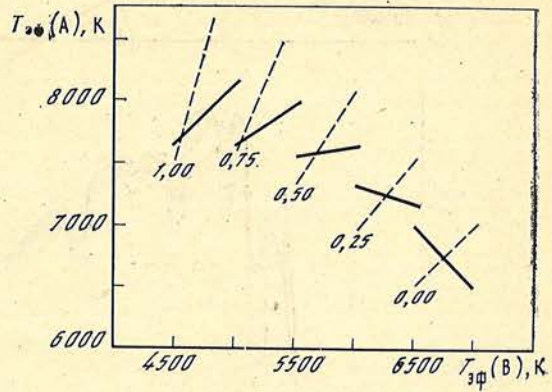


Рис. 5. Диаграмма для определения ускорений силы тяжести компонентов А и В. Сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии соответствуют значениям $\Delta \lg g = 0; 0,25$ и $0,50$

Рис. 6. Зависимость параметров $T_{эф}$ и $\lg g$ компонентов А и В от величины $\Delta \lg g$

На основе данных табл. 1 мы построили зависимости величин $T_{эф}$ и $\lg g$ для компонентов А и В от $\Delta \lg g$. Они представлены на рис. 6. Из него видно, как плавно меняются параметры компонентов с ростом $\Delta \lg g$. Мы провели через найденные точки гладкие кривые, которые могут служить для определения $T_{эф}(A)$, $T_{эф}(B)$, $\lg g(A)$ и $\lg g(B)$ в случае промежуточных значений $\Delta \lg g$.

Итак, в результате исследования параметров $T_{эф}$ и $\lg g$ компонентов А и В мы установили, что наблюдаемые характеристики πSgr накладывают жесткие ограничения на возможные значения этих параметров. Получены зависимости $T_{эф}(A)$, $T_{эф}(B)$, $\lg g(A)$ и $\lg g(B)$ от одного аргумента, величины $\Delta \lg g = \lg g(A) - \lg g(B)$. В следующем разделе мы попытаемся уточнить интервал возможных значений $\Delta \lg g$.

5. Распределение энергии в спектре πSgr

В каталоге [8] приведены данные о распределении энергии в спектре πSgr в области длин волн λ от 3100 до 7375 Å. Здесь представлены значения $E_\lambda(AB)$, абсолютной внеатмосферной освещенности, которая в соответствии с равенством (8) представляет сумму освещенностей $E_\lambda(A)$ и $E_\lambda(B)$.

Рассмотрим относительное распределение энергии в спектре πSgr , задаваемое равенством (10). На рис. 7 приведены кривые такого распределения, найденные из наблюдений [8] и вычисленные на основе (10) при $\Delta \lg g = 0; 0,3$ и $0,5$. Из сравнения наблюдаемой кривой с результатами расчетов видно,

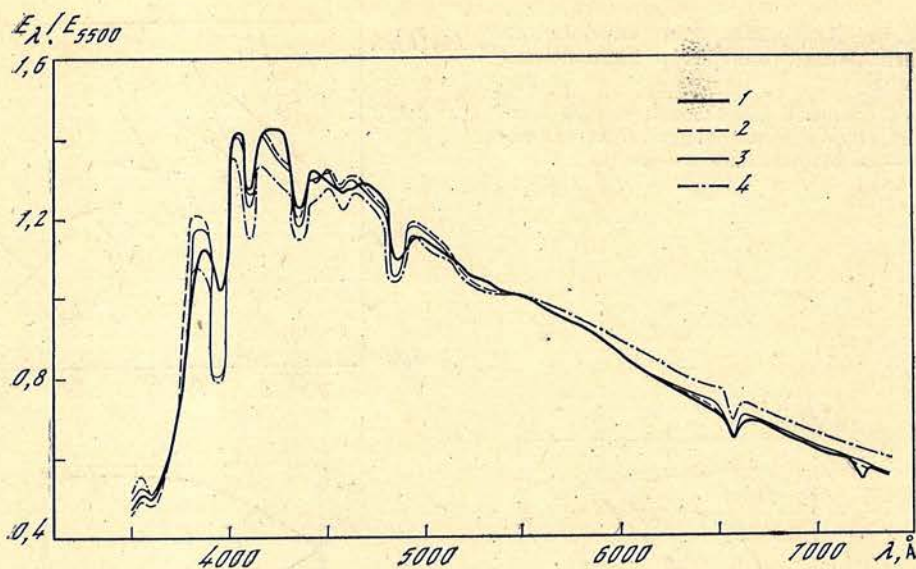


Рис. 7. Сравнение наблюдаемого распределения энергии (кривая 1) в спектре π Sgr с теоретическими распределениями, вычисленными при $\Delta \lg g = 0$ (кривая 2); 0,3 (3) и 0,5 (4)

что наилучшее согласие теории с наблюдениями достигается при $\Delta \lg g = 0 \div 0,3$.

При $\Delta \lg g = 0,5$ расхождения становятся слишком большими; особенно заметны систематические различия в красной части спектра, где они достигают 6—7%, в то время как среднеквадратичная ошибка измерений [8] в этой области не превышает $\pm 2-3\%$. При дальнейшем увеличении $\Delta \lg g$ несоответствие между теорией и наблюдениями быстро нарастает.

Отметим, что при построении рис. 7 мы не учитывали межзвездного поглощения, так как в случае π Sgr оно незначительно. Имеются три оценки величины A_V , составляющие $0^m,00$ [14], $0^m,10$ [15] и $0^m,18$ [16]. Первая из них ($A_V = 0$) как раз и соответствует рис. 7. Если же принять наибольшее значение $A_V = 0^m,18$, тогда наблюдаемое распределение на красном конце спектра понижается на 5%, увеличивая расхождение с теоретическими расчетами.

Итак, анализ распределения энергии в спектре π Sgr приводит нас к заключению, что величина $\Delta \lg g = \lg g(A) - \lg g(B)$, скорее всего, попадает в интервал от 0 до 0,3. При $\Delta \lg g \geq 0,5$ между теорией и наблюдениями появляются слишком большие систематические различия. Иначе говоря, для компонентов А и В отношение $g(A)/g(B)$ может принимать значения 1 или 2, но не должно составлять 3 и больше. Следуя этому выводу, мы ограничимся при анализе химического состава рассмотрением двух случаев: 1) $\Delta \lg g = 0$ или $g(A)/g(B) = 1$; 2) $\Delta \lg g = 0,3$ или $g(A)/g(B) = 2$.

6. Анализ химического состава компонентов

При исследовании химического состава двойной системы возникают следующие трудности: 1) неизвестно точное значение $\Delta \lg g$, от которого зависит выбор параметров $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ компонентов А и В; 2) неизвестны скорости микротурбулентности ξ_t в атмосферах звезд А и В; 3) не удастся определить химический состав обеих звезд сразу, поэтому для одного из компонентов его приходится задавать (например, считать нормальным). Тем не менее, как будет показано ниже, можно прийти к некоторым общим заключениям о содержании элементов в звездах А и В. Более того, исследование химического состава позволит нам уточнить значение $\Delta \lg g$ и тем самым указать параметры $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, наиболее близкие к действительности.

Рассмотрим сначала случай, когда $\Delta \lg g = 0$, т. е. $g(A)/g(B) = 1$. Из табл. 1 следует, что в этом случае $T_{\text{эф}}(A) = T_{\text{эф}}(B) = 6750$ К и $\lg g(A) =$

$= \lg g (B) = 2,2$, т. е. параметры компонентов совпадают как между собой, так и с теми оценками $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, которые были получены при анализе π Sgr как одиночной звезды. Этим значениям $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ соответствуют массы $M_A = M_B = 6,9 M_{\odot}$ и радиусы $R_A = R_B = 35 R_{\odot}$. Отметим, что в приведенных выше формулах, на которых базируется исследование двойной системы, фигурируют не сами массы и радиусы компонентов, а их отношения M_B/M_A и R_B/R_A .

Итак, в случае $\Delta \lg g = 0$ компоненты А и В имеют одинаковые эффективные температуры, ускорения силы тяжести, массы и радиусы. Мы будем считать, что и скорости микротурбулентности в их атмосферах также одинаковы, и проведем расчеты при нескольких значениях $\xi_t(A) = \xi_t(B)$. Так как звезды А и В по всем параметрам идентичны, в этом случае безразлично, для которой из них химический состав считать заданным. Мы примем, что компонент В имеет нормальное (солнечное) содержание элементов, т. е. $\lg \epsilon_B = \lg \epsilon_{\odot}$.

Определение химического состава компонента А проводим на основе соотношений (24) и (22). Сначала вычисляем эквивалентные ширины W_B звезды В при солнечном содержании элементов, затем находим значения W_A для звезды А с помощью равенства

$$W_A = (1 + \beta) W_{AB} - \beta W_B, \quad (27)$$

где W_{AB} — наблюдаемые эквивалентные ширины в спектре двойной системы, измеренные в [2]. Анализируя теперь W_A как обычные ширины линий в спектре одиночной звезды, определяем содержание элементов $\lg \epsilon_A$ в атмосфере компонента А. Так как в случае $\Delta \lg g = 0$ на основании (22) имеем $\beta = 1$, формула (27) принимает очень простой вид:

$$W_A = 2W_{AB} - W_B. \quad (28)$$

В частности, отсюда следует, что все ошибки в наблюдаемых эквивалентных ширинах W_{AB} переходят в W_A увеличенными в два раза.

Прежде чем обсуждать результаты вычислений, необходимо сделать два замечания. Первое как раз касается случайных погрешностей в величинах W_{AB} . Их влияние на расчеты W_A становится особенно сильным, когда значения W_A малы; иногда из (27) или (28) могут получаться даже отрицательные значения W_A , и тогда определение $\lg \epsilon_A$ становится невозможным. Мы учли это при выводе $\lg \epsilon_A$ и не рассматривали линии с $W_A \leq 10 \text{ m}\text{\AA}$.

Второе замечание относится к определению содержания железа для компонента А. Наши расчеты показали, что линии Fe I дают систематически заниженное содержание по сравнению с линиями Fe II. Причиной может быть неучет повышенной ионизации атомов Fe I, обусловленной отклонениями от ЛТР (локальное термодинамическое равновесие). Этот эффект был исследован в [10, 17], и мы воспользовались эмпирической поправочной кривой, найденной в [10] для F0-сверхгигантов, чтобы оценить влияние «сверхионизации» в случае π Sgr. Важно, что здесь отклонения от ЛТР приходится учитывать дважды: когда рассчитываются эквивалентные ширины W_B компонента В и когда определяется химический состав компонента А. И оба раза эффект работает в одном направлении, поэтому даже для относительно слабых линий Fe I поправка в содержании $\lg \epsilon_A$ (Fe) составляет 0,2—0,3. Поскольку указать точно эти поправки мы не можем, в дальнейшем определять содержание железа мы будем только по линиям Fe II. По той же причине мы отказались от рассмотрения ионизационного равновесия Fe I — Fe II при выводе параметров $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ компонентов А и В (другая причина была связана с неопределенностью в скоростях микротурбулентности).

Итак, мы задали нормальное содержание элементов $\lg \epsilon_B = \lg \epsilon_{\odot}$ для компонента В и нашли отсюда содержание $\lg \epsilon_A$ для компонента А при нескольких значениях скорости микротурбулентности ξ_t . На рис. 8 представлена разность $\lg \epsilon_A - \lg \epsilon_B$, вычисленная при $\xi_t(A) = \xi_t(B) = 6; 4,5$ и 3 км/с . Видим, что в случае $\Delta \lg g = 0$ основной особенностью химического состава компонента А является большой разброс относительно состава компонента В, достигающий двух порядков величины. При скорости 6 км/с для А

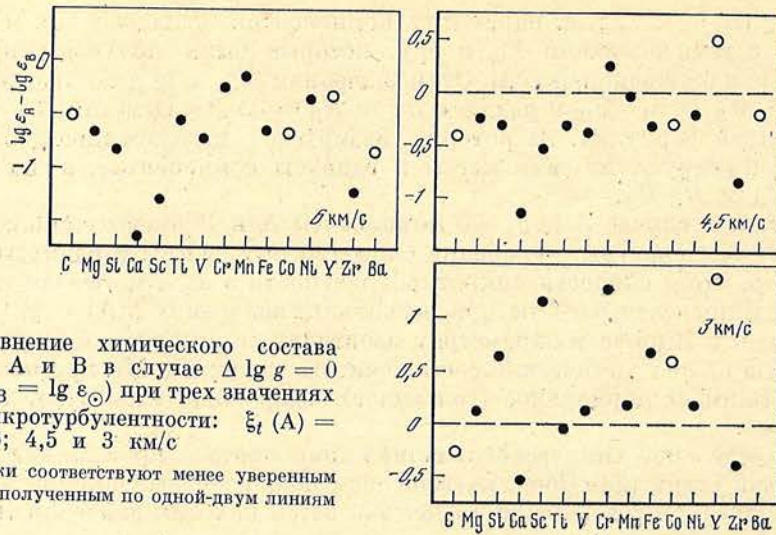


Рис. 8. Сравнение химического состава компонентов А и В в случае $\Delta \lg g = 0$ (принято $\lg \varepsilon_B = \lg \varepsilon_{\odot}$) при трех значениях скорости микротурбулентности: $\xi_t(A) = \xi_t(B) = 6; 4,5$ и 3 км/с

Светлые кружки соответствуют менее уверенным определениям, полученным по одной-двум линиям

получен общий дефицит содержания относительно В, в то время как при 3 км/с большинство элементов оказалось в избытке. Наиболее близкое соответствие между А и В в содержании элементов группы железа от Тi до Ni найдено при $\xi_t(A) = \xi_t(B) = 4,5$ км/с, однако при этом одновременно получен большой дефицит Са, составляющий $\lg \varepsilon_A(\text{Ca}) - \lg \varepsilon_B(\text{Ca}) = -1,15$. Его невозможно объяснить случайными ошибками в наблюдаемых эквивалентных ширинах линий Са I, так как эти ошибки согласно нашей оценке могут приводить к погрешностям в определении $\lg \varepsilon_A(\text{Ca})$ не более $\pm 0,3$.

Из рис. 8 следует вывод, что большой разброс в содержаниях между А и В сохраняется при любых скоростях микротурбулентности, соответствующих как избытку, так и недостатку элементов в атмосфере компонента А относительно компонента В. Здесь полезно сформулировать один важный принцип, который поможет критически оценить полученные результаты и который можно назвать принципом подобия химического состава компонентов. Он заключается в следующем. Если двойная звезда образует физическую пару, тогда ее компоненты А и В сформировались примерно в одно и то же время и в одном и том же месте, т. е. начальный химический состав их был одинаковым (не обязательно в точности солнечным). Если компоненты имеют близкие массы и в процессе эволюции не обменивались веществом (т. е. не образуют тесную пару), тогда их развитие шло близкими путями и в настоящий момент их химический состав также должен быть практически одинаковым. Отсюда следует, что разброс значений $\lg \varepsilon_A - \lg \varepsilon_B$ около некоторой средней линии должен определяться только ошибками в наблюдаемых эквивалентных ширинах W_{AB} .

Наши расчеты показывают, что в случае $\Delta \lg g = 0$ ошибки в W_{AB} порядка $\pm 10\%$ приводят к погрешностям в $\lg \varepsilon_A$ не более чем $\pm 0,4$. (Ошибку $\pm 10\%$ можно считать характерной для эквивалентных ширин, измеренных в [2].) Так как присутствующий на рис. 8 разброс существенно превышает эту величину, мы приходим к заключению, что принцип подобия химического состава при $\Delta \lg g = 0$ не выполняется, хотя исследуемая двойная система отвечает всем перечисленным выше условиям. По-видимому, найденные в случае $\Delta \lg g = 0$ значения $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ плохо согласуются с реальными параметрами компонентов А и В.

Перейдем к рассмотрению другого возможного случая, когда $\Delta \lg g = 0,3$ или $g(A)/g(B) = 2$. Из рис. 6 находим, что этой величине $\Delta \lg g$ соответствуют следующие значения параметров: $T_{\text{эф}}(A) = 7300$ К и $\lg g(A) = 2,6$; $T_{\text{эф}}(B) = 6200$ К и $\lg g(B) = 2,3$. Отсюда получаем, что $M_A = 5,3 M_{\odot}$, $M_B = 5,8 M_{\odot}$, $R_A = 19 R_{\odot}$ и $R_B = 28 R_{\odot}$. Значения β , вычисленные на основе (22) для ряда длин волн в соответствии с найденными параметрами звезд А и В, приведены ниже. Поскольку практически все рассмотренные спектральные линии заключены в области λ от 3900 до 4900 Å, им соответ-

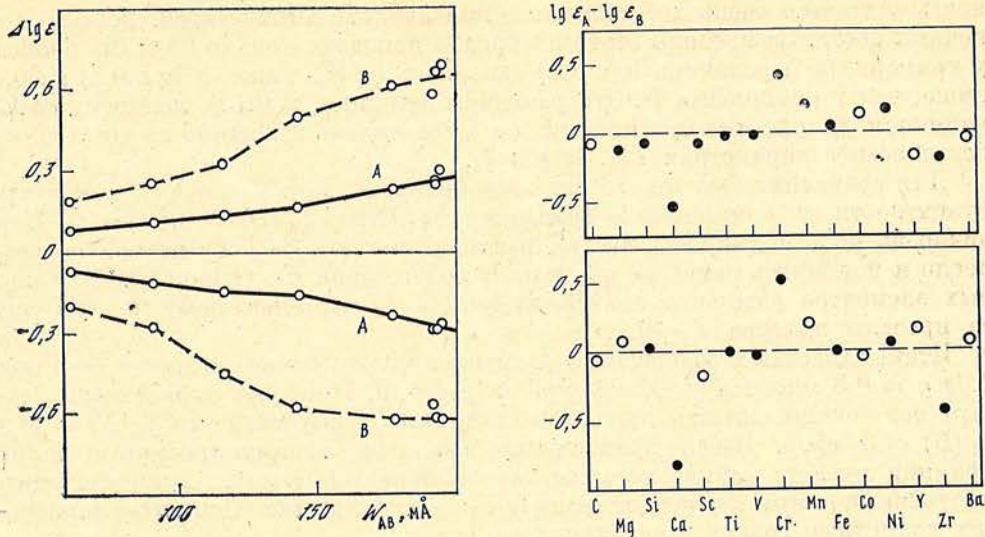


Рис. 9. Влияние ошибок $\pm 10\%$ в наблюдаемых эквивалентных ширинах W_{AB} линий Fe II на определяемое содержание Fe в зависимости от W_{AB} .
 Сплошные линии — определяется $\lg \epsilon_A$, задано $\lg \epsilon_B = \lg \epsilon_{\odot}$; штриховые — определяется $\lg \epsilon_B$, задано $\lg \epsilon_A = \lg \epsilon_{\odot}$

(Рис. 10. Сравнение химического состава компонентов А и В в случае $\Delta \lg g = 0,3$ принято $\lg \epsilon_B = \lg \epsilon_{\odot}$)
 Вверху для $\xi_t(A) = 6$ км/с, $\xi_t(B) = 3$ км/с; внизу $\xi_t(A) = \xi_t(B) = 4,5$ км/с. Светлые кружки — менее уверенные определения, полученные по одной-двум линиям

вуют значения β в интервале от 0,69 до 0,95.

$\lambda, \text{Å}$	4000	4500	5000	5500	6000	6500
β	0,721	0,875	0,963	1,06	1,14	1,21

Мы снова полагаем, что один из компонентов имеет нормальный химический состав. Однако в случае $\Delta \lg g = 0,3$, как оказалось, точность окончательных результатов существенно зависит от того, какой из компонентов считать нормальным — более горячий А или более холодный В. Объясняется это разным действием случайных ошибок в наблюдаемых эквивалентных ширинах W_{AB} , которое хорошо видно из рис. 9. Здесь представлены изменения в содержании железа, полученные нами для конкретных линий Fe II, когда их значения W_{AB} в [2] увеличены или уменьшены на 10%. На основании рис. 9 мы заключаем, что влияние ошибок наблюдений намного слабее, если принять $\lg \epsilon_B = \lg \epsilon_{\odot}$ и затем определять $\lg \epsilon_A$. В противоположном случае (задается $\lg \epsilon_A = \lg \epsilon_{\odot}$, ищется $\lg \epsilon_B$), как подтвердили прямые вычисления, разброс в содержаниях между линиями одного элемента сильно возрастает.

Итак, мы считаем нормальным химический состав более холодного компонента В, т. е. $\lg \epsilon_B = \lg \epsilon_{\odot}$. Снова используем соотношение (27) и по значениям W_A для конкретных линий вычисляем $\lg \epsilon_A$. При этом необходимо задать микротурбулентные скорости $\xi_t(A)$ и $\xi_t(B)$. Для их выбора нам послужили уже указанные оценки величин $T_{эф}/\lg g$, согласно которым компонент А (7300/2,6) является ранней F-звездой, а компонент В (6200/2,3) — поздней F-звездой, причем по своим значениям $\lg g$ обе звезды лежат между гигантами и сверхгигантами. Основываясь на опубликованных в литературе данных, мы приняли $\xi_t(A) = 6$ км/с и $\xi_t(B) = 3$ км/с. Соответствующие значения $\lg \epsilon_A - \lg \epsilon_B$ представлены на рис. 10 (верхняя часть).

Сразу же бросается в глаза резкое отличие рис. 10 от рис. 8 по величине разброса точек. Как видно из рис. 10, в случае $\Delta \lg g = 0,3$ при выбранных скоростях $\xi_t(A)$ и $\xi_t(B)$ почти для всех элементов разброс значений $\lg \epsilon_A - \lg \epsilon_B$ около нулевой линии не превышает $\pm 0,2$, что вполне объясняется случайными ошибками в W_{AB} (см. рис. 9, сплошные линии). Такая точ-

ность считается очень хорошей даже при анализе химического состава одиночных звезд. За пределы этого интервала попадают только Ca и Cr, причем у компонента А величина $\lg \epsilon$ (Ca) оказалась на 0,5 ниже, а $\lg \epsilon$ (Cr) на 0,4 выше, чем у компонента В. Эти различия невелики, и мы не можем сказать, являются ли они реальными или же здесь сказались какие-то остаточные неточности в параметрах $T_{\text{эф}}$, $\lg g$ и ξ_t .

Для сравнения был просчитан также вариант, когда скорости микротурбулентности у компонентов совпадают: $\xi_t(A) = \xi_t(B) = 4,5$ км/с. Как видно из рис. 10 (нижняя часть), расхождение для Ca и Cr несколько возросло и появилось заметное различие в содержании Zr. Однако для остальных элементов разброс в значениях $\lg \epsilon_A - \lg \epsilon_B$ по-прежнему не выходит за пределы интервала $\pm 0,2$.

Итак, сходство в содержании элементов между компонентами А и В при $\Delta \lg g = 0,3$ много лучше, чем при $\Delta \lg g = 0$. Наиболее удовлетворительным его можно считать при скоростях микротурбулентности $\xi_t(A) = 6$ и $\xi_t(B) = 3$ км/с. Здесь практически выполнен сформулированный выше принцип подобия химического состава компонентов. В табл. 2 представлены полученные в этом случае значения $\lg \epsilon_A - \lg \epsilon_B$, а также принятые в расчетах солнечные содержания элементов $\lg \epsilon_{\odot}$.

Таблица 2

Относительное содержание элементов в атмосферах компонентов А и В при $\Delta \lg g = 0,3$ и скоростях микротурбулентности $\xi_t(A) = 6$ и $\xi_t(B) = 3$ км/с

Элемент	Число линий	$\lg \epsilon_A - \lg \epsilon_B$	$\lg \epsilon_{\odot}$	Элемент	Число линий	$\lg \epsilon_A - \lg \epsilon_B$	$\lg \epsilon_{\odot}$
С I	1	-0,07	8,61	Mn I	3	0,19	5,55
Mg I	2	-0,12	7,60	Fe II	8	0,05	7,60
Si II	3	-0,06	7,55	Co I	1	0,13	4,55
Ca I	5	-0,53	6,36	Ni I	3	0,34	6,08
Sc II	4	-0,07	3,00	Ni II	3	-0,02	6,21
Ti I	4	0,08	4,86	Y II	2	-0,18	2,24
Ti II	6	-0,13	4,82	Zr II	2	-0,20	2,56
V II	4	-0,02	4,00	Ba II	2	-0,05	2,40
Cr II	8	0,42	5,50				

7. Обсуждение результатов и некоторые следствия из них

Подведем некоторые итоги. Мы провели анализ относительного химического состава компонентов А и В при $g(A)/g(B) = 1$ и убедились, что случайный разброс в значениях $\lg \epsilon_A - \lg \epsilon_B$ получается столь большим, что его невозможно объяснить ошибками в наблюдаемых эквивалентных ширинах. Затем мы повторили анализ при $g(A)/g(B) = 2$ и установили, что в этом случае в пределах ошибок измерения W_{AB} содержания элементов у звезд А и В согласуются как между собой, так и с солнечным содержанием. Значения $g(A)/g(B) \geq 3$ (т. е. $\Delta \lg g \geq 0,5$) мы не рассматривали, так как они не могут объяснить наблюдаемое распределение энергии (см. рис. 7). Таким образом, значение $g(A)/g(B) = 2$ или $\Delta \lg g = 0,3$, по-видимому, является наиболее близким к действительности.

Мы приняли $\Delta \lg g = 0,3$ в качестве окончательного значения. Поскольку дальнейшее уточнение $\Delta \lg g$ без привлечения дополнительных данных не представляется возможным, возникает вопрос о точности определения $\Delta \lg g$ и, следовательно, параметров $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ компонентов А и В. Очевидно, принятая величина $\Delta \lg g = 0,3$ допускает ошибку определения $\pm 0,1$. Отсюда с помощью рис. 6 можно оценить возможные погрешности в $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$; они приведены в табл. 3. Там же указаны спектральный тип и класс светимости каждого компонента, приблизительно соответствующие найденным эффективным температурам и ускорениям силы тяжести.

Таблица 3

Принятые параметры компонентов ($\Delta \lg g = 0,3 \pm 0,1$)

Компонент	$T_{\text{эф}}, \text{K}$	$\lg g$	Sp	M/M_{\odot}	R/R_{\odot}
A	7300 ± 150	$2,60 \pm 0,17$	F0-F1 II-III	5,3	19
B	6200 ± 230	$2,30 \pm 0,05$	F7-F8 II-III	5,8	28

Напомним, что анализ спектра π Sgr как одиночной звезды показал общий дефицит содержания металлов (см. рис. 2 и 3), в то время как сами компоненты A и B имеют содержание, близкое к нормальному (см. рис. 10). Отсюда следует, что пренебрежение двойственностью звезды может привести к ошибочным представлениям о ее химическом составе. Возникает вопрос, почему содержание элементов на рис. 2 и 3 оказалось заниженным. Одна из возможных причин — завышение скорости микротурбулентности ξ_t . Из рис. 3 видно, как понижение ξ_t от 7,25 до 5,0 км/с уменьшает дефицит содержания. В принципе можно было бы подобрать достаточно малое значение ξ_t , при котором большинство элементов в среднем показало бы содержание, близкое к солнечному. Однако при выводе ξ_t мы исходили из наблюдаемых эквивалентных ширин линий, и скорость $\xi_t = 5,0$ км/с мы рассматриваем как минимальное значение ξ_t , которое можно принять на основе такого анализа. По нашему мнению, вопрос о причинах появления мнимых аномалий химического состава, подобных приведенным на рис. 2 и 3, требует дополнительного исследования.

В заключение укажем некоторые следствия, вытекающие из полученных результатов. Прежде всего мы можем оценить расстояние d до π Sgr. Для этого перепишем соотношение (9) в следующем виде:

$$d^2 = \frac{\pi F_{\lambda}(A) R_A^2 + \pi F_{\lambda}(B) R_B^2}{E_{\lambda}(AB)}, \quad (29)$$

где $E_{\lambda}(AB)$ — наблюдаемая освещенность в длине волны λ , исправленная за межзвездное поглощение. Мы положили $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ и подставили в (29) потоки πF_{λ} и радиусы R , соответствующие принятым параметрам компонентов (см. табл. 3). Напомним, что измеренные значения $E_{\lambda}(AB)$ приведены в [8], а опубликованные оценки межзвездного поглощения составляют $A_V = 0 \div 0^m18$ [14—16]. Оказалось, что $d = 195$ пс при $A_V = 0$ и $d = 180$ пс при $A_V = 0^m18$.

Далее, угловому расстоянию между компонентами $\rho_{AB} = 0,093''$ при найденных значениях d соответствует линейное расстояние $a = 18,1$ а. е. ($A_V = 0$) или $a = 16,7$ а. е. ($A_V = 0^m18$). Отсюда следует, что расстояние между звездами A и B более, чем на два порядка превышает их радиусы, т. е. компоненты не образуют тесную пару. Отметим, что величина a является нижним пределом для реального расстояния между A и B.

Зная массы компонентов M_A и M_B (см. табл. 3) и полагая, что a — большая полуось относительной орбиты, мы можем найти минимальный возможный период обращения в двойной системе из третьего закона Кеплера

$$P^2 = a^3 / (M_A + M_B), \quad (30)$$

где период P выражен в звездных годах, a — в астрономических единицах, M_A и M_B — в солнечных массах (см., например, [18]). Так как величина a зависит от выбора A_V , мы получаем две оценки минимального периода: $P_{\min} = 23$ г. при $A_V = 0$, $P_{\min} = 20$ лет при $A_V = 0^m18$. Таким образом, период обращения в двойной системе π Sgr должен составлять $P \geq 20$ лет.

Можно найти также верхнюю оценку величины $\Delta\lambda$, ожидаемого разделения линий компонентов A и B в спектре π Sgr. При наиболее благоприятном положении орбиты относительно наблюдателя, когда луч зрения лежит в плоскости орбиты, относительное смещение линий компонентов в определенных

фазах может составлять $\Delta\lambda = \lambda v/c$, где c — скорость света, а $v = 2\pi a/P$ (здесь относительная орбита считается круговой). Если $P = 20$ лет, тогда для длины волны $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ получаем смещение $\Delta\lambda = 0,4 \text{ \AA}$. Это верхняя оценка, которая свидетельствует о том, что разделение линий может быть обнаружено лишь на спектрограммах с достаточно высоким разрешением. Подчеркнем, что в том случае, если плоскость относительной орбиты перпендикулярна лучу зрения, никакого смещения линий вообще не будет и спектральную двойственность π Sgr обнаружить не удастся.

8. Основные результаты

1. Предложен метод исследования спектральных и фотометрических характеристик двойной звезды, основанный на применении моделей атмосфер и позволяющий по общему спектру компонентов получить информацию об их фундаментальных параметрах и химическом составе.

2. Этот метод применен для анализа двойной системы π Sgr. По величинам $W(H\gamma)$ и $\Delta m_V = m_V(A) - m_V(B)$ установлена зависимость эффективных температур $T_{\text{эф}}$ и ускорений силы тяжести $\lg g$ компонентов А и В от единственного аргумента, $\Delta \lg g = \lg g(A) - \lg g(B)$. По распределению энергии в спектре π Sgr определен интервал возможных значений этой величины: $0 \leq \Delta \lg g < 0,5$.

3. Исследование химического состава позволило заключить, что наиболее вероятным является значение $\Delta \lg g = 0,3 \pm 0,1$, которому соответствуют следующие значения параметров $T_{\text{эф}}/\lg g$: 7300/2,6 для компонента А; 6200/2,3 для компонента В.

4. Химический состав компонентов оказался близким к солнечному, в то время как анализ спектра π Sgr как одиночной звезды привел к выводу о мнимом дефиците металлов при особенно низком содержании Са и Sc.

5. Оценка расстояния до π Sgr при межзвездном поглощении $A_V = 0 \div 0^m,18$ дает величину $d = 180 \div 195$ пс. Период обращения в этой двойной системе составляет не менее 20 лет. Ожидаемое разделение линий компонентов А и В в спектре π Sgr в лучшем случае не превышает $0,4 \text{ \AA}$.

Май 1986 г.

Литература

1. Любимков Л. С., Самедов Э. А. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 72, с. 99—106.
2. Castley J. C., Watson R. D. — Astron. and Astrophys. Suppl., 1980, vol. 41, p. 397—404.
3. Bidelman W. P. — Astrophys. J., 1951, vol. 113, p. 304—308.
4. Hoffleit D. The bright star catalogue. 4th ed. New Haven: Yale Univ. Obs., 1982.
5. Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
6. Kugisz R. L. — Astrophys. J. Suppl., 1979, vol. 40, p. 1—340.
7. Любимков Л. С. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1980, т. 62, с. 44—53.
8. Алексеев Н. Л., Алексеева Г. А., Арзаров А. А. и др. — Тр. Главной astron. obs. в Пулковке, 1978, т. 83, с. 4—147.
9. Hauck B., Mermilliod M. — Astron. and Astrophys. Suppl., 1980, vol. 40, p. 1—32.
10. Любимков Л. С., Боярчук А. А. — Астрофизика, 1983, т. 19, с. 683—696.
11. Боярчук А. А., Любимков Л. С. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, с. 130—139.
12. Becker S. A. — Astrophys. J. Suppl., 1981, vol. 45, p. 475—505.
13. Bell R. A., Eriksson K., Gustafsson B., Nordlund A. — Astron. and Astrophys. Suppl., 1976, vol. 23, p. 37—95.
14. Jamar C., Macua-Hercot D., Monfils A. et al. Ultraviolet bright-star spectrophotometric catalogue. ESA. P., 1976.
15. Бурнашев В. И. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 67, с. 13—33.
16. Комаров Н. С., Драгунова А. В., Карамыш В. Ф. и др. Фотометрический и спектральный каталог ярких звезд. Киев: Наук. думка, 1979.
17. Боярчук А. А., Любимков Л. С., Сахибуллин Н. А. — Астрофизика, 1985, т. 22, с. 339—356.
18. Мартынов Д. Я. Курс общей астрофизики. 3-е изд. М.: Наука, 1979, с. 175.

УДК 523.942.841

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАММЫ КАССИОПЕИ В 1985 — 1986 ГГ. АНАЛИЗ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ ВОДОРОДА H_α H_β

Т. С. Галкина

Излагаются результаты анализа профилей эмиссионных линий водорода H_α и H_β в спектре Гаммы Кассиопеи по наблюдениям, выполненным с сентября 1985 г. по февраль 1986 г. Обнаружена сложная (многокомпонентная) структура профилей H_α и H_β эмиссионных линий в начальный период наблюдений (сентябрь — ноябрь) и постепенный переход их к двухкомпонентной структуре с преобладанием интенсивности фиолетового компонента. Оценены следующие параметры эмиссионных линий: эквивалентная ширина, полуширина, ширина в крыльях, максимальная интенсивность, отношение интенсивности фиолетового компонента к красному (V/R) и лучевая скорость из измерений положения максимума интенсивности. Отмечается тенденция увеличения интенсивности V -компонента и его смещения в сторону коротких длин волн вместе с ростом эквивалентной ширины линии.

THE 1985—1986 SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS OF THE γ CASSIOPEI. THE ANALYSIS OF H_α AND H_β EMISSION LINES, by T. S. Galkina.— The results of H_α and H_β emission lines observations in the spectrum of Be star γ Cas obtained from September 1985 till February 1986 are presented. The H_α and H_β emission lines profiles reveal the variations from multicomponential structure in September — November 1985 to a double-component emission (by H_β) and one-component (by H_α) with the shortward peak intensity displacement. The following parameters of the emission H_α and H_β lines are defined: the equivalent widths (W_λ), the halfwidths ($\Delta\lambda (I/2)$), the widths of the wings (b), the maximum intensity of H_α line, the intensity of the violet and red emission peaks of H_β line, the V/R ratio and the displacement of the maximum peak intensity. The trend of the V component intensity to increase and its displacement towards the short wavelengths together with the increase of the equivalent width has been noted.

В последние полтора десятилетия классическая Ве-звезда Гамма Кассиопеи находится под неослабным вниманием астрономов. Расширилась область ее наблюдаемого спектра от далекой ультрафиолетовой до ближней инфракрасной. Обнаруженные по наблюдениям в далеком ультрафиолетовом и в рентгеновском диапазонах области с высокой степенью ионизации, с температурами 10^4 — 10^5 К, с высокими скоростями расширения, а также особенности спектра в ближнем инфракрасном диапазоне сильно усложнили моделирование атмосферы Ве-звезды. Как известно, явление Ве-звезд определено из наблюдений видимой области спектра. Звезды типа Ве, к которым относится γ Cas, характеризуются наличием эмиссии в линиях водорода, гелия и иногда Fe II, которая возникает в протяженной оболочке или в наружной холодной атмосфере с низкой скоростью расширения.

Такой диапазон физических условий в атмосфере рассматриваемой звезды трудно объяснить в рамках тех теоретических моделей, которые предложены до настоящего времени. Поэтому накопление, сбор все новых и новых факторов из наблюдений по всему диапазону спектра представляется очень важным.

В 1985 г. были продолжены начатые нами в 1977 г. [1, 2] наблюдения γ Cas. Ниже будут изложены результаты анализа спектральных наблюдений за период сентябрь 1985 г.— февраль 1986 г.

Наблюдения

Наблюдения Гаммы Кассиопеи проводились на 1220-мм рефлекторе Крымской обсерватории с дисперсиями 14 Å/мм в области 3700—4950 Å и 31 Å/мм в области H_α . Получено свыше 100 спектрограмм. Данные наблюдений приведены в табл. 1. Здесь в первом столбце указаны даты, во втором —

Таблица 1

Дата	Время наблюдений (УТ)	Область спектра	Число спектрограмм
1985 г.			
17.09	20 ^h 29 ^m — 21 ^h 22 ^m	H_α	5
	21 45 — 22 14	4400— H_β	3
	22 28 — 22 43	3800—4500	2
21.09	21 08 — 21 58	H_α	8
	22 17 — 22 49	4400—5000	3
	22 58 — 23 03	3800—4500	2
23.09	21 04 — 21 38	4400— H_β	3
	21 50 — 22 07	3800—4500	4
	22 24 — 22 31	H_α	2
28.10	22 16 — 22 28	H_α	1
30.10	19 04 — 19 35	H_α	7
	19 55 — 20 25	4400— H_β	2
	20 40 — 20 59	3700—4400	3
09.11	20 37 — 20 48	H_α	3
	21 02 — 21 26	4400—5000	2
	21 30 — 21 34	3700—4400	1
12.11	19 32 — 19 45	4400— H_β	1
	19 48 — 20 00	4400— H_β	1
21.11	17 22 — 18 27	H_α	9
	18 39 — 18 49	3700—4400	2
	18 51 — 19 06	H_β	1
24.11	17 56 — 18 10	4400—5000	1
	18 13 — 18 17	3700—4400	1
	18 24 — 18 30	H_α	2
10.12	17 14 — 18 34	H_α	12
	18 48 — 19 20	H_β	2
	19 28 — 19 34	4100—4700	1
22.12	15 50 — 16 42	H_α	8
	16 50 — 17 25	4400—5000	2
	17 28 — 17 57	3700—4400	4
1986 г.			
22.01	16 19 — 17 14	H_α	4
01.02	15 57 — 17 08	H_α	5
04.02	16 33 — 17 18	H_α	6
	17 34 — 18 00	H_β	1
	18 05 — 18 11	3800—4500	1
17.02	16 23 — 16 55	H_α	3

интервал времени наблюдений данной области спектра, в третьем — область спектра и в последнем — число спектрограмм. В отдельные ночи получалось от трех до 12 спектрограмм области H_α и две-три — области H_β . Время экспозиции для первой области равнялось 1—5 мин в зависимости от условий погоды и 10—15 мин для H_β . Для области спектра 3700—4500 Å экспозиция была 3—4 мин.

Таблица 2

Дата	Номер спектрограммы	Время (UT)	W_{λ} , Å	I_{\max}	$\Delta\lambda(I/2)$, км/с	b , км/с	$v_r (I_{\max})$, км/с
1985 г. 17.09	1	20 ^h 30 ^m	12,1	2,76	356	740	+2
	2	20 41	14,4	3,14	342	654	
	3	21 15	17,7	3,42	321	727	
	4	21 22	17,4	3,18	327	891	
			<u>15,4+1,3</u>		336		
21.09		21 12	19,2	2,62	312	787	-2
	1	21 16	18,9	3,34	312	995	
	2	21 30	24,9	4,32	342	965	
	3	21 34	25,0	4,70	327	1114	
	4	21 48	28,1	4,83	312	1040	
5	21 52	23,9	4,15	327	936		
			<u>24,2+0,6</u>		322		
23.09		22 26	24,8	4,14	312	936	-23
28.10		19 22	26,2	4,46	304	1144	-30
30.10	1	19 06	23,1	4,22	297	891	-19
	2	19 11	26,3	4,36	312	980	
	3	19 15	24,4	4,14	327	965	
	4	19 30	24,1	4,23	312	980	
	5	19 38	29,2	4,34	334	1040	
			<u>25,4+1,1</u>		316		
09.11	1	20 38	16,3	3,25	342	780	-13
	2	20 42	16,1	2,98	342	950	
	3	20 48	10,8	2,71	356	802	
			<u>14,4</u>		347		
21.11	1	17 25	20,6	3,67	327	950	-26
	2	17 32	17,3	3,40	312	846	-20
	3	17 39	16,5	3,10	334	995	-5
	4	17 52	18,3	3,39	327	861	
	5	17 57	18,1	3,35	327	936	
	6	18 04	17,7	3,39	334	802	-21
	7	18 19	16,5	3,05	343	980	
	8	18 22	17,8	3,26	356	847	
	9	18 26	16,8	3,18	342	965	
			<u>17,7+0,4</u>		334		
24.11	1	18 26	18,8	3,50	327	980	-12
	2	18 29	20,3	3,52	342	936	
			<u>19,6</u>		334		
10.12	1	17 16	26,6	4,75	297	951	-21
	2	17 23	26,1	4,71	297	995	
	3	17 29	22,4	4,31	297	1025	
	4	17 43	24,7	4,56	297	951	
	5	17 48	23,1	4,30	297	943	
	6	17 53	22,3	4,20	297	914	
	7	18 06	27,4	4,90	297	1054	
	8	18 09	23,6	4,52	297	995	
	9	18 13	22,9	4,40	282	1010	
	10	18 25	26,3	4,86	290	1054	
	11	18 29	24,0	4,25	312	1002	
			<u>24,5+0,5</u>		297		
22.12	1	15 53	26,3	5,40	297	1039	-14
	2	15 59	26,3	4,65	312	950	
	3	16 06	26,0	4,45	312	995	
	4	16 18	22,8	4,25	304	802	
	5	16 23	22,1	4,20	297	757	
	6	16 27	18,3	3,65	327	743	
	7	16 36	24,9	4,25	312	965	
	8	16 41	24,4	4,54	297	802	
			<u>23,9+1,0</u>		307		

Таблица 2 (окончание)

Дата	Номер спектрограммы	Время (UT)	W_{λ} , Å	I_{\max}	$\Delta\lambda(I/2)$, км/с	b , км/с	$v_T (I_{\max})$, км/с
1986 г. 22.01	1	16 ^h 22 ^m	17,5	3,76	282	758	
	2	16 28	19,5	3,71	297	802	
			18,5		290		
01.02	1	16 10	26,1	4,58	282	1174	
	2	16 22	23,9	4,55	282	1115	
	3	16 35	15,6	3,15	297	943	-49
	4	16 54	27,0	4,50	319	980	
	5	17 04	23,8	4,36	282	906	
			25,2+0,8		292		
04.02	1	16 52	26,7	4,95	282	928	
	2	17 04	26,0	4,75	290	951	-37
	3	17 17	26,5	4,99	297	861	
			26,4		290		
17.02	1	16 27	22,8	4,3	282	891	
	2	16 39	26,4	5,2	290	787	-56
	3	16 49	20,9	4,1	282	891	(+7)
			23,4+1,6		285		

Анализ эмиссионных профилей линий H_{α} и H_{β}

В период наблюдений с сентября 1985 г. по февраль 1986 г. в спектре γ Cas самыми сильными эмиссионными линиями были линии H_{α} и H_{β} . Эмиссия в линии H_{γ} лишь немного превышала уровень континуума, а все последующие линии водорода, начиная от H_{δ} , широкие и мелкие, почти сливаются с уровнем континуума.

Спектрограммы обработаны с помощью разработанной в Крымской астрофизической обсерватории [3] автономной системы цифровой регистрации на базе микрофотометра G II и микро-ЭВМ «Искра-1256». Со всех спектрограмм были сделаны записи спектров в интенсивностях. Для участков спектра, содержащих линии H_{α} и H_{β} , данные выводились на графопостроитель, и профили линий H_{α} и H_{β} приводились к уровню локального континуума.

Первый же просмотр спектрограмм и записей спектра с них показал, что профили линий H_{α} и H_{β} в максимуме интенсивности очень нестабильны, с резкими эмиссионными компонентами, накладывающимися на более широкую эмиссию. Поскольку были замечены вариации интенсивности в короткие промежутки времени, было решено не усреднять их за ночь.

На рис. 1 показаны профили линии H_{α} в разные ночи наблюдений. Профили, полученные в разные моменты времени, изображены разными линиями и обозначены цифрами, которые приведены во втором, а моменты, соответствующие им, в третьем столбцах табл. 2.

Из рассмотрения рисунков можно отметить следующие особенности эмиссии в линии H_{α} : 1) интенсивность ее эмиссии с 17.09 1985 г. до конца ноября примерно в четыре раза превышала уровень континуума, а в отдельные моменты и ночи, как, например, 17.09, всего только в три раза; 2) в сравнении с 1979 г. [2] и 1981 и 1982 гг. [4] интенсивность эмиссии в линии H_{α} заметно понизилась; 3) заметны изменения структуры профиля H_{α} от ночи к ночи, особенно в максимуме интенсивности. Так, в начальный период наблюдений (сентябрь—ноябрь) вершина профиля показывает сложную структуру, тогда как с декабря профиль вершины становится более узким с небольшой асимметрией правого крыла, с максимумом интенсивности, смещенным в коротковолновую область спектра примерно на 60 км/с. На рисунках нуль на оси абсцисс соответствует длине волны $\lambda_0 = 6562,83$ Å.

На рис. 2 приведены профили линии H_{β} , которые, так же как и профили H_{α} , имеют сложную структуру; нуль здесь соответствует длине волны ли-

нии H_{β} $4861,33 \text{ \AA}$. Для профилей эмиссии в линии H_{β} характерна следующая деталь: резкий крутой подъем фиолетового крыла эмиссии; особенно это заметно в первый период наблюдений. Структура профиля H_{β} также сложная, как и профиля H_{α} , в первой половине сентября 1985 г. Однако уже с 21.09 выделяется резкая абсорбция, которая хорошо заметна и на профилях 30.10 и 09.11 1985 г., разделяющая фиолетовый и красный компоненты. За время наблюдений с сентября 1985 г. по февраль 1986 г. произошли изменения относительной интенсивности фиолетового и красного компонентов, которые на профиле линии H_{β} очень четко прослеживаются. Как правило, в каждую ночь наблюдений получалось по две спектрограммы для области H_{β} . На рис. 2 разными линиями изображены индивидуальные профили под номерами 1 и 2, которые соответствуют моментам времени, так же обозначенным в табл. 3.

Таблица 3

Дата	Номер спектрограммы	Время (UT)	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	I_V	I_R	I_V/I_R	$\Delta\lambda(I/2), \text{ км/с}$	$b, \text{ км/с}$
1985 г. 17.09	1	21 ^h 55 ^m	3,21	1,75	1,75	1,00	324	468
	2	22 10	2,99	1,65	1,75	0,95	324	494
21.09	1	22 23	2,50	1,65	1,55	1,07	298	426
	2	22 45	2,55	1,60	1,55	1,03	298	443
23.09	1	21 10	3,68	1,80	1,75	1,03	341	468
	2	21 33	3,70	1,90	—	—	—	443
30.10	1	20 03	2,82	1,64	1,48	1,11	349	528
	2	20 19	2,95	1,70	1,48	1,15	306	468
09.11	1	21 08	2,74	1,60	1,50	1,07	341	451
	2	21 21	2,57	1,63	1,50	1,09	341	426
12.11	1	19 39	4,21	2,20	1,90	1,16	332	407
	2	19 54	3,42	1,95	—	—	—	426
21.11	1	19 00	2,67	1,65	1,40	1,18	298	460
24.11	1	18 03	2,14	1,50	1,43	1,05	315	426
10.12	1	18 56	2,81	1,68	1,50	1,12	298	468
	2	19 14	2,71	1,65	1,52	1,09	273	477
22.12	1	16 58	2,73	1,65	1,45	1,14	298	460
	2	17 19	2,21	1,60	1,48	1,08	298	452
04.02 1986 г.	1	17 47	2,40	1,62	1,48	1,10	272	468

Эмиссия в линии H_{γ} (рис. 3) довольно слабая, с переменным профилем, с заметным преобладанием интенсивности фиолетового компонента.

Для линий H_{α} и H_{β} определены следующие характеристики: эквивалентная ширина W_{λ} , полная полуширина $\Delta\lambda(I/2)$, ширина в крыльях b , интенсивность в единицах непрерывного спектра в максимуме I_{\max} для линии H_{α} , а для H_{β} — интенсивности фиолетового I_V и красного I_R компонентов и их отношение; были также измерены положения пиков интенсивности в линии H_{α} и оценены их смещения по отношению к $\lambda_0 = 6562,83 \text{ \AA}$. Все эти данные приведены в табл. 2 и 3 соответственно для H_{α} и H_{β} . Результаты этих измерений показаны на рис. 4, где сверху вниз представлены: изменение эквивалентной ширины линии H_{α} за время наблюдений с 17.09 1985 г. по 17.02 1986 г., изменение эквивалентной ширины линии H_{β} , изменение относительной интенсивности фиолетового компонента к красному, изменение полуширины эмиссии в линии H_{α} и изменение лучевой скорости, найденной по смещениям пиков максимальной интенсивности линии H_{β} . Здесь можно видеть, что за время наблюдений происходили изменения эквивалентной ширины линии H_{α} и небольшие флуктуации ее в линии H_{β} (показаны кружками). Относительная интенсивность V- и R-компонентов изменялась от $\sim 1,0$ в начале наблюдений до $\sim 1,2$. Изменялась и полуширина эмиссии в линии H_{α} от 335 до 285 км/с. С увеличением интенсивности фиолетового компонента увеличивалось его смещение в коротковолновую область спектра примерно от 0 (в начале наблюдений) до -57 км/с к концу наблюдений.

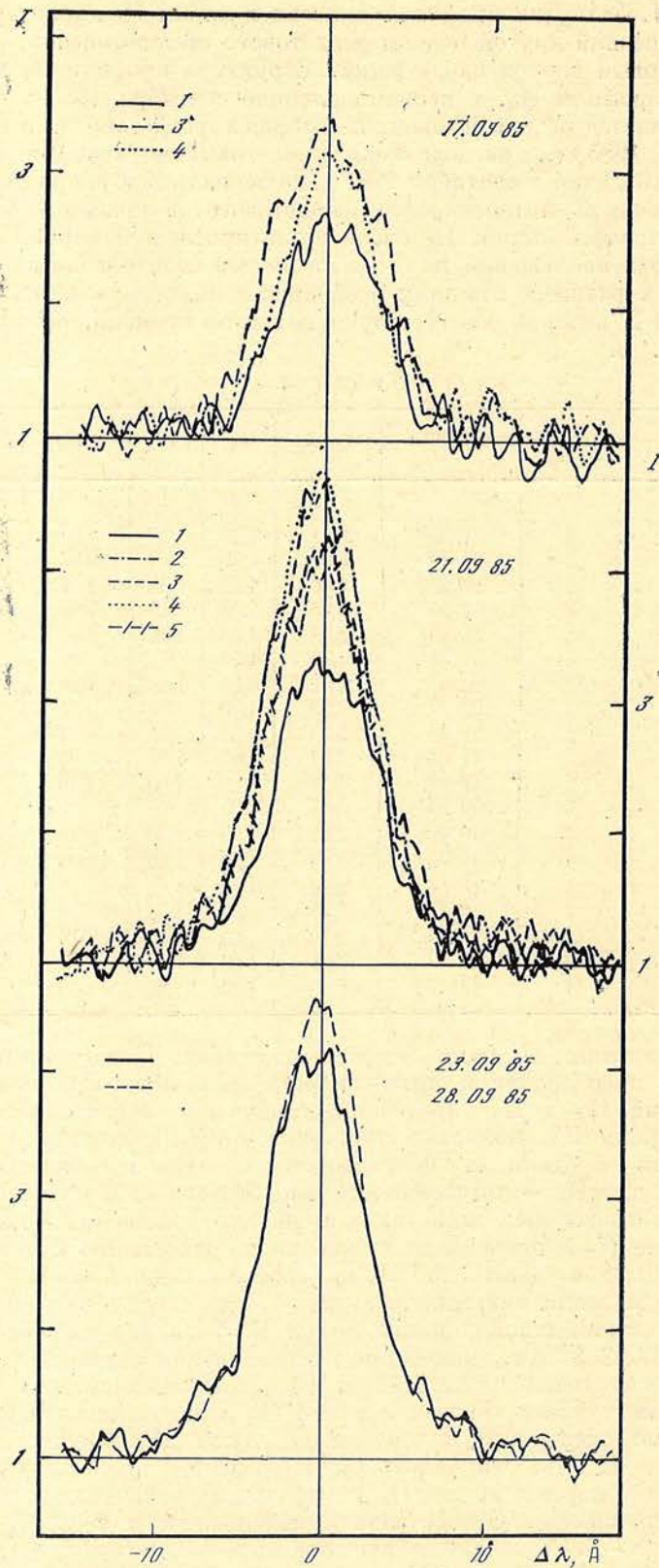
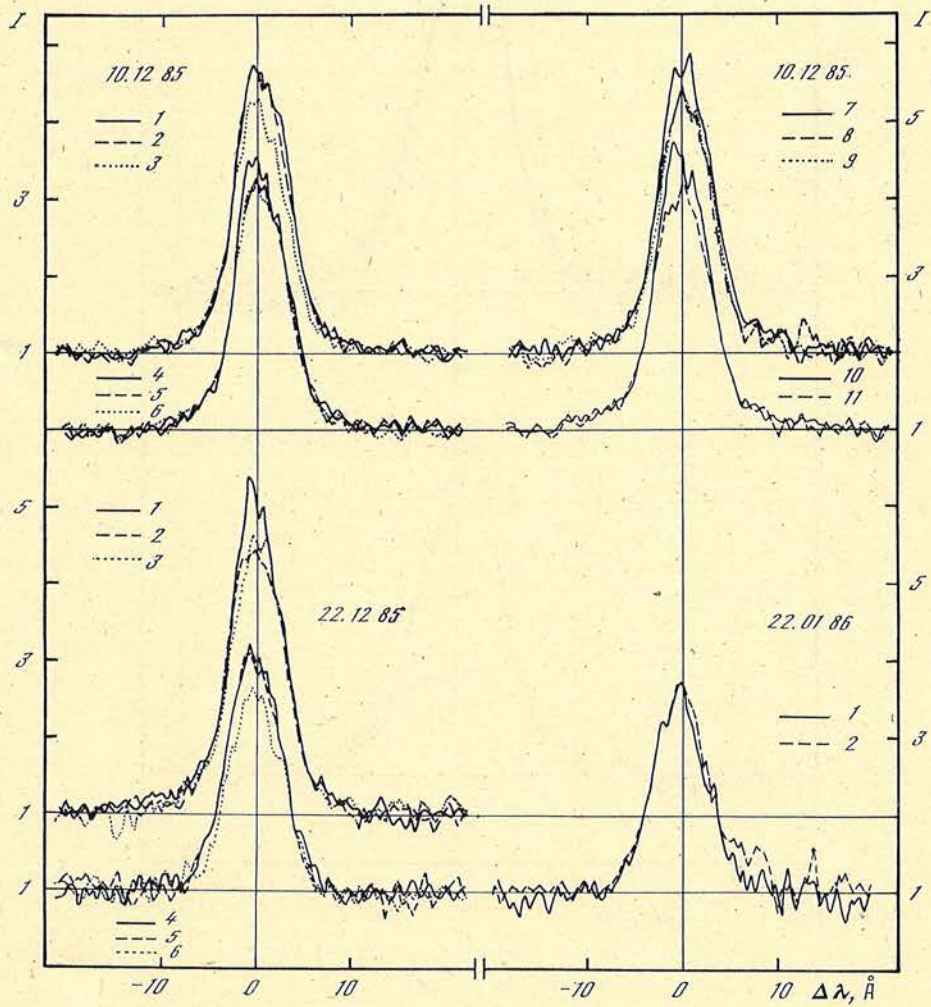
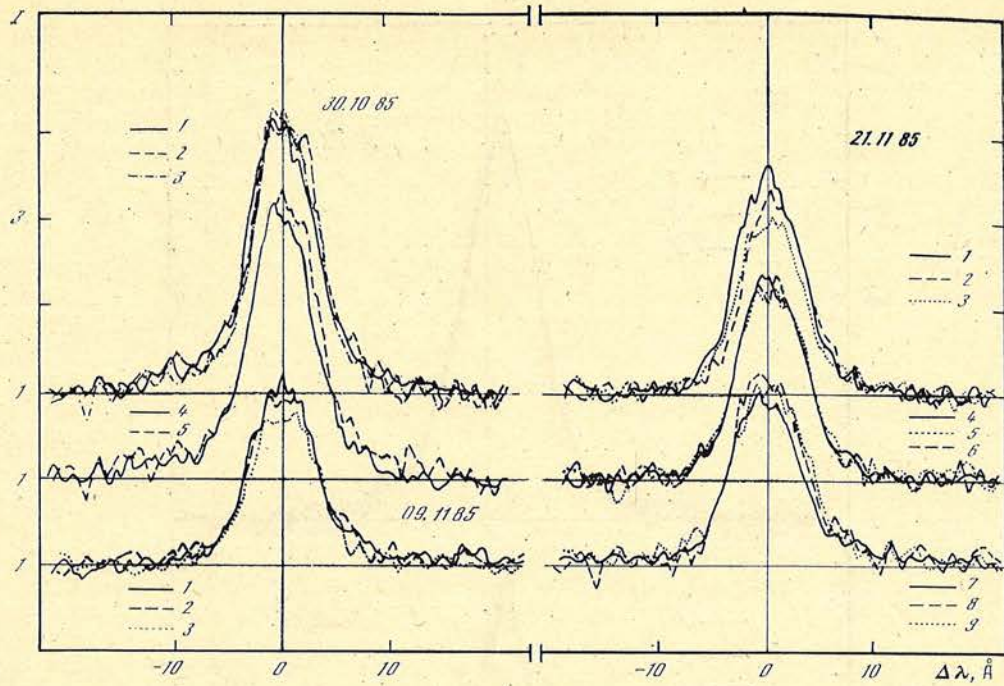


Рис. 1. Профили эмиссионной линии H_{α} в период наблюдений с 17.09 1985 г. по 17.02 1986 г.



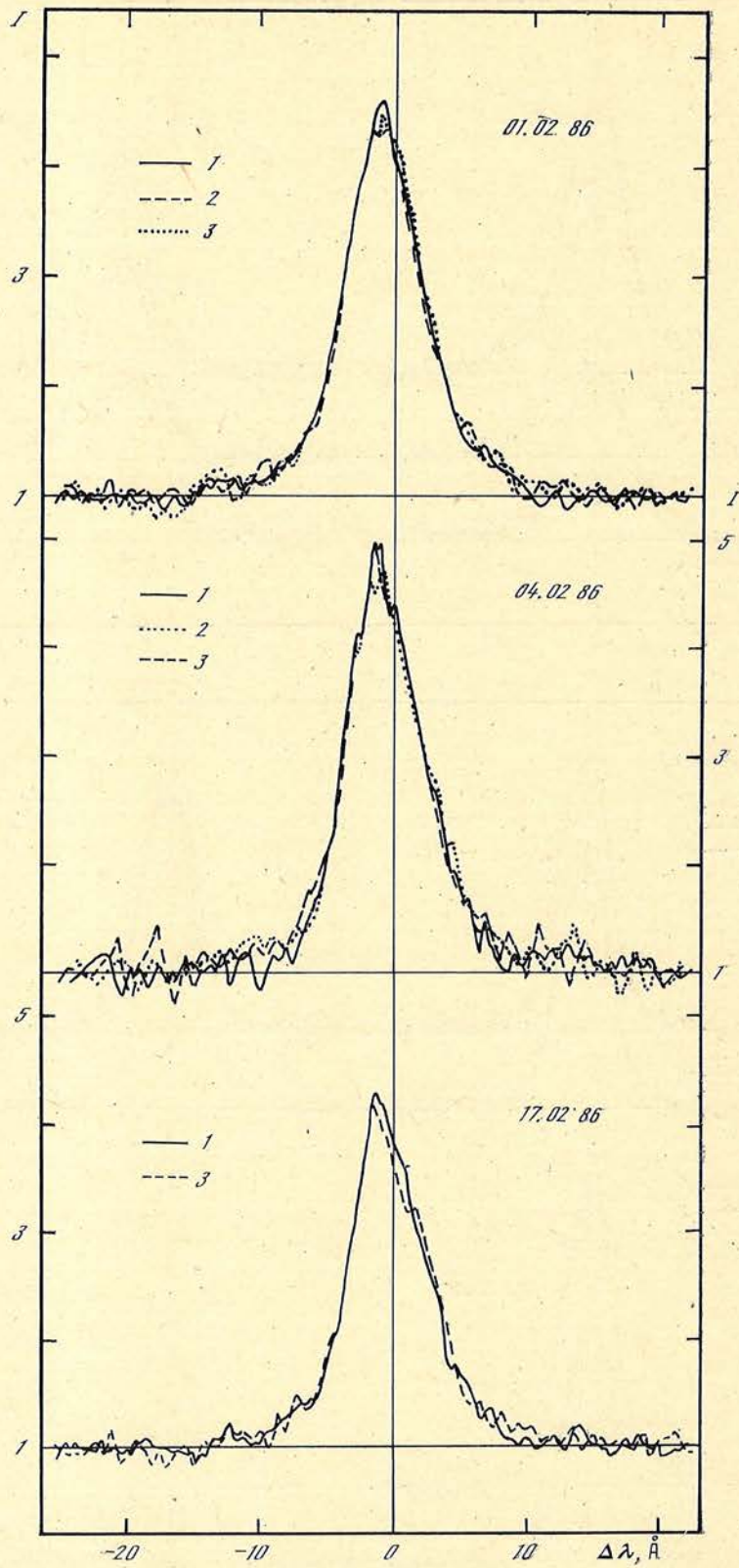


Рис. 1 (окончание)

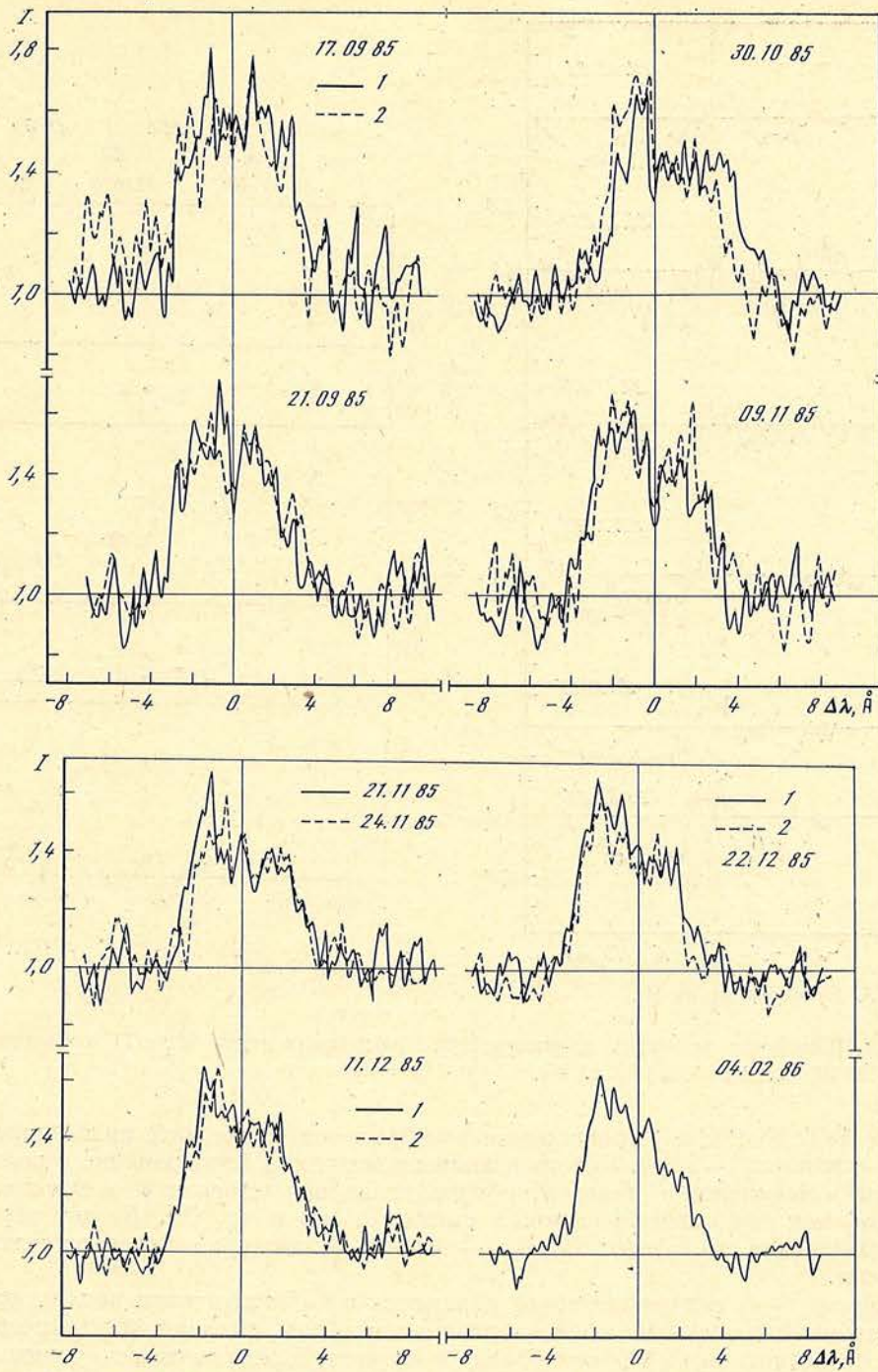


Рис. 2. Профили линии H_{β} для отдельных ночей

Обсуждение результатов

Одной из примечательных особенностей звезд типа Ве является изменение относительной интенсивности фиолетового и красного компонентов эмиссионных линий водорода. У ряда звезд эти изменения носят циклический характер. Циклическость таких изменений может быть обусловлена или двойственностью, или вращением оболочки неоднородной плотности.

У Гаммы Кассиопеи эти изменения V/R проявляются весьма нерегулярно. За время наблюдений с 1911 до 1969 г. лишь на интервале примерно десять

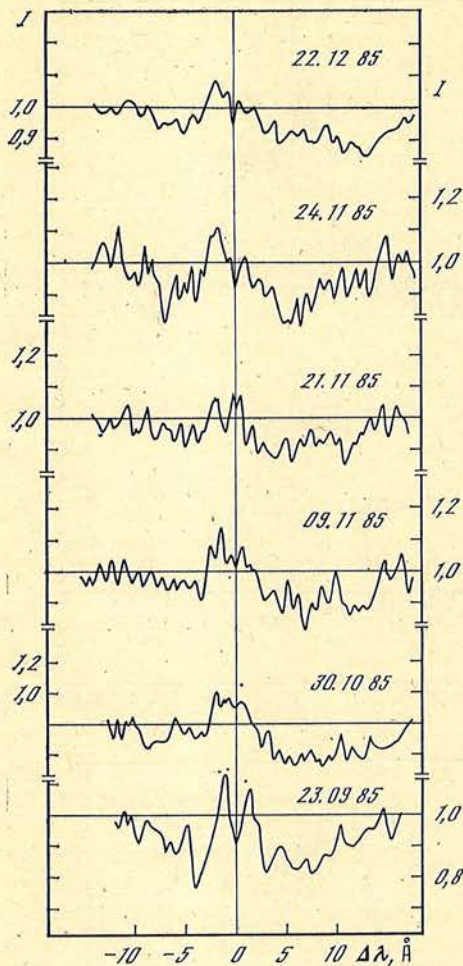


Рис. 3. Профили линии H_γ

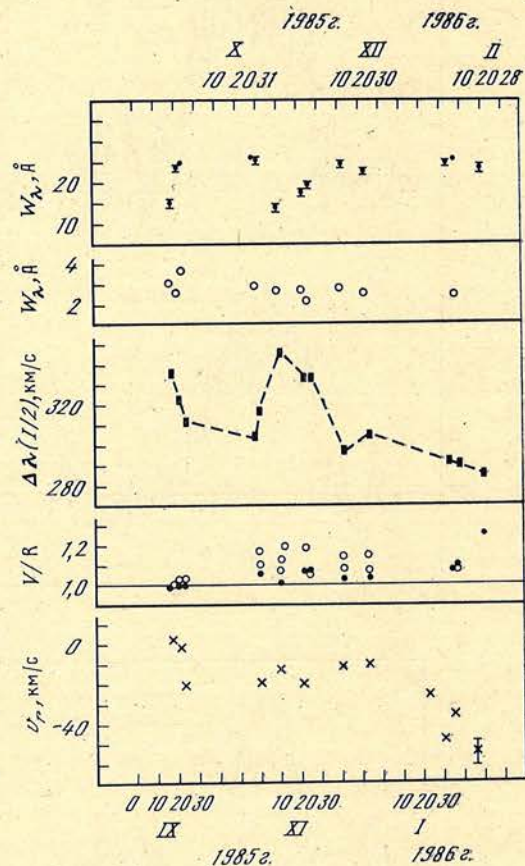


Рис. 4. Изменение основных характеристик эмиссионных линий H_α и H_β со временем от 17.09 1985 г. до 17.02 1986 г.

лет (с 1932 по 1942 г.) происходили колебания относительной интенсивности V/R , с циклом 4—5 лет. Эти колебания происходили одновременно с колебаниями интенсивности эмиссии, общим усилением эмиссии и изменениями блеска, как показывает рисунок в статье Дюзан и др. [5]. В этот период звезда прошла три фазы: Be , $Be - shell$ и B , когда в ее спектре исчезла эмиссия.

Спустя 3—4 г. эмиссия снова появилась и на протяжении последующих 20 лет испытывала небольшие колебания с общей тенденцией увеличения, при этом отношение V/R было близко к единице. Блеск звезды по данным [5] в этот период слегка увеличивался, претерпевая небольшие кратковременные всплески.

Как уже отмечалось ранее [1], Гамма Кассиопеи активно наблюдалась в Крымской обсерватории в 1940—1941 гг. и с 1952 по 1957 г. На рис. 5 показан ход изменения относительной интенсивности V - и R -компонентов линии H_β за период с 1940 по 1986 г. и эквивалентной ширины линии H_α по крымским наблюдениям. Здесь видно, что к 1953 г. интенсивность эмиссии в линии H_α возросла, отношение V/R в это время стало немного больше единицы. Следующий небольшой подъем интенсивности произошел в 1970 г., и с этого момента начались довольно значительные колебания интенсивности фиолетового и красного компонентов с циклом примерно 4—5 лет: Следует заметить, что с этого же времени произошел небольшой всплеск блеска

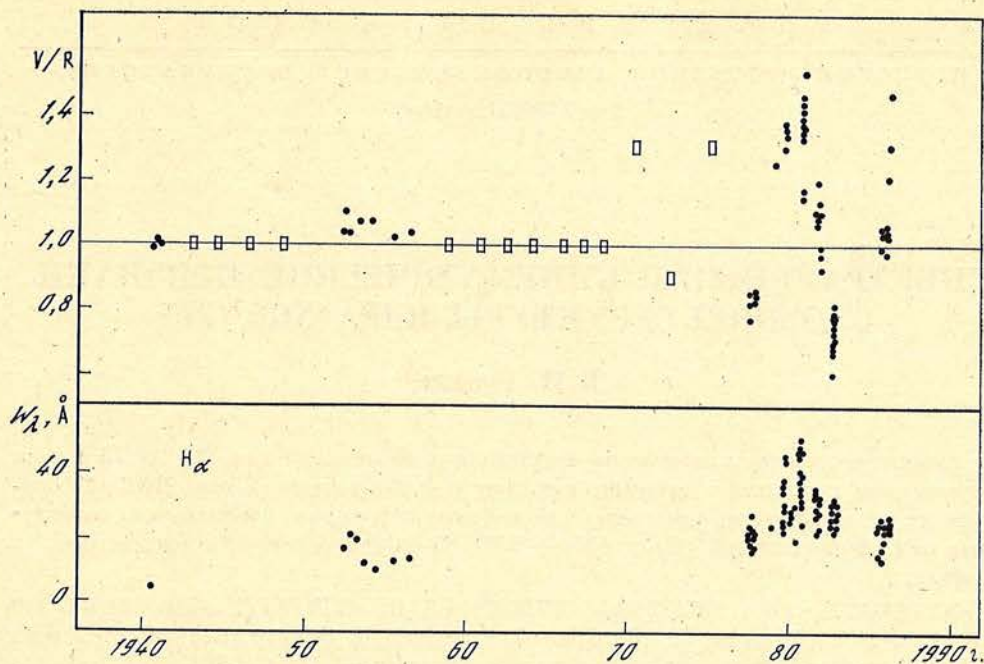


Рис. 5. Характер переменности отношения V/R и эквивалентной ширины линии H_{α} с 1940 по 1986 г.

звезды и отмечалось последующее увеличение блеска до $2^m,2$ к началу 80-годов. согласно [5]. До 1980 г. увеличивалась интенсивность эмиссии. Эквивалентная ширина эмиссионной линии H_{α} , достигнув в 1980 г. максимального значения за последние 40 лет, с 1981 г. начала уменьшаться. Наблюдения 1985—1986 гг. показывают колебания эквивалентной ширины линии H_{α} от 15 до 25 Å. Блеск звезды к концу 1985 г. в сравнении с 1980—1981 гг. упал примерно на $0^m,5$ и равнялся $2^m,7$ по оценке Н. И. Бондаря в декабре 1985 г. (частное сообщение).

Из рассмотрения рисунка можно видеть, что интенсивность эмиссии в линии H_{α} возрастает, когда увеличивается интенсивность фиолетового компонента, т. е. V/R становится больше единицы, и увеличивается его смещение в коротковолновую область спектра. При этом происходит увеличение блеска звезды, как отмечалось выше.

Эти наблюдательные факты могут говорить о том, что на поверхности звезды происходят вспышки или выбросы из недр звезды горячей плазмы типа выбросов протуберанцев, как предполагал на основании своих наблюдений Гаммы Кассиопеи в 50-х годах А. А. Боярчук [6].

Нестабильность в профилях эмиссионных линий водорода в видимой области спектра, обнаруженная по наблюдениям 1985 г., возможно, является предвестником более мощных процессов, которые могут произойти на поверхности звезды и окружающей ее оболочки.

В заключение искренне благодарю А. А. Боярчука за прочтение рукописи и сделанные замечания, а также лаборанта Е. И. Жигалкину за помощь в обработке наблюдений и копирование рисунков.

Май 1986 г.

Литература

1. Галкина Т. С.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1981, т. 64, с. 72.
2. Иванова З. К., Галкина Т. С.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1984, т. 69, с. 34.
3. Маламушенко В. П., Щербаков А. Г., Шутеев В. И.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 72, с. 226.
4. Галкина Т. С.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 72, с. 72.
5. Doazan V., Fzanco M., Sedmak G., Stalio R.— Astron. and Astrophys., 1982, vol. 128, p. 171—180.
6. Боярчук А. А.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1958, т. 20, с. 118.

УДК 524.7-1/-8

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПРИЗНАКИ
СЛОЖНОЙ СТРУКТУРЫ ЯДРА NGC 1275

В. И. Проник

Анализ имеющихся в литературе спектральных наблюдений ядра NGC 1275 и поля скорости газа в галактике приводят к выводу о существовании в ядре NGC 1275 нескольких пространственно разделенных переменных источников, ответственных за излучение эмиссионных линий (H_{β} и $4959 + 5007$ [O III]) переменной интенсивности и профиля.

KINEMATIC AND SPECTRAL EVIDENCES OF COMPLEX STRUCTURE OF NGC 1275 NUCLEUS, by V. I. Pronik.— The analysis of the available published data concerning spectral observation of nucleus and gas velocity field of NGC 1275 leads to a conclusion on the existence in nucleus of several spatially separated variable sources which are responsible for the complex variable emission profiles of H_{β} and $4959 + 5007$ [O III] lines.

Галактики с двойным ядром — нередкое явление среди объектов, обладающих характеристиками сейфертовских галактик. Первоначальный список таких галактик, составленный Петросяном, Саакян и Хачикяном [1—3], состоял из объектов, в которых два ядра, чаще всего типа Sy 2, удалены друг от друга на значительное расстояние (до $10''$). Среди них имеются и такие, в которых одно из ядер, а то и оба, в свою очередь также являются двойными, например Mrk 739 [3]. В последнее время по мере получения детальных контуров узких эмиссионных линий в спектрах ядер многих галактик [4, 5] растет число сейфертовских галактик с тесными неразрешаемыми двойными ядрами.

Основным признаком двойственности ядер являются два узких максимума в контуре запрещенных линий [O III]. Такой контур наблюдается, например, в 3C 305 $\Delta v = 460$ км/с, в Mrk 3 $\Delta v = 150$ км/с, Mrk 78 $\Delta v = 730$ км/с, NGC 5929 $\Delta v = 290$ км/с, в NGC 1052 и 3C 215 [4, 5]; в галактике F — 427 \equiv ESO 263 $\Delta v = 167$ км/с [6, 7]; Mrk 984 $\Delta v = 840$ км/с [8]; в NGC 6240 [9]. Во всех галактиках, за исключением 3C 305, NGC 1052 и 3C 215, голубой компонент является более ярким. Для некоторых галактик, например NGC 5929, Mrk 78, F — 427, двойственность ядра находится на пределе разрешения.

Имеются в литературе также высказывания и аргументы в пользу двойственности ядра NGC 1275 [10—13]. Любопытно, что впервые предположение о двойственности ядер активных галактик и квазаров было высказано в 1967 г. Комбергом [14] не столько с целью интерпретации сложных контуров эмиссионных линий, сколько для объяснения причины самого феномена активности ядер. По аналогии с двойными звездными системами, в которых имеется перетекание вещества из одного компонента в другой, считается, что двойственность ядер может быть причиной их нестабильности. Ядро NGC 1275 наиболее активное среди ядер сейфертовских галактик второго типа, поэтому вопрос о его двойственности, естественно, представляет большой интерес. Особенно возрос интерес к структуре ядра NGC 1275 после того, как в нем был обнаружен двойной радиисточник [15, 16]. Задолго до этого, в 1967 г., Дибай и Есипов [17, 18] выделили в профилях эмиссионных линий $N_1 + N_2$ [O III] и H_{β} два компонента: главный максимум и смещенный

на 13 \AA от него в синюю сторону менее интенсивный, хотя и более широкий, второй компонент, из-за чего контур линий приобретает асимметричный вид, на который в свое время обратил внимание еще Сейферт [19]. В 1978 г. Шкловский [10] высказал предположение, что структура радиоизотопов и структура контуров линий может быть результатом двойственности ядра. Радиоструктура дает расстояние между компонентами ядра ($\sim 1 \text{ пс}$), структура эмиссионных линий дает лучевую скорость одного компонента относительно другого ($\sim 800 \text{ км/с}$), отсюда была получена нижняя граница массы ядра $M > 1,5 \cdot 10^8 M_{\odot}$ [10].

Совершенно независимые доказательства существования в ядре NGC 1275 двух или более отдельных образований были получены нами [11] из анализа лучевых скоростей газа в галактике, опубликованных в 1965 г. Бербидж и Бербидж [20]. Поле скоростей газа в окрестности ядра привело их к выводу о том, что наблюдаемый в галактике NGC 1275 газ представляет собой радиально направленные от ядра газовые струи, вдоль которых лучевая скорость меняется линейно с угловым расстоянием от ядра. Попытка использовать это обстоятельство для определения лучевой скорости центра галактики привела нас к двум значениям скорости: $+5255$ и $+5110 \text{ км/с}$ — при точности определения $\pm 20 \text{ км/с}$. Полученный результат означает, что наблюдаемые в галактике газовые струи берут начало из двух тел, лучевые скорости которых (скорости кинематических центров) отличаются на 145 км/с .

Наконец, прямые указания на то, что ядро NGC 1275, возможно, является двойным, приводятся в [12, 13]. Фотометрия центральной области галактики по фотографиям, полученным Афанасьевым на 6-метровом телескопе в нулевом порядке решетки с широкой входной щелью спектрографа при изображении $1''$ и масштабе на снимках $17''/\text{мм}$, показывает, что изофоты ядра в красном и синем фильтрах не только по-разному вытянуты, но и имеют разное положение центров (максимумов яркости). Разумеется, эта двойственность не имеет никакого отношения к радиоструктуре ядра, поскольку их линейные масштабы отличаются на три порядка. Однако кинематические и спектральные признаки двойственности могут быть связаны со сложной структурой изображения ядра в видимой области спектра. Нашей целью является дальнейшее развитие идеи Шкловского о том, что ядро NGC 1275, возможно, имеет сложную структуру, которая должна проявить себя в оптических наблюдениях. В частности, нам представляется, что одним из таких «оптических» признаков сложной структуры ядра является переменность отдельных компонентов контура эмиссионных линий. Не исключено также, что сложный характер оптической переменности ядра в континууме (наличие разных составляющих на кривой блеска) является результатом той же сложной структуры ядра.

Спектральные признаки двойственности ядра NGC 1275

Как уже отмечалось, асимметрия контура линий [O III] была замечена еще Сейфертом [19]. В 1967 г. Дибай и Есипов [17] получили контуры линий [O III] и H_{β} с разрешением $\sim 1 \text{ \AA}$ и показали, что асимметрия контуров связана с наличием в них второго компонента, смещенного на 13 \AA в синюю сторону от главного максимума. В 1970 г. Андерсон [21] наряду с контурами линий других галактик опубликовал контуры запрещенных и водородных линий ядра NGC 1275 и подчеркнул их полную симметричность. Систематические наблюдения спектра ядра NGC 1275, проводимые И. Проник на 2,6-метровом телескопе КАО [22], показали, что интенсивность линий [O III] и их контуры переменны, причем переменность связана с изменением интенсивности голубого крыла линий — голубого компонента. Позже контуры линий [O III] и H_{β} были опубликованы Кингхемом и О'Коннелом [23], а в 1981 г. Хекманом и др. [4]. На рис. 1 сравниваются эти контуры, заимствованные из [4, 23]. В обоих случаях наблюдения регистрировались фотоэлектрически: с помощью диссектора и ПЗС-матрицы соответственно. Кингхем и О'Коннел отмечают, что они наблюдали контур вблизи максимума силь-

Рис. 1. Сравнение контуров линий H_{β} и $N_1 + N_2$ [O III], полученных Кингхемом и О'Коннелом [23] (кривая 1) и Хекманом и др. [4] (кривая 2)

Масштаб по вертикальной оси в обоих случаях произвольный. На рисунке совмещены только шкалы длин волн, совпадение высот для контура линии H_{β} случайное

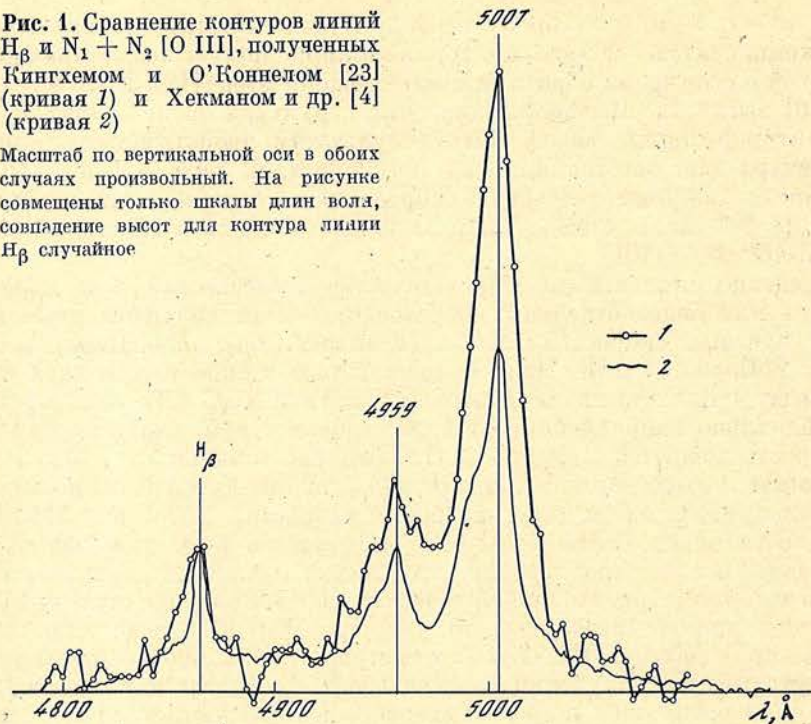
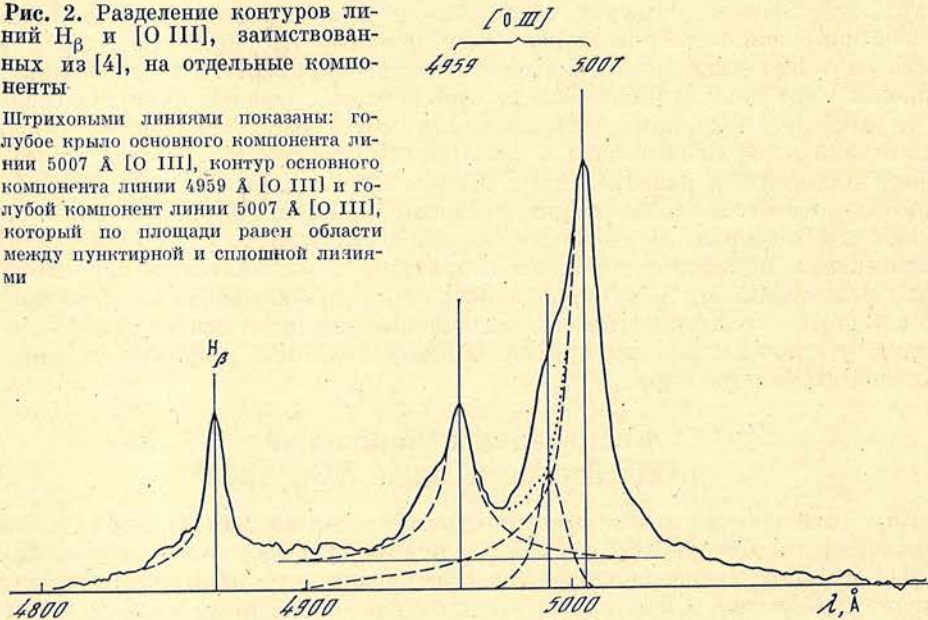


Рис. 2. Разделение контуров линий H_{β} и [O III], заимствованных из [4], на отдельные компоненты

Штриховыми линиями показаны: голубое крыло основного компонента линии 5007 Å [O III], контур основного компонента линии 4959 Å [O III] и голубой компонент линии 5007 Å [O III], который по площади равен области между пунктирной и сплошной линиями



ной вспышки ядра NGC 1275 (конец октября 1976 г.), и особое внимание обращают на то, что ширина контура линий [O III] как на половине интенсивности линий, так и у их основания в два раза больше ширины, которую приводит Андерсон [21]. Отсюда становится понятно, почему Андерсон наблюдал контуры симметричными: голубой компонент в этот момент отсутствовал или был предельно слабым. Кингхем и О'Коннел [23] отмечают также, что поток, полученный ими, по сравнению с данными Шилдса и Оука [24] 1975 г. на 60% меньше в линии H_{β} и на 18% больше в линиях [O III], в результате отношение $(N_1 + N_2)/H_{\beta}$ стало равным 8,7 вместо 4,7, наблюдаемого Шилдсом и Оуком [24].

Из наблюдений Хекмана и др. [4] (см. рис. 1) следует, что контур линии H_{β} отличается от контура линий [O III]. Другими словами, отношение $(N_1 + N_2)/H_{\beta}$ в основном и голубом компонентах существенно разное. Мы попытались разделить контур, опубликованный Хекманом и другими, на компоненты, считая, что основной компонент является полностью симметричным (рис. 2), а также, что его красное крыло не искажено присутствием голубого компонента. Результаты получились следующие: интенсивности основного и голубого компонентов относятся как 1 : 0,1 в линии H_{β} и как 1 : 0,18 в линиях [O III]. Кроме того, мы получили, что отношение полных потоков линий $(N_1 + N_2)/H_{\beta} = 4,73$, т. е. такое же, как у Шилдса и Оука в 1975 г. [24]; для основного компонента это отношение равно 4,4, что несколько меньше результата, полученного Андерсоном ($(N_1 + N_2)/H_{\beta} = 5,4$) в период отсутствия голубого компонента; для голубого компонента мы получили $(N_1 + N_2)/H_{\beta} = 8$ (напомним, что Кингхем и О'Коннел [23] приводят значение 8,7 для обоих компонентов вместе).

Обращает на себя внимание большой диапазон наблюдаемых значений $(N_1 + N_2)/H_{\beta}$, которые мы собрали в табл. 1. По данным многолетних наблюдений Чуваева [25] (2,6-м телескоп КАО) отношение $(N_1 + N_2)/H_{\beta}$ находится в пределах от 3,3 до 6,9, а согласно И. Проник [26] оно принимает значения от 2,5 до 8. Совершенно очевидно, что изменения яркости только голубого компонента из-за его малого вклада не могут привести к столь сильным изменениям суммарных потоков $N_1 + N_2$ и H_{β} , а следовательно, и их отношений. Такие изменения можно было бы объяснить переменностью голубого компонента, если бы последний все время доминировал.

Таблица 1

Отношение интенсивностей линий $N_1 + N_2/H_{\beta}$ в спектре ядра галактики NGC 1275 по данным наблюдений разных авторов

Автор	$(N_1 + N_2)/H_{\beta}$	Компоненты	Автор	$(N_1 + N_2)/H_{\beta}$	Компоненты
Андерсон [21]	5,4	Основной	Из данных наблюдений Хекмана и др. [4]	4,7	Оба
Вамплер [29]	5,2				
Адамс и Видман [30]	5,9				
Шилдс и Оук [24]	4,7				
Кингхем и О'Коннел [23]	8,7				
		Оба	Чуваев [25]	3,3-6,9	Основной Голубой Оба
			Проник [26]	2,5-8,0	»

Отсюда следует, что основной компонент контура линий (особенно линии H_{β}) также меняет свою интенсивность, что и непосредственно наблюдали Кингхем и О'Коннел [23], а позже Меркулова и Проник [27]. Таким образом, мы приходим к следующему выводу: подобно тому как два пространственно разделенных переменных радиосточника ответственны за изменение радиоспектра ядра NGC 1275 на волнах 1—2 см, так и в оптике имеются два источника, которые отвечают за излучение меняющихся независимо друг от друга голубого и основного компонентов эмиссионных линий.

Кинематические признаки сложной структуры ядра NGC 1275

Еще более сложная структура ядра следует из анализа лучевых скоростей газа в NGC 1275. В 1965 г. Е. М. Бербидж и Дж. Р. Бербидж [20] опубликовали поле скоростей газа в NGC 1275 и обратили внимание на принципиальное отличие этого поля от привычного для нас поля скоростей в галактиках, где доминирует вращательное движение. Резкие изменения величины скорости газа в NGC 1275 при небольших изменениях позиционного угла щели спектрографа и линейная зависимость скорости от углового расстояния до ядра привели авторов [20] к выводу о существовании в галакти-

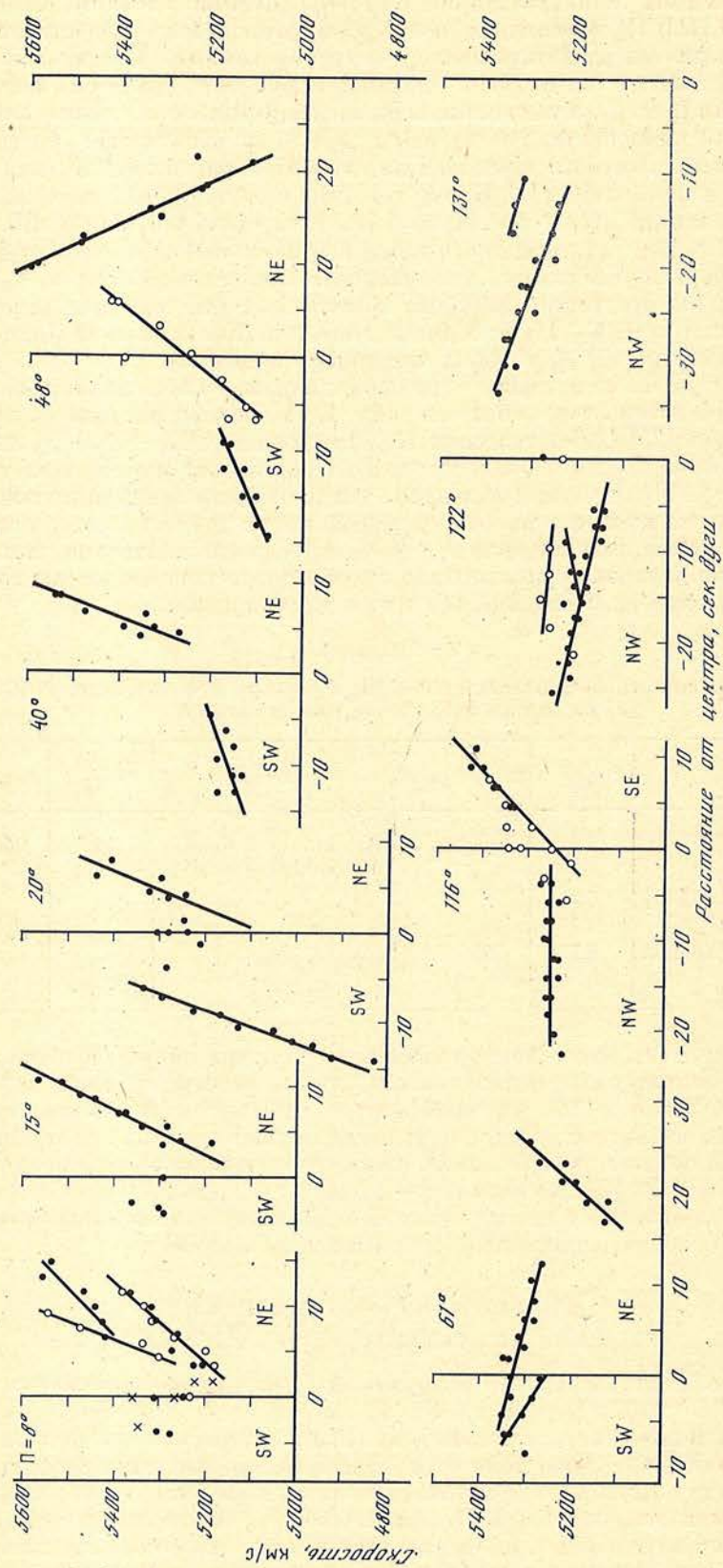


Рис. 3. Зависимости «лучевая скорость — угловое расстояние» для разных положений цели спектрографа, взятые из статьи Бербидж и Бербидж [20].
 Две зависимости ($\Pi=20^\circ$ и $\Pi=48^\circ$) указывают на скорость ядра $5600-5800$ км/с и одна зависимость $\Pi=61^\circ$ — на скорость $+4750$ км/с

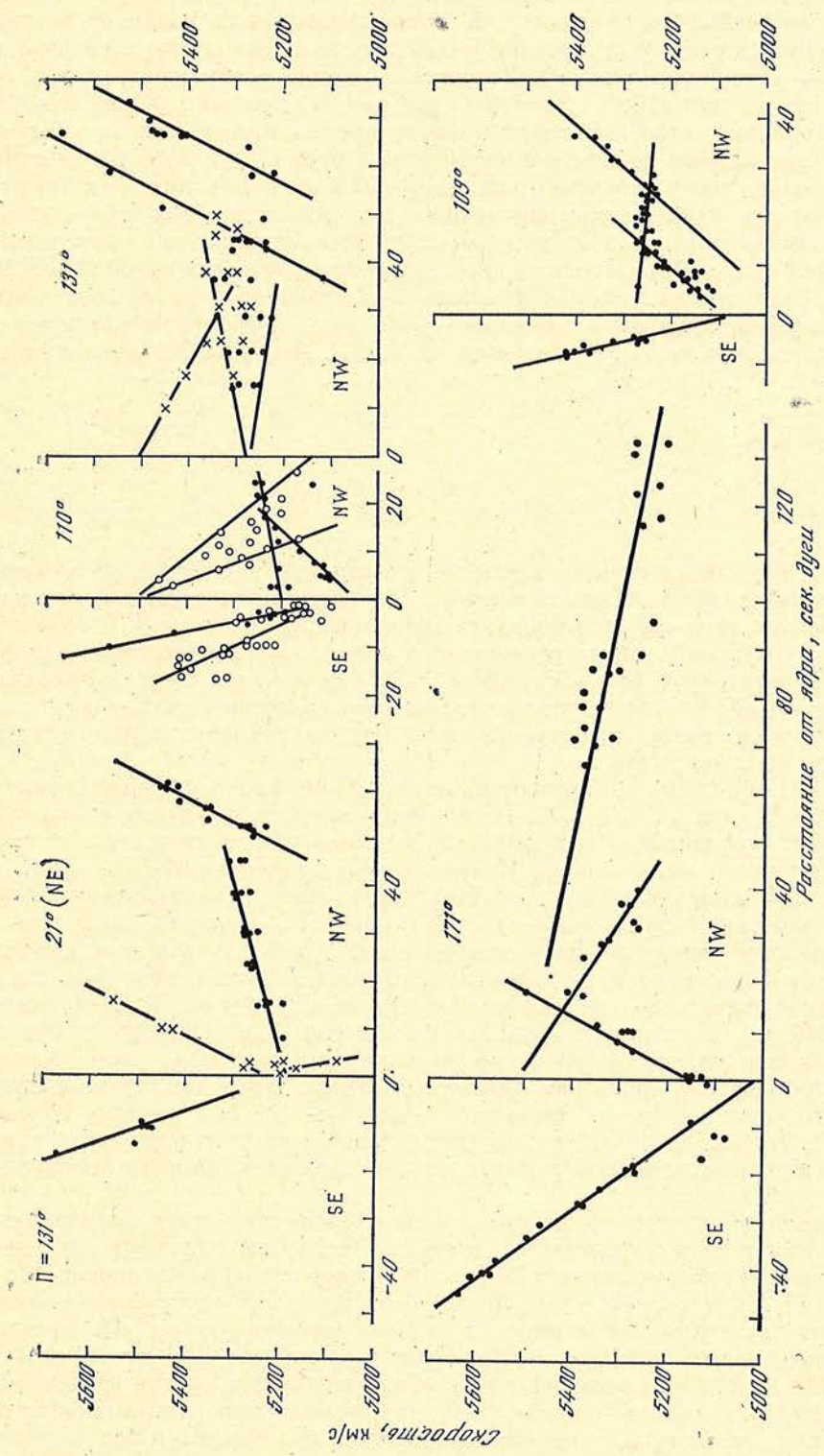


Рис. 4. Зависимости, аналогичные тем, что показаны на рис. 3, только по данным наблюдений Рубин и др. [28]. Измерения разных спектров для одного и того же позиционного угла цели спектрографа представлены разными знаками, за исключением рисунка в левом верхнем углу, где кроме $\Pi = 131^\circ$ нанесены данные для $\Pi = 21^\circ$ (звездочки).

ке NGC 1275 многочисленных радиально направленных от ядра газовых струй или волокон, лучевая скорость вдоль которых меняется пропорционально угловому расстоянию от ядра. При каждом положении щели спектрографа, проходящей строго через ядро галактики, щель проектируется одновременно на несколько таких струй, направленных под разными углами к лучу зрения, в результате каждая струя дает свою линейную зависимость «скорость — угловое расстояние». Такие зависимости изображены на рис. 3, который заимствован из [20]. Угол наклона каждой прямой зависит от угла между направлением газовой струи и лучом зрения. Совершенно очевидно, что пересечение любой из таких зависимостей с линией нулевого расстояния от ядра дает величину скорости ядра. Попытка получить таким образом истинную скорость ядра по многочисленным зависимостям «скорость — угловое расстояние» привела нас к двум значениям лучевой скорости ядра: +5265 и 5110 км/с [11]. Точность определения каждого значения скорости ± 20 км/с. Следует заметить, что согласно [20] непосредственные измерения лучевой скорости ядра дают значение +5265 км/с. Лучевые скорости ядра NGC 1275, измеренные Е. М. Бербидж и Дж. Р. Бербидж [20], приведены ниже.

Позиционный угол щели спектрографа, град	8	15	20	40	48	61	116	122
Количество спектров	3	1	1	1	2	1	2	2
Лучевая скорость ядра, км/с	+5265	5265	5265	5265	5250	5310	5285	5240

Важным обстоятельством является то, что струи или волокна, указывающие на разные скорости ядра галактики, отличаются пространственной направленностью: так, струи, принадлежащие центральному телу с лучевой скоростью +5110 км/с, движутся только в сторону от наблюдателя. Полученный результат нами был интерпретирован как доказательство существования в ядре NGC 1275 нескольких тел, каждое из которых имеет свою лучевую скорость и связано с соответствующей группой газовых струй, будучи их центром разлета [11].

В 1978 г. Рубин, Форд, Петерсон и Линде [28] опубликовали новую карту поля скоростей газа в NGC 1275. Результаты измерений лучевых скоростей и координат положений в галактике, к которым эти скорости относятся, они представили в виде таблиц. Координаты положений даны в секундах дуги в системе координат, начало которой совмещено с ядром галактики. Точность измерений лучевых скоростей ~ 10 км/с, точность положений $0,1''$. Мы рассмотрели результаты измерений [28] для случаев, когда щель спектрографа пересекала ядро галактики, представили их в виде зависимостей «лучевая скорость — угловое расстояние до ядра» (рис. 4). В положении $\Pi = 110^\circ$ щель спектрографа проходила на расстоянии 1,5 юго-западнее ядра. Как видно из рис. 4, зависимости «лучевая скорость — угловое расстояние» по-прежнему дают два преимущественных значения лучевой скорости для ядра: одну в интервале +5200 \div +5270, другую вблизи +5100 км/с. Кроме того, они указывают на существование в прошлом в ядре NGC 1275 еще двух центров разлета газа с лучевыми скоростями около +5500 и +4300 км/с.

Представляет интерес сравнение лучевых скоростей ядра, найденных из кинематики газовых волокон, и скоростей, полученных непосредственно из наблюдений. Согласно данным [28] лучевая скорость ядра, измеренная по линиям [O I], [N II], [S II] и H_α , равна +5150 км/с. В табл. 2 приведены все скорости, измеренные для ядра внутри кружка радиусом $\leq 1''$. Напомним, что по данным наблюдений Бербидж и Бербидж [20] эта скорость равна +5265 км/с. Нет сомнений, что в обоих случаях скорость ядра измерялась по наиболее ярким деталям контуров линий. Чем же тогда объяснить столь большую разницу в лучевой скорости ядра, полученной разными авторами? Можно предполагать, что различие возникло из-за того, что Рубин, Форд, Петерсон и Линде измеряли спектрограммы с гораздо более высоким спектральным и пространственным разрешением, чем спектры, измеренные

супругами Бербидж. Чтобы проверить это предположение, мы нашли среднюю лучевую скорость по всем измерениям, имеющимся в [28] для окрестности ядра радиусом $5''$, и получили значение $+5185$ км/с, при этом основная доля лучевых скоростей более 80% находится в интервале $+5110 \div +5240$ км/с. Отсюда следует, что наше предположение неверно и причина в расхождении лучевых скоростей совсем иная.

Т а б л и ц а 2

Лучевая скорость ядра NGC 1275 по данным измерений Рубин, Форд, Петерсон и Линде [28]

Положение точки в галактике относительно центра ядра		v_r , км/с	Линия	Положение точки в галактике относительно центра ядра		v_r , км/с	Линия
α	δ			α	δ		
0,5''	0,2''	+5152	[O I] 6300	0,6''	0,5''	5153	[S II] 6730
0,5	0,2	5125	[N II] 6548	-0,1	0,0	5187	[O III] 5007
0,4	-1,0	5111	H_α	0,1	0,0	5077	[O III] 4959
0,4	-0,9	5213	[N II] 6583	0,1	0,0	5191	H_β
0,5	0,0	5153	[S II] 6716				

Среднее значение скорости: $+5150$ км/с.

Нам представляется, что разные значения скорости ядра, полученные в разное время, могут быть вполне реальными и связанными с изменением контура линий в ядре NGC 1275. Для этого необходимо, чтобы изменение яркости основного компонента в профиле линий сопровождалось смещением его максимума на 2 \AA по длине волны. Возможность такого кажущегося смещения кроется в наличии двух близких и узких максимумов, один из которых или оба являются переменными. Такие максимумы прослеживаются в контуре, опубликованном Дибам и Есиповым [17, 18]. Максимумы повторяются в линиях N_1 и N_2 как на спектрограммах с дисперсией $25 \text{ \AA}/\text{мм}$, так и на спектрограммах с дисперсией $60 \text{ \AA}/\text{мм}$, что говорит в пользу их реальности. Любопытно, что относительное расположение этих двух максимумов и голубого компонента в контуре линий примерно соответствует разности между лучевыми скоростями $+5265$, $+5150$ и $+4400$ км/с, найденными из кинематики газа. В связи с этим необходимо заметить следующее. Движение газовых волокон, выброшенных взрывом из ядра, несет в себе информацию о лучевой скорости центрального тела в момент взрыва, но эта скорость не обязательно должна совпадать со скоростью ядра в настоящее время, т. е. со скоростью, найденной по положению детали в контуре линии. Отсюда не исключена возможность того, что дискретные значения скорости, полученные из кинематики волокон, на самом деле принадлежат одному и тому же телу, которое в разные моменты времени имело разную лучевую скорость по отношению к наблюдателю. Однако, для того чтобы характерное время изменения лучевой скорости было не слишком велико (10^6 — 10^7 лет), линейная скорость вращения тел вокруг общего центра тяжести должна быть гораздо больше 800 км/с или радиус орбиты вращения намного меньше 1 пс. Поэтому наличие в ядре нескольких активных центров нам представляется более вероятным.

Май 1986 г.

Литература

1. Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е.— Астрофизика, 1978, т. 14, с. 69.
2. Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е.— Астрофизика, 1979, т. 15, с. 209.
3. Петросян А. Р., Саакян К. А., Хачикян Э. Е.— Астрофизика, 1979, т. 15, с. 373.
4. Heckman T. M., Milley G. K., van Breugel Wil J. M.— Astrophys. J., 1981, vol. 247, p. 403.

5. Heckman T. M., Milley G. K., Green R. F.— *Astrophys. J.*, 1984, vol. 281, p. 525.
6. Fairall A. P.— *Nature*, 1983, vol. 304, p. 212.
7. Fairall A. P., Meaburn J.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1985, vol. 216, p. 439.
8. Osterbrock D., Dahari O.— *Astrophys. J.*, 1983, vol. 273, p. 478.
9. Fried J. W., Schultz H.— *Astron. and Astrophys.*, 1983, vol. 118, p. 166.
10. Шклоевский И. С.— *Письма в Астрон. журн.*, 1978, т. 4, с. 493.
11. Проник В. И.— *Астрофизика*, 1979, т. 15, с. 51.
12. Метик Л. П., Проник И. И.— *Астрофизика*, 1985, т. 23, с. 451.
13. Pronik I., Metik L. *Structure and evolution of active galactic nuclei*/Eds. G. Giuricin et al. Dordrecht: Reidel Publ. Co., 1986, p. 863.
14. Комберг Б. В.— *Астрон. журн.*, 1967, т. 44, с. 906.
15. Паулини-Тос И. Н., Проис Е., Витцел А. и др.— *Письма в Астрон. журн.*, 1978, т. 4, с. 64.
16. Preus E., Paulini-Toth I., Witzel A. et al.— In: *Structure and Properties of Nearby Galaxies*, IAU Symp. N 77, 1977.
17. Дубай Э. А., Есинов В. Ф.— *Астрон. цирк.*, 1968, № 467.
18. Дубай Э. А.— *Астрон. журн.*, 1969, т. 46, с. 725.
19. Seyfert C. K.— *Astrophys. J.*, 1943, vol. 97, p. 28.
20. Burbidge E. M., Burbidge G. R.— *Astrophys. J.*, 1965, vol. 142, p. 1351.
21. Anderson K. S.— *Astrophys. J.*, 1970, vol. 162, p. 473.
22. Проник И. И.— *Астрон. журн.*, 1974, т. 51, с. 1204.
23. Kingham K. A., O'Connell R. W.— *Astron. J.*, 1979, vol. 84, p. 879.
24. Shields G. A., Oke J. B.— *Publ. Astron. Soc. Pacific.*, 1975, vol. 87, p. 879.
25. Чузаев К. К.— *Письма в Астрон. журн.*, 1985, т. 11, с. 803.
26. Проник И. И.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1980, т. 61, с. 131.
27. Меркулова Н. И., Проник И. И.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1983, т. 68, с. 93.
28. Rubin V. C., Ford W. K., Peterson J. C., Lynds C. R.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1978, vol. 37, p. 235.
29. Wampler E. J.— *Astrophys. J.*, 1971, vol. 164, p. 1.
30. Adams T., Weedman D.— *Astrophys. J.*, 1975, vol. 199, p. 18.

УДК 524.7-1/-8

РЕЗУЛЬТАТЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ НЕПРЕРЫВНОГО И ЛИНЕЙЧАТОГО СПЕКТРА ЯДРА ГАЛАКТИКИ NGC 1275 НА ТЕЛЕСКОПЕ АЗТ-11

Н. И. Меркулова, И. И. Проник

С ноября 1982 г. по март 1984 г. в Крымской астрофизической обсерватории были проведены фотоэлектрические спектральные наблюдения ядра сейфертовской галактики NGC 1275 на сканирующем спектрофотометре АСП-38 1,25-метрового телескопа АЗТ-11. Входная диафрагма равнялась $10''$. Щель сканера, равная 80 Å, центрировалась последовательно на три области спектра: H_{β} , 4959 + 5007 Å [O III] и континуум. Время накопления сигнала при каждом положении щели сканера равнялось 200 с, продолжительность наблюдений в течение одной ночи — от 0,5 до 8,7 ч. За 12 ночей наблюдений в трех спектральных участках сделана 101 оценка блеска ядра галактики, которые приводятся в табл. 1.

Найдено, что потоки излучения ядра галактики NGC 1275 в эмиссионных линиях и континууме переменны. Поток за одни сутки в линиях H_{β} и [O III] менялся до 7,0 и 2,5 раза соответственно. В течение всего периода наблюдений потоки в континууме и в линиях H_{β} и [O III] менялись до 1,7; 8,0 и 4,5 раза соответственно. Изменения потоков континуума и линий существенно превышают ошибки наблюдений. При увеличении потока в линии H_{β} поток в линиях [O III] также растет, тогда как зависимость изменения потоков эмиссионных линий и континуума имеет более сложный характер.

THE RESULTS OF PHOTOELECTRICAL OBSERVATIONS OF CONTINUOUS AND EMISSION LINES SPECTRUM OF SEYFERT GALAXY NGC 1275 NUCLEUS, by N. I. Merkulova, I. I. Pronik.— The photoelectrical spectral observations of the NGC 1275 nucleus were carried out from November 1982 till March 1984 using scanning spectrophotometer ASP-38 of the 1.25-m telescope AZT-11 of the Crimean Astrophysical observatory. The entrance diaphragm was $10''$; the 80 Å slit of the scanner was centred on three consecutive wavelength regions: H_{β} , 4959 + 5007 Å [O III] and continuum. The time interval of the observations at a given position of the slit was 200 s, during one night the observations overlapped 0.5–8.7 hours. In total 101 observations of NGC 1275 nucleus were carried out in three spectral regions. All these data are compiled in Table 1. The results of calculations show that the fluxes in emission lines and continuum are variable. The continuum, H_{β} and [O III] lines varied by 1.5, 7.0 and 2.5 times during one night, respectively. For the whole time interval they varied as 1.7, 8.0 and 4.5, correspondingly. The degree of flux variations markedly exceeded the errors of observations. The H_{β} flux increase with the rise of [O III] flux, whereas the correlation of fluxes in emission line and continuum showed more complicated character.

По данным спектральных наблюдений ядра сейфертовской галактики NGC 1275, проведенных в течение четырех ночей 12–15.01 1977 г. на 6-метровом телескопе, нами обнаружена переменность относительных интенсивностей как водородных, так и запрещенных линий, которая существенно превышала ошибки наблюдений [1–4]. Более того, было отмечено, что эквивалентные ширины исследованных линий и их контуры изменялись с характерным временем 2,3 сут, а водородные линии меняли интенсивности и контуры еще и в течение получаса. Эти результаты свидетельствуют о том,

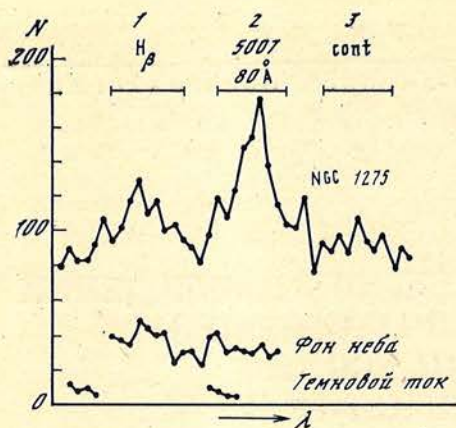


Рис. 1. Скан ядра галактики NGC 1275. Объяснения в тексте

смещается от центра диафрагмы на $2''$, то расстояние его от краев диафрагмы составляет 3 и $7''$ — такое положение легко видно глазом. Поэтому ошибка в наведении галактики на $2-3''$ маловероятна. Гидрирование галактики осуществлялось с помощью оффсетного фотогида. После того как ядро галактики выставлялось на центр входной диафрагмы, перекрестие оффсетного гида выставлялось на гидрировочную звезду. После включения фотогида положение ядра галактики в диафрагме снова проверялось. Качество работы фотогида в процессе наблюдений непрерывно контролировалось по отсчетам на контрольном частотомере.

Анализ возможных инструментальных ошибок при наблюдениях переменных эмиссионных линий в спектрах ядер сейфертовских галактик со сканирующим спектрофотометром АСП-38 на 1,25-метровом телескопе описан в [5]. Показано, что принятая методика наблюдений позволяет вести поиск быстрых изменений потоков в непрерывном спектре и в эмиссионных линиях с точностью не хуже 5–10%. Отдельно рассматривался вопрос о влиянии положения галактики NGC 1275 в диафрагме размером $10''$ на точность измеряемых потоков излучения. В [6] показано, что если смещение галактики внутри диафрагмы не превышает $\pm 3''$ от ее центра, изменения потоков излучения галактики как в непрерывном спектре, так и в эмиссионных линиях в среднем не превышают 5%, а при смещении до $\pm 4''$ ошибки доходят до 10%.

В качестве звезды сравнения нами использовалась звезда C_2 из списка стандартных звезд Лютюга [7]: $V = 12^m,31$, $B - V = +0^m,58$ и $U - B = +0^m,13$, расположенная на расстоянии $\sim 7'$ от галактики. Звезда C_2 уже более 10 лет принимается Лютым в качестве стандартной. За это время подозрений на ее переменность не возникло. Это обстоятельство позволило нам считать, что выбранный стандарт для дифференциальных наблюдений в контроле не нуждается.

С 12.11 1982 г. по 05.03 1984 г. наблюдения проводились в течение 12 ночей. Перед началом наблюдений делались контрольные сканы для проверки шкалы длин волн спектрофотометра. Один из таких сканов спектра ядра NGC 1275 приведен на рис. 1. Он получен на АСП-38 с шагом сканирования 10 \AA и входной щелью 40 \AA . При наблюдениях ядра галактики в режиме счета фотонов выходная щель сканера равнялась 80 \AA . Она последовательно центрировалась на три области спектра (условно — три точки спектра), которые с учетом красного смещения галактики приходились на области линий $H\beta$, дублета $4959 + 5007 \text{ \AA}$ [O III] и область непрерывного спектра, расположенную на 100 \AA в красную сторону от дублета [O III]. На рис. 1 рабочие области спектра отмечены цифрами 1–3 соответственно. За 12 ночей была сделана 101 серия наблюдений по схеме: фон неба в точках 1 и 2 (см. рис. 1) — звезда сравнения в точке 3 — галактика последовательно в точках 1–3 —

что спектр ядра галактики NGC 1275 надо наблюдать со скважностью не только годы и месяцы, но также сутки и даже часы. Такие наблюдения мы начали в 1982 г. на 1,25-метровом телескопе АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории со сканирующим спектрофотометром АСП-38, работающим в режиме счета фотонов.

Наблюдения проводились с входной диафрагмой диаметром $10''$. Галактика NGC 1275 выделяется среди галактик сейфертовского типа очень высоким контрастом ядра на фоне окружающих его областей, поэтому установка галактики на центр диафрагмы не вызывает больших трудностей. В ночи наших наблюдений изображения ядра были не больше $3''$. Очевидно, что если ядро

Таблица 1

Отношения величин потоков центральной области галактики NGC 1275
в диафрагме 10" и звезды сравнения в трех диапазонах длин волн
для разных дат наблюдений

Юлианская дата 24450000+	I_1/I_*	I_2/I_*	I_3/I_*	Дата	
286,3675	0,244	0,379	0,188	12-13.11 1982 г.	
,3758	0,250	0,372	0,206		
,4458	0,261	0,393	0,217		
,4520	0,258	0,380	0,195		
,4839	0,259	0,395	0,191		
,4894	0,271	0,422	0,206		
,5179	0,272	0,387	0,207		
,5241	0,268	0,389	0,203		
,5560	0,269	0,389	0,217		
,5629	0,276	0,396	0,212		
,5989	0,229	0,402	0,204		
,6058	0,253	0,394	0,189		
322,3375	0,218	0,339	0,176		18-19.12 1982 г.
341,1890	0,291	0,431	0,204		06-07.01 1983 г.
,2056	0,277	0,389	0,213		
,2319	0,295	0,445	0,203		
,2472	0,292	0,471	0,232		
,2707	0,293	0,437	0,214		
,2873	0,308	0,473	0,219		
,3088	0,304	0,476	0,216		
,3226	0,300	0,495	0,242		
,3434	0,316	0,494	0,232		
,3614	0,282	0,458	0,229		
,3829	0,284	0,451	0,233		
,4009	0,269	0,425	0,210		
381,5102	0,253	0,401	0,211	03-04.09 1983 г.	
,5171	0,272	0,394	0,195		
,5372	0,275	0,406	0,209		
,5441	0,243	0,387	0,213		
,5614	0,250	0,377	0,189		
582,4437	0,275	0,410	0,222	04-05.09 1983 г.	
,4617	0,279	0,419	0,213		
,4818	0,296	0,429	0,225		
,4887	0,291	0,431	0,219		
,5067	0,284	0,419	0,210		
,5137	0,274	0,409	0,212		
,5303	0,280	0,423	0,202		
,5372	0,276	0,425	0,207		
,5594	0,270	0,411	0,191		
,5670	0,264	0,398	0,197		
584,4466	0,263	0,359	0,230	06-07.09 1983 г.	
,4535	0,262	0,351	0,227		
,4694	0,199	0,238	0,159		
,4757	0,197	0,242	0,166		
,4909	0,193	0,231	0,165		
,4978	0,192	0,232	0,165		
,5110	0,186	0,224	0,159		
,5172	0,173	0,224	0,161		
,5304	0,180	0,226	0,159		
,5373	0,191	0,223	0,165		
,5498	0,185	0,212	0,149		
,5560	0,175	0,215	0,155		
611,3915	0,305	0,470	0,222	02-03.10 1983 г.	
,3992	0,301	0,452	0,230		
675,3740	0,277	0,424	0,214	06-07.12 1983 г.	
,3788	0,312	0,430	0,254		
703,2643	0,281	0,424	0,217	03-04.01 1984 г.	
,2692	0,291	0,445	0,221		
,2816	0,289	0,441	0,215		
,2865	0,275	0,440	0,213		
,3003	0,286	0,428	0,216		
,3052	0,293	0,437	0,218		
,3211	0,290	0,463	0,222		
,3259	0,275	0,454	0,216		

Таблица 1 (окончание)

Юлианская дата 24450000+	I_1/I_*	I_2/I_*	I_3/I_*	Дата
703,3703	0,278	0,440	0,219	
,3751	0,265	0,414	0,216	
,3917	0,245	0,390	0,206	
,3966	0,277	0,421	0,225	
,4146	0,296	0,441	0,219	
,4194	0,263	0,433	0,212	
,4326	0,297	0,488	0,224	
,4374	0,301	0,443	0,205	
,4499	0,277	0,416	0,218	
,4582	0,273	0,409	0,218	
,4728	0,281	0,372	0,224	
,4783	0,293	0,427	0,228	
,4924	0,264	0,402	0,250	
,4991	0,258	0,315	0,204	
734,2787	0,298	0,444	0,216	03-04.02 1984 г.
,2836	0,298	0,472	0,220	
,3154	0,292	0,449	0,235	
,3202	0,294	0,439	0,231	
,3376	0,301	0,430	0,215	
,3424	0,282	0,428	0,219	
,3563	0,277	0,463	0,222	
,3611	0,309	0,460	0,244	
,3770	0,311	0,443	0,227	
,3812	0,293	0,423	0,221	
,3985	0,284	0,403	0,205	
735,2393	0,312	0,477	0,218	04-05.02 1984 г.
,2469	0,333	0,497	0,249	
,2697	0,303	0,481	0,237	
,2774	0,306	0,457	0,221	
,2988	0,288	0,435	0,224	
,3064	0,249	0,419	0,230	
,3293	0,280	0,450	0,203	
765,2522	0,277	0,435	0,210	05-06.03 1984 г.
,2709	0,321	0,456	0,229	
,2820	0,328	0,466	0,247	
,2924	0,283	0,467	0,234	
,3021	0,290	0,486	0,226	

фон в точках 1 и 2. Фон неба наблюдался в точках 1 и 2, так как в точке 3 он такой же, как в точке 1, а в точке 2 искажен линией неона. Отсчеты фона неба брались всегда примерно в одном и том же месте, расположенном в 5' к северу от ядра галактики. Продолжительность серий наблюдений равнялась примерно получасу, а интервалы между сериями наблюдений, проводимых в одну ночь, — от 7 до 58 мин. Сеанс наблюдений в одну ночь продолжался от 0,5 до 8,7 ч. Во время наблюдений зенитные расстояния галактики NGC 1275 не превышали 60°.

Время накопления сигнала при наблюдении ядра галактики NGC 1275 выбиралось таким образом, чтобы обеспечить среднеквадратичную ошибку одного измерения, полученную по статистике квантов, около 2%. Чтобы иметь такую точность, необходимо было делать по 10 измерений при времени накопления каждого измерения 20 с. Таким образом, общее время накопления за одно наблюдение составляло 200 с. Среднеквадратичная ошибка измеренного сигнала вычислялась двумя способами: непосредственно по отклонениям от среднего отсчета в группе из 10 наблюдений и по статистике квантов. Сравнение результатов, полученных этими способами, показало, что оба они дают близкие ошибки наблюдений. При этом, как правило, ошибки средних значений потоков, полученных в течение одной ночи, были примерно одинаковыми. Поэтому при анализе наблюдательного материала мы принимали ошибку измерения среднюю за ночь.

После учета фона неба полученные данные использовались для вычисления отношений интенсивностей отдельных областей спектра ядра галактики NGC 1275 и звезды сравнения: I_1/I_* , I_2/I_* и I_3/I_* , а затем $(I_1 - I_3)/I_* =$

$= I_{H\beta} / I_*$ и $(I_2 - I_3) / I_* = I_{[O III]} / I_*$. Последние отношения приняты как относительные интенсивности линий $H\beta$ и $[O III]$ и звезды сравнения, а $I_3 / I_* = I_c / I_*$ — относительная интенсивность непрерывного спектра ядра NGC 1275 и звезды сравнения. Важно помнить, что $I_{H\beta} / I_*$ и $I_{[O III]} / I_*$ относятся к ядру галактики, а I_c / I_* — ко всей центральной области размером $10''$. Вычисленные среднеквадратичные ошибки σ этих отношений не превышали соответственно 11, 10 и 5%.

Результаты наблюдений. В табл. 1 приведены наблюдаемые потоки излучения в избранных спектральных интервалах от галактики по отношению к потокам излучения от звезды сравнения: I_1 / I_* , I_2 / I_* и I_3 / I_* , полученные при «экспозициях» 200 с за 12 ночей наблюдений ядра галактики NGC 1275. На рис. 2 приведены данные об относительных интенсивностях спектральных линий $I_{H\beta} / I_*$, $I_{[O III]} / I_*$ и I_c / I_* . Интервалы времени между отдельными наблюдениями внутри каждой даты на этом рисунке приняты одинаковыми и не соответствуют действительным интервалам времени.

Для анализа изменения каждой из величин, представленной на рис. 2, мы вычислили отношения максимальных и минимальных относительных интенсивностей $I_{H\beta} / I_*$, $I_{[O III]} / I_*$ и I_c / I_* отдельно для каждой ночи, для всего периода наблюдений и средних на ночь. Эти данные представлены в табл. 2. Из таблицы видно, что за ночь отношения $I_{H\beta} / I_*$, $I_{[O III]} / I_*$ и I_c / I_* изменялись в 6,9; 2,4 и 1,5 раза соответственно. За весь период наблюдений эти величины менялись соответственно в 8; 4,6 и 1,7 раза. Средние за ночь значения относительных интенсивностей $I_{H\beta} / I_*$, $I_{[O III]} / I_*$ и I_c / I_* претерпевали значительно меньшие изменения: в 2,5; 3 и 1,3 раза соответственно. Величина изменения интенсивностей линий $H\beta$, $[O III]$ и непрерывного спектра в течение ночи выше величины изменения средних значений за ночь в 3,0; 1,3 и 1,5 раза соответственно.

Таблица 2

Степень изменения относительных интенсивностей
эмиссионных линий и непрерывного спектра ядра
галактики NGC 1275, полученная при времени
накопления 200 с

Область спектра	Изменения за ночь	Изменения за период 1,5 года	Изменения средних за ночь
$H\beta$	1,5–6,9 раза (8σ – 68σ)	8,0 раза (94σ)	2,5 раза (20σ)
$[O III]$	1,1–2,4 раза (1σ – 17σ)	4,6 раза (51σ)	3,0 раза (28σ)
Непрерывный спектр	1,1–1,5 раза (4σ – 21σ)	1,7 раза (18σ)	1,3 раза (8σ)

Мы выявили и другие характеристики переменности линейчатого и непрерывного спектра ядра галактики NGC 1275. На рис. 3 приведены зависимости изменений интенсивностей линий $H\beta$ и $[O III]$ от изменений интенсивности непрерывного спектра этого ядра. Данные рис. 3, а позволяют предположить, что в изменениях $I_{[O III]}$ и I_c имеются элементы синхронности. Но эта синхронность в разное время проявляется по-разному. Группа точек, расположенная в нижней части рисунка, показывает почти строгую пропорциональность изменений $I_{[O III]}$ и I_c . Здесь коэффициент корреляции $K = 0,97 \pm 0,01$, а степень изменения $I_{[O III]}$ и I_c примерно одинакова. Такая строгая пропорциональность наблюдается крайне редко. Большая часть точек на рис. 3, а располагается в верхней области плотной группой. В этой группе также можно заметить слабую зависимость в изменениях $I_{[O III]}$ и I_c . Вычисленный методом наименьших квадратов коэффициент корреляции для этого случая $K = 0,46 \pm 0,09$. Размер области, занятой точками в верхней части рис. 3, а, значительно превосходит ошибки наблюдения. Это сви-

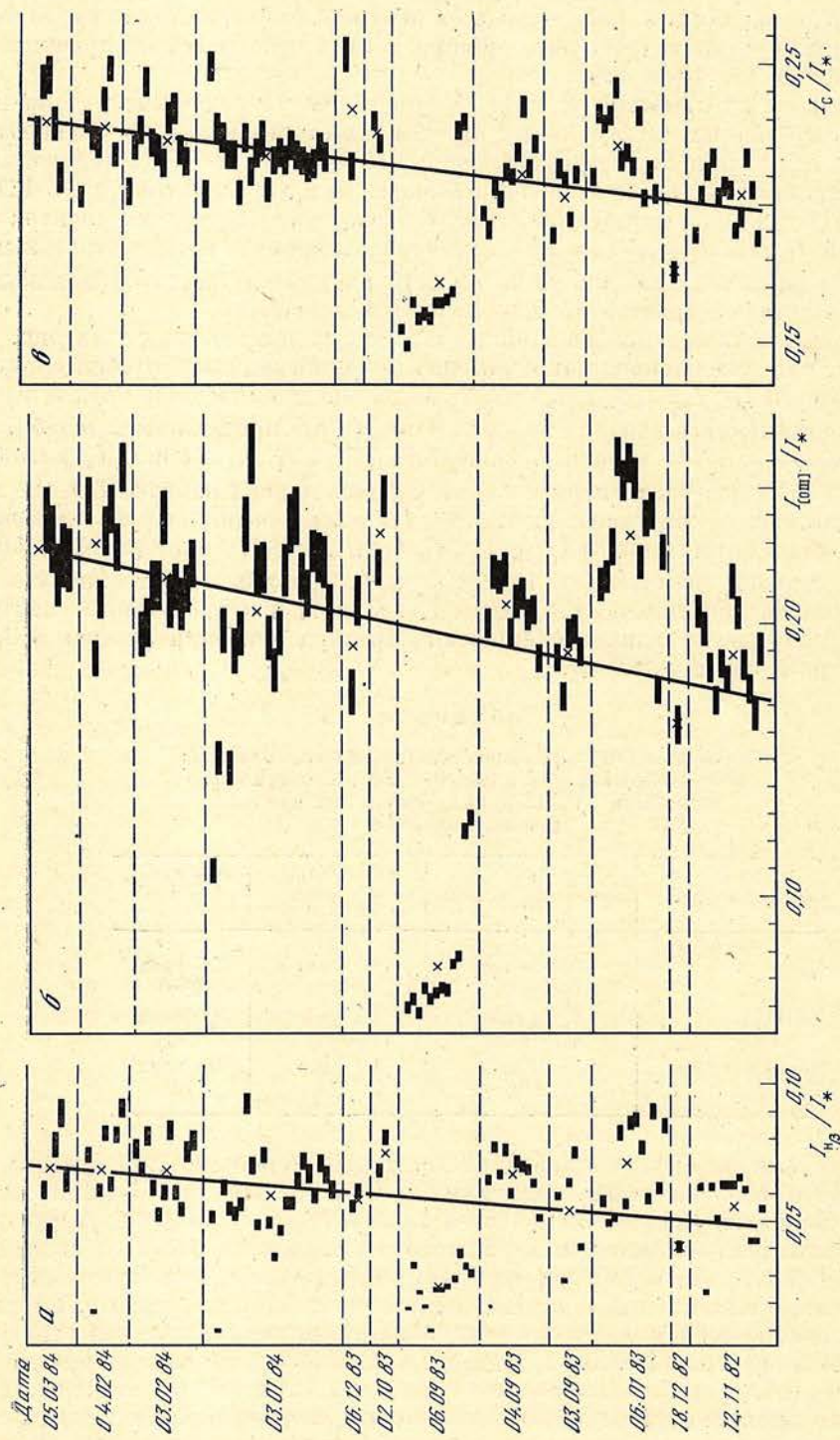


Рис. 2. Наблюдаемые отношения интенсивностей эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC 1275
 $a - I_{H\beta}/I_*$, $b - I_{[O III]}/I_*$, $c - I_C/I_*$. Размер прямоугольников по горизонтали равен среднеквадратичной ошибке. Крестики — средние значения за ночь.

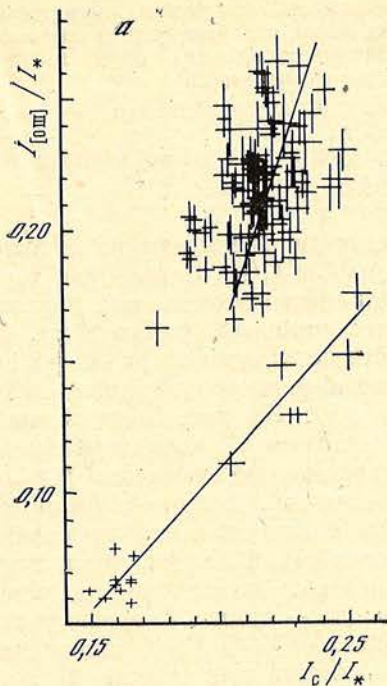
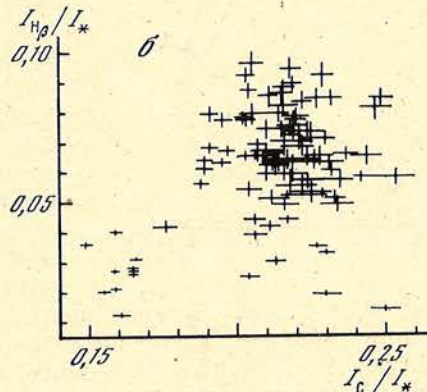


Рис. 3. Соотношение относительных интенсивностей непрерывного спектра и интенсивностей линий в спектре ядра галактики NGC 1275

Горизонтальные и вертикальные черточки — среднеквадратичные ошибки



детельствует о существовании несинхронных изменений $I_{[O III]}$ и I_c , которые в 3 и более раз превышают ошибки наблюдений.

Из рис. 3, б, где приведены относительные интенсивности линий H_β и непрерывного спектра, следует, что, если между ними и существует зависимость, то она имеет сложный характер. Из всего массива данных не удалось выделить элементы синхронных изменений I_{H_β} и I_c .

В ряде работ по спектральным наблюдениям ядер сейфертовских галактик приводятся изменения эквивалентных ширин эмиссионных линий и исследуется их зависимость от изменений интенсивности непрерывного спектра.

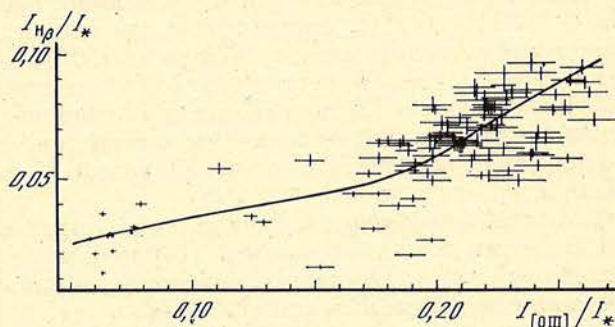


Рис. 4. Соотношение между интенсивностями линий H_β и [O III] в спектре ядра галактики NGC 1275 (черточки — то же, что на рис. 3)

В частности, отмечалось, что в спектре ядра галактики NGC 1275 с увеличением эквивалентной ширины линии H_β увеличиваются эквивалентные ширины линий [O III], тогда как интенсивность непрерывного спектра находится в обратной зависимости от этих величин [1—4, 8—10]. Данные наших наблюдений на рис. 4 подтверждают такой ход изменений интенсивностей линий H_β и [O III]. Но вместе с синхронными изменениями этих линий на нем заметны и значимые несинхронные изменения.

Для анализа характера связи изменений эквивалентных ширин линий [O III] и интенсивности непрерывного спектра обратимся к рис. 5. На нем по горизонтальной оси отложены величины I_c/I_* , а по вертикальной — $I_{[O III]}/I_*$, которые однозначно связаны с эквивалентными ширинами линий [O III]. Данные разных дат нанесены разными значками. Видно, что зависимость сложная: большая часть точек расположилась на отдельных прямых

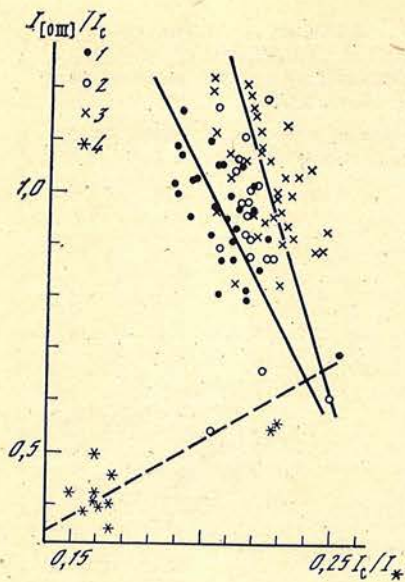


Рис. 5. Зависимость отношения интенсивностей эмиссионных линий и континуума от интенсивностей непрерывного спектра ядра галактики NGC 1275 для разных ночей

1 — 12.11 1982 г., 03.09 и 04.09 1983 г.;

2 — 03.01 1984 г.;

3 — 06.01, 02.10, 06.12 1983 г., 03 и 04.02 и 05.03 1984 г.;

4 — 06.09 1983 г.

линиях, которые указывают на обратную связь $I_{[O III]}/I_c$ и I_c/I_* . Параметры, характеризующие связи этих величин, различны для разных моментов наблюдения. Как правило, эти параметры сохраняются в течение периода, равного одной ночи наблюдений (до 8 ч): Из рис. 5 также видно, что одна ночь из 12 характеризовалась прямой зависимостью изменений $I_{[O III]}/I_c$ и I_c/I_* (звездочки). В эту ночь были отмечены самые малые значения интенсивностей как линий H_β и $[O III]$, так и непрерывного спектра. Аналогичное явление —

сильное уменьшение интенсивности линии H_β — нами было обнаружено ранее при анализе спектров ядра галактики NGC 1275, полученных на 6-метровом телескопе 12—15.01 1977 г. Тогда мы имели 23 серии наблюдений спектров ядра и только в одной серии заметили это явление. Теперь мы обнаружили его в одну ночь из 12. Видно, что оно крайне редко. Но поскольку мы наблюдали его дважды по спектрам, полученным с разной методикой и на разных телескопах, то предполагаем, что его нельзя объяснить только случайными, инструментальными или другими ошибками. Чтобы исследовать подробнее явление сильного уменьшения интенсивностей эмиссионных линий и непрерывного спектра, необходимы длительные и желательно даже патрульные ряды наблюдений спектра ядра галактики NGC 1275.

Полученные нами данные свидетельствуют о том, что в спектре сейфертовского ядра галактики NGC 1275 существуют быстрые (порядка нескольких часов) изменения интенсивностей эмиссионных линий H_β и дублета 4959 + 5007 Å $[O III]$, достигающие нескольких раз, а также изменения интенсивности непрерывного спектра до 50%. В изменениях эмиссионных линий имеется синхронность, что свидетельствует о том, что линии H_β и $[O III]$ возникают в близких областях газовой оболочки ядра галактики. Но в изменениях этих линий имеются и элементы несинхронности. Поэтому можно заключить, что области свечения линий H_β и $[O III]$ совпадают только частично.

О быстрой переменности запрещенных линий в спектрах ядер сейфертовских галактик почти нет данных. Теория такой переменности не предсказывает. Но все же, кроме наших, известно еще одно свидетельство быстрой переменности запрещенных линий. Файрал [11, 12] сообщил о переменности двухкомпонентных линий 4959 и 5007 Å $[O III]$ в спектре ядра галактики Sy 2 F — 427 = ESO 263 = G13. Было отмечено, что за время порядка 30 мин оба компонента в каждой из линий $[O III]$ меняются. При этом красный компонент претерпевает более сильные изменения, чем синий. В нашем случае в спектре ядра галактики NGC 1275 линии 4959, 5007 Å и другие запрещенные линии тяжелых элементов, а также рекомбинационные линии водорода также являются двухкомпонентными. Только в случае ядра NGC 1275 более «переменным» оказался голубой компонент [3, 4].

Переменность водородных линий за сутки или несколько часов можно объяснить с точки зрения современных представлений о моделях водородных оболочек ядер сейфертовских галактик. Если исходить из теории стационарного свечения водорода, то по наблюдаемому переменному потоку в линии H_β и размеру области, в которой изменяются физические условия, можно определить плотность ионизованного водорода (или электронную плот-

ность n_e) в этой области. Исходя из факта переменности линий H_β и $[O III]$, размер оболочки, излучающей эти линии, равен $10^{15} - 10^{16}$ см. Объемный коэффициент излучения в линии H_β при $T_e = 10\ 000$ и $20\ 000$ К равен соответственно $(1 - 0,5) \cdot 10^{-26} n_e^2$ эрг/с·см³ср [13]. Если предположить, что величина переменной части потока в линии H_β равна его постоянной части, которая согласно Адамсу и Видману [14] равна $4 \cdot 10^{40}$ эрг/с, то можно вычислить концентрацию электронов в области водородных вспышек. Если время переменности порядка суток, то $n_e \sim (4 - 5) \cdot 10^9$ см⁻³. Если время переменности порядка часа, то $n_e \sim (5 - 7) \cdot 10^{11}$ см⁻³.

Мы искренне благодарны Н. М. Шаховскому за помощь в наблюдениях, постоянные консультации и обсуждения, В. Б. Никонову — за обсуждение методики наблюдений, Н. М. Ловкой и Н. Н. Петровой за помощь в наблюдениях, а также В. Т. Жоголевой, Е. И. Жигалкиной и Г. Н. Шараповой за изготовление рисунков.

Май 1986 г.

Литература

1. Меркулова Н. И., Проник И. И. — *Астрофизика*, 1983, т. 19, с. 245.
2. Меркулова Н. И., Проник И. И. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1983, т. 68, с. 93.
3. Проник И. И., Меркулова Н. И. — *Астрон. цирк.*, 1983, № 1285, с. 1—3.
4. Меркулова Н. И., Проник И. И. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1985, т. 71, с. 160.
5. Меркулова Н. И. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1986, т. 75.
6. Меркулова Н. И., Метик Л. П., Проник И. И. — *Наст. том.*
7. Лютый В. М. — *Письма в Астрон. журн.*, 1980, т. 6, с. 223.
8. Проник И. И. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1980, т. 61, с. 131.
9. Дорошенко В. Т., Тербиж В. Ю. — *Тр. ГАИШ*, 1983, т. 55, с. 64.
10. Чуваев К. К. — *Письма в Астрон. журн.*, 1985, т. 11, с. 803.
11. Fairall A. P. — *Nature*, 1983, vol. 304, p. 241.
12. Fairall A. P., Meaburn J. — *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1985, vol. 216, p. 439.
13. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. *Межзвездная среда*. М.: Физматгиз, 1963. 531 с.
14. Adams Th., Weedman D. — *Astrophys. J.*, 1975, vol. 199, p. 19.

УДК 520.84

**ОПЫТ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ
СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ ЯДЕР
СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК
НА ТЕЛЕСКОПЕ АЗТ-11.
II. ОШИБКИ ИЗМЕРЯЕМЫХ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ,
СВЯЗАННЫЕ С ПОЛОЖЕНИЕМ ГАЛАКТИКИ
NGC 1275 В ДИАФРАГМЕ**

Н. И. Меркулова, Л. П. Метик, И. И. Проник

Проведены наблюдения ядра галактики NGC 1275 в континууме и в линиях H_{β} , $\lambda 959 + 5007 \text{ \AA}$ [O III] при смещении положения галактики в диафрагме размером $10''$ от центра к краям по двум направлениям, соответствующим прямому восхождению и склонению. Показано, что, если смещение галактики внутри диафрагмы не превышает $\pm 3''$ от центра диафрагмы, изменения потоков ее излучения как в непрерывном спектре, так и в эмиссионных линиях в среднем не превышает 5%, а при смещении до $\pm 4''$ ошибки доходят до 10%.

SEYFERT GALAXIES NUCLEI SPECTRUM VARIATIONS AS OBSERVED ON AZT-11 TELESCOPE. II. THE ERRORS OF FLUX MEASUREMENT DEPENDING UPON GALAXY NUCLEUS POSITION IN THE DIAPHRAGM, by N. I. Merkulova, L. P. Metik, I. I. Pronik.— The observations of NGC 1275 galaxy nucleus in continuum and H_{β} , [O III] $\lambda 959 + 5007 \text{ \AA}$ emission lines depending on the galaxy position in $10''$ -diaphragm from centre to edge directions (corresponding to right ascension α and declination δ) has been carried out. It is shown that the flux variations both in the continuum and in the emission lines not exceed on average 5% if the displacement of the galaxy nucleus within the diaphragm is less than $\pm 3''$ from its centre; the errors increase to 10% if the displacement of the galaxy position in the diaphragm is $\pm 4''$.

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с марта 1982 г. ведутся систематические фотоэлектрические наблюдения потоков излучения в непрерывном спектре и в эмиссионных линиях ядер некоторых сейфертовских галактик с помощью сканирующего спектрофотометра АСП-38, установленного на 1,25-метровом телескопе АЗТ-11. Диаметр входной диафрагмы равен $10''$. Наблюдения ведутся дифференциальным методом по отношению к звезде сравнения. Методика наблюдений и анализ возможных инструментальных ошибок описаны в [1].

Одним из главных признаков, по которому галактику относят к сейфертовскому типу, является наличие у нее яркого звездообразного ядра. Однако галактики являются морфологически сложными объектами, и возникает вопрос о влиянии положения ядра галактики внутри диафрагмы на точность измеряемых потоков излучения. Поэтому мы проводим специальные наблюдения, при которых оцениваем ошибки, возникающие при смещении галактики внутри диафрагмы. Ниже приводятся результаты таких наблюдений для галактики NGC 1275.

Сейфертовская галактика NGC 1275 — сложный и активный объект, размер которого по отпечаткам Паломарского атласа равен $\sim 68''$. Самыми яркими структурными неоднородностями в околоядерной области этой галактики являются дугообразная деталь, расположенная в $3''$ на северо-запад от ядра

(3"-деталь), и звездообразная деталь, расположенная в 7" на северо-восток от ядра галактики (7"-деталь). Согласно [2] интегральные яркости этих объектов в фотометрической системе V равны соответственно $18^m.5$ и $18^m.0$. Если сравнить эти яркости с яркостью галактики в диафрагме 10" ($12^m.8 \leq V \leq 14^m.2$), то видно, что яркость обоих объектов, расположенных в околоядерной области NGC 1275, слишком мала, чтобы повлиять на результаты наблюдений. Заметим, что полную амплитуду изменений блеска ядра этой галактики в диафрагме 10" мы оценили по UBV -наблюдениям Лютого, которые он проводит уже более 12 лет в диафрагме 27" [3], с учетом многоапертурных наблюдений NGC 1275 Засова и Лютого [4].

Помимо структурных неоднородностей, на измеряемую яркость центральной части галактики могут повлиять газовые компоненты (при недостаточно точной установке ядра галактики на центр входной диафрагмы). Яркость газовых компонентов околоядерной области галактики NGC 1275 измерялась Баликом и Хекманом [5]. Их данные показывают, что яркость газа низкой скорости в кольце, расположенном около центра галактики между радиусами 3 и 5", в линиях 5007 Å [O III] и H_{β} составляет соответственно 1,7 и 11,4% от яркости в тех же линиях центральной области диаметром 6". Опираясь на эти данные, можно показать, что при гидрировании с точностью хуже чем 3" общая яркость центральной части галактики NGC 1275 в диафрагме 10" в линиях 5007 Å [O III] и H_{β} не может меняться больше чем на 1 и 5% соответственно. Таким образом, яркость газовых компонентов в околоядерной области галактики NGC 1275 не может повлиять на результаты наблюдений. Эти выводы подтверждаются наблюдениями, которые мы проводили на телескопе АЗТ-11 для галактики NGC 1275.

При наблюдениях галактик на телескопе АЗТ-11 применяется оффсетное фотогидрирование по звезде яркостью до 10^m , расположенной в окрестности наблюдаемого объекта на расстоянии не ближе 5 и не дальше 15'. Гидрировочная звезда может выводиться на перекрестье нитей поля зрения оффсетного фотогида (ОФГ) с центрального пульта управления телескопа с точностью 0,25" по координатам, однозначно связанным с α и δ . При исследовании телескопа АЗТ-11 установлено, что величина среднеквадратичной ошибки фотогидрирования не превышает 0,2 диаметра изображения звезды, т. е. при изображениях лучше 5" эта ошибка будет меньше 1", а ошибка часового ведения телескопа АЗТ-11 за 20 мин работы не превышает 1". Необходимо отметить, что при наблюдениях галактик по нашей методике общее время измерений при работающем ОФГ составляет 10—12 мин, а качество изображения в ночи наблюдений обычно равно 2—3".

Наблюдения галактики NGC 1275 проводились 05—06 и 08—09. 12 1985 г. следующим образом: измерялись потоки от галактики с выходной щелью, равной $\Delta\lambda = 80$ Å в интервалах спектра, центрированных с учетом красного смещения галактики на области линий H_{β} , 4959 + 5007 Å [O III] и область непрерывного спектра (условно точки спектра). В статье [6], помещенной в настоящем томе, на рис. 1 эти области обозначены цифрами 1—3. Измерения в каждой точке проводились при смещении галактики на 1, 2, 3, 4 и 5" в обе стороны от центра диафрагмы, отдельно по α и по δ . Для этого мы сдвигали гидрировочную звезду в поле оффсетного фотогида на 1, 2, 3, 4, 5" в обе стороны от центра диафрагмы, и соответственно смещалась галактика. Оказалось, что при смещении галактики на ± 3 " потоки излучения от галактики в среднем составляли: в точке 1 $96 \pm 2\%$, в точке 2 $96 \pm 2\%$, в точке 3 $98 \pm 1,3\%$ от потока, когда галактика была в центре диафрагмы. Таким образом, изменения потоков от галактики в каждом из спектральных участков в среднем не превышали 5% при изменении положения ее в диафрагме на ± 3 ". Поэтому мы вычислили усредненные по всем трем спектральным диапазонам нормированные к максимальным потоки N/N_{\max} от ядра галактики отдельно по α и по δ (рис. 1). Горизонтальные линии на рисунках проведены на уровне 95% максимального отсчета.

На рис. 2 мы сравниваем данные рис. 1, а и б, — изменения потоков, измеренные при смещении галактики по α и по δ . Видно, что нет разницы в изменении потоков по этим двум направлениям.

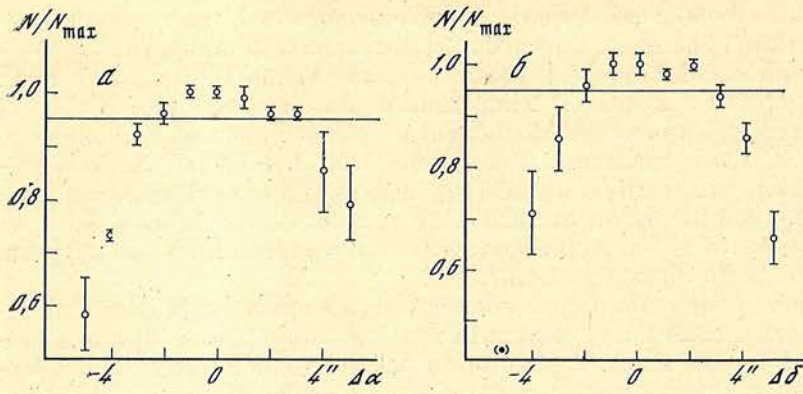


Рис. 1. Отсчеты, нормированные к максимальным отсчетам N/N_{max} , усредненные по трем наблюдаемым областям спектра

Среднеквадратичные ошибки усреднения показаны вертикальными черточками. По оси абсцисс отложены расстояния от условного центра диафрагмы размером $10''$ соответственно по прямому восхождению α (а) и по склонению δ (б)

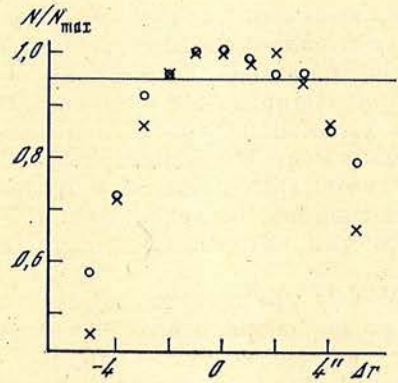


Рис. 2. Нормированные к максимальному потоку при смещении галактики по α (точки) и по δ (крестики), совмещенные относительно условного центра диафрагмы (0 на оси абсцисс), $\Delta\gamma^*$ — расстояние от центра

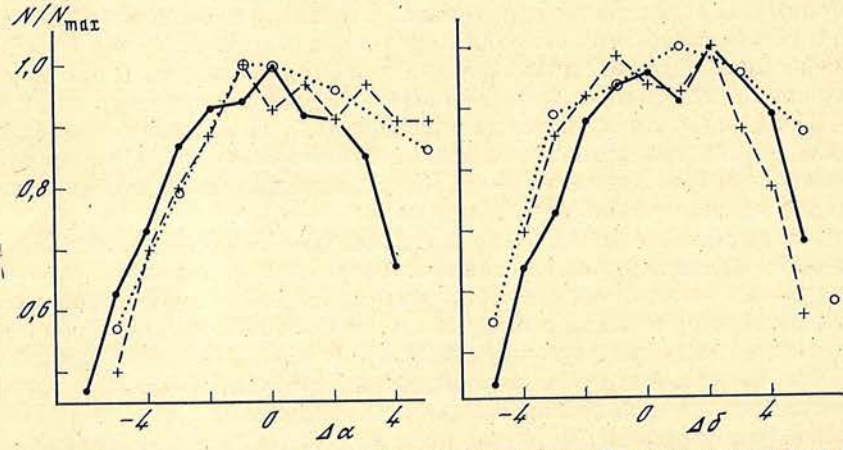


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для отдельных измерений, выполненных при разных зенитных расстояниях z

Точки — 05—06.12, $z = 5 \div 10^\circ$;
крестики — 05—06.12, $z = 50 \div 57^\circ$; светлые кружки 08—09.12 1985 г., $z = 3 \div 7^\circ$

Интересно было выяснить, как устанавливается галактика в диафрагме оффсетным фотогидом при разных зенитных расстояниях и в разные дни при одних и тех же координатах ОФГ на пульте управления телескопа. Обратимся к рис. 3. На нем показаны изменения отсчетов в непрерывном спектре в разные даты и при разных положениях телескопа, отдельно для смещения по α и по δ . Галактика во всех случаях устанавливается примерно одинаковым образом. Разброс индивидуальных значений измеряемых потоков внутри центральной части диафрагмы в размере $\pm 3''$ меньше 10%.

Таким образом, проведенные наблюдения галактики NGC 1275 показали, что если ее смещение не превышает $\pm 3''$ от центра диафрагмы, изменения по-

токов ее излучения как в непрерывном спектре, так и в эмиссионных линиях: в среднем не превышают 5%, а при смещении до $\pm 4''$ составляют 10%. Полученный результат находится в пределах тех ошибок наблюдений, которые обеспечиваются принятой нами методикой и составляют в среднем 10% [6].

Необходимо отметить, что аналогичный вывод мы получили при обработке фотографических спектральных наблюдений ядра галактики NGC 1275. Наблюдения спектров ядра галактики на телескопе БТА в январе 1977 г., проводившиеся со спектрографом при двух позиционных углах щели этого спектрографа, когда в одном случае щель проходила через 3"-деталь, а в другом случае через 7"-деталь, не показали различий в относительных интенсивностях эмиссионных линий спектра излучения ядра галактики, больших чем 15% [7].

Май 1986 г.

Литература

1. Меркулова Н. И.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1986, т. 75.
2. Метик Л. П., Проник И. И.— Астрофизика, 1979, т. 15, с. 37.
3. Лютый В. М.— Письма в Астрон. журн., 1980, т. 6, с. 223.
4. Засов А. В., Лютый В. М.— Астрон. журн., 1973, т. 50, с. 258.
5. Valick V., Heckman T.— Astron. J., 1979, vol. 84, p. 302.
6. Проник И. И., Меркулова Н. И.— Наст. том.
7. Меркулова Н. И., Проник И. И.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 68, с. 93.

УДК 524.7:524.33:530.12

ПЕРИОД 160 МИНУТ ВО ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ОБЪЕКТАХ: БМО (ЗВЕЗДЫ ТИПА RRLyr) и NGC 4151

В. А. Котов, В. М. Лютый¹

Под влиянием результата [2], согласно которому период 160^m является наиболее характерным («резонансным», или соизмеримым) периодом для распределения орбитальных периодов тесных двойных систем Галактики, а также для переменных типа RR Lyr в шаровых скоплениях, нами вычислен так называемый «спектр резонантности» для 72 звезд типа RR Lyr, наблюдаемых в области двух шаровых скоплений, NGC 2257 и 1786, Большого Магелланова Облака. Найдено, что «резонансный» период данной выборки звезд равен $159^m,9 \pm 1^m,5$ — в полном согласии с результатом [5], полученным таким же методом для галактических звезд типа RR Lyr.

С целью расширения поиска следов «повсеместной» 160^m -периодичности среди различных астрофизических объектов проанализированы данные *UBV*-фотометрии ядра сейфертовской галактики NGC 4151, выполненные в 1968—1984 гг. В спектре мощности обнаруживается отчетливый, с уровнем значимости $4,1\sigma$, период $160^m,0099 \pm 0^m,0004$ с амплитудой около $\pm 2,5\%$.

Найденный период NGC 4151 совпадает в пределах ошибки с периодом $P_0 = 160^m,0102 \pm 0^m,0005$, установленным для Солнца [2, 4]. Приняв во внимание, что радиальная скорость галактики равна $+980$ км/с, мы предполагаем, что в системе покоя NGC 4151 истинный период $\sim 159^m,487$. Далее, поскольку расстояние до объекта составляет ~ 15 Мпс, получаем скорость изменения периода $\sim 2 \cdot 10^{-14}$ с/с. Соответствующее «время жизни» 160^m -периода $\sim 15 \cdot 10^9$ лет, что совпадает с возрастом Вселенной.

Делается предварительное заключение, что произведение $P_0 H_0$, где H_0 — параметр Хаббла, является безразмерной константой $\sim 2 \cdot 10^{-14}$, что может представлять, по-видимому, интерес для космологии.

THE 160 MINUTES PERIOD IN THE EXTRAGALACTIC OBJECTS: THE LMC (RR Lyr STARS) AND NGC 4151, by V. A. Kotov, V. M. Lyuty. — According to the finding [2] that the most characteristic («resonant» or commensurate) period for orbital period distribution of close binaries of the Galaxy and also for RR Lyr variables in globular clusters is very near to 160 min, we computed so-called «resonance power spectrum» for the sample of 72 RR Lyr stars observed in and around the two LMC globular clusters, NGC 2257 and 1786. It is found that the most «resonant» period for these stars, 159.9 ± 1.5 min, fairly agrees with the previous result of essentially identical analysis [5] for galactic RR Lyr stars.

With the aim to extend the search for traces of this seemingly «ubiquitous» 160-min periodicity among various astrophysical objects, we analysed also the *UBV* photometric measurements of the nucleus of the Seyfert galaxy NGC 4151, made over 1968—1984 interval. Power spectrum of the data clearly showed the presence of significant, at the 4.1-sigma confidence level, period 160.0099 ± 0.0004 min with about $\pm 2.5\%$ amplitude.

The NGC 4151 period happens to be coincident, within the limits of errors, with the value $P_0 = 160.0102 \pm 0.0005$ min established for the Sun [2, 4]. Taking into account a radial velocity of the galaxy, $v = +980$ km/s, one can speculate that in a proper frame of the NGC 4151 the true period would be ~ 159.487 min. Further, since the object is

¹ Государственный астрономический институт им. Штернберга, Москва.

approximately 15 Mpc from the Sun, we can infer that the period derivative $dP_0/dt \sim \sim 2 \cdot 10^{-14}$ s/s, and corresponding lifetime of the 160-min period could be, therefore, $\sim 15 \cdot 10^9$ years, which is nearly the age of the Universe.

We note in turn that the product $P_0 H_0$, where H_0 is the Hubble constant, appears to be dimensionless parameter $\sim 2 \cdot 10^{-14}$ which might be of great interest for cosmology.

В спектре осцилляций Солнца как целого обнаружена пока единственная частота $\nu_0 = 104,1600 \pm 0,0003$ мГц [1, 2], фазовая когерентность которой устойчива на протяжении многих лет (период $\sim 160^m 010$). Важным подтверждением данного колебания стали результаты анализа 34-летнего ряда начальных моментов хромосферных вспышек на Солнце, показавшие наличие точно такого же, в пределах ошибок, периода 160^m с уровнем достоверности $\geq 0,9999$ [3] (табл. 1).

Т а б л и ц а 1

Тип наблюдений	Интервал, годы	Период, мин
Колебания Солнца (доплеровское смещение)	1974–1984	160,0102(±5)
Временной ряд вспышек балла $B \geq 1$	1947–1980	160,01015(±8)

Факт пульсаций Солнца с частотой ν_0 до сих пор не получил однозначной интерпретации (см. [2, 4]). Удивляет также кажущийся «повсеместный» характер периода 160^m , который проявляет себя во многих астрофизических объектах и явлениях; в частности, именно этот период оказывается характерным с точки зрения наилучшей соизмеримости (кратности) для распределения по периодам вращения тесных двойных звезд [2] и периодов пульсаций звезд типа RR Лир в шаровых скоплениях Галактики [5].

Заранее предупредим читателя, что ввиду необычности обсуждаемого явления, нетривиальности процедуры анализа данных и особенно из-за того, что рассматриваемая совокупность объектов по всем параметрам находится так далеко от Солнца, мы не пытаемся дать какое-либо физическое истолкование полученных здесь результатов. Нашей целью является: 1) последовательное и краткое изложение методики анализа данных о периодах пульсаций звезд в Большом Магеллановом Облаке (БМО = LMC), 2) представление результатов этого анализа и 3) результатов фурье-анализа наблюдений ядра сейфертовской галактики NGC 4151.

1. Метод анализа переменности звезд («спектр резонансности»)

Пусть имеется набор частот ν_i рассматриваемого ансамбля объектов; порядковый номер объекта $i = 1, 2, \dots, N$, где N — число объектов. Чтобы в заранее заданном диапазоне пробных частот ν найти такую частоту ν_m , которая являлась бы наилучшей общей кратной (с точки зрения метода наименьших квадратов) частотой для всего набора частот ν_i , вычисляется следующая нормированная функция соизмеримости [2]

$$\Phi_0(\nu) = (60N)^{1/2} \left\{ 12^{-1/2} - \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [x_i - \text{INT}(x_i + 0,5)]^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (4)$$

$$x_i = \begin{cases} \nu_i/\nu, & \text{если } \nu_i/\nu \geq 1 \\ \nu/\nu_i, & \text{если } \nu_i/\nu < 1. \end{cases}$$

Для случайного набора частот ν_i распределение значений Φ_0 около нулевого среднего значения близко к нормальному со среднеквадратичным значением, равным единице. В [5] была введена также функция несоизмеримости,

или функция дефицита объектов $\Phi_1(\nu) \equiv -\Phi_0(\nu)$; ее максимум соответствует частоте ν_m , кратность которой со всеми ν_i минимальна в среднем (случай дефицита объектов на частотах, кратных ν_m). И, наконец, для анализа периодов вращения тесных двойных звезд [2] была определена также обобщенная функция соизмеримости, учитывающая сразу два предполагаемых обстоятельства: преобладание числа объектов на частотах нечетной кратности с ν_m ; $\nu_i \approx (2z + 1) \nu_m$, и дефицит объектов на частотах четной кратности с ν_m ; $\nu_i \approx 2z \nu_m$ (z — целое число). Эта функция имеет вид: $\Phi_2(\nu) = \Phi_0(\nu) - \Phi_0(\nu/2)$.

Соответствующие функциям $\Phi_k(\nu)$ ($k = 0, 1, 2$) «спектры резонансности» определяются следующим образом:

$$F_k(\nu) = [\Phi_k(\nu)]^2 / |\Phi_k(\nu)|. \quad (2)$$

2. Шаровые скопления Галактики

Ранее [5] путем вычисления $\Phi_1(\nu)$ найдено, что период $161^m4 \pm 1^m6$ на уровне значимости $\geq 3,8\sigma$ является наиболее характерным («резонансным») периодом распределения периодов пульсаций 1211 звезд типа RR Lyr в шаровых скоплениях нашей Галактики; анализировались данные известного каталога Сойер-Хогг [6].

Основной эффект для указанных звезд заключается в статистически значимом дефиците числа звезд, имеющих периоды $P \approx 2zP_0$. Соответствующий максимум $\Phi_1(\nu)$ на частоте $\nu_m \approx (320^m)^{-1}$ приводит к появлению вторичного максимума (как артефакта основного максимума) на удвоенной частоте $2\nu_m \approx (160^m)^{-1}$ с амплитудой около $3,8\sigma$.

Подобный эффект «четная и нечетная кратность» (с периодом 160^m) найден также в совокупности тесных двойных систем Галактики [2] с той лишь разницей, что для них в среднем максимум $\Phi_1(\nu)$ на частоте $\sim \nu_m = (320^m)^{-1}$ сопровождается некоторым минимумом $\Phi_1(\nu)$ на частоте $\sim 2\nu_m = (160^m)^{-1}$. Такое различие между распределением звезд RR Lyr и тесных двойных систем может быть обусловлено, например, общим характером (сглаженного) распределения, а также диапазоном рассматриваемых периодов. Поэтому с целью обобщения процедуры анализа и более точного определения наиболее характерного периода распределения и его значимости целесообразно рассматривать наряду с $\Phi_1(\nu)$ и $\Phi_2(\nu)$ также следующую функцию: $\Phi_3(\nu) = \Phi_1(\nu) + \Phi_1(\nu/2)$ — и соответствующий ей спектр $F_3(\nu)$.

Спектр «резонансности» $F_3(\nu)$, вычисленный для 1211 звезд типа RR Lyr каталога [6], показан на рис. 1, где основной пик отвечает периоду $161^m8 \pm \pm 2^m0$ с формальным уровнем значимости 7σ . Эта значимость, однако, может быть существенно завышенной, поскольку формула для σ : $\sigma = (60N)^{-1/2}$ [2] — получена для равномерно распределенных случайных чисел, тогда как

реальные значения ν_i распределены в ограниченном диапазоне частот: от $\sim (0^d,22)^{-1}$ до $\sim (0^d,8)^{-1}$. Чтобы получить более реалистичную оценку σ , вычислялось среднеквадратичное значение Φ_3 по всем значениям этой функции $|\Phi_3| < 4\sigma$; полученное новое значение $\sigma_0 = 1,88\sigma$. Следовательно, фактический, более близкий к реальной оценке уровень значимости основного пика на рис. 1 соответствует $\sim 3,7\sigma_0$ (вероятность

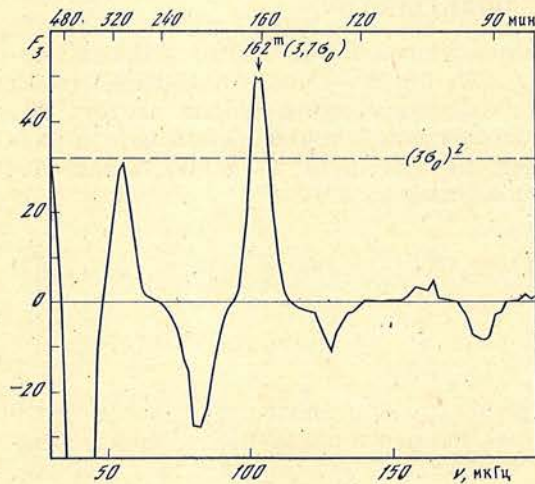


Рис. 1. Спектр «резонансности» для 1211 звезд типа RR Lyr в шаровых скоплениях Галактики

По горизонтали: частота (внизу) или период (вверху)

$p \approx 10^{-4}$). Период $P_0 \approx 160^m$, таким образом, является единственным («резонансным») периодом рассматриваемых звезд типа RR Lyr в диапазоне периодов от 83 до $\sim 480^m$. Этот факт — дополнительное свидетельство в пользу обсуждавшегося ранее «повсеместного» характера 160-минутного периода для астрофизических объектов, см. [2].

3. Большое Магелланово Облако

Недавно Немек и др. [7] опубликовали список 63 переменных звезд типа RR Lyr, наблюдаемых внутри и около шарового скопления NGC 2257 в БМО. Естественно, мы решили подвергнуть также и эти данные изложенному выше «спектральному анализу».

Сначала было построено распределение этих 63 звезд по периодам пульсаций (рис. 2). Основной, резкий максимум распределения соответствует периоду $0^d,335 \approx 3P_0$. Кроме того, имеют место некоторая концентрация звезд к периоду $\sim 5P_0$, широкий минимум около $P \approx 4P_0$, а также некоторый малозначимый избыток звезд с периодами $\sim 0^d,67 \approx 6P_0$. Эти особенности распределения в общем повторяют то, что имеет место для звезд типа RR Lyr в шаровых скоплениях Галактики [5, 6]. Уместно также заметить, что в смысле кратности периоду 160^m неслучайно, по-видимому, и разделение шаровых скоплений Галактики на два так называемых «класса» Оостерхофа: класс I со средним значением периодов переменных типа RR Lyr $\langle RR_{ab} \rangle > \approx 0^d,55 (\sim 5P_0)$ и класс II, где $\langle RR_{ab} \rangle \approx 0^d,65 (\sim 6P_0)$. Однозначного и надежного истолкования этого разделения на два класса, как известно, не най-

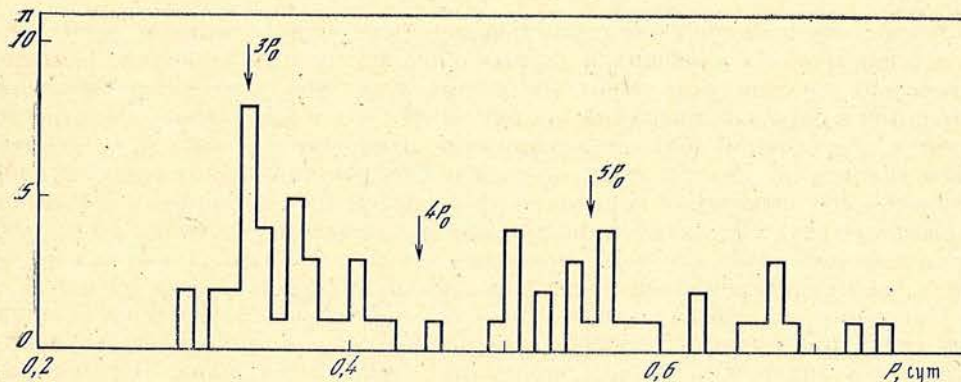


Рис. 2. Распределение периодов пульсаций 63 звезд RR Lyr шарового скопления NGC 2257 (БМО)

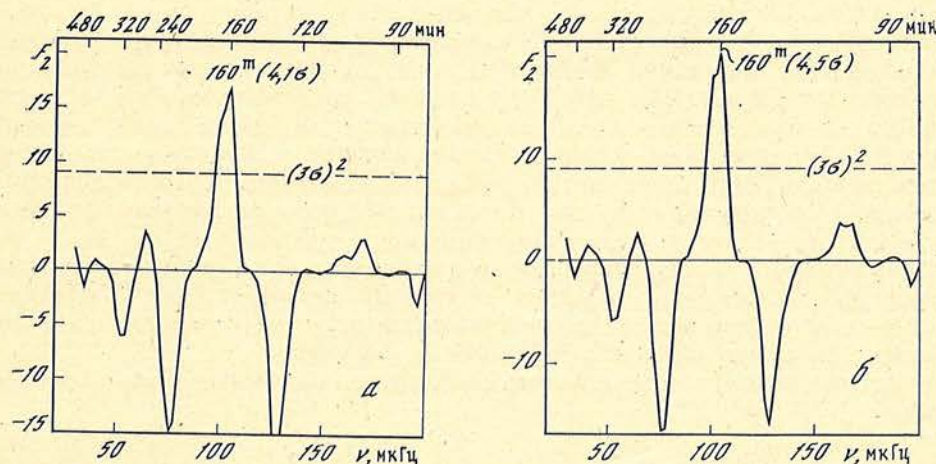


Рис. 3. Спектр «резонансности», вычисленный для 63 (а) и 72 (б) звезд RR Lyr в шаровых скоплениях БМО

дено [8]. Классы Оостерхофа отличаются в среднем степенью металличности звезд типа RR Lyr.

Спектр $F_2(\nu)$, вычисленный для периодов 63 указанных выше звезд типа RR Lyr, относящихся к шаровому скоплению NGC 2257 в БМО, показан на рис. 3, а. Максимальный пик соответствует периоду $159^m9 \pm 1^m5$, амплитуда $A = 4,1\sigma$.

Наконец, совсем недавно Грэхэм [9] сообщил об обнаружении девяти переменных звезд в скоплении NGC 1786 (БМО), которые являются, по-видимому, звездами типа RR Lyr класса Оостерхофа II. Спектр $F_2(\nu)$ для совокупности всех 72 звезд, т. е. с добавлением указанных девяти звезд [9], представлен на рис. 3, б, где пик 160^m имеет еще большую амплитуду и соответственно статистическую значимость: $A = 4,5\sigma$ (формальная вероятность случайного появления $p \approx 3,4 \cdot 10^{-6}$), период $159^m9 \pm 1^m5$.

4. Сейфертовская галактика NGC 4151 (спектр мощности)

В связи с обнаружением 160-минутного периода в другой галактике Местной группы представляет интерес проверить возможность присутствия того же периода в далеких внегалактических объектах, прежде всего в галактиках с активными ядрами.

Наиболее подробный однородный ряд фотоэлектрических наблюдений получен одним из авторов (В. Л.) для сейфертовской галактики NGC 4151 [10—12].

Поскольку речь идет о быстрой переменности ядра галактики, необходимо остановиться на имеющихся данных о его возможных размерах. Прямые оптические измерения на высотных баллонах для диаметра звездообразного источника в ядре дали верхний предел $\sim 0,18''$ при очень большом контрасте яркости центральной области источника по отношению к яркости остальной части галактики. Размер этого же «точечного» источника по наземным наблюдениям его оптической переменности не превышает по порядку величины 15 световых дней. И, наконец, по данным рентгеновских наблюдений размер составляет несколько световых часов или меньше; минимальное время изменения, зарегистрированное рентгеновской аппаратурой, около 20 мин.

Напомним, что фотоэлектрические *UBV*-наблюдения переменности ядра этой галактики проводятся дифференциальным методом по отношению к локальному стандарту, расположенному примерно в $10'$ от ядра. Таким образом, все эффекты, связанные с атмосферной прозрачностью, практически полностью исключаются.

Для анализа на 160-минутную периодичность из 18-летнего ряда наблюдений (1968—1985 гг.) были выбраны данные, для которых можно было достаточно уверенно графическим путем исключить плавный тренд, обусловленный медленной вариацией активности ядра. После такой фильтрации для 17-летнего интервала (1968—1984 гг.) в списке, подвергнутом окончательной обработке, осталось 186 точек (отдельных измерений блеска ядра). Несмотря на то что в течение ночи делалось одно измерение, наблюдения позволяют искать периодичности менее суток, поскольку измерения в разные ночи приходились на разное время суток, и поэтому моменты распределялись более или менее случайным образом во временном интервале около 0,4 сут.

Исправленные за медленный тренд и приведенные к Солнцу наблюдения анализировались на периодичность методом Диминга [13]. Рассматривались *U*-величины, так как амплитуда переменности ядер сейфертовских галактик максимальна в ультрафиолетовой области спектра.

В методе Диминга, кроме спектра мощности (дискретное фурье-преобразование)

$$P(\nu) = \frac{1}{N^2} \left| \sum_{k=1}^N m_k e^{-i2\pi\nu t_k} \right|^2, \quad (3)$$

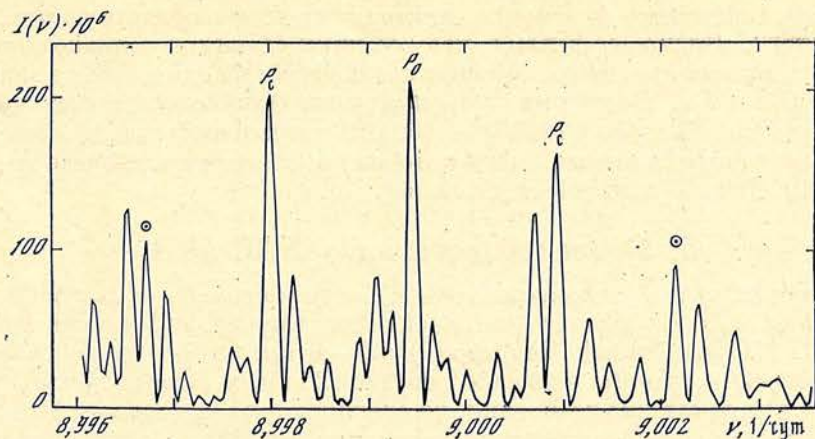


Рис. 4. Спектр мощности вариаций блеска ядра NGC 4151 в диапазоне $160^m,07-159^m,93$. Основной период $P_0 = 160^m,0099 \pm 0^m,0004$; P_c — результат интерференции с периодами спектра скважности, \odot — интерференция с годом. Шаг по частоте $\Delta\nu = 1/5 T$, где T — длина ряда ($\Delta\nu \approx 0,37$ нГц)

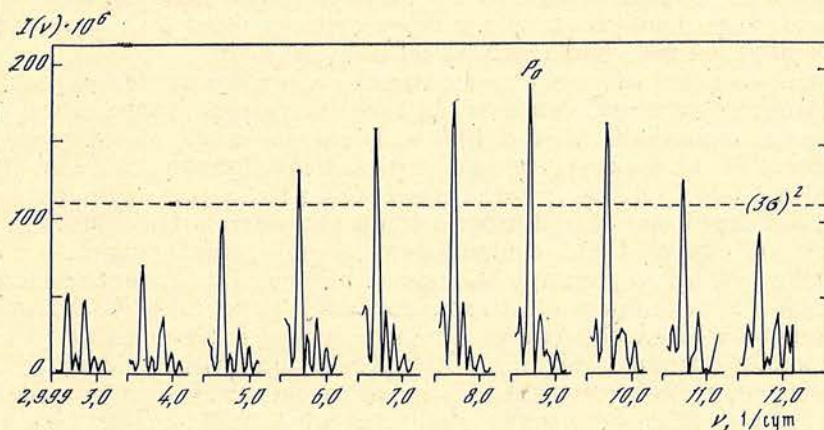


Рис. 5. Фрагменты спектра мощности NGC 4151 вблизи суточных гармоник. Амплитуда интерференционных пиков падает в обе стороны с удалением от P_0 .

вычисляется также спектр скважности

$$S(\nu) = \frac{1}{N^2} \left| \sum_{k=1}^N e^{-i2\pi\nu t_k} \right|^2, \quad (4)$$

где N — полное число обрабатываемых точек, имеющих моменты t_k ; $k = 1, 2, \dots, N$; m_k — вариация блеска ядра в звездных величинах в момент t_k .

Спектр скважности позволяет выявить ложные периоды, обусловленные неравномерным распределением данных. Если в исследуемом ряду данных присутствует частота ν_0 , а в спектре скважности — частота ν_1 , то в спектре мощности, кроме ν_0 , появятся дополнительные пики, соответствующие $\nu_0 \pm \nu_1$. При нормировке $1/N^2$ интенсивность пика в спектре мощности $P(\nu)$ представляет собой квадрат амплитуды (a) синусоиды соответствующей частоты ($a \sin 2\pi\nu_0 t$).

Спектр мощности вариаций блеска ядра NGC 4151 в диапазоне периодов $160,07-159^m,93$ показан на рис. 4. Самый мощный пик с амплитудой $4,1\sigma$ (для нормального распределения шумов) соответствует частоте $104,1603 \pm \pm 0,0003$ мГц, т. е. периоду $P_0 = 160,0099 \pm 0^m,0004$. Симметричные пики около P_0 соответствуют биениям этого периода с периодами спектра скважности 680—820 сут и годом (на рис. 4 соответствующие пики отмечены знаками P_c и \odot).

На рис. 5 показаны фрагменты спектра мощности в области частот, кратных $(1 \text{ сут})^{-1}$. Видно, во-первых, что все пики сдвинуты в низкочастотную сторону от точных суточных гармоник практически на одну и ту же величину $\Delta\nu \approx 0,0064 \text{ мкГц}$. Во-вторых, максимальный пик соответствует частоте, близкой к девятой гармонике ($P_0 = 160,010 \text{ мин}$). Амплитуда пиков уменьшается как в сторону низких, так и в сторону высоких частот. Следовательно, частота $104,160 \text{ мкГц}$ является основной.

5. Кривая блеска ядра NGC 4151

Средняя кривая блеска ядра NGC 4151 с периодом $P_0 = 160^m0099$ показана на рис. 6, а. В качестве начальной эпохи взят первый момент наблюдений J. D. 2439941,393 hel. Диапазон фаз 0—1 был разбит на семь интервалов, в каждый из которых попадало в среднем 25 точек. Вторая кривая (штриховая) — для такого же разбиения, но сдвинутого на $1/2$ фазового интервала. Вертикальными черточками показана средняя ошибка, обусловленная разбросом точек. Двойная амплитуда средней кривой около 0^m05 ($\approx 5\%$).

Таким образом, в изменениях блеска ядра сейфертовской галактики NGC 4151 присутствует периодическая составляющая с периодом $P_0 = 160^m0099 \pm 0^m0004$, который в пределах ошибки совпадает с солнечным. Непосредственным подтверждением этого периода было бы также наблюдение 160-минутной переменности в течение одной ночи.

Специальные наблюдения с этой целью пока не были проведены как вследствие погодных условий, так и вследствие медленного уменьшения блеска (активности) ядра NGC 4151 с 1984 г. Попытка таких наблюдений была предпринята В. Ю. Рахимовым на 1-метровом рефлекторе (Санглок, Душанбе) 25/26 и 27/28.05 1985 г., когда ядро NGC 4151 имело минимальный за последние 20 лет блеск [14]. В этих данных намечается 160-минутная волна с амплитудой меньше 0^m02 , однако очень низкой достоверности.

В 1968 г. А. М. Черепашук и один из авторов (В. Л.) наблюдали NGC 4151 с целью поиска быстрой (несколько минут) переменности. Наблюдения проводились на 48-см рефлекторе с малым временем накопления (40 с), поэтому ошибки довольно велики. Эти наблюдения приведены на рис. 6, б. Фазы вычислены с той же начальной эпохой, что и для средней кривой 1968—1984 гг. На рисунке видна волна с амплитудой $\sim 0^m07$, причем фаза ее совпадает с фазой средней кривой. Отметим, что блеск ядра NGC 4151 в июне 1968 г. был на 0^m5 выше, чем в мае 1985 г.

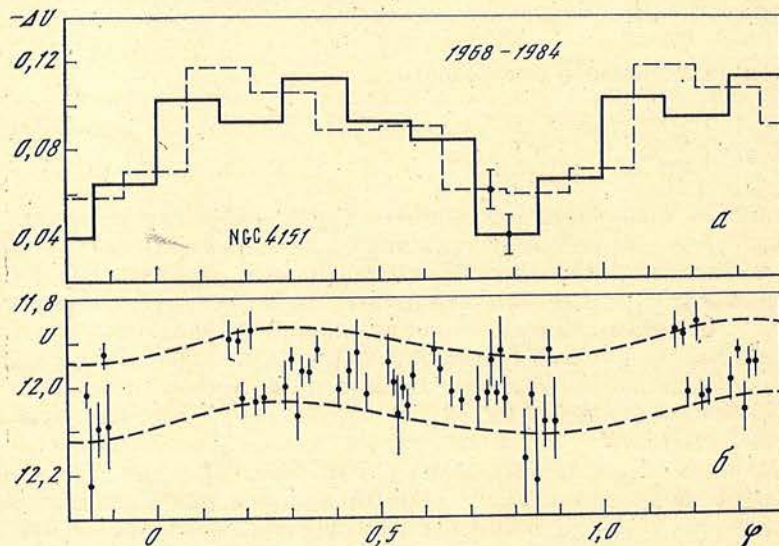


Рис. 6. Средняя кривая блеска NGC 4151 с периодом P_0 за 17 лет (а) и наблюдения в течение двух последовательных ночей 29/30 и 30/31.06 1968 г. (б)

Огибающая, показанная штриховой линией, находится в удовлетворительном согласии со средней кривой 1968—1984 гг. По горизонтали — фаза периода $160^m,0099$

С тем же периодом P_0 были «свернуты» 65 измерений блеска ядра NGC 4151, выполненные Е. Т. Белоконов в 1976—1983 гг. в Бюракане. Полученная средняя кривая, имеющая амплитуду $\sim 0^m02$ (фильтр B), хорошо согласуется по фазе с нашей кривой на рис. 6, а.

Наконец, для контроля были обработаны оптические наблюдения рентгеновского источника Лебедь X-1, выполненные в 1971—1984 гг. Общее число измерений 717, сделаны они дифференциально, т. е. также по отношению к звезде-стандарту, и обработаны методом, идентичным методу обработки данных о NGC 4151. Средняя кривая блеска источника Лебедь X-1 не показала никакой значимой волны с периодом P_0 при верхнем пределе для амплитуды переменности $\sim 0^m005$. Этот результат — дополнительный сильный аргумент в пользу реальности периодичности P_0 в случае NGC 4151, которая не может быть обусловлена какими-либо систематическими погрешностями измерений или методом анализа.

6. Обсуждение результатов

160-минутная периодичность, впервые обнаруженная на Солнце [1, 2], представляет собой чрезвычайно любопытное и интригующее явление, поскольку она проявляется во многих астрофизических объектах — от Солнца, астероидов и двойных звезд до звезд типа RR Lyr в Большом Магеллановом Облаке и ядра NGC 4151 (табл. 2).

Таблица 2

Объект	P , мин	Значимость	Ссылка
Солнце (осцилляции)	$160,0102 \pm 0,0005$	$\sim 8\sigma$	[2, 4]
Солнце (вспышки)	$160,01015 \pm 0,00008$	$\sim 3,8\sigma$	[3]
Солнечная система: распределение частот осевого вращения планет и астероидов	$159,9 \pm 0,5$	$\sim 4,4\sigma$	[2]
Солнечная система: геометрические размеры	$160,4 \pm 1,0$	$4,4\sigma$	[2]
Тесные двойные системы Галактики	$160,0 \pm 0,1$	$4,1\sigma$	[2]
Сильно проэволюционировавшие тесные двойные системы	$158,3 \pm 1,8$	$3,2\sigma$	[5]
Переменные типа RR Lyr в шаровых скоплениях Галактики	$161,8 \pm 2,0$	$3,7\sigma$	[5]
Звезды типа δ Sct	$162,2 \pm 2,8$	$3,6\sigma$	[15]
Звезды типа RR Lyr в шаровых скоплениях БМО	$159,9 \pm 1,5$	$4,5\sigma$	—
Сейфертовская галактика NGC 4151	$160,0099 \pm 0,0004$	$4,1\sigma$	—

Все перечисленные значения P в пределах ошибок совпадают с периодом $P_0 = 160^m0102$, установленным по наблюдениям осцилляций Солнца как целого, что не может считаться случайным совпадением. Уровни статистической значимости, приведенные в табл. 2, определены более или менее формально, однако во всех случаях можно быть более или менее уверенным, что реальная значимость превышает 3σ .

В двух случаях — Солнце и NGC 4151 — периоды определены с очень высокой точностью и совпадают в пределах $\pm 2,5 \cdot 10^{-6} P_0$. Наблюдаемый период для NGC 4151 $P_{0, \text{obs}} = 160^m0099$. С учетом доплеровского смещения в системе покоя галактики, лучевая скорость которой равна $+980$ км/с [16], $P_{0, \text{rest}} = 159^m4872$. Расстояние до NGC 4151, определенное разными методами (по диаметру, по принадлежности к скоплению, по красному смещению), оценивается от 11 до 19 Мпс [16, 17], что соответствует $(3,6 \div 6,2) \cdot 10^7$ св. лет.

Отсюда можно получить скорость изменения периода $|\dot{P}_0| = (2,8 \div 1,6) \cdot 10^{-14}$ с/с, что дает для времени существования периода $|P_0/\dot{P}_0| =$

$= (11 \div 19) \cdot 10^9$ лет. Получаем удивительный факт: время существования 160-минутного периода равно возрасту Вселенной (!).

Можно было бы думать о возможном влиянии какого-либо геофизического эффекта (например, о различном влиянии атмосферы на сигнал от протяженного объекта — ядра галактики, которое наблюдалось с апертурой $27''$, — и звезды-стандарта), однако подобными причинами нельзя объяснить отличие P_0 от точной девятой гармоники среднесолнечных суток. Это отличие очень существенно, поскольку для рассматриваемого 17-летнего интервала оно вызывает смещение истинной фазы примерно на 9 ч относительно фазы суточного периода 160^m0000 .

Конечно, наш вывод нуждается в подтверждении. Следует попытаться обнаружить $P_0 \approx 160$ мин и в других внегалактических объектах, более далеких, чем NGC 4151, а также искать переменность блеска с периодом P_0 в течение одной ночи — как внегалактических объектов, так и переменных звезд.

Найденные эффекты 160-минутной периодичности, безусловно, представляют серьезную и очень интересную проблему для астрофизики (см. также [1, 2, 5]). Однако здесь мы воздерживаемся пока от соблазна дать какое-либо, даже сугубо предварительное, толкование эффектов или сформулировать какую-либо новую разумную физическую гипотезу. Тем не менее трудно избежать мысли, что обсуждаемые 160-минутные осцилляции могут быть связаны, например, с некоторым неизвестным свойством «времени — пространства — тяготения» (?).

Обратим внимание еще на одно интересное обстоятельство. Возраст Вселенной есть величина, обратная постоянной Хаббла (последняя принимается сейчас равной $H_0 \approx 60$ км/с на 1 Мпс и представляет собой параметр расширения Вселенной; $H_0 \approx 1,94 \cdot 10^{-18}$ с $^{-1}$). Произведение H_0 на период P_0 является безразмерной величиной: $H_0 P_0 \approx 1,9 \cdot 10^{-14}$, которая совпадает с темпом замедления 160-минутного периода $|\dot{P}_0|$. Исходя из этого, разумно предположить, следовательно, что H_0 меняется со временем следующим образом: если P_0 увеличивается со временем, то H_0 пропорционально уменьшается, а их произведение — безразмерная константа

$$\Psi = P_0 H_0 \sim 2 \cdot 10^{-14}. \quad (5)$$

Этот вывод, однако, мало скажется на масштабах видимой части Вселенной, поскольку само значение H_0 известно с точностью до фактора два: от 50 до 110 км·с $^{-1}$ ·Мпс $^{-1}$.

Обнаруженный «повсеместный» характер 160-минутного периода (см. также [2]), полученная оценка скорости его изменения \dot{P}_0 , а также наметившаяся связь с постоянной Хаббла могут представлять интерес для космологии.

Авторы признательны академику А. Б. Северному за полезные советы и замечания, а также Л. С. Левицкому, В. М. Липуну и Н. И. Шакуре за обсуждение результатов и Е. Т. Белоконю за предоставление данных.

Литература

1. Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T. — Nature, 1976, vol. 259, p. 87—89.
2. Kotov V. A. — Solar Phys., 1985, vol. 100, p. 101—113.
3. Котов В. А., Левицкий Л. С. — Наст. том.
4. Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 71.
5. Котов В. А. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1986, т. 75, с. 113—119.
6. Sawyer-Hogg H. — Publ. David Dunlap Obs. Univ. Toronto, 1973, vol. 3, N 6.
7. Nemec J. M., Hesser J. E., Ugarte P. P. — Astrophys. J. Suppl. Ser., 1985, vol. 7, 57.
8. Самусь Н. Н. — В кн.: Итоги науки и техники. Астрономия. М.: ВИНТИ, 1985, т. 27, с. 3—101.
9. Graham J. A. — Publ. Astron. Soc. Pacific, 1985, vol. 97, p. 676—680.
10. Лютый В. М. — Астрон. журн., 1972, т. 49, с. 930—943.
11. Лютый В. М. — Астрон. журн., 1977, т. 54, с. 1153—1167.
12. Лютый В. М., Окнянский В. Л. — Астрон. журн., 1986, т. 63.
13. Deeming T. J. — Astrophys. Space Sci., 1975, vol. 36, p. 137—158.
14. Лютый В. М., Окнянский В. Л., Чуваев К. К. — Письма в Астрон. журн., 1985, т. 10, с. 803—807.
15. Котов В. А. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1987, т. 76.
16. Anderson K. S. — Astrophys. J., 1974, vol. 189, p. 195—203.
17. Vaucouleurs A., Vaucouleurs G. — Publ. Univ. Austin., ser. II, 1968, vol. 2, N 7.

УДК 520. 82/87+520.3/6-1/-2

ПЕРИОДОГРАММА РЯДА НАБЛЮДЕНИЙ, СОСТАВЛЕННОГО ИЗ КУСКОВ, РАЗДЕЛЕННЫХ ПРОИЗВОЛЬНЫМИ ПРОМЕЖУТКАМИ ВРЕМЕНИ

Б. А. Бурнашева, О. П. Голландский

С целью лучшего выявления полезного сигнала рассмотрено сложение периодограмм, чьи массивы данных разделены произвольными промежутками времени. Показано, что сумма периодограмм является случайной величиной, имеющей плотность распределения χ^2 с числом степеней свободы $n \lesssim 2k$, где k — число слагаемых. Сдвиг фазы между слагаемыми не влияет на сумму. Поэтому промежутки времени между отрезками ряда наблюдений, по которым вычислялись слагаемые, могут быть произвольными, если наблюдается стационарный процесс. В случае наличия сдвига фазы внутри отрезка периодограммы условия выявления сигнала на ней резко ухудшаются. Отношение сигнал—шум у суммарной периодограммы приблизительно в $\sqrt{\sum_j M_j/M_i}$ раз больше, чем у каждого из слагаемых (M_i — число точек i -го слагаемого).

A PERIODOGRAM OF OBSERVATIONAL DATA SERIES FORMED BY SEGMENTS SEPARATED BY ARBITRARY TIME INTERVALS, by *B. A. Burnashova, O. P. Gollandsky*.— It is shown that the sum of modified periodograms is a distributed statistics with $n \lesssim 2k$ degrees of freedom, where k is the number of summands. The phase shift between the summands does not affect the sum. Therefore the time interval between the segments of observational data whose periodograms are calculated may be arbitrary under condition that the observed process is stationary. But if the phase shift occurs inside the segment, then the conditions of detecting the signal will be deteriorated. The signal-to-noise ratio of the summarized periodogram is by $\sim \sqrt{(\sum_j M_j)/M_i}$ times greater than that of each summand (M_i is the number of data of i -th summand).

В большинстве случаев астрономические наблюдения какого-либо периодического процесса не образуют достаточно непрерывного ряда, а состоят из отдельных кусков (отрезков), разделенных произвольными промежутками времени.

Много работ посвящено различным методам сопряжения этих отрезков для того, чтобы рассматривать единый ряд наблюдений, объединяющий эти отрезки, и не потерять информацию о периодичности большого масштаба, которая и может быть выявлена только при рассмотрении интервала, охватывающего все отрезки ряда. Не задаваясь целью делать обзор таких работ, сошлемся на типичные. Например, в [1] промежутки между отрезками ряда наблюдений заполняются путем экстраполяции (предсказания) вперед и назад с помощью модельного процесса авторегрессии, которым были представлены данные наблюдений. Другие авторы, например [2, 3], включают промежутки между отрезками в общее неравномерное распределение наблюдаемых данных и вычисляют спектральное окно такого распределения и т. п.

Нас же интересуют только те периоды стационарного процесса, которые в принципе могут быть выявлены при рассмотрении отдельных отрезков, мешать этому может относительно высокий уровень шума. Понизить этот уровень относительно полезного сигнала можно путем сложения периодо-

грамм, вычисленных для отдельных отрезков. Этому, а также оценкам уровня значимости пиков мощности на периодограмме¹ и посвящено предлагаемое исследование.

Для наших исследований воспользуемся выражением модифицированной периодограммы, предложенным Скарглем [4]:

$$P_X(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{[\sum_j X_j \cos \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_j \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{[\sum_j X_j \sin \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_j \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right\}, \quad (1)$$

где

$$\tau = \frac{1}{2\omega} \operatorname{arctg} \frac{\sum_j \sin 2\omega t_j}{\sum_j \cos 2\omega t_j}. \quad (2)$$

Напомним, что периодограмма является выборочной дискретной спектральной оценкой плотности мощности некоторого процесса. Выражение (1) отличается от обычной периодограммы наличием в знаменателе нормирующих сумм квадратов косинусов и синусов, а также временного сдвига τ . По-прежнему X_j здесь обозначает результат наблюдений в момент времени t_j . В случае равноудаленных данных наблюдений $t_j - t_{j-1} = \text{const} = \Delta$, и выражение (1) сводится к обычной периодограмме, так как $\sum_{j=1}^N \cos^2 \omega j \Delta =$

$= \sum_{j=1}^N \sin^2 \omega j \Delta \approx \frac{N}{2}$ (с точностью до единицы). В случае же неравноудаленных данных, как показано в [4], различия между двумя видами периодограмм несущественны.

Модифицированная периодограмма (1) обладает еще двумя интересными особенностями. Во-первых, ее выражение было получено Ломбом [5] как оценка спектра (плотности) мощности методом наименьших квадратов при аппроксимации ряда наблюдений суммой синусоид. Во-вторых, что весьма существенно, выражение (1) как в случае равноудаленных, так и неравноудаленных данных представляет собой статистику, имеющую распределение χ^2 с двумя степенями свободы, в то время как для обычной периодограммы при неравноудаленных данных распределение χ^2 не имеет места. А это означает, что в последнем случае модифицированная периодограмма (1) обладает преимуществом перед обычной при оценках значимости ее пиков. Но об этом пойдет речь ниже.

Вернемся к нашим исследованиям. Посмотрим, что получится, если сшивать отдельные отрезки ряда наблюдений и вычислять их общую периодограмму, не компенсируя сдвига фазы между ними. А этот сдвиг, как правило, образуется за счет добавки (заключенной между нулем и 2π) к целому числу периодов исследуемого процесса, укладываемому между отрезками.

Представим, что мы наблюдаем некоторый синусоидальный процесс

$$f(t) = \sin \omega_0 t$$

и набран ряд из N наблюдений, состоящий из двух отрезков по N_1 и $N - N_1$ наблюдений со сдвигом фазы φ между отрезками. Тогда, обозначая в выражении (1) $t_j - \tau$ просто через t_j и записывая одни числители, куда только и входят данные наблюдений, получим в случае периодограммы, сшитой из обоих отрезков, выражения

$$\begin{aligned} & \left[\sum_{j=1}^{N_1} \sin \omega_0 t_j \cos \omega t_j + \sum_{j=N_1+1}^N \sin(\omega_0 t_j + \varphi) \cos \omega t_j \right]^2, \\ & \left[\sum_{j=1}^{N_1} \sin \omega_0 t_j \sin \omega t_j + \sum_{j=N_1+1}^N \sin(\omega_0 t_j + \varphi) \sin \omega t_j \right]^2. \end{aligned} \quad (3)$$

¹ Метод периодограммы избран нами, как весьма распространенный метод анализа временных рядов, хорошо реализуемый на ЭВМ.

Эти выражения явно зависят от сдвига фазы φ . Так, например, если $\varphi = \pi$, то вторые суммы в квадратных скобках будут с противоположным знаком по отношению к тем, которые были бы в выражении (1) при $\varphi = 0$. Мы проиллюстрировали эту зависимость от фазы на нескольких примерах, реализованных с помощью ЭВМ.

Была взята синусоида

$$f(t) = \sin \frac{\pi}{6} t \quad (4)$$

и вычислена ее периодограмма для непрерывного ряда из $N = 168$ точек (рис. 1). Затем мы разбили N на два равных отрезка, взяв $N_1 = N - N_1 = 84$, и во втором отрезке задавали сдвиг фазы $\varphi = \pi/3; \pi/2; 2/3\pi; 5/6\pi$ и построили графики — они очень похожи друг на друга. Поэтому приводим графики для первого и последнего случаев (рис. 2). Из сравнения с рис. 1 видно, что сдвиг фазы внутри периодограммы приводит к повышению уровня шума. Таким образом, из изложенного следует, что отдельные (разделенные произвольными промежутками времени) отрезки ряда наблюдений нельзя объединять для вычисления общей периодограммы. Для такого объединения необходимо согласование фазы из каких-либо априорных соображений.

С другой стороны, как показывают расчеты, влияние сдвига фазы на периодограмму пренебрежимо мало, если сдвиг фазы присутствует в начале отрезка. А это означает, что если исследуемый процесс стационарен, то суммарная периодограмма не зависит от длины промежутков между отрезками, чьи периодограммы суммируются.

При суммировании периодограмм, вычисленных для отдельных отрезков, отношение мощностей сигнала и шума увеличивается. Так, например, если мы имеем k равных отрезков с равноудаленными данными, вычислим периодограммы для каждого из них, а затем сложим эти периодограммы, то отношение сигнал²/шум² суммарной периодограммы будет в k раз превышать это отношение для отдельного отрезка. Эта особенность периодограммы является следствием того, что мощность периодического сигнала возрастает как k^2 , а мощность шума — как k (см., например, [6]). Если периодограммы отрезков окажутся неравной длины, то отношение мощностей сигнала и шума для суммарной периодограммы будет в $k_i = \left(\sum_{j=1}^k M_j \right) / M_i$ раз больше, чем для отдельного отрезка с числом точек M_i . Порядок величины k_i сохраняется и для неравноудаленных данных.

В подтверждение сказанного мы проделали следующие вычисления. Синусоида (4) была зашумлена путем сложения с нормально распределенными случайными числами с нулевым средним значением и единичной дисперсией (рис. 3). Это эквивалентно наложению белого гауссова шума с отношением сигнал/шум = 1 на входе. Были взяты три отрезка по 56 точек, и для них были вычислены периодограммы. Затем эти периодограммы просуммированы. Периодограммы частей и их суммы приведены на рис. 4. Была также вычислена периодограмма для трех отрезков из 40, 58, 70 точек и их суммарная периодограмма (рис. 5). Из рис. 4 и 5 видно, что суммарные периодограммы имеют пик на рассматриваемой частоте ($\omega_0 = \pi/6$) примерно в три раза выше, чем у отдельных слагаемых.

Далее, из отрезка с 40 точками были произвольным образом выброшены две точки, соответственно из 58 точек выброшены три, из 70 точек — четыре, и для них были получены периодограммы, а также суммарная периодограмма. Графики их приведены на рис. 6 (в логарифмической шкале).

Здесь была использована уже программа Диминга [6] для неравноудаленных точек (в предыдущих случаях мы пользовались обычной программой преобразования Фурье). Результат качественно остается тем же: суммарная периодограмма имеет относительно шума более высокий пик.

Заметим, что если предыдущий случай для 40, 58 и 70-точечных отрезков без выбрасывания точек просчитать по программе Диминга и построить графики, то получается та же картина, что изображена на рис. 6. Это озна-

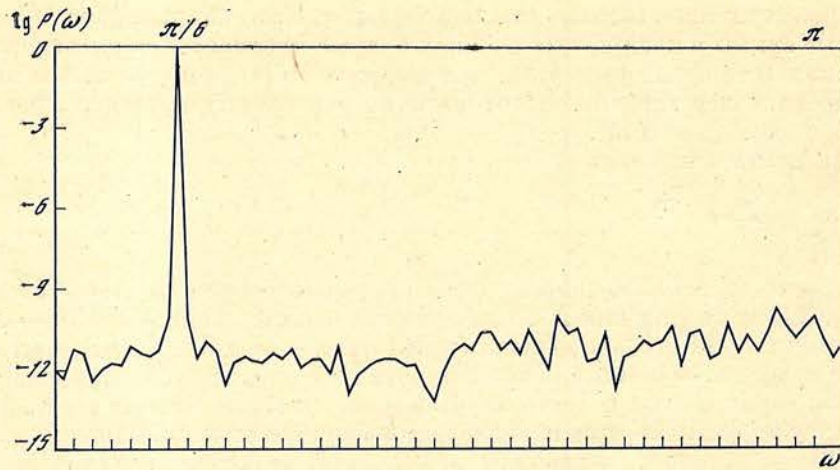


Рис. 1. Периодограмма синусоиды $f(t) = \sin \pi/6 t$ по 168 точкам

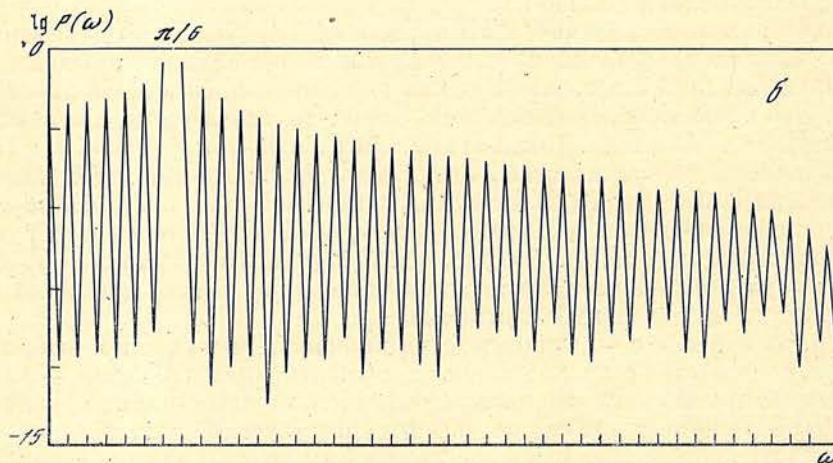
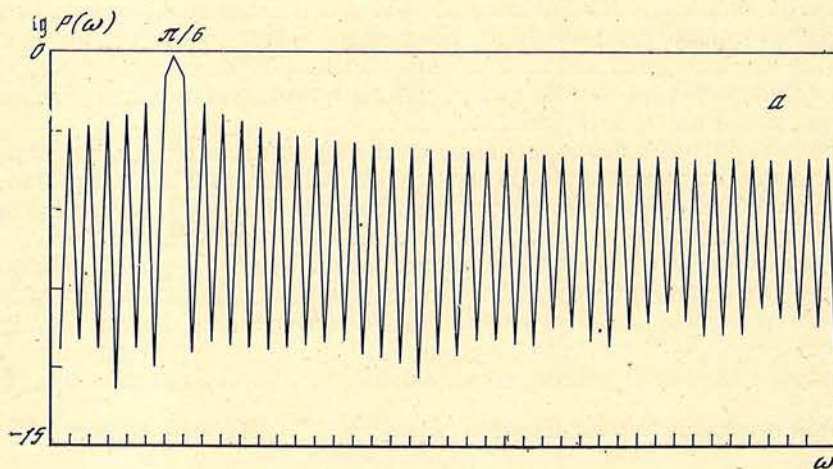


Рис. 2. Периодограммы синусоиды $\sin \pi/6 t$ по 168 точкам со сдвигами фазы $\varphi = \pi/3$ (а) и $\varphi = 5/6 \pi$ (б), начиная с 85-й точки

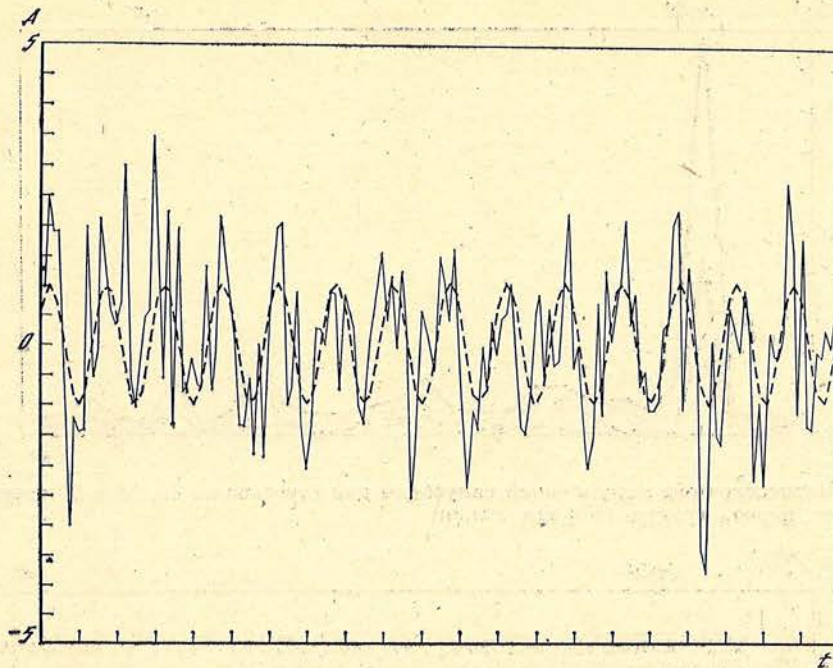


Рис. 3. Синусоида $\sin \pi/6 t$, зашумленная нормально распределенными случайными числами с нулевым средним и единичной дисперсией

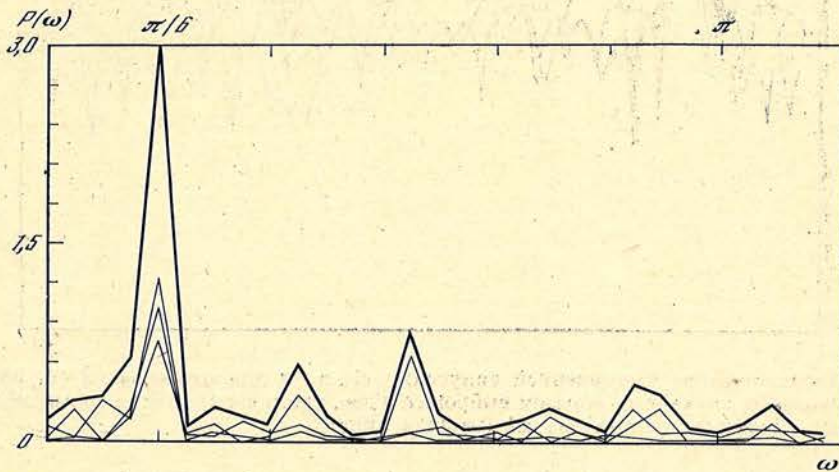


Рис. 4. Периодограммы зашумленной синусоиды для трех отрезков по 56 точек и их суммарная периодограмма (жирная линия)

чает, что выпадание случайным образом из ряда равноудаленных наблюдений около 5% точек практически не влияет на его периодограмму.

Рассмотрим теперь вопрос об оценке значимости пика периодограммы. Вопрос можно поставить так: чему равно пороговое значение z_0 отношения мощностей сигнала и шума²

$$z_0 = P(\omega)/\sigma^2 \quad (5)$$

при заданной вероятности ложной тревоги? При чем под вероятностью ложной тревоги понимается вероятность того, что за сигнал принят шумовой пик.

² В [7] показано, что в качестве дисперсии σ^2 в (5) нужно брать полную дисперсию, включая и исследуемый пик.

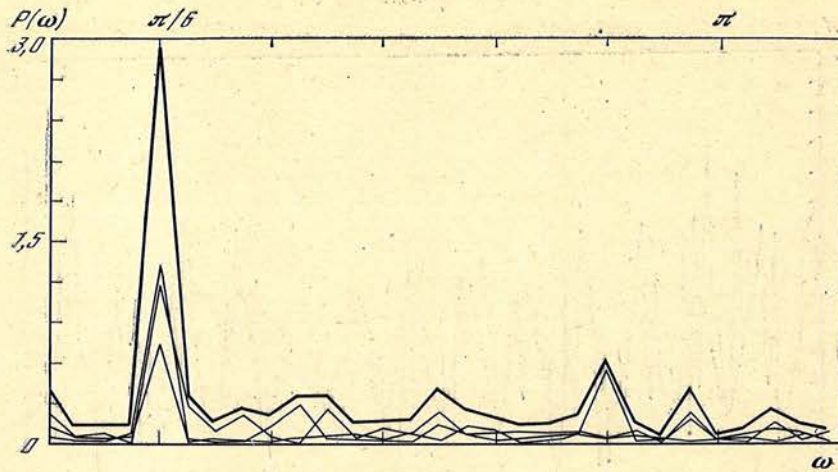


Рис. 5. Периодограммы зашумленной синусоиды для отрезков из 40, 58 и 70 точек и их суммарная периодограмма (жирная линия)

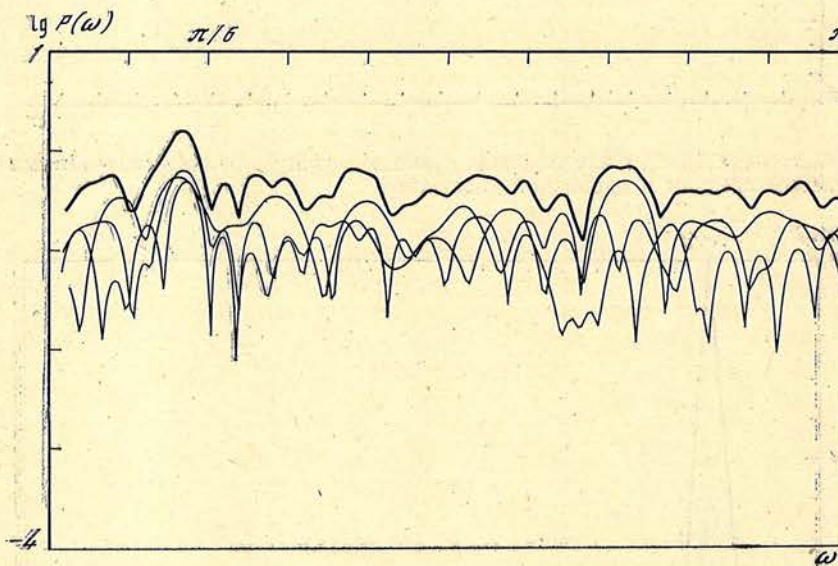


Рис. 6. Периодограммы зашумленной синусоиды $\sin \pi/6 t$ для отрезков из 40, 58 и 70 точек, из которых случайным образом выброшены две, три и четыре точки соответственно, а также их суммарная периодограмма (жирная линия)

Мы теперь будем понимать под мощностью сигнала $P(\omega)$ на частоте ω нормированную оценку мощности (5), где $P(\omega)$ дается выражением (1), ибо именно нормированная оценка мощности имеет распределение χ^2 . Периодограмма величин (5) для отдельного ряда наблюдений (или отрезка его) имеет распределение χ^2_2 с двумя степенями свободы [4, 8]. Периодограммы отдельных рядов (отрезков ряда) представляют собой независимые случайные величины. Если они содержат одинаковое количество точек, то число степеней свободы суммарной периодограммы

$$n = 2k,$$

где k — число слагаемых. Это означает, что суммарная периодограмма представляет собой сглаженную оценку плотности мощности. Здесь имеет место аналогия с аналоговыми фильтрами, для которых число степеней свободы сглаженной оценки спектра мощности $n = 2B_1 T \approx 2(T/M)$, где B_1 — полоса пропускания фильтра (см., например, [9]); T — время наблюдения, M — отрезок времени усреднения. Если отрезки ряда, по которым вычисляются частотные периодограммы, не равны между собой, то их вклад в сглаженную

периодограмму будет взвешенным с весом, который можно считать пропорциональным числу точек отрезка, т. е.

$$p_i = M_i/N, \quad (6)$$

где M_i — число точек i -го отрезка, а $N = \sum_{j=1}^k M_j$. Тогда на основании (6) можно написать

$$n = 2 \frac{N}{M} = 2N / \sum_{j=1}^k p_j M_j = 2N^2 / \sum_{j=1}^k M_j^2. \quad (7)$$

Если отрезки равные, т. е. $M_i = N/k$, то из (7) получим $n = 2k$. Так как знаменатель (7) достигает минимума при $M_j = \text{const} = N/k$, то n достигает своего максимального значения, равного $2k$ (т. е. при равном вкладе каждого из отрезков). Но поскольку n — целое число по определению, то $n \approx 2k$, если даже длины отрезков значительно отличаются друг от друга. Например: $N = 160$, $M_1 = 55$, $M_2 = 70$, $M_3 = 35$,

$$n = 2 \cdot \frac{160^2}{55^2 + 70^2 + 35^2} = 5,59 \approx 6.$$

Перейдем теперь непосредственно к нахождению порогового значения отношения мощностей сигнала и шума z_0 , при котором вероятность ложной тревоги не превышает заданного значения p_0 . Как показано в [4, 9], вероятность ложной тревоги p_0 , т. е. принятия шумового пика за сигнал, выражается формулой

$$p_0 = 1 - [p(z < z_0)]^N, \quad (8)$$

где $p(z < z_0)$ — вероятность того, что произвольный пик периодограммы не превосходит z_0 , а N — число частот ω_n , таких, что $P(\omega_n)$ ($n = 1, 2, \dots, N$) — взаимно независимы. Так как периодограмме соответствует плотность распределения χ_n^2 с, вообще говоря, n степенями свободы, будем иметь

$$p_0 = 1 - \left[\int_0^{z_0} \chi_n^2(x) dx \right]^N. \quad (9)$$

В случае единичной периодограммы (для одного отрезка) имеем

$$\int_0^{z_0} \chi_2^2(x) dx = \frac{1}{2} \int_0^{z_0} e^{-x/2} dx = 1 - e^{-z_0/2},$$

и для вероятности ложной тревоги получим

$$p_0 = 1 - (1 - e^{-z_0/2})^N. \quad (10)$$

Из (10) видно, что вероятность ложной тревоги растет вместе с N и стремится к единице, когда $N \rightarrow \infty$. Это означает, что когда рассматривается большой массив частот, то и при отсутствии сигнала можно с большой вероятностью ожидать появления сколь угодно большого шумового пика. По отношению к z зависимость обратная. Поэтому, выбирая z_0 достаточно большим, можно сделать p_0 как угодно малым.

Если измерять мощность пиков в единицах $z = P(\omega)/2\sigma^2$, то из (10) получим

$$z_0 = -\ln [1 - (1 - p_0)^{1/N}]. \quad (11)$$

Для малых p_0 эта формула существенно упрощается. Например, для $p_0 = 0,01$

$$z_0 \approx \ln(N/p_0) = 4,6 + \ln N, \quad (12)$$

что для $N = 100$ и 200 соответственно равно $9,2$ и $9,9$. В амплитудах этому соответствует отношение сигнал/шум $\approx 3,1$

Таким образом, если мощность пика для N порядка ста в девять или более раз превосходит удвоенную среднюю мощность шума $2\sigma^2$, то с 99%-ной надежностью можно утверждать, что пик вызван сигналом.

В случае суммарных периодограмм, когда число степеней свободы $n > 2$, делать оценку значимости пиков, используя выражение (9), значительно сложнее. Проще это делать с помощью доверительного интервала. Удобней всего пользоваться доверительным интервалом в логарифмической шкале, так как в этом случае доверительные границы логарифма мощности на всех частотах одни и те же (см., например, [8]):

$$\left[\lg \frac{n}{Q_{100-\alpha/2}^{(n)}}; \lg \frac{n}{Q_{\alpha/2}^{(n)}} \right],$$

где n — число степеней свободы, $Q^{(n)}$ — процентные точки ($0\% < Q^{(n)} < 100\%$) распределения χ_n^2 при заданном доверительном уровне α (в %). Значение Q -процентной точки $x(Q, n)$ определяется как корень уравнения

$$\int_x^\infty \chi_n^2(y) dy = 0,01Q \quad (13)$$

при заданных Q (а значит, и α) и n . Q -процентные точки даются в таблицах (например, [10]).

Например, для получения 99%-ного доверительного интервала берем доверительный уровень 1%; соответствующие значения Q будут $Q_1 = 100 - 0,5 = 99,5\%$, $Q_2 = 0,5\%$. Тогда согласно (13) будет иметь место соотношение

$$\int_{x_1}^{x_2} \chi_n^2(y) dy = 0,01(Q_1 - Q_2) = 99\%.$$

Если взять $n = 6$ (как в рассмотренном случае), то по таблицам [10] находим $x_1 = 0,676$, $x_2 = 18,548$. Для этих значений x получим

$$\lg \frac{6}{0,676} = 0,95; \quad \lg \frac{6}{18,548} = -0,49.$$

Таким образом, границами 99%-ного интервала будут числа

$$\lg P(\omega) + 0,95; \quad \lg P(\omega) - 0,49,$$

где $P(\omega)$ — значение мощности (ненормированной) на данной частоте. Этот доверительный интервал довольно велик, так как относится к низкому доверительному уровню и малому сглаживанию периодограммы — всего лишь по трем отрезкам (при $n \lesssim 6$). Если отрезков будет уже пять, то n становится порядка 10 и ограничивающие значения логарифмов будут соответственно равны 0,67 и $-0,40$.

Все полученные результаты справедливы как для равноудаленных, так и для неравноудаленных наблюдательных данных, поскольку при расчетах мы пользовались программой Диминга [6]. Не было надобности рассматривать различные случаи неравноудаленности данных, так как этим уже занимался ряд авторов (в том числе [4—7]). Мы же провели вычисления для единственного, но весьма типичного вида неравноудаленности, а именно выпадания отдельных точек из ряда равноудаленных наблюдений. Ведь, как правило, наблюдатель старается получать данные через равные промежутки времени, и только вследствие какой-нибудь помехи (надвинулось облако, упало напряжение или другого рода неполадки в аппаратуре и т. п.) выпадают отдельные данные. Что касается суточных, месячных, сезонных и больших промежутков, то они уже разделяют отдельные ряды (или отрезки ряда) наблюдений, периодограммы которых суммируются.

На основании проведенных рассуждений и численного эксперимента можно сделать следующие выводы.

1. В силу того что модифицированные периодограммы (1) отдельных отрезков ряда наблюдений представляют собой независимые случайные вели-

чины с распределением χ^2 (как для равноудаленных, так и для неравноудаленных данных наблюдений), их можно складывать, причем суммарная периодограмма также имеет распределение χ^2 .

2. Число степеней свободы для суммарной периодограммы $n \leq 2k$, где k — число слагаемых. Точное равенство $n = 2k$ имеет место в случае слагаемых с равным числом данных (точек).

3. Отношение мощностей сигнала и шума у суммарной периодограммы больше, чем у каждого слагаемого в $k_i = (\sum_j M_j) / M_i$ (M_i — число точек i -го слагаемого) раз.

4. Оценку значимости пиков суммарной периодограммы можно делать с помощью доверительных интервалов, вычисляемых для распределения χ^2 с соответствующим числом степеней свободы n .

5. На суммарную периодограмму не влияет сдвиг фаз между ее слагаемыми.

В заключение заметим, что средние концентрации точек (времен наблюдений) на отдельных отрезках могут существенно различаться (скажем, более чем на 10%). В таком случае вместо M_i и N в выражения (6), (7) и при оценках k_i следует соответственно подставить длину i -го отрезка L_i (разность конечного и начального времен наблюдений на i -м отрезке) и сумму длин

$$\text{отрезков } T = \sum_{i=1}^k L_i.$$

Май 1986 г.

Литература

1. *Fahlman G. G., Ulrych T. J.* — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1982, vol. 199, N 1, p. 53—65.
2. *Рачковский Д. Н.* — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1980, т. 61, с. 12—19.
3. *Sturrock P. A., Shoub E. C.* — Astrophys. J., 1982, vol. 256, N 2, pt. 1, p. 788—797.
4. *Scargle J. D.* — Astrophys. J., 1982, vol. 263, N 2, pt. 1, p. 835—853.
5. *Lomb N. R.* — Astrophys. Space Sci., 1976, vol. 39, N 2, p. 447—462.
6. *Deeming T. J.* — Astrophys. Space Sci., 1975, vol. 36, N 1, p. 137—158.
7. *Horne J. H., Baliunas S. L.* — Astrophys. J., 1986, vol. 302, N 2, pt. 1.
8. *Дженкинс Г., Ваттс Д.* Спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1971, с. 316.
9. *Бендат Дж., Пирсол А.* Измерение и анализ случайных процессов. М.: Мир, 1974, с. 463.
10. *Большев Л. Н., Смирнов Н. В.* — Таблицы математической статистики. М.: ВЦ АН СССР, 1968, с. 474.

УДК 522.2

ЧАСТОТНО-КОНТРАСТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ИДЕАЛЬНОГО КОЛЬЦЕВОГО АСТРОНОМИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА

В. К. Прокофьев

Проведен анализ структуры кривых частотно-контрастных характеристик (ЧКХ) кольцевых несветосильных астрономических телескопов при больших значениях центрального виньетирования $\varepsilon \geq 0,5$. Исходным принято дифракционное распределение освещенности в изображении звезды, детально исследованное в [1]. Показано, что высокий контраст ЧКХ в области низких частот соответствует центральному групповому максимуму дифракционного распределения.

MODULATION-TRANSFER FUNCTION OF THE ABSOLUTE RING ASTRONOMICAL TELESCOPE, by V. K. Prokofiev.— The structure of modulation transfer function is analyzed for ring nonfast astronomical telescopes at large values of central vignetting $\varepsilon \geq 0.5$. The diffraction luminosity distribution has been adopted as initial, which was thoroughly investigated in [1]. It is shown, that high modulation transfer function in low frequency band corresponds to a central group maximum of diffraction distribution.

Будем рассматривать кольцевые астрономические телескопы с относительным отверстием менее 1 : 5, у которых отношение ε внутреннего диаметра кольца d к внешнему D отвечает условию

$$\varepsilon = d/D \geq 0,5.$$

В [2] была дана схема получения частотно-контрастных характеристик (ЧКХ), исходя из дифракционного распределения освещенности в изображении точечного объекта звезды в фокальной плоскости идеального астрономического телескопа при центральном экранировании $\varepsilon \leq 0,5$.

Рассмотрим здесь процесс формирования ЧКХ для случаев, когда $\varepsilon \geq 0,5$, пользуясь схемой, изложенной в [2].

1. Дифракционное распределение для светящегося точечного источника

Дифракционное распределение освещенности в фокальной плоскости телескопа от точечного источника (звезды) задается формулой

$$E(x) = \frac{4}{(1-\varepsilon^2)^2 x^2} [J_1(x) - \varepsilon J_1(\varepsilon x)]^2. \quad (1)$$

Здесь $J_1(x)$ — функция Бесселя 1-го рода, x — безразмерный параметр, зависящий от внешнего диаметра D телескопа и длины волны λ использованного излучения;

$$x = \pi D \frac{\varphi}{\lambda}, \quad (2)$$

φ — угловое расстояние точки поля от центра поля, в которой рассматривается освещенность $E(x)$.

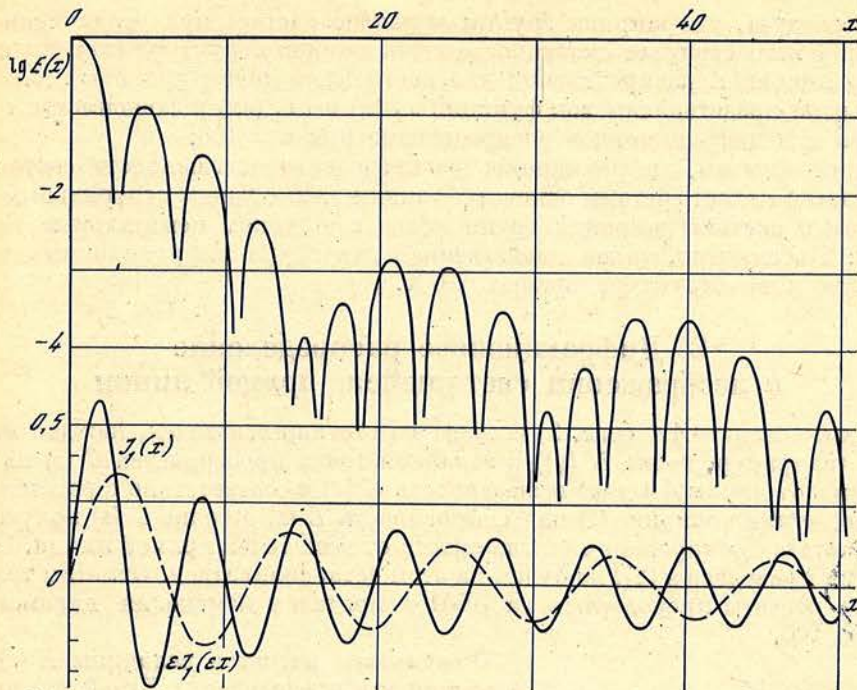


Рис. 1. Графики функций $J_1(x)$ и $\epsilon J_1(\epsilon x)$ и дифракционное распределение для точки при $\epsilon = 0,6$

Расчет по (1) дает центральный максимум, окруженный системой колец своеобразной структуры. В формуле (1) мы имеем дело с двумя гармоническими функциями $J_1(x)$ и $\epsilon J_1(\epsilon x)$ с разными периодами p_x и $p_{\epsilon x}$. Величины периода будем выражать через параметр x . Поскольку у функции $J_1(\epsilon x)$ параметр ϵx меняется медленнее, чем у $J_1(x)$, период $p_{\epsilon x} > p_x$. Очевидно, имеет место соотношение

$$\epsilon p_{\epsilon x} = p_x. \quad (3)$$

При рассмотрении системы колец вокруг центрального максимума надо иметь в виду два случая.

1. Нулевые минимумы между кольцами получаются тогда, когда обе функции $J_1(x)$ и $\epsilon J_1(\epsilon x)$ равны по абсолютным величинам (точки пересечения кривых для этих функций); это дает основную систему дифракционных колец.

2. Фазы обеих функций совпадают, а абсолютные значения ординат обеих функций близки; тогда соответствующие основные кольца имеют минимальную величину. Другими словами, в системе колец наблюдаются «биения» при наложении двух гармонических функций $J_1(x)$ и $\epsilon J_1(\epsilon x)$, появляются более широкие группы колец постепенно падающей интенсивности, разделенные более широкими минимумами. Детальное исследование и экспериментальная проверка этого явления даны в [1].

Ширина этих групп колец может быть определена из условия, что n периодов второй функции совпадают с $n + 1$ периодами первой функции, т. е.

$$n p_{\epsilon x} = (n + 1) p_x.$$

Используя соотношение (3), легко получаем для числа периодов функции $J_1(\epsilon x)$ $n = \epsilon / (1 - \epsilon)$, а для функции $J_1(x)$ $n + 1 = 1 / (1 - \epsilon)$. Ширина Δx группы в величинах параметра x равна

$$\Delta x = (n + 1) p_x = p_x / (1 - \epsilon). \quad (4)$$

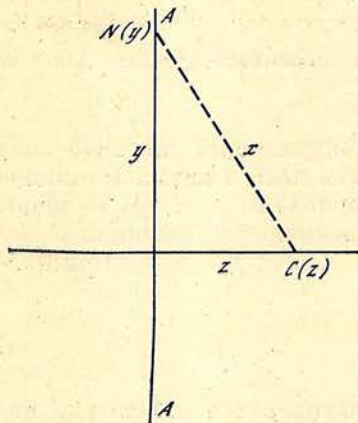
Из (4) следует, что ширина группы колец возрастает при увеличении ε .

Рис. 1 иллюстрирует сказанное о двойственной структуре системы колец в дифракционном распределении для светящейся точки при $\varepsilon = 0,6$. Здесь графически представлены ход функций $J_1(x)$ и $\varepsilon J_1(\varepsilon x)$ в зависимости от параметра x и дифракционное распределение при $\varepsilon = 0,6$.

Таким образом, дифракционное распределение освещенности состоит из двух систем колец: системы основных узких колец с узким центральным максимумом и системы широких групп колец с широким центральным максимумом. Несомненно, такая двойственная структура дифракционных колец скажется и на структуре кривых ЧКХ.

2. Дифракционное распределение в изображении светящейся прямой линии

Прямая линия AA (рис. 2) состоит из светящихся точек, каждая из которых (например, точка $N(y)$) в заданной точке пространства $C(z)$ на расстоянии z от линии AA дает освещенность $E(x)$ в соответствии с расстоянием x между этими точками. Общая освещенность $E(z)$ в точке $C(z)$ получается в результате суммирования освещенности от всех точек прямой линии. Схема расчетов приведена в [2], не будем на этом останавливаться. Отметим только, что все расчеты проводились на ЭВМ в пределах изменения параметра x от 0 до 100.

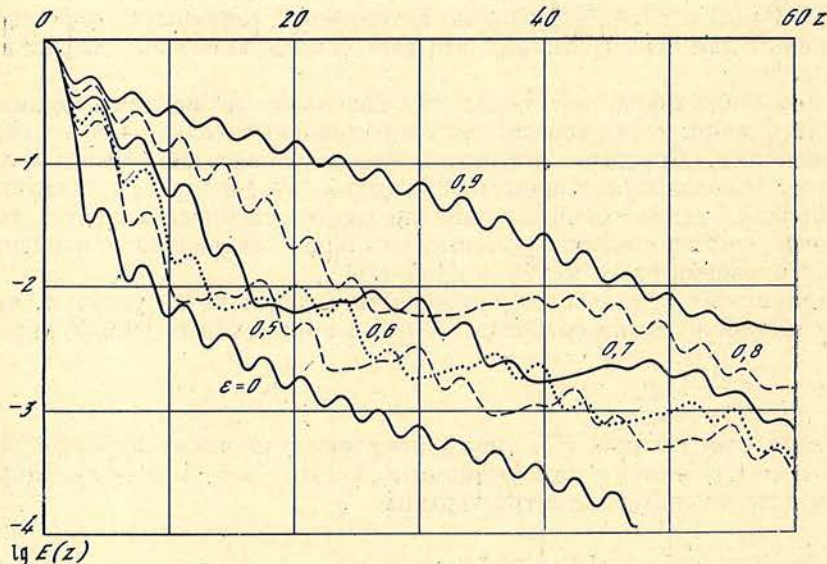


Результаты расчетов величины $E(z)$ для значений ε в пределах от 0,5 до 0,9, а также для сопоставления и для $\varepsilon = 0$ даны в логарифмическом масштабе в зависимости от параметра ε на рис. 3.

Из этого рисунка следует, что изображение светящейся прямой линии сопровождается дифракционными полосами падающей интенсивности по мере удаления от изображения прямой. Освещенность в промежутках между

Рис. 2. Схема расчета дифракционного распределения $E(z)$ для прямой линии

Рис. 3. Дифракционное распределение для прямой линии $\lg E(z)$ при $\varepsilon = 0; 0,5; 0,7; 0,8; 0,9$



полосами не падает до нуля, создавая, таким образом, более или менее интенсивный фон. Интенсивность этого фона существенно возрастает с возрастанием величины ε ; так, при $\varepsilon = 0,9$ фон на два порядка выше, чем при $\varepsilon = 0$. Несомненно, это вызовет значительное падение контраста в изображении.

Далее, если при $\varepsilon = 0$ наблюдается непрерывное падение интенсивности дифракционных полос, то для других значений $\varepsilon \geq 0,5$ наблюдается наличие групповых максимумов полос, соответствующих рассмотренным выше группам дифракционных колец в изображении светящейся точки. Для примера отметим, что при $\varepsilon = 0,6$ групповые максимумы разделены минимумами при $z = 14, 30, 45 \dots$, что отвечает положению глубоких минимумов рис. 1.

3. ЧКХ кольцевого телескопа для системы контрастных полос прямоугольного профиля яркости

Исходя из рассмотренного дифракционного распределения для прямой линии, можно рассмотреть ЧКХ для системы из светлых и темных полос шириной $2z$ каждая. Расстояние между серединами светлых (или темных) полос, или период, в этой системе полос равен $w = 4z$. В угловой мере этот период равен $\omega = 4\varphi = \frac{4\lambda}{\pi D} z$, поскольку параметр z идентичен параметру x , определяемому условием (2), для численного значения периода нашей системы полос примем $\lambda = 0,55$ мкм и $D = 10$ м. Тогда

$$w'' = 1,444 \cdot 10^{-2} z \text{ угл. сек.}$$

Для частоты этой структуры имеем

$$\nu = \frac{1}{w} = \frac{69,23}{z} \text{ (угл. сек)}^{-1}. \quad (5)$$

Расчет контраста ведем в соответствии с [2] по следующей формуле:

$$K(z) \approx K(\nu) = \frac{\int_0^z E(z) dz - \int_z^{3z} E(z) dz + \int_{3z}^{5z} E(z) dz - \int_{5z}^{7z} E(z) dz + \dots}{\int_0^{\infty} E(z) dz}.$$

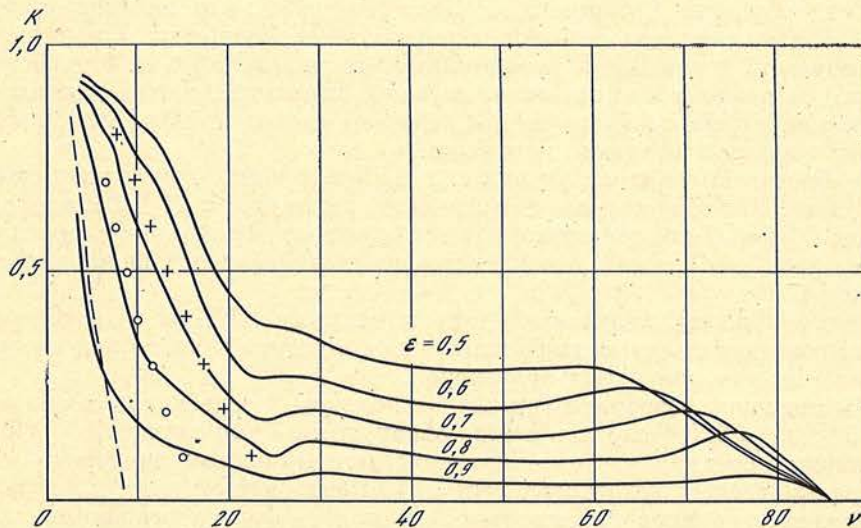


Рис. 4. ЧКХ кольцевых телескопов при $\varepsilon \geq 0,5$ (пояснения в тексте)

На рис. 4 представлен график ЧКХ для кольцевого телескопа с внешним диаметром 10 м для значений ε в пределах 0,5—0,9. Для сравнения здесь же штриховой кривой дан график ЧКХ телескопа диаметром 1 м при $\varepsilon = 0$, кружки — для двухметрового и крестики — для трехметрового телескопов при $\varepsilon = 0$.

В ходе представленных на рис. 4 кривых ЧКХ можно выделить три характерных участка: 1 — область высоких контрастов при малых частотах, 2 — область средних частот с почти постоянным существенно пониженным значением контраста и 3 — область высоких частот с несколько увеличенным значением контраста.

При увеличении ε сильно сужается область низких частот с достаточно высоким контрастом и падает контраст в области средних частот от $K = 0,3$ до $K = 0,05$.

Рассмотрим подробнее область низких частот и высоких контрастов. Здесь обращает на себя внимание близкое совпадение хода ЧКХ для 10-метрового телескопа при $\varepsilon = 0,9$ и хода ЧКХ сплошного 1-метрового телескопа. Ширина кольца в этом случае 0,5 м, а величина ЧКХ в этой области отвечает телескопу с удвоенным диаметром сплошного зеркала.

Подобное имеем и для случаев с $\varepsilon = 0,8$ и $0,7$, где ширина колец равна соответственно 1 и 1,5 м; ход ЧКХ близок к ЧКХ телескопов со сплошным зеркалом диаметром 2 и 3 м соответственно. Такое согласие наблюдается для контрастов $K(\nu) \geq 0,3$, после чего кривые расходятся: для 10-метровых кольцевых телескопов кривые продолжают в область высоких частот, а для телескопов со сплошным зеркалом диаметра 1, 2 и 3 м круто обрываются, падая до нуля.

Определим периоды (в масштабе параметра z) структур, соответствующих $K = 0,3$, при которых начинается расхождение кривых ЧКХ.

В таблице приведены соответствующие значения частот ν , величины z , вычисленные в соответствии с (5), и величины периодов $w = 4z$.

ε	ν	z	w
0,9	6	11,6	45
0,8	11	6,0	24
0,7	17	4,0	16

Если обратиться к рис. 3, то мы обнаружим, что найденные периоды очень близко отвечают величинам центральных групповых максимумов. Таким образом, приходим к заключению, что указанная в п. 1 двойственная структура дифракционного распределения для точки, точнее, именно групповые максимумы этой структуры отвечают за ход кривых ЧКХ в области низких частот и высокого контраста.

В области высоких частот при $\nu \geq 65$ наблюдается некоторое повышение контраста. Эта область отвечает значению параметра $z \leq 1$ и значениям периодов $w \leq 4$. Если обратимся опять к кривым дифракционного распределения на рис. 3, то увидим, что эти периоды охватывают основной центральный максимум.

Таким образом, незначительному максимуму ЧКХ в области высоких частот отвечает основная дифракционная структура, или вторая часть двойственности для кольцевых телескопов.

Мы подробно разобрали три случая кольцевых телескопов со значениями $\varepsilon = 0,9; 0,8$ и $0,7$. Подобное можно обнаружить и для случаев $\varepsilon = 0,6$ и $0,5$.

Область средних частот с практически постоянным значением низкого контраста отвечает некоторому переходу от основной структуры дифракционных колец к групповой. Значительный подъем фона в дифракционном распределении для линии, указанный в п. 2, приводит к значительному снижению контраста в этой переходной области.

В заключение отметим, что кольцевые телескопы, особенно с большим зна-

чением ε , не приводят к существенному повышению контраста при разрешении структур по сравнению со сплошными телескопами с диаметром, равным удвоенной ширине кольца. Однако значительная площадь зеркала кольцевого телескопа приводит в этом случае к существенному повышению принимаемого светового потока.

Выражаю благодарность А. В. Тербиж за проведение расчетов на ЭВМ.

Апрель 1986 г.

Литература

1. Попов Г. М., Стешенко Н. В., Попова М. Б. Характер дифракционного изображения для безабберационных объективов при кольцевом зрачке.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1986, т. 75.
2. Прокофьев В. К. Частотно-контрастная характеристика идеального астрономического телескопа.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1979, т. 60, с. 168—178.

УДК 522.2

СВЕТОСИЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ ИЗ ЧЕТЫРЕХ СФЕРИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ С ВНЕШНИМ ФОКУСОМ

Г. М. Попов, М. Б. Попова

Рассмотрены системы из четырех сферических зеркал, из которых первое и четвертое вогнутые, второе и третье — выпуклые. Предложен метод расчета этих систем, который сводится к решению точного уравнения. Даны примеры расчета конкретных систем, имеющих относительное отверстие до $1 : 0,85$ при угле поля зрения $1,5-4^\circ$. Поле зрения вогнутое к падающему пучку лучей. Системы могут быть применены как в наземных, так и в космических приборах для наблюдений в широкой области спектра.

FAST SYSTEMS COMPOSED OF FOUR SPHERICAL MIRRORS WITH EXTERNAL FOCUS, by G. M. Popov, M. B. Popova.— The systems composed of four spherical mirrors, the first and the fourth being concave, the second and the third — convex, are discussed. A method of computation for such systems has been proposed, which reduces the calculation to that of a precise equation. As an example we present the computation of particular systems with relative aperture up to $1 : 0.85$ at the field-of-view angle $1.5-4^\circ$. Relative to the flux the field-of-view is concave. Such systems can be implemented either for ground-based, or for space observations within wide spectral range.

В настоящее время в астрономии происходит значительное расширение изучаемого спектрального диапазона — наблюдения производятся от далекой инфракрасной до далекой ультрафиолетовой области. В этих условиях большим преимуществом обладают чисто зеркальные системы, имеющие высокое светопропускание в широком диапазоне спектра; линзовые и зеркально-линзовые системы работают в более узких спектральных областях, определяемых в принципе прозрачностью оптических материалов для линз. По-

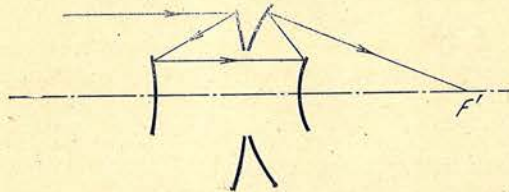


Рис. 1. Апланатическая светосильная система из четырех сферических зеркал [6]

этому понятен интерес к чисто зеркальным системам [1—4]. Однако существующие зеркальные системы обладают рядом недостатков, ограничивающих их применение. Во-первых, большинство зеркальных систем содержат асферические поверхности, трудные в изготовлении [1—5]. Во-вторых, имеющиеся системы без асферических поверхностей — система Боуэна [3] и система Шафера [4] имеют значительные габариты зеркал, в частности, в системе Боуэна диаметр вторичного зеркала более чем в четыре раза превышает диаметр входного отверстия. Системы из трех сферических зеркал, предложенные Поповым [5, с. 107], также имеют большой диаметр вторичного зеркала. Недавно появилась система из четырех сферических зеркал, свободных от этого недостатка (рис. 1) [6]. Однако наше исследование системы, параметры которой приведены в [6], показало, что она обладает значительными аберрациями, поэтому ее относительное отверстие не может быть большим ($1 : 2$),

что недостаточно для многих работ. Мы модифицировали эту систему (см. рис. 1), уменьшив aberrации и увеличив ее относительное отверстие до 1 : 1 и более при значительном фокусном расстоянии.

1. Методика расчета

Приближенное решение, основанное на теории aberrаций третьего порядка, было найдено в [6], но в нашем случае, когда углы падения на поверхности велики, оно является весьма грубым. Мы разработали свою методику, пригодную и для расчета светосильных длиннофокусных систем с высокими требованиями к качеству изображения. Положение луча определяется двумя координатами s_i и σ_i , которые считаем известными [7]. Обозначения и правила знаков будем принимать по ГОСТ 7427-76. С учетом этих обозначений известные [7] выражения для расчета хода лучей через одиночную сферическую поверхность с номером i , входящую в произвольную оптическую систему, принимают вид (s_i и σ_i известны)

$$\sin \varepsilon_i = \frac{r_i - s_i}{r_i} \sin \sigma_i, \quad \sin \varepsilon'_i = \frac{n_i}{n'_i} \sin \varepsilon_i,$$

$$\sigma'_i = \sigma_i + \varepsilon'_i - \varepsilon_i, \quad r_i - s'_i = \frac{r_i \sin \varepsilon'_i}{\sin \sigma'_i}.$$

Эти соотношения решают задачу для одиночной поверхности, так как дают s'_i и σ'_i по известным s_i и σ_i . Здесь ε_i и ε'_i — углы падения и преломления на поверхности с номером i , r_i — радиус кривизны поверхности, n_i и n'_i — показатели преломления первой и второй среды, σ_i и σ'_i — углы луча с оптической осью до и после преломления луча поверхностью. Для определения хода луча через всю оптическую систему используются соотношения для перехода от i -й поверхности к $i + 1$, очевидные из геометрических соображений

$$s_{i+1} = s'_i - d_i, \quad \sigma_{i+1} = \sigma'_i,$$

где d_i — расстояние между вершинами поверхностей с номерами i и $i + 1$. Кроме того, $n'_i = n_{i+1}$. При вычислениях удобно применять $A_i = r_{i+1} - r_i + d_i$ — расстояние между двумя последовательными центрами кривизны поверхностей с номерами i и $i + 1$. Тогда $r_{i+1} - s_{i+1}$ выражается через $r_i - s'_i$ и A_i простым равенством

$$r_{i+1} - s_{i+1} = r_i - s'_i + A_i.$$

В частном случае, когда луч проходит через систему на бесконечно малых расстояниях от оптической оси (параксиальный луч), можно применять упрощенные формулы, заменяя в приведенных выражениях тригонометрические функции их аргументами:

$$\varepsilon_i = \frac{r_i - s_i}{r_i} \sigma_i, \quad \varepsilon'_i = \frac{n_i}{n'_i} \varepsilon_i,$$

$$\sigma'_i = \sigma_i + \varepsilon'_i - \varepsilon_i, \quad r_i - s'_i = \frac{r_i \varepsilon'_i}{\sigma'_i}.$$

Выражения для перехода от поверхности с номером i к поверхности с номером $i + 1$ прежние. В дальнейшем параксиальные величины будем снабжать индексом p для отличия от реальных величин. Очевидно, что результат вычислений — задний отрезок $(s_i)_p$ — не изменится, если все параксиальные углы увеличить или уменьшить в одно и то же число раз, поэтому угол $(u_i)_p$ может быть взят произвольным. Если предмет расположен на бесконечности, то $\sigma_i = 0$, $s_i = -\infty$ и приведенные выражения теряют смысл. В этом случае ε_1 находят из

$$\sin \varepsilon_1 = H_1/r_1,$$

где H_1 — высота падения луча на первую поверхность системы. Заднее фокусное расстояние f' для реального луча может быть вычислено так:

$$f' = H_1 / \sin \sigma',$$

где σ' — угол луча, вышедшего из системы, с оптической осью. Угол σ' обычно называют последним углом. Параксиальное заднее фокусное расстояние f'_p определяется выражением: $f'_p = H_1 / \sigma'_p$. Из приведенных выражений находим для последнего угла системы из k сферических поверхностей:

$$\sigma' = \sigma_{k+1} = \sigma_1 + \sum_{i=1}^{i=k} \left(\arcsin \frac{H_i}{n_{i+1} r_i} - \arcsin \frac{H_i}{n_i r_i} \right), \quad (1)$$

где $H_i = H_1 + \sum_{v=1}^{v=i} A_{v-1} n_v \sin \sigma_v$, H_1 — расстояние от центра кривизны первой поверхности до луча, $A_0 = 0$, A_{v-1} — расстояния между центрами кривизны двух соседних поверхностей; n_{i+1} , n_i — показатели преломления, r_i — радиусы кривизны поверхностей, σ_v — углы луча с оптической осью. Из (1) при $k = 4$ для зеркальной системы (см. рис. 1), получим для бесконечно удаленной точки на оси ($\sigma_1 = 0$)

$$\sigma_5 = \sigma' = 2 \left(-\arcsin \frac{H_1}{r_1} + \arcsin \frac{H_2}{r_2} - \arcsin \frac{H_3}{r_3} + \arcsin \frac{H_4}{r_4} \right), \quad (2)$$

где

$$H_2 = H_1 - A_1 \sin \sigma_2, \quad H_3 = H_1 - A_1 \sin \sigma_2 + A_2 \sin \sigma_3, \\ H_4 = H_1 - A_1 \sin \sigma_2 + A_2 \sin \sigma_3 - A_3 \sin \sigma_4.$$

Угловую сферическую aberrацию η на оси системы определим равенством [5]

$$\eta = \sigma'_0 - \sigma', \quad (3)$$

где σ'_0 — последний угол соответствующей идеальной системы, т. е. системы, не имеющей сферической aberrации:

$$\sin \sigma'_0 = H_4 / P'_p, \quad (4)$$

где P'_p — расстояние от центра кривизны последней поверхности до параксиального изображения. Можно записать и выражение для продольной сферической aberrации $\Delta s'$ [5]

$$\Delta s' = P'_p - P' = H_4 \left(\frac{1}{\sin \sigma'_0} - \frac{1}{\sin \sigma'} \right). \quad (5)$$

Для исправления сферической aberrации на выбранной зоне H_1 , очевидно, достаточно выполнить условие

$$\eta(H_1) = 0. \quad (6)$$

Или

$$\Delta s'(H_1) = 0. \quad (7)$$

Кроме исправления сферической aberrации, потребуем также и исправления комы; для этого достаточно выполнить условие Штебле—Лигоцкого [7] на зоне H_1 , что приводит к уравнению

$$f' - f'_p = 0, \quad (8)$$

где f' и f'_p — фокусные расстояния для реального и параксиального лучей для зоны H_1 . В явном виде (8) перепишем в форме

$$\frac{H_1}{\sin \sigma'} - \frac{H_1}{(\sigma')_p} = 0, \quad (9)$$

где $(\sigma')_p$ — параксиальный последний угол. В явном виде (индекс p означает,

что соответствующая переменная рассматривается в параксиальной области)

$$(\sigma_p)' = -\frac{2H_1}{r_1} + \frac{2(H_2)_p}{r_2} - \frac{2(H_3)_p}{r_3} + \frac{2(H_4)_p}{r_4},$$

где

$$\begin{aligned}(H_2)_p &= H_1 - A_1(\sigma_2)_p, & (H_3)_p &= H_1 - A_1(\sigma_2)_p + A_2(\sigma_3)_p, \\ (H_4)_p &= H_1 - A_1(\sigma_2)_p + A_2(\sigma_3)_p - A_3(\sigma_4)_p.\end{aligned}\quad (10)$$

(Предполагается, что $(H_1)_p = H_1$.)

Заметим, что (5) можно переписать в виде

$$\Delta s' = \frac{(H_4)_p}{(\sigma'_p)} - \frac{H_4}{\sin \sigma'}, \quad (11)$$

так как

$$P'_p = (H_4)_p / (\sigma'_p).$$

Учитывая эти условия, перепишем (7) и (9) в виде

$$(H_4)_p - H_4 = 0, \quad (12)$$

$$(\sigma'_p) - \sin \sigma' = 0. \quad (13)$$

Или в явном виде, учитывая (2) и (10):

$$\begin{aligned}H_1 - A_1(\sigma_2)_p + A_2(\sigma_3)_p - A_3(\sigma_4)_p &= H_1 - A_1 \sin \sigma_2 + A_2 \sin \sigma_3 - \\ &- A_3 \sin \sigma_4,\end{aligned}\quad (14)$$

$$(\sigma'_p) = \sin \sigma'. \quad (15)$$

Уравнение (14) линейно относительно A_3 ; запишем его в виде

$$(H_3)_p - A_3(\sigma_4)_p = H_3 - A_3 \sin \sigma_4 \quad (16)$$

и решим относительно A_3 :

$$A_3 = \frac{(H_3)_p - H_3}{(\sigma_4)_p - \sin \sigma_4}. \quad (17)$$

Отметим, что (17) не зависит от r_4 . Уравнение (15) можно переписать в виде

$$\sin \left[(\sigma_4)_p + \frac{2B}{r_4} \right] = \sigma_4 + 2 \arcsin \frac{B}{r_4}, \quad (18)$$

где

$$B = (H_3)_p - A_3(\sigma_4)_p.$$

Или, учитывая (17):

$$B = (H_3)_p - \frac{(H_3)_p - H_3}{(\sigma_4)_p - \sin \sigma_4} (\sigma_4)_p. \quad (19)$$

Точное уравнение (18) с учетом (19) определяет исправление сферической аберрации и комы на заданной зоне H_1 для системы из четырех сферических зеркал. Решить это трансцендентное уравнение можно обычными методами [8], предварительно отделив корни. Неизвестным будем считать r_4 , остальные параметры предполагаем заданными. Обозначим $x = 1/r_4$ и разложим (18) в степенной ряд по степеням x , удерживая только члены, содержащие x и x^3 ; после преобразований получим кубическое уравнение, приближенно определяющее x :

$$\alpha x^3 + \beta x^2 + \gamma x + \delta = 0, \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{3}{5} B^3, & \beta &= 2(\sigma_4)_p B^2, \\ \gamma &= (\sigma_4)_p^2 B, & \delta &= \frac{1}{6} (\sigma_4)_p^3 - (\sigma_4)_p + \sigma_4.\end{aligned}$$

Как известно [8], число действительных корней уравнения (20) зависит от знака его дискриминанта $\Delta = p_1^3 + q_1^3$, где

$$2q_1 = \frac{2}{27} \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^3 - \frac{\beta\gamma}{3\alpha^2} + \frac{\delta}{\alpha},$$

$$3p_1 = \frac{3\alpha\gamma - \beta^2}{3\alpha^2}.$$

А именно:

- 1) если $\Delta > 0$, то уравнение имеет один действительный корень,
- 2) если $\Delta < 0$, то уравнение имеет три действительных корня,
- 3) если $\Delta = 0$, то уравнение имеет одно решение при $p_1 = q_1 = 0$ (три совпавших нулевых корня — это тривиальный случай, когда $r_4 = \infty$, т. е. четвертое зеркало вырождается в плоскость) и два решения при $p_1^3 = -q_1^3$. Последний случай представляет особый интерес, поскольку численные расчеты показали, что обычно при соблюдении этого условия (по крайней мере в первом приближении) достигается наилучшее исправление остаточной сферической аберрации системы. Поэтому для получения системы с минимальной сферической аберрацией следует выбирать значения свободных параметров r_1, r_2, r_3, A_1, A_3 таким образом, чтобы обеспечить выполнение условия $p_1^3 = -q_1^3$.

В общем случае возможны три действительных корня, но обычно только один или два из них имеют практический интерес. Мы составили специальную программу для вычисления корней уравнения на ЭВМ. Последующее уточнение корней может производиться, например, интерполяцией [8]. Зная r_4 , находим A_3 из (17).

2. Результаты расчетов

2.1. Апланатические системы

В результате расчетов было получено много вариантов апланатических систем, т. е. систем с исправленными сферической аберрацией и комой. В первую очередь были изучены системы с практически параллельным ходом лучей между вторым и третьим зеркалами системы. Фокусное расстояние приблизительно сохранялось постоянным и принималось равным единице. Из рассчитанных систем выбирались системы с небольшой остаточной сферической аберрацией. Приведем параметры одной из лучших в этом отношении систем (табл. 1) (размеры — в единицах фокусного расстояния). Здесь D — диаметр входного зрачка, f' — фокусное расстояние системы, 2ω — угол поля зрения, A — относительное отверстие системы, r — радиусы кривизны, d — расстояния между вершинами поверхностей. Диаметр пятна наименьшего рассеяния δ' на оси не превосходит $1''$; вне оси изображение быстро портится из-за астигматизма и кривизны поля. При $\omega = 0,015$ (радиана) размер пятна наименьшего рассеяния достигает $40''$. Радиус кривизны поля $R = -0,18f'$, т. е. поле зрения вогнутое к падающим лучам и имеет значительную кривизну. Зависимость δ' от ω для этой системы дана на рис. 2, а; апертурная диафрагма помещена между вторым и третьим зеркалами на расстоянии 1,4 от второго зеркала. Недостатком предыдущей системы является большая длина, составляющая 1,7 от фокусного расстояния. Приведем параметры более компактной системы (табл. 2).

Диаметр пятна наименьшего рассеяния δ' на оси не превышает $0,4''$, при $\omega = 0,015$ рад размеры пятна наименьшего рассеяния $\delta' = 40''$. Поле зрения по-прежнему ограничено астигматизмом и кривизной. Радиус кривизны поля R , на котором помещаются пятна наименьшего рассеяния, составляет $R = -0,17f'$. Апертурная диафрагма помещена на расстоянии 1,2 от второго зеркала в пространстве между вторым и третьим зеркалами. Зависимость δ' от ω для системы изображена на рис. 2, б.

Заметим, что благодаря весьма малым остаточным аберрациям на оси возможно и дальнейшее повышение светосилы системы, если это необходимо.

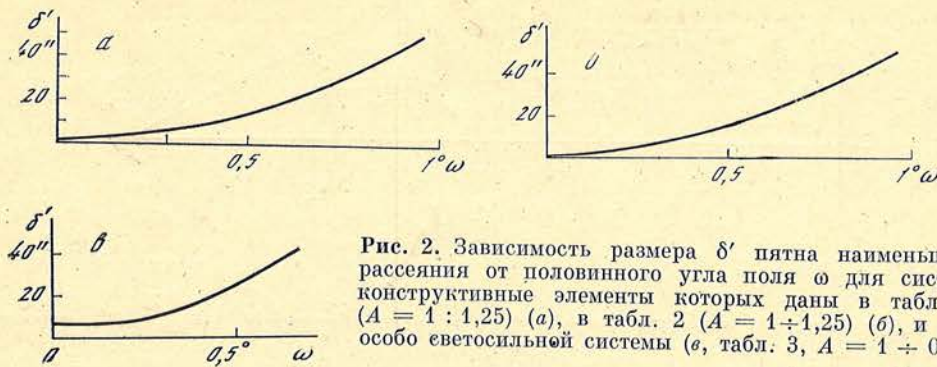


Рис. 2. Зависимость размера δ' пятна наименьшего рассеяния от половинного угла поля ω для систем, конструктивные элементы которых даны в табл. 1 ($A = 1 : 1,25$) (а), в табл. 2 ($A = 1 : 1,25$) (б), и для особо светосильной системы (в, табл. 3, $A = 1 : 0,85$)

Можно также получить систему с меньшей светосилой, но увеличенным полезным полем зрения; например, уменьшив диаметр входного зрачка системы из табл. 2 вдвое, можно получить в $\sim 1,5$ раза большее полезное поле зрения при тех же остаточных aberrациях.

Если необходимо иметь компактную систему с большой светосилой при меньшем поле зрения, то целесообразно применить систему, имеющую минимальную остаточную сферическую aberrацию на оси. Это имеет место вблизи области, где кривая продольной aberrации принимает S-образную форму и дважды пересекает оптическую ось. Дадим параметры подобной системы (табл. 3).

Таблица 1		Таблица 2		Таблица 3	
$D = 0,8; f' \cong 1;$ $2\omega = 2^\circ; A = 1 : 1,25$		$D = 0,8; f' = 0,97;$ $2\omega = 2^\circ; A = 1 : 1,2$		$D = 1,18; f' \cong 1;$ $2\omega = 1,5^\circ; A = 1 : 0,85$	
r	d	r	d	r	d
-5,0	-1,3	-4,0	-1,0	-4,0	-1
-2,5	1,7	-2,0	1,5	-2,0	1,4
0,45363	-0,36383	0,4661	-0,34356	0,468	-0,33
0,79192	1,1934	0,77876	1,1992	0,766	1,193

Размер пятна наименьшего рассеяния на оси в этой светосильной системе составляет $\delta' = 7''$ (рис. 2, в), полезное поле ее ограничено aberrациями астигматизма и кривизны; $R = -0,17f'$.

2.2. Системы с увеличенным полем зрения

Исследование показало, что в системе может быть улучшено исправление полевых aberrаций ценой значительного экранирования света вторым зеркалом и ухудшения изображения на оси (рис. 3). Приведем данные подобной системы (табл. 4).

Зависимость δ' от ω представлена на рис. 4. Радиус кривизны поля $R = -0,45f'$. Потеря света на экранирование для осевого пучка составляет 58%. Апертурная диафрагма совмещена со вторым зеркалом.

Обращает на себя внимание малая кривизна второго зеркала, которое можно было бы заменить плоскостью. Плоское зеркало, очевидно, не вносит aberrаций, и полученная система была бы эквивалентна системе из трех зеркал. Это упрощение системы, однако, приводит к неудобному положению фокальной поверхности перед системой, что затрудняет или исключает применение громоздких светоприемников, таких, как ЭОП или телевизионная техника. Поэтому мы не будем рассматривать систему из трех зеркал.

Заметим, что возможны также системы с увеличенным расстоянием от последней поверхности до фокальной поверхности при значительном полезном

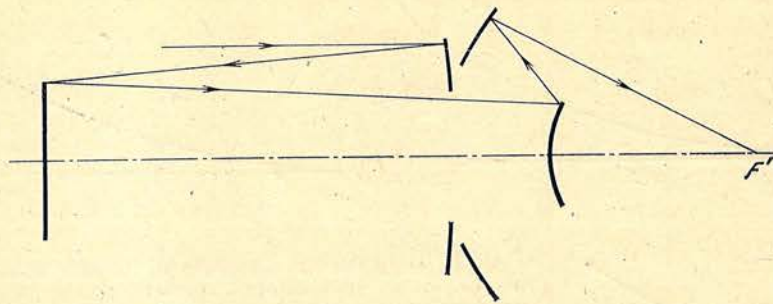


Рис. 3. Система с улучшенным исправлением полевых aberrаций ($A = 1 \div 1,25$; параметры в табл. 4)

поле зрения; однако это приводит к увеличению диаметра четвертого зеркала. Приведем пример подобной системы (табл. 5).

Таблица 4

$D = 0,8$; $f' \cong 1$;
 $2\omega = 2^\circ$; $A = 1 : 1,25$

r	d
-13,03	-1,55
82,3	1,90
0,4234	-0,40
0,8223	1,18

Таблица 5

$D = 0,8$; $f' \cong 1$;
 $2\omega = 4^\circ$; $A = 1 : 1,25$

r	d
-6,90	-1,205
-4,49	2,24
0,76	-1,03
1,78	2,41

Недостатки системы — значительная длина ее и большой диаметр третьего зеркала (он существенно превышает диаметр отверстия). Полезное поле зрения больше, нежели у систем, рассмотренных выше.

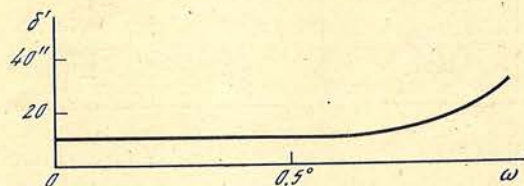


Рис. 4. Зависимость размера δ' пятна наименьшего рассеяния от ω для системы с улучшенным исправлением полевых aberrаций (см. табл. 4)

У всех систем, рассмотренных выше, первое и четвертое (по ходу лучей) зеркала могут быть нашлифованы на одной заготовке, что упрощает конструкцию.

Системы могут быть применены как в наземных, так и в космических приборах для наблюдений в широкой области спектра. Сферическая форма поверхностей облегчает изготовление и позволяет осуществить дешевое массовое изготовление оптики.

Апрель 1986 г.

Литература

1. Максудов Д. Д. *Астрономическая оптика*. 2-е изд. Л.: Наука. Ленингр. отд-ние, 1979. 396 с.
2. Чуриловский В. Н. *Теория хроматизма и aberrаций третьего порядка*. Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1968. 312 с.
3. Михельсон Н. Н. *Оптические телескопы. Теория и конструкция*. М.: Наука, 1976.
4. Burch C. R. Application of the plate diagram to reflecting telescopes design.— *Opt. Acta*, 1979, vol. 26, N 4, p. 493—504.
5. Попов Г. М. *Концентрические оптические системы и их применение в оптическом приборостроении*. М.: Наука, 1969. 136 с.
6. Hai Bin Chung, Sang Soo Lee. Aplanatic four spherical mirror system.— *Opt. Engin.*, 1985, vol. 24, N 2, p. 317—321.
7. Слюсарев Г. Г. *Методы расчета оптических систем*. Л.: Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1969. 670 с.
8. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. *Справочник по математике*. М.: Гостехиздат, 1953.

УДК 524.1:520.88:53.089.4

О ВЛИЯНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОПРИЕМНИКОВ ГАММА-ТЕЛЕСКОПА НА РЕГИСТРИРУЕМЫЕ УГЛОВЫЕ РАЗМЕРЫ ЧЕРЕНКОВСКИХ ВСПЫШЕК

Ю. Л. Зыскин

В большинстве современных наземных гамма-телескопов, работающих в диапазоне сверхвысокой энергии, при отборе γ -событий от фона ядерного компонента космических лучей проводится анализ различий размера, формы и направления изображения черенковской вспышки в фокальной плоскости узкоугольного детектора, причем в качестве светоприемника используется связка ФЭУ. Такие характеристики светоприемника, как угловая апертура, количество ФЭУ, их размеры и наличие световодов, влияют на диапазон регистрируемых размеров вспышек.

Произведен анализ влияния этих факторов на определение параметров и надежность отбора γ -ливней, найдены оптимальные характеристики светоприемника гамма-телескопа для энергий $\sim 10^{12}$ эВ. В частности, наилучшим представляется светоприемник из 37 ФЭУ со световодами и апертурным углом $\sim 3^\circ$.

GEOMETRICAL CHARACTERISTICS OF LIGHT DETECTORS AND THEIR INFLUENCE ON REGISTERED ANGULAR DIMENSIONS OF CERENKOV FLASHES ON GAMMA TELESCOPES, by Yu. L. Zyskin.— In the majority of modern ground-based gamma-telescopes operating at very high energy band while choosing γ -events from the cosmic rays nuclear component background, one needs to analyse the dimension, shape and direction of Cerenkov pulse image in the focal plane of a narrow angle detector, the image tube being used as a light detector. The range of registered pulses depend on the angular aperture, number and size of image tubes and the implementation of light detectors.

The influence of these factors on the searched parameters and the confidence level of γ -showers is analyzed and the optimal characteristics of a light detector for energies $\sim 10^{12}$ eV are found. Particularly, one of the best design comprises 37 image tubes with light guides and aperture angle $\sim 3^\circ$.

Наблюдения дискретных источников гамма-квантов сверхвысоких энергий методом регистрации черенковских вспышек представляют большой интерес. Однако такие наблюдения, проводимые «классическим» методом (счет числа черенковских вспышек широких атмосферных ливней, приходящих с выбранного направления), являются весьма времяземкими. Как показывает опыт многолетних наблюдений, проводившихся в КАО, для статистически достоверного обнаружения потока γ -квантов от источника требуется несколько лет. Поэтому в последнее время активно создаются установки, обладающие свойством выделять гамма-ливни на фоне, создаваемом ливнями от ядерного компонента космических лучей. В таких телескопах, как ГТ-48 КАО АН СССР [1], установка обсерватории им. Уипла (Маунт-Хопкинс) [2], для отбора γ -событий проводится анализ отличий размера, формы и направления вытянутости изображения черенковской вспышки в фокальной плоскости узкоугольного детектора, причем изображение регистрируется как набор амплитуд сигналов, получаемых от связки ФЭУ. Изображение вспышки регистрируется таким методом довольно грубо, поэтому естественно, что характеристики вспышки измеряются с определенной погрешностью, зависящей

от геометрических характеристик светоприемника, таких, как угловая апертура, размеры ФЭУ, их количество и наличие световодов. Поэтому, для того чтобы светоприемник гамма-телескопа был пригоден для правильного, без искажений, измерения характеристик изображения вспышки, его размеры должны быть выбраны вполне определенным образом. С целью такого выбора было проведено численное моделирование процесса регистрации вспышки гамма-телескопом.

Регистрация изображения вспышки

Процесс регистрации изображения черенковской вспышки широкого атмосферного ливня (ШАЛ) наземным гамма-телескопом происходит следующим образом. Зеркальная система гамма-телескопа строит изображение черенковской вспышки ШАЛ на

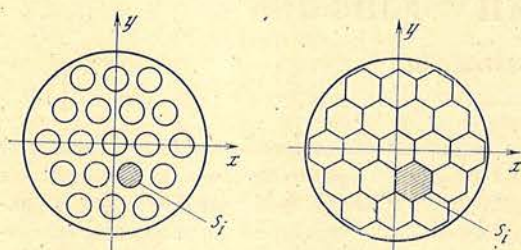


Рис. 1. Расположение ФЭУ в фокальной плоскости светоприемника

входе светоприемника, создавая световой поток $\Phi(x, y)$, где xOy — система декартовых координат, лежащая в фокальной плоскости, с началом координат на оси светоприемника (совпадающей с оптической осью телескопа). Часть этого светового потока попадает на фотоумножители, амплитуда сигнала в которых пропорциональна попавшему на них световому потоку. Таким образом, в качестве

изображения вспышки регистрируется набор амплитуд сигналов $\{I_N\} = \{I_1, \dots, I_N\}$ (N — число фотоумножителей), а

$$I_i \sim K \eta_i \int_{S_i} \Phi(x, y) dx dy, \quad (1)$$

где S_i — область, с которой собирает свет i -й ФЭУ, η_i — квантовая эффективность его, K — коэффициент светопередачи. В случае, если связка ФЭУ используется без световодной системы (как, например, в установке обсерватории им. Уилла, Маунт-Хопкинс, описанной в [2]), S_i — площадь фотокатода соответствующего ФЭУ, $K = 1$. Естественно, значительная часть ($\geq 50\%$) и без того слабого светового потока при этом теряется вследствие того, что эффективные диаметры фотокатодов ощутимо меньше наружных диаметров ФЭУ, а также потому, что ФЭУ в связке устанавливаются с зазором по конструктивным соображениям. Поэтому более предпочтительным является использование ФЭУ со световодами (например, в установке ШАЛОИ [3] предполагается использование световодов с квадратным входным окном).

В гамма-телескопе ГТ-48 Крымской астрофизической обсерватории (подробно описанном в [1]) применена световодная система, в которой каждому ФЭУ соответствует один фокус внутренней отражения с шестиугольным входным и круглым (с диаметром, равным эффективному диаметру фотокатода) выходным окном (рис. 1). Такая световодная система позволяет «довести до фотоумножителей» 80% всего светового потока, попавшего на фокальную плоскость светоприемника. При этом в (1) S_i — входное окно i -го световода, $K = 0,8$.

Набор амплитуд сигналов $\{I_N\}$ после преобразования, включающего усиление и перевод в цифровую форму, обрабатывается ЭВМ с целью определения числовых характеристик размера, формы и ориентации черенковской вспышки. Обозначим x_i, y_i ($i = 1, \dots, N$) координаты осей i -го ФЭУ в фокальной плоскости, тогда продольный (σ_U) и поперечный (σ_V) размеры изображения черенковской вспышки, а также угол, характеризующий направление максимальной вытянутости вспышки, т. е. ее ориентацию, определяются из соотношений

$$\sigma_U = \sqrt{K_{11} \cos^2 \varphi - K_{12} \sin 2\varphi + K_{22} \sin^2 \varphi},$$

$$\sigma_V = \sqrt{K_{11} \sin^2 \varphi + K_{12} \sin 2\varphi + K_{22} \cos^2 \varphi},$$

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{2K_{12}}{K_{22} - K_{11}},$$

где

$$K_{22} = \max(K'_{11}, K'_{22}), \quad K_{11} = \min(K'_{11}, K'_{22}),$$

$$K'_{11} = \frac{\sum I_i (x_i - \bar{x})^2}{\sum I_i}, \quad K'_{22} = \frac{\sum I_i (y_i - \bar{y})^2}{\sum I_i},$$

$$K_{12} = \frac{\sum I_i (y_i - \bar{y})(x_i - \bar{x})}{\sum I_i}, \quad \bar{x} = \frac{\sum I_i x_i}{\sum I_i}, \quad \bar{y} = \frac{\sum I_i y_i}{\sum I_i}. \quad (2)$$

В (2) \bar{x}, \bar{y} — координаты «центра тяжести» изображения, а I_i определяются выражением (1).

Существует ряд факторов, вследствие которых размеры (2) будут отличаться от истинных размеров вспышки. Такими факторами являются:

а) ограниченность поля зрения детектора, вследствие которой часть света не регистрируется, что приводит к уменьшению зарегистрированных размеров по сравнению с истинными;

б) ограниченность числа ФЭУ (чем меньше число ФЭУ, тем меньше число получаемых замеров интенсивности черенковского света в разных участках изображения, тем менее «детализирована» получаемая нами информация об угловом распределении света во вспышке, тем самым набор амплитуд сигналов $\{I_N\}$ более грубо отражает истинное распределение света;

в) конечный размер дискретизации изображения, не позволяющий измерять очень малые размеры изображений;

г) свечение ночного неба, создающее фоновый поток, пропорциональный площади зеркал, телесному углу светоприемника телескопа и разрешающему времени, который суммируется с потоком черенковского излучения ШАЛ в поле зрения каждого фотоумножителя;

д) пуассоновские флуктуации числа выбиваемых с фотокатода электронов в каждом канале регистрации;

е) ограниченность динамического диапазона регистрирующей электроники и дискретизация амплитуды, сказывающаяся при малых значениях сигнала;

ж) искажения, вносимые светособирающей оптикой и приводящие к «размытию» изображения.

Помимо искажения наблюдаемых размеров, имеет место селекция при регистрации вспышек, вызванная работой схемы совпадений, вырабатывающей мастер-импульсы для запуска записи амплитуд, приводящая к зависимости вероятности регистрации от размеров и формы изображения.

Естественно, что влияние каждого из перечисленных факторов изменяется в зависимости от величины полного светового потока и размеров индивидуальной вспышки. Так, например, влияние ограниченности поля зрения возрастает с увеличением размера вспышки, а влияние дискретизации изображения, напротив, уменьшается. Поэтому для выбора оптимальных параметров светоприемника необходимо исследовать зависимость влияния перечисленных причин искажения зарегистрированных размеров изображения от размеров и формы исходной вспышки.

Для проведения такого анализа необходимо знать форму изображения вспышки. Чтобы вычислить интегралы (1), эта форма должна быть известна достаточно подробно. Поскольку получаемая в эксперименте информация о форме реальной черенковской вспышки является дискретизованной, удобно задать плотность потока черенковского света в фокальной плоскости аналитической функцией $\Phi(x, y)$, аппроксимирующей распределение света в реальной вспышке, и по соотношениям (1), (2) найти характеристики регистрируемого изображения.

Моделирование работы светоприемника и выбор аппроксимации для формы изображения вспышки

Поскольку форма изображения черенковской вспышки в фокальной плоскости телескопа, как показывают расчеты ШАЛ (см., например, [4—6]) близка к эллиптической, функцию плотности потока света можно принимать в виде $\Phi(x, y) = f(z)$,

$$z = \sqrt{\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2}, \quad \frac{df}{dz} \leq 0 \quad \text{при любом } z. \quad (3)$$

Так как вычисление интегралов (1) достаточно громоздко, то наиболее удобным путем решения задачи было численное моделирование процесса регистрации вспышки с помощью ЭВМ.

Если форма изображения описывается «пробной функцией» $\Phi(x, y)$, то исходные характеристические размеры вспышки равны

$$(\sigma_U)_{исх}^2 = \frac{\iint x^2 \Phi(x, y) dx dy}{\iint \Phi(x, y) dx dy}, \quad (\sigma_V)_{исх}^2 = \frac{\iint y^2 \Phi(x, y) dx dy}{\iint \Phi(x, y) dx dy}, \quad (4)$$

$$\bar{\sigma}_{исх} = \sqrt{(\sigma_U)_{исх} (\sigma_V)_{исх}}$$

и могут быть вычислены. Для каждой конкретной конструкции светоприемника (т. е. апертуры, числа ФЭУ и др.) и для каждой пробной функции для значений $(\sigma_V)_{исх} = 0,05^\circ; 0,1^\circ; 0,2^\circ; \dots; 1,0^\circ$ и $(\sigma_U)_{исх} = K (\sigma_V)_{исх}$, $K = 1; 1,2; 1,4; \dots; 2,6$ (достаточно широко перекрывающих диапазон размеров и эллиптичностей реальных вспышек) производилась следующая процедура.

1. Для различных положений изображения в фокальной плоскости (x_0, y_0) вычислялись интегралы (1), нормировались, суммировались с постоянной составляющей, обусловленной фоновым свечением ночного неба, дискретизировались (т. е. пересчитывались к числу фотоэлектронов). Динамический диапазон регистрации принимался равным 1—128, как и в телескопе ГТ-48.

2. После этого разыгрывались флуктуации полученных величин в соответствии с пуассоновым законом распределения и по соотношениям (2) вычислялись значения $(\sigma_U)_{рег}, (\sigma_V)_{рег}, \bar{x}, \bar{y}, \varphi$, т. е. соответственно размеры, положение и ориентация вспышки, зарегистрированной гамма-телескопом.

Вторая часть описанной процедуры разыгрывалась многократно (по 100 раз для каждого значения $(\sigma_U)_{исх}, (\sigma_V)_{исх}, (x_0, y_0)$ для обеспечения статистической достоверности найденных значений $(\sigma_U)_{рег}, (\sigma_V)_{рег}, \bar{x}, \bar{y}, \varphi$ и для оценки дисперсии этих величин. При этом дисперсия найденных значений обуславливалась такими факторами, как изменение положения максимума вспышки (x_0, y_0) в пределах поля зрения и флуктуации числа фотоэлектронов. Такие зависимости были получены для энергий первичной частицы $E_\gamma \sim 10^{12}, 10^{13}$ эВ, числа фотоумножителей $N = 19, 37, 314$, поля зрения светоприемников $D = 2, 3^\circ$. Обозначим $\bar{\sigma} = \sqrt{\sigma_U \sigma_V}$ — средний размер изображения вспышки (σ_U — размер большей полуоси вспышки, σ_V — меньшей полуоси), $e = 1 - \sigma_V/\sigma_U$ — эллиптичность его, D — угловая апертура светоприемника, d — размер «дискрета» его, т. е. угловое расстояние между осями соседних ФЭУ в фокальной плоскости (отношение линейного размера дискретизации к фокусному расстоянию, выраженное в градусах), $\bar{\sigma}_{исх}$ и $\bar{\sigma}_{рег}$ — соответственно «исходный» и «регистрируемый» размеры изображения черенковской вспышки. Предварительные расчеты были проведены для некоторых видов пробной функции $\Phi(x, y)$, отвечающих условиям (3), и показали, что зависимость $\bar{\sigma}_{рег}$ от $\bar{\sigma}_{исх}$ является существенно нелинейной, а характер поведения $\bar{\sigma}_{рег}(\bar{\sigma}_{исх})$ фактически не зависит от выбранной пробной функции (монотонное возрастание с ростом $\bar{\sigma}_{исх}$, убывание производной $d\bar{\sigma}_{рег}/d\bar{\sigma}_{исх}$ с ростом $\bar{\sigma}_{исх}$, приводящее к $\bar{\sigma}_{рег} \approx \text{const}$ при больших $\bar{\sigma}_{исх}$). Тем не менее разброс значений $\bar{\sigma}_{рег}$ при $\bar{\sigma}_{исх} = \text{const}$ и при различных пробных функциях значителен ($\sim 0,1^\circ$). Поэтому для дальнейшего анализа желательно выбрать

пробную функцию, являющуюся наилучшей аппроксимацией формы реальных регистрируемых черенковских вспышек.

Такая работа была проведена на материале, полученном при наблюдениях на телескопе ГТ-48 черенковских вспышек от протонного фона космических лучей с энергией $\sim 3 \cdot 10^{12}$ эВ (детальное описание этих наблюдений можно найти в [1, 7, 8]). С помощью χ^2 -критерия все упомянутые пробные функции $\Phi(x, y)$ сравнивались как с индивидуальными зарегистрированными вспышками, так и со «средней вспышкой», полученной в результате суммирования всех зарегистрированных событий с усреднением амплитуд по каналам [1]. Было найдено, что форма реальной регистрируемой вспышки может быть удовлетворительно аппроксимирована практически любой из рассматриваемых пробных функций, однако наилучшее согласие с экспериментом достигается при $\Phi(x, y) = C \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\left(\frac{x}{\sigma_U} \right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_V} \right)^2 \right) \right]$ (при сопоставлении со «средней вспышкой» $\chi^2_{N=18} = 6,8$, что соответствует $P(\chi^2) > 99\%$). Дальнейший анализ проводился уже с применением только этой пробной функции.

Влияние размеров дискретизации изображения и поля зрения светоприемника на регистрируемые размеры вспышек

На рис. 2 показаны зависимости $\bar{\sigma}_{\text{рег}}$ от $\bar{\sigma}_{\text{исх}}$ для различных значений угловой апертуры светоприемника D , углового размера дискретизации изображения (углового размера элемента световода) d и числа ФЭУ N (полученные без учета фона ночного неба и пуассоновских флуктуаций). Естественно, эти величины не являются независимыми, в частности, при $d \ll D$

$$N \approx \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{d} \right)^2. \quad (5)$$

Значения D принимались равными 2, 3 и 4°, значения d — 0,1; 0,2; 0,44; 0,66; 0,88°, число ФЭУ (каналов регистрации) N — 19 и 314 соответственно. Такие значения параметров D , d и N перекрывают весь диапазон возможных значений, поскольку $N = 19$ — минимальное число ФЭУ, необходимое для эффективного применения исследуемой методики регистрации, а значение $N = 314$, по-видимому, значительно больше числа ФЭУ в любом реальном светоприемнике рассматриваемого типа. Кривые же зависимостей $\bar{\sigma}_{\text{рег}}$ ($\bar{\sigma}_{\text{исх}}$), соответствующие промежуточным значениям $19 < N < 314$ (например, $N = 37$, как в [9]), лежат между кривыми таких же зависимостей для $\bar{\sigma}_{\text{рег}}$ ($\bar{\sigma}_{\text{исх}}$) при $D = \text{const}$ (на рис. 2 между кривыми a и b при $D = 2^\circ$, между кривыми g и d при $D = 4^\circ$). Прямая e на рис. 2 соответствует «идеальному светоприемнику».

Сравнение кривых a — e на рис. 2 приводит к следующим выводам:

1) при любом фиксированном наборе значений D , d , N можно выделить в зависимости $\bar{\sigma}_{\text{рег}}$ ($\bar{\sigma}_{\text{исх}}$) три участка, расположенные по возрастанию $\bar{\sigma}_{\text{исх}}$: а) область, в которой зависимость $\bar{\sigma}_{\text{рег}}$ ($\bar{\sigma}_{\text{исх}}$) близка к линейной ($d\bar{\sigma}_{\text{рег}}/d\bar{\sigma}_{\text{исх}} \sim 1$); б) область, в которой зависимость $\bar{\sigma}_{\text{рег}}$ ($\bar{\sigma}_{\text{исх}}$) существенно нелинейна, но существует взаимно однозначное соответствие $\bar{\sigma}_{\text{исх}}$ и $\bar{\sigma}_{\text{рег}}$ ($0 < d\bar{\sigma}_{\text{рег}}/d\bar{\sigma}_{\text{исх}} < 1$); в) область, в которой величина $\bar{\sigma}_{\text{рег}}$ практически нечувствительна к изменению $\bar{\sigma}_{\text{исх}}$ ($d\bar{\sigma}_{\text{рег}}/d\bar{\sigma}_{\text{исх}} \sim 0$);

2) предельное значение $\bar{\sigma}_{\text{рег}}$ (максимальный размер, могущий быть зарегистрирован гамма-телескопом) весьма слабо зависит от d и N и определяется главным образом величиной угловой апертуры светоприемника D , причем

$$(\bar{\sigma}_{\text{рег}})_{\text{max}} \approx (0,2 \div 0,25) D; \quad (6a)$$

3) минимальные размеры регистрируемых вспышек определяются, напротив, величиной d — угловым размером дискретизации изображения (т. е. расстоянием между осями ФЭУ в фокальной плоскости), причем

$$(\bar{\sigma}_{\text{рег}})_{\text{min}} \approx (0,06 \div 0,08) d \quad (6b)$$

(без учета флуктуаций, только за счет геометрии светоприемника);

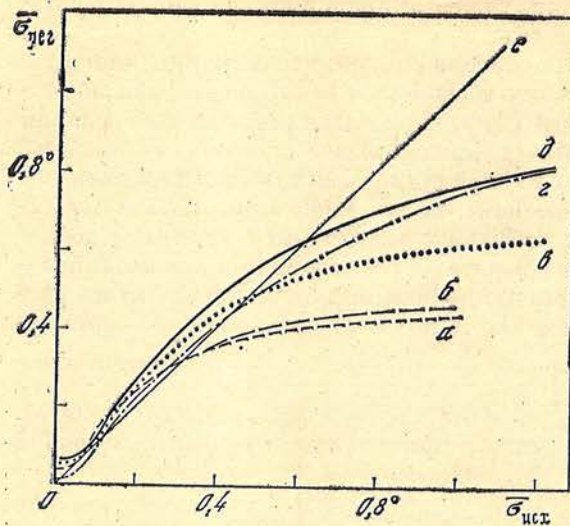
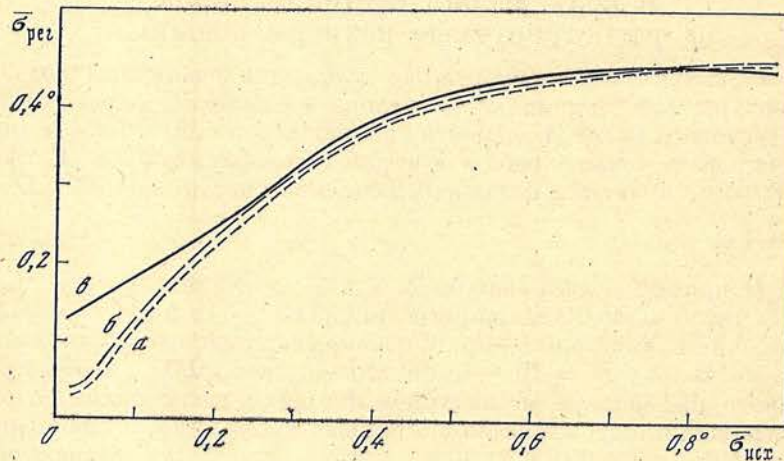


Рис. 2. Зависимость регистрируемых размеров вспышки $\bar{\sigma}_{рег}$ от исходных $\bar{\sigma}_{исх}$ при различных значениях D , d и N

$a - d = 0,44^\circ, D = 2^\circ, N = 19;$
 $b - d = 0,1^\circ, D = 2^\circ, N = 314;$
 $z - d = 0,66^\circ, D = 3^\circ, N = 19;$
 $z - d = 0,2^\circ, D = 4^\circ, N = 314;$
 $d - d = 0,88^\circ, D = 4^\circ, N = 19;$
 $e - d \rightarrow 0^\circ; D \rightarrow 180^\circ, N \rightarrow \infty$

Рис. 3. Зависимость зарегистрированных размеров вспышки $\bar{\sigma}_{рег}$ от исходного $\bar{\sigma}_{исх}$ для $D = 2^\circ, d = 0,44^\circ, N = 19$

a — без учета фонового свечения ночного неба и флуктуаций числа фотоэлектронов в ФЭУ;
 b — с учетом фонового свечения ночного неба;
 e — с учетом фонового свечения ночного неба и флуктуаций числа фотоэлектронов



4) область линейной зависимости $\bar{\sigma}_{рег}(\bar{\sigma}_{исх})$ невелика и составляет $0,14^\circ \div 0,3^\circ$ при $D = 2^\circ, d = 0,44^\circ$. Однако область взаимно однозначного соответствия $\bar{\sigma}_{исх}$ и $\bar{\sigma}_{рег}$ значительно больше: при тех же значениях $D = 2^\circ, d = 0,44^\circ$ она простирается от $0,05^\circ$ до $0,7 - 0,8^\circ$ по оси $\bar{\sigma}_{исх}$. Следовательно, светоприемник рассматриваемого типа пригоден для измерения черенковских вспышек в диапазоне размеров

$$0,1d \lesssim \bar{\sigma}_{исх} \lesssim 0,3D, \quad (6в)$$

если учитывать зависимость $\bar{\sigma}_{рег}(\bar{\sigma}_{исх})$ при обработке исходных данных, причем в диапазоне

$$0,2d \lesssim \bar{\sigma}_{исх} \lesssim 0,15D \quad (6г)$$

можно принимать $\bar{\sigma}_{исх} = \bar{\sigma}_{рег}$.

Следует также отметить, что соотношение между $\bar{\sigma}_{исх}$ и $\bar{\sigma}_{рег}$ весьма слабо зависит от эллиптичности вспышки (например, максимальное различие $\bar{\sigma}_{рег}$ при $e = 0$ и при $e = 0,5$ не превышает $0,05^\circ$), и для вспышек с существенно разными значениями эллиптичности можно применять одну и ту же кривую $\bar{\sigma}_{рег}(\bar{\sigma}_{исх})$.

Теперь, когда выявлена зависимость поведения функции $\bar{\sigma}_{рег}(\bar{\sigma}_{исх})$ от параметров D, d, N выносного блока, можно исследовать влияние на процесс регистрации таких факторов, как фоновое свечение ночного неба, флуктуации числа фотоэлектронов в ФЭУ и дискретизация сигналов. На рис. 3 показана:

а) та же зависимость $\bar{\sigma}_{\text{рег}}(\bar{\sigma}_{\text{исх}})$ при $D = 2^\circ$, $N = 19$, $d = 0,44^\circ$, что и на рис. 2; б) то же с учетом фонового свечения ночного неба (составляющего для ФЭУ-85 $\sim 2 \cdot 10^7$ фотоэлектрон/м²·град²·с, или при площади зеркал $S = 16$ м² при $d = 0,44^\circ$ и $\tau = 10$ нс $\sim 0,7$ фотоэлектронов/канал); в) то же, что и б, с учетом пуассоновских флуктуаций числа фотоэлектронов (при энергии первичной частицы $E_0 \sim 10^{12}$ эВ и прицельном параметре $R \sim 0 \div 100$ м суммарный световой поток на светоприемнике $\Phi \simeq 160$ фотоэлектронов для ФЭУ-85).

Из рисунка следует, что учет этих факторов приводит к дальнейшему «ухудшению» характера зависимости $\bar{\sigma}_{\text{рег}}$ от $\bar{\sigma}_{\text{исх}}$, уменьшая диапазон линейности. Причиной этих дополнительных искажений регистрируемых размеров являются флуктуации при измерении потоков как черенковского, так и фонового света. Однако доля черенковского света в полном световом потоке изменяется от элемента к элементу. Поэтому существует возможность корректировать влияние этих факторов при обработке зарегистрированных сигналов $\{I_N\}$. А именно, при вычислении характеристик вспышки по выражениям (2) следует при нахождении первых и вторых моментов производить суммирование не по всем каналам, а лишь по тем, в которых амплитуда сигнала выше некоторой пороговой. На рис. 4 показаны зависимости $\bar{\sigma}_{\text{рег}}(\bar{\sigma}_{\text{исх}})$ при различных значениях порога обрезания n . Рисунок показывает, что, чем больше значение порога обрезания n , тем ближе функция $\bar{\sigma}_{\text{рег}}(\bar{\sigma}_{\text{исх}})$ к идеальной ($\bar{\sigma}_{\text{рег}} = \bar{\sigma}_{\text{исх}}$) при малых значениях $\bar{\sigma}_{\text{исх}}$, но и тем больше область нечувствительности $\bar{\sigma}_{\text{рег}}$ к $\bar{\sigma}_{\text{исх}}$ при больших $\bar{\sigma}_{\text{исх}}$. Иными словами, при малых значениях $\bar{\sigma}_{\text{исх}}$ для восстановления величины $\bar{\sigma}_{\text{исх}}$ по известной $\bar{\sigma}_{\text{рег}}$ более пригодны зависимости $\bar{\sigma}_{\text{рег}}(\bar{\sigma}_{\text{исх}})$ с большим порогом обрезания ($n \geq 6$), при больших $\bar{\sigma}_{\text{исх}}$ — с малым ($n \leq 2$). Физический смысл этого эффекта заключается в том, что при малых размерах вспышка концентрируется в нескольких соседних элементах, а все остальные элементы регистрируют фон, и учет их в обработке увеличивает шумовую составляющую регистрируемого сигнала. Следовательно, имеется возможность обрабатывать зарегистрированный сигнал $\{I_N\}$ с помощью адаптивного алгоритма, изменяя порог обрезания n в зависимости от величины $\sigma_{\text{исх}}$. На рис. 4 кривая d получена с помощью указанного алгоритма. Видим, что диапазон линейности при этом простирается от 0° до $0,18 D$ (6 г), а диапазон, в котором возможно восстановление величины $\sigma_{\text{исх}}$ по измеренной $\bar{\sigma}_{\text{рег}}$:

$$0^\circ \leq \bar{\sigma}_{\text{рег}} \leq 0,3D. \quad (6д)$$

Итак, систематическая погрешность измерения размера вспышки может быть либо учтена с помощью кривых рис. 2—4, либо компенсирована при обработке данных с помощью адаптивного алгоритма. Однако это не означает, что появляется возможность совершенно точного определения характеристик исходной вспышки по измеренным величинам $(\sigma_U)_{\text{рег}}$, $(\sigma_V)_{\text{рег}}$, поскольку существует дисперсия этих величин, возникающая, как было отмечено выше, за счет трех факторов: различных положений максимума вспышки в фокальной плоскости (x_0, y_0) , наличия фонового свечения ночного неба и флуктуаций числа фотоэлектронов. Эти причины приводят к тому, что при фиксированных размерах вспышки $\bar{\sigma}_{\text{исх}}$ регистрируемые величины имеют разброс $\delta_{\text{рег}}$. Если мы восстанавливаем размер исходной вспышки $\bar{\sigma}_{\text{исх}}$ по известному значению $\bar{\sigma}_{\text{рег}}$ с помощью зависимости $\bar{\sigma}_{\text{рег}}(\bar{\sigma}_{\text{исх}})$, то восстановленная величина имеет дисперсию

$$\delta_{\text{исх}} = \delta_{\text{рег}} / (d\bar{\sigma}_{\text{рег}}/d\bar{\sigma}_{\text{исх}})$$

и относительная погрешность измеренной величины $\bar{\sigma}_{\text{исх}}$ составит

$$A_{\text{исх}} = \frac{\delta_{\text{исх}}}{\sigma_{\text{исх}}} = \frac{\delta_{\text{рег}}}{\sigma_{\text{исх}} (d\bar{\sigma}_{\text{рег}}/d\bar{\sigma}_{\text{исх}})}. \quad (7а)$$

На линейном участке зависимости $d\bar{\sigma}_{\text{рег}}/d\bar{\sigma}_{\text{исх}} \sim 1$, а $\sigma_{\text{исх}} \approx \sigma_{\text{рег}}$, и, следовательно,

$$A_{\text{исх}} \simeq \delta_{\text{рег}}/\sigma_{\text{рег}} = A_{\text{рег}}. \quad (7б)$$

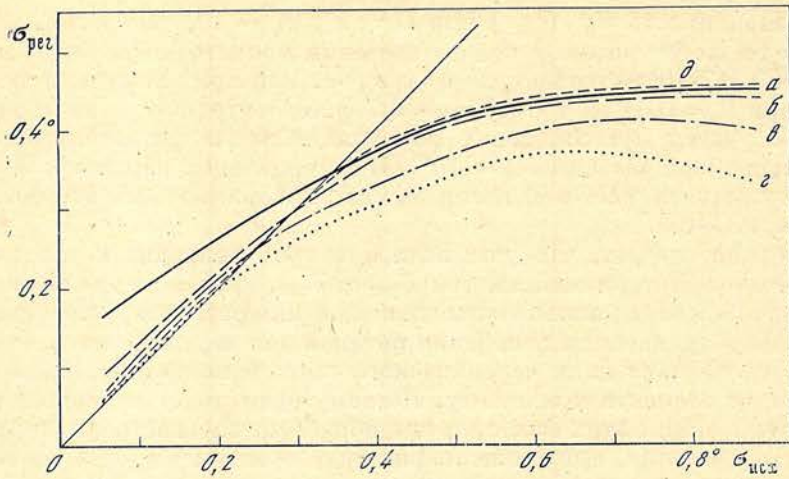


Рис. 4. Зависимость зарегистрированных размеров вспышки $\bar{\sigma}_{рег}$ от исходных размеров $\bar{\sigma}_{исх}$ при различных значениях порога обрезания n (для $D = 2^\circ$, $d = 0,44^\circ$, $N = 19$, $\Phi = 160$ фотоэлектронов)

Кривая $a - n = 0$, $b - n = 2$, $z - n = 4$, $z - n = 6$. Кривая d получена с помощью адаптивного алгоритма $n(\bar{\sigma}_{исх}) = \max(12,25 - 35\bar{\sigma}_{исх}, 0)$, где $\bar{\sigma}_{исх}$ [град], n [фотоэлектронов]

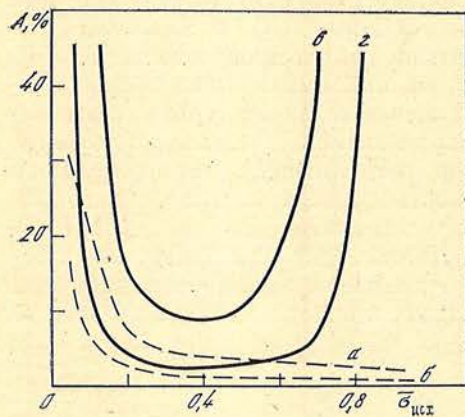


Рис. 5. Относительная погрешность регистрируемых размеров $A_{рег}$ (кривые $a, б$) и восстановленных исходных размеров $A_{исх}$ (кривые z, z) как функция размеров изображения $\bar{\sigma}_{исх}$

Кривые
 $a, б$ — для $D = 2^\circ$, $N = 19$, $d = 0,44^\circ$;
 z, z — для $D = 2^\circ$, $N = 37$, $d = 0,31^\circ$

На рис. 5 показаны зависимости относительных погрешностей регистрируемых размеров $A_{рег}$ и восстановленных по ним исходных размеров $A_{исх}$. Видим, что увеличение числа каналов регистрации существенно уменьшает величину $A_{исх}$ (при $N = 19$ характерное значение погрешности $A_{исх} \sim 10 \div 15\%$, а при $N = 37$ $A_{исх} \sim 3 \div 5\%$). Вместе с тем существенных изменений диапазона, в котором $A_{исх}$ мало, не происходит. Резкое возрастание погрешности $A_{исх}$ при больших $\bar{\sigma}_{исх}$ обусловлено уменьшением производной $d\bar{\sigma}_{рег}/d\bar{\sigma}_{исх}$ и происходит при значениях $\bar{\sigma}_{исх}$, определяемых соотношениями (6). Возрастание погрешности при малых $\bar{\sigma}_{исх}$ обусловлено ростом относительной погрешности регистрируемых размеров $A_{рег}$ (7б) при значениях, также удовлетворяющих (6). Иными словами, границы диапазона, в котором точность измерения размеров вспышки имеет приемлемые значения, определяется теми же условиями (6). Это происходит потому, что правая граница определяется уменьшением крутизны зависимости $\bar{\sigma}_{рег}(\bar{\sigma}_{исх})$, т. е. в конечном итоге угловым диаметром светоприемника D , а левая — ростом флуктуаций при размерах вспышки, существенно меньших размеров дискретизации d . Итак, увеличение числа каналов регистрации N влияет главным образом на уменьшение погрешности измеряемых характеристик вспышки за счет уменьшения дисперсии регистрируемых размеров. Это существенно, поскольку ожидаемые различия размеров черенковских вспышек γ -ливней от вспышек p -ливней невелики и при большой погрешности измерения просто не могут быть обнаружены.

Выбор параметров светоприемника для гамма-телескопа ГТ-48

При выборе оптимальной геометрии светоприемника для гамма-телескопа ГТ-48, предназначенного для работы в диапазоне энергий первичных частиц $\sim 10^{12} - 10^{13}$ эВ, следует рассмотреть описанные выше зависимости совместно с имеющимися данными о размерах черенковских вспышек как ливней, инициированных p -квантом, так и ядерных ливней. Работы по определению характеристик черенковского излучения ШАЛ посредством расчетов и экспериментальным путем ведутся уже на протяжении 25 лет различными авторскими коллективами. Результаты исследований последних лет приведены в табл. 1. Размеры вспышек по большой и малой оси σ_x , σ_y и дисперсия этих величин δ_x , δ_y приведены в ней для первичного протона. Поскольку все авторы сходятся на том, что вспышки от первичного протона имеют большие угловые размеры, чем вспышки от первичного гамма-кванта, то, следовательно, их размеры являются определяющими для выбора верхней границы необходимого диапазона регистрации размеров.

Таблица 1

Источник данных	Литература	Энергия, E_0 , эВ	Высота, м	Число ФЭУ N	D , град	d , град	Размер вспышки, град	
							$\sigma_x \pm \delta_x$	$\sigma_y \pm \delta_y$
Наблюдения, Маунт-Хопкинс	[2]	$\approx 10^{12}$	2300	37	3	0,5	$0,54 \pm 0,12$	$0,31 \pm 0,06$
Наблюдения, КАО	[8]	$\approx 3 \cdot 10^{12}$	570	19	2	0,44	$0,39 \pm 0,06$	$0,27 \pm 0,044$
Расчет, Hillas	[9]	$\approx 10^{12}$	2300	37	3	0,5	$0,52 \pm 0,12$	$0,28 \pm 0,08$
Расчет, Пляшешников, Vignani	[4]	$5 \cdot 10^{11}$	2300	100	—	0,2	$0,5 \pm 0,24$	$0,38 \pm 0,18$

Что же касается выбора нижней границы этого диапазона, то минимальные измеряемые размеры определяются, по-видимому, не столько размерами вспышек, сколько качеством изображения вспышки, которое строится зеркальной системой телескопа, и составляет для телескопа ГТ-48 $\sim 0,1^\circ$. Из табл. 1 следует, что диапазон измеряемых размеров σ_x , σ_y должен составлять $0,1^\circ \leq \sigma_x, \sigma_y \leq 0,7 - 0,9^\circ$ (7). Согласно выражениям (6) ограничения за счет конечного размера дискретизации d достаточно слабы: для того чтобы удовлетворить условиям (7), достаточно выбрать $d < 1^\circ$. Более существенным является ограничение диапазона сверху за счет углового размера светоприемника D . Из условий (6) следует, что необходимая угловая апертура светоприемника должна составлять $2,5 - 3^\circ$ и величина $D = 2^\circ$, применявшаяся в предварительных экспериментах КАО [1, 7], явно недостаточна. В этих наблюдениях были получены распределения продольных σ_x и поперечных σ_y размеров черенковских вспышек ШАЛ с энергией $\sim 3 \cdot 10^{12}$ эВ. По-видимому, именно искажением измеряемых размеров вспышки за счет ограниченности угловой апертуры светоприемника следует объяснить заметное расхождение измеренных размеров большой полуоси σ_x в первых двух строках табл. 1 при хорошем согласии измеренных размеров малой полуоси σ_y . Естественно, такое искажение в первую очередь сказалось при нахождении размеров большой полуоси эллипсоида изображения вспышки.

Итак, угловая апертура светоприемника должна иметь величину не менее $2,5 - 3^\circ$. С другой стороны, дальнейшее увеличение ее крайне нежелательно, и вот почему. При больших значениях угловой апертуры увеличивается эффективная площадь регистрации и регистрируются ливни с большим прицельным параметром R (при $D > 3^\circ$, $R > 200$ м). При таких значениях прицельного параметра сильно возрастает энергетический порог регистрируемых ливней и, как показано в [10], отбор γ -событий становится невоз-

возможным. Поэтому хотя число регистрируемых вспышек и возрастает, но этот рост происходит за счет «неразделяемых» событий, т. е. отношение сигнал/шум падает. Таким образом, увеличение D также приводит к ухудшению характеристик гамма-телескопа. Следовательно, угловая апертура должна быть выбрана равной $2,5-3^\circ$.

Приняв $D = 2,5 \div 3^\circ$, рассмотрим вопрос о выборе числа каналов регистрации (числа ФЭУ) в светоприемнике N и размера дискретизации изображения d . Этот выбор влияет как на характер зависимости $\bar{\sigma}_{\text{рег}} (\bar{\sigma}_{\text{исх}})$, так и на дисперсию этой величины $\delta_{\text{рег}}$, обусловленную параметрами светоприемника.

При фиксированной апертуре D изменение числа ФЭУ N (и связанного с ним размера дискретизации d) весьма слабо влияет на ход зависимости средних значений $\bar{\sigma}_{\text{рег}} (\bar{\sigma}_{\text{исх}})$ (см. рис. 2), но сильно влияет на дисперсию измеряемых размеров $\delta_{\text{рег}}$. Как было отмечено выше (см. также рис. 5), при $d \approx 0,4 \div 0,5^\circ$ относительная погрешность восстанавливаемого значения исходного размера вспышки $A_{\text{исх}}$ составляет $\sim (10-15\%)$ и круто растет с увеличением размера дискретизации d (табл. 2).

Таблица 2

D , град	d , град	N	$A_{\text{исх}}, \%$
2	0,31	37	3-5
2	0,44	19	10-15
3	0,44	37	7-15
3	0,66	19	30-50

Естественно, что определяющим фактором при выборе характеристик светоприемника должна быть возможность отделения вспышек электромагнитных каскадов от ядерных по регистрируемым размерам этих вспышек.

Поскольку различия в размерах черенковских вспышек от электронно-фотонных и от ядерных ливней не превосходят нескольких десятых долей градуса (согласно расчетам [4, 9]), а «собственная» дисперсия размеров вспышки, возникающая за счет флуктуаций в развитии ливня, относительно мала (как показано в [8], $15-20\%$ от среднего для малой полуоси), то, как следует из табл. 2, необходимо принять $N \geq 37$, $d \leq 0,5^\circ$. При большем размере дискретизации d (и, следовательно, при меньшем N) увеличение дисперсии измеряемых размеров $\delta_{\text{рег}}$ и как следствие этого увеличение погрешностей $A_{\text{рег}}$ и $A_{\text{исх}}$ делает отбор γ -ливней невозможным.

Надлежит также учесть еще одно соображение. При наблюдениях в режиме сопровождения объекта, когда ось телескопа все время направлена на источник γ -квантов, смещение максимума вспышки от центра светоприемника тем больше, чем больше прицельный параметр ливня. Как было показано в [10], для обеспечения надежного отбора γ -событий и достаточно большой эффективной площади регистрации необходимо регистрировать ливни с прицельным параметром $0 \leq R \leq 100 \div 120$ м, что соответствует положению максимума вспышки $\sim 0,6 \div 0,8^\circ$ от оси светоприемника, т. е. апертурному углу $1,2-1,6^\circ$. Значит, внутренняя граница внешнего кольца фотоумножителей (ближайшего к краям светоприемника ряда ФЭУ) должна отстоять от оси светоприемника больше чем на $1,2-1,6^\circ$. При фиксированном значении угловой апертуры $D = 2,5 \div 3^\circ$ этому условию соответствует $N \geq 37$ (например, при $d = 0,44^\circ$ апертурный угол без внешнего кольца составит $1,46^\circ$ для 19 каналов и 2° для 37 каналов).

Таким образом, мы приходим к условию $d \leq 0,5^\circ$ (и, значит, $N \geq 37$), т. е. к ограничению на размер дискретизации изображения сверху. Ограничение на эту характеристику снизу возникает естественным образом, поскольку: 1) с одной стороны, с уменьшением размера d квадратично увеличивается число ФЭУ N , что приводит к резкому возрастанию трудностей в эксперименте, связанных с отбором ФЭУ, калибровкой их, обеспечением

стабильности их работы и контролем анодных токов, 2) с другой стороны вариант светоприемника с $D = 2,5 \div 3^\circ$; $N = 37$; $d \approx 0,4 \div 0,5^\circ$ обеспечивает характеристики светоприемника, достаточные для выделения γ -ливней на фоне p -ливней по форме и размерам изображения черенковской вспышки.

Учитывая все перечисленные соображения, следует, по-видимому, остановиться на числе ФЭУ $N = 37$. Дальнейшее наращивание числа каналов регистрации вряд ли целесообразно.

Заключение

Таким образом, геометрические характеристики светоприемной аппаратуры гамма-телескопа оказывают сильное влияние на характер процесса регистрации изображения черенковских вспышек ШАЛ, на степень достоверности измеряемых характеристик вспышки и как следствие на точность измеряемых характеристик ШАЛ (тип первичной частицы, направление прихода, прицельный параметр). Поэтому выбор размеров элементов светоприемника должен производиться с учетом как данных о размерах черенковских вспышек, так и влияния характеристик светоприемника на определение размеров вспышки. Такой анализ показывает, что для гамма-телескопа, предназначенного для наблюдений в области энергий квантов $E \approx 10^{12} \div 10^{13}$ эВ (в частности, для ГТ-58 КАО), наиболее предпочтительным является 37-канальный светоприемник с внешним диаметром $D = 2,5 \div 3^\circ$, что соответствует размеру дискретизации $d = 0,4 \div 0,5^\circ$ (для используемых на этой установке световодов с шестигранным входным окном и круглым выходом $d = 0,44^\circ$ для ФЭУ-85, ФЭУ-74, ФЭУ-130 или ФЭУ-140). Такой светоприемник обеспечивает возможность измерения размеров вспышек в диапазоне от $0,05-0,1^\circ$ до $0,7-0,8^\circ$ при точности определения размеров вспышки $\sim 0,03^\circ$ в диапазоне $0,1-0,4^\circ$ и $\sim 0,1^\circ$ в диапазоне $0,4-0,8^\circ$, а также достаточно большой апертурный угол ($\sim 2^\circ$ без внешнего кольца), не снижающий эффективной площади регистрации γ -ливней.

Автор весьма признателен А. А. Степаняну за неизменное внимание к работе, Л. Г. Деденко — за полезные обсуждения.

Май 1986 г.

Литература

1. Владимирский Б. М., Зыскин Ю. Л., Нешпор Ю. И. и др. — Космич. лучи, 1986, № 25.
2. Cawley M. F., Fegan D. J., Gibbs K. — Application of imaging to the atmospheric Cherenkov technique, 19th ICRC, La Jolla, USA, 1985, OG9.5-4.
3. Никольский С. И., Бейсембаев Р. А. Препринт № 175. ФИАН, 1975.
4. Pliasheshnikov A. V., Bignami G. F. — Nuovo Chimento, 1985, vol. 8C, N 1, p. 39.
5. Зацепин В. И. — ЖЭТФ, 1964, № 47, с. 689—696.
6. Беляев А. А., Иваненко И. П., Каневский Б. Л. Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях. М.: Наука, 1980, с. 135.
7. Нешпор Ю. И., Зыскин Ю. Л., Владимирский Б. М. и др. Результаты наблюдений 1984 г. на многозеркальном γ -телескопе Крымской астрофизической обсерватории. — Вопр. атомной науки и техники, 1985, вып. 5, с. 16—23.
8. Владимирский Б. М., Зыскин Ю. Л., Нешпор Ю. И. и др. К вопросу об угловых размерах вспышек черенковского света широких атмосферных ливней с энергией первичной частицы $10^{12}-10^{13}$ эВ. — В кн.: Матер. докл. на Всес. конф. по космич. лучам. Тбилиси, 1986.
9. Hillas A. M. — In: 19th Intern. Cosm. Ray Conf., La Jolla, USA, 1985, OG 9.5-3.
10. Степанян А. А., Фомин В. П., Владимирский Б. М. — Изв. Крым. астрофиз. обсерв., 1983, т. 66, с. 234—241.

УДК 621.375.446

ТРАНЗИСТОРНЫЕ КЛЮЧЕВЫЕ СХЕМЫ ДЛЯ ЭЛЕКТРОПРИВОДА ГАММА-ТЕЛЕСКОПА

В. Г. Шитов

Рассмотрены особенности работы транзисторов в ключевом режиме. Дан анализ потерь мощности в элементах ключевых схем. Описаны примеры синтеза схем драйверов с функциями защиты мощных транзисторов от перегрузок. Приведена мостовая схема для управления электродвигателем привода гамма-телескопа.

TRANSISTOR GATE CIRCUITS FOR GAMMA TELESCOPE ELECTRIC DRIVE, by V. G. Shitov.— The peculiarities of transistors operation in gate mode are discussed. Power losses in gate circuit elements are analyzed. The samples of driver circuits synthesis with overload protection high-power transistors are described. A bridge network for gamma telescope step motor control is proposed.

В настоящее время автоматизация широко внедряется в различные области научных исследований и техники. Определяющая роль в этом процессе принадлежит электрическим системам автоматического регулирования. Поэтому особую важность приобретают задачи уменьшения габаритов и веса, повышения КПД и улучшения быстродействия, а также надежности различных электрических регуляторов, в частности электроприводов [1]. Большие перспективы в этой области открываются на пути широкой замены тиристорных устройств и электромашинных усилителей транзисторными. Далее описан транзисторный электропривод, разработанный для гамма-телескопа взамен электромашинного.

Транзисторные электроприводы имеют ряд преимуществ перед традиционными тиристорными, а именно [2]: отсутствуют трудоемкие (и дорогостоящие) элементы принудительной коммутации; при высоких частотах коммутации малую переменную составляющую тока якоря можно получить без применения реакторов; по той же причине наибольшая скорость регулирования ограничивается только постоянной времени двигателя; вследствие высокой частоты коммутации (до 20 кГц и выше) отсутствуют акустические помехи в звуковом диапазоне.

Применение транзисторов при больших напряжениях и токах принципиально изменяет идеологию управления ключевыми схемами; эксплуатационная надежность, малая чувствительность к разбросу параметров элементов и низкие потери в элементах являются в настоящее время основными критериями при разработке схем.

Для надежной эксплуатации ключевых схем должно быть выполнено несколько условий: потери переключения не должны вызывать недопустимо высокую температуру кристалла, выбросы напряжения, зависящие от скорости переключения и выполненного монтажа, должны быть в допустимых пределах, а устройства управления и защиты должны соответствовать современному состоянию техники [3].

1. Потери переключения в ключевой схеме

Потери переключения в транзисторе складываются из потерь в проводящем состоянии, потерь при включении и потерь при выключении. При применении современных биполярных транзисторов потери включения составляют около 70% общих потерь переключения, в то время как потери выключения — только ~ 30%.

Потери переключения, которые в конечном итоге определяют максимальную возможную частоту коммутации транзистора без охладителя, зависят в основном от условий эксплуатации (напряжения питания, тока нагрузки и др.) и от способа переключения транзисторного ключа, управления его базой и шунтирующего диода [3]. Повышение затрат на элементы в цепях управления базой может быть скомпенсировано уменьшением числа элементов в мощной части схемы [4].

Потери, выделяющиеся на коллекторе ключевого транзистора в процессе включения, зависят от [3]: тока нагрузки в момент включения; напряжения питания; скорости нарастания коллекторного тока; времени восстановления обратного сопротивления диода, шунтирующего нагрузку; величины обратного тока открытого диода, шунтирующего нагрузку; наличия цепей разгрузки.

Если транзистор включается быстронарастающим базовым током, то повышается скорость нарастания коллекторного тока и одновременно уменьшается динамическое напряжение насыщения. Раньше имелись сомнения в целесообразности такого управления, так как оно приводило к большим обратным токам шунтирующего диода в интервале времени восстановления его обратного сопротивления. В настоящее время показано [3], что благодаря такому «жесткому» управлению потери включения в итоге уменьшаются за счет уменьшения времени включения, несмотря на большой «сквозной» ток.

Потери, выделяющиеся на коллекторе ключевого транзистора в процессе выключения, зависят от [4]: величины тока коллектора в момент выключения, амплитуды напряжения коллектор — эмиттер, времени спада коллекторного тока, скорости нарастания напряжения коллектор—эмиттер, наличия схемы разгрузки.

Амплитуда напряжения коллектор—эмиттер при выключении тесно связана с временем спада коллекторного тока. Если транзистор, работающий с напряжением питания 400 В, выключает ток 10 А за 100 нс, то это соответствует скорости изменения тока 100 А/мкс. В устройстве такой транзистор находится, как правило, на охладителе — неизбежно на некотором расстоянии от развязывающего конденсатора и шунтирующего диода. Результирующая паразитная индуктивность этой цепи коллекторного тока может быть, например, 200 нГ. При быстром выключении транзистора на коллекторе возникает выброс напряжения ($100 \text{ А/мкс} \cdot 200 \text{ нГ} = 20 \text{ В}$), что составляет небольшую величину для транзистора, питающегося от источника 400 В. Но если параллельно включить десять таких транзисторов, то получим выброс напряжения ($1000 \text{ А/мкс} \cdot 200 \text{ нГ} = 200 \text{ В}$)! Поэтому при проектировании схем, переключающих большие мощности, разработчик должен выбирать скорость выключения транзистора с учетом индуктивности монтажа. Кроме того, при подаче в базу транзистора большого выключающего сигнала с целью уменьшения времени выключения можно получить так называемый «хвост» коллекторного тока, обусловленный неосновными носителями заряда, что также ведет к повышению потерь.

2. Схема разгрузки

Схема разгрузки (рис. 1), которая может устанавливаться в коллекторной цепи ключевого транзистора, решает задачу защиты транзистора от высоких пиковых мощностей в течение процессов переключения. Кроме того, сильно снижаются радиопомехи, так как быстрые изменения тока и напряжения не попадают на провода, соединяющие нагрузку с ключевой схемой [5]. Дроссель L ограничивает скорость нарастания коллекторного тока при включении, а конденсатор C ограничивает скорость нарастания напряжения на коллекторе при выключении ключевого транзистора. Дроссель L разряжается через диод $VD1$ и резистор $R1$, конденсатор C разряжается при процессе включения через резистор $R2$. Благодаря этим цепям потери переключения переносятся из транзистора в пассивные элементы. Пример расчета параметров L и C поясняется с помощью рис. 2 при усло-

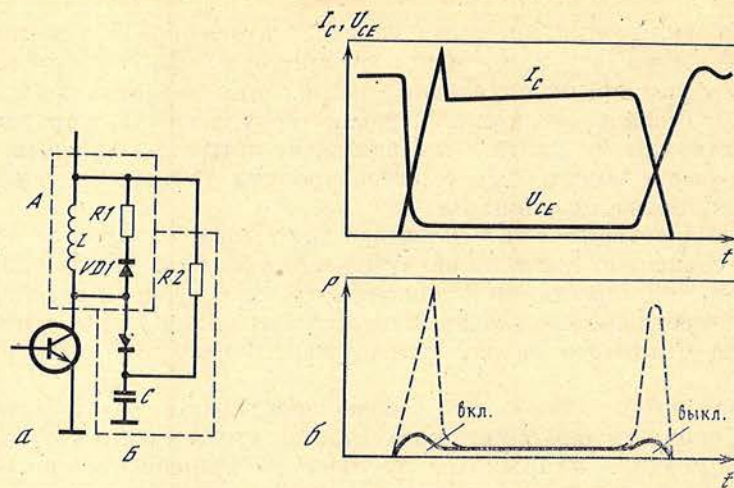


Рис. 1. Схема разгрузки транзистора при переключениях (А — при включении, Б — при выключении) (а) и ее влияние на потери Р (б)

Штриховыми линиями показаны потери без схемы разгрузки

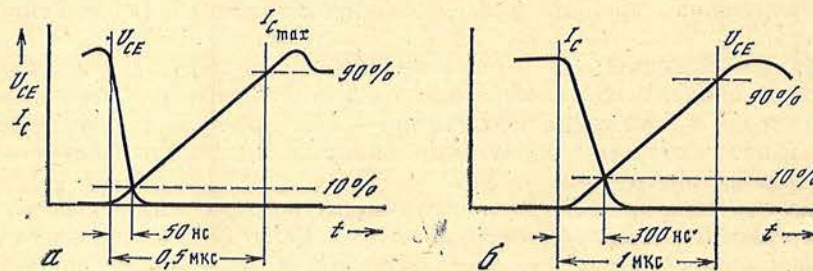


Рис. 2. К примеру расчета параметров схемы разгрузки

а — процесс включения; б — процесс выключения

виях, что время нарастания коллекторного тока при включении транзистора не должно превышать 0,5 мкс, а выброс напряжения на коллекторе при выключении транзистора $U_L \leq 50$ В при времени нарастания напряжения коллектор—эмиттер 1 мкс. Напряжение питания $U_{CE} = 350$ В, ток нагрузки $I_C = 4$ А:

$$L = \frac{U_{CE} \cdot 0,5}{I_{C \max}} = \frac{350 \cdot 0,5}{4} = 44 \text{ мкГ,}$$

$$C = \frac{I_{C \max} \cdot 1}{U_{CE} + U_L} = \frac{4 \cdot 1}{350 + 50} = 0,01 \text{ мкФ.}$$

Следует заметить, что применение схемы разгрузки требует дополнительных пассивных элементов с большой мощностью рассеивания.

3. Схема оптимального управления мощным транзистором в режиме переключений

Ниже изложена концепция оптимального управления мощными ключевыми транзисторами [4, 6], позволяющая не только включать и выключать эти элементы, но также защищать их от перегрузок, и описаны принципиальные схемы, разработанные на ее основе. В этом случае схему разгрузки при включении следует применять только при очень высоких частотах коммутации.

На рис. 3 представлена типовая схема ключевого регулятора. Генератор вырабатывает сигнал треугольной формы тактовой частоты. Этот сигнал

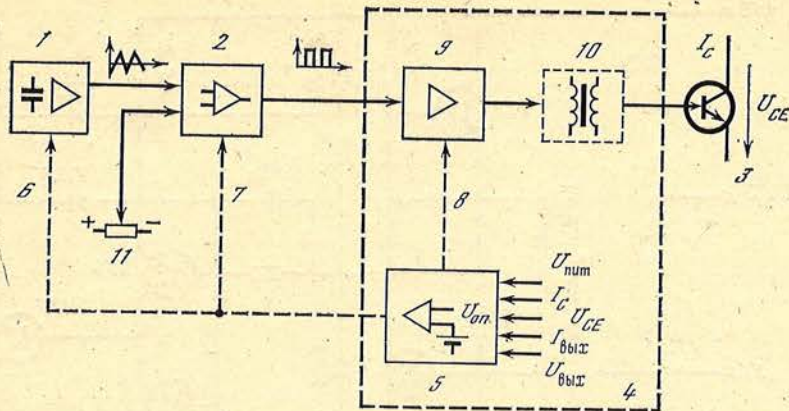


Рис. 3. Типовая схема ключевого регулятора

1 — генератор, 2 — широтно-импульсный модулятор, 3 — мощный транзистор, 4 — драйвер, 5 — блок защиты, 6 — изменение частоты, 7 — изменение длительности импульса, 8 — выключение, 9 — схема управления, 10 — гальваническая развязка, 11 — регулирование длительности импульса

сравнивается в широтно-импульсном модуляторе ШИМ, построенном на основе компаратора, с управляющим входным напряжением, при этом на выходе компаратора возникают импульсы, модулированные по длительности. Так как выходной ток обычного компаратора не превышает десятков миллиампер, а для управления мощным транзистором требуется ток базы порядка единиц ампер, выходной сигнал компаратора должен быть усилен. Эта задача выполняется согласующим каскадом (драйвером). Блок защиты, входящий в состав драйвера, контролирует различные токи и напряжения и при выходе их за границы допустимых принимает меры с целью исключения опасного состояния мощного транзистора. Выходные сигналы блока защиты могут воздействовать на различные точки схемы управления. Изменения частоты, максимального времени включенного состояния транзистора или быстрое выключение его могут защитить мощный транзистор (и подключенную к нему нагрузку) от перегрузок [6]. В зависимости от общей концепции устройства применяются драйверы с гальванической развязкой между схемой управления и силовым каскадом или без нее.

Драйвер преобразует мощный ключевой транзистор в бистабильный ключ. Транзисторы $VT2$ и $VT3$ (рис. 4) образуют быстродействующий триггер. Если на вход $E1$ этого триггера подать импульсы с амплитудой 5 В (ТТЛ-уровень) и длительностью 1 мкс, то драйвер переключается во включенное состояние. $VT4$ открывается, и в базу $VT6$ течет ток. Чтобы вызвать процесс выключения, нужно подать импульс с указанными выше параметрами на вход $E0$. Так как во включенном состоянии $VT2$ не насыщен и работает в режиме генератора тока, а диоды $VD2$, $VD3$ предотвращают насыщение $VT3$, триггеру требуется меньше 100 нс, чтобы при поступлении команды «выкл» перейти в выключенное состояние. Как только $VT3$ закроется, на базу $VT4$ через $R1$ подается вспомогательное отрицательное напряжение. После завершения времени задержки запирающего $VT4$ откроется транзистор $VT5$, и через дроссель протекает отрицательный ток базы для быстрого выключения мощного транзистора $VT6$.

Эта простая основная схема может быть преобразована включением диода $VD6$ в драйвер, следящий за степенью насыщения транзистора $VT6$. Диод $VD6$ поддерживает положительный ток базы транзистора $VT6$ на таком уровне, чтобы во всем диапазоне заданных значений нагрузки транзистор $VT6$ оставался в состоянии квазинасыщения. При таком управлении времена включения и выключения получаются малыми, обеспечивается безопасная работа во включенном состоянии, а также отсутствие влияния допусков элементов на параметры переключения. Потребление таким драйвером тока от источника питания при низких токах нагрузки сильно уменьшается. Следствием этого является повышенный КПД при низких выходных

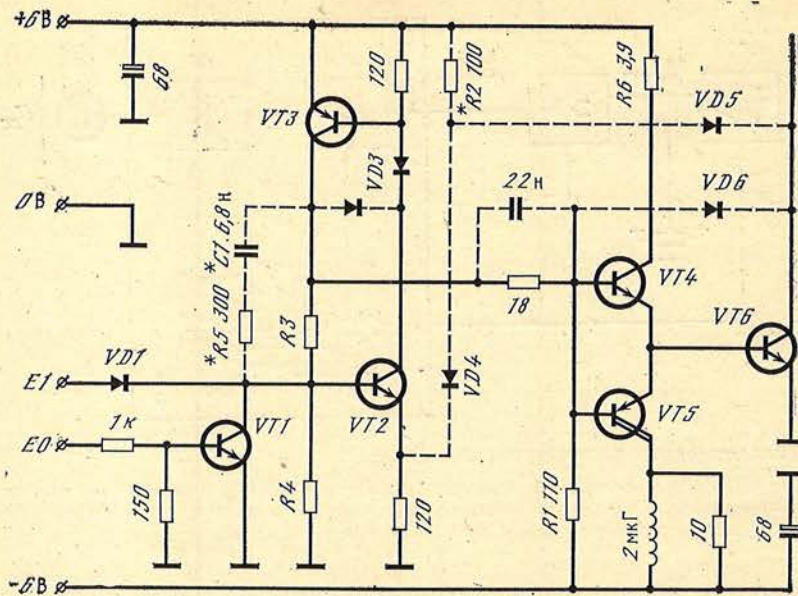


Рис. 4. Схема драйвера, управляемого импульсами

Штриховыми линиями изображены дополнительные элементы. Элементы со звездочкой предназначены для защиты от выхода из насыщения. Описание в тексте. VD1, 2, 3, 4 — КД518А; VD5, 6 — КД411ВМ; VT1, 2 — КТ315А; VT3 — КТ351А; VT4 — КТ815А; VT5 — КТ825Д; VT6 — ТН235 — 63

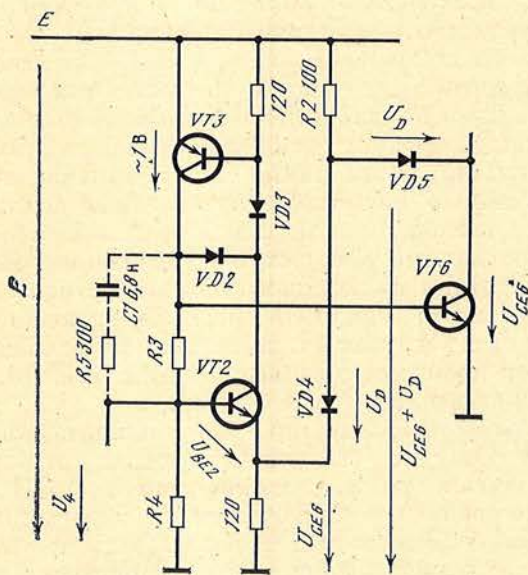


Рис. 5. Фрагмент схемы драйвера для расчета порогового напряжения

мощностях. Работа транзистора в квазинасыщении вызывает незначительное повышение напряжения коллектор—эмиттер в проводящем состоянии. Так как при низковольтном питании (например, при автономном питании) доминируют потери во

включенном состоянии, то в этом случае разработчик должен всесторонне обосновать применение такого драйвера. При высоковольтном питании в основном преобладают потери переключения, так что в этом случае применение драйвера с квазинасыщением имеет преимущества.

Во многих случаях, особенно при параллельном включении мощных транзисторов, эксплуатационную надежность можно повысить путем введения схемы защиты против выхода мощного транзистора из насыщения. Если в проводящем состоянии через транзистор протекает слишком большой коллекторный ток или ток базы слишком мал, то напряжение между коллектором и эмиттером значительно повышается. Этот эффект называют выходом из насыщения. Если при этом транзистор в течение нескольких микросекунд не будет выключен, то он перегреется. При введении в схему элементов VD4, VD5, R2 (см. рис. 4) драйвер будет выключать мощный транзистор при выходе из насыщения. Порог срабатывания определяется резисторами R3, R4. Цепь R5, C1 кратковременно повышает порог на время срабатывания ключа. По рис. 5 можно рассчитать порог срабатывания: $U_{п} = U_{CE6}$; это выполняется при условии $U_{BE2} \approx 0,4$ В. Итак: $U_{BE2} = U_4 -$

Управляемые импульсами драйверы могут быть применены и для управления составными транзисторами. Для транзисторов типа ТКД с коллекторным током 40 А и выше драйвер применяется без изменений. Для составных транзисторов меньшей мощности исключаются транзистор *VT4* и резистор *R6*. Вместо базово-эмиттерной цепи транзистора *VT4* устанавливается «быстрый» диод *КД212* (рис. 7).

Описанная схема драйвера хорошо подходит для применения в высоковольтных мостовых схемах. Для схем такого рода, нагруженных на индуктивность или электродвигатель постоянного тока, характерны высокая скорость изменения напряжения и возможность возникновения обратных токов. Применение шунтирующих диодов и рассмотренных схем драйверов позволяет избежать опасных токов перегрузки, обусловленных наличием обратных токов и высокой скорости изменения напряжения [6]. Драйверные каскады могут быть согласованы со всеми биполярными и составными транзисторами.

Напряжение питания при применении рассмотренного драйвера в мостовой схеме может подводиться от сетевого трансформатора с несколькими обмотками, однако между отдельными источниками питания будет иметь место значительная емкость, обусловленная межвитковой емкостью обмоток. Вследствие высоких скоростей изменения напряжения через сетевой трансформатор потекут очень большие емкостные токи [4]. Если применить высокочастотный трансформатор в составе преобразователя, работающего на частоте 20 кГц, то вследствие малого числа витков следует ожидать существенно меньших емкостей. Такого вида схемы описаны в [7]. Они дают возможность получить несколько выходных напряжений. Получение каждого напряжения требует только нескольких витков на трансформаторе, выпрямительного диода и конденсатора фильтра небольшой емкости.

5. Реверсивная мостовая схема управления электродвигателем

На рис. 8 изображена мостовая схема, разработанная для использования в электроприводе гамма-телескопа и построенная с учетом всех изложенных соображений. Применение концепции оптимального драйвера позволило

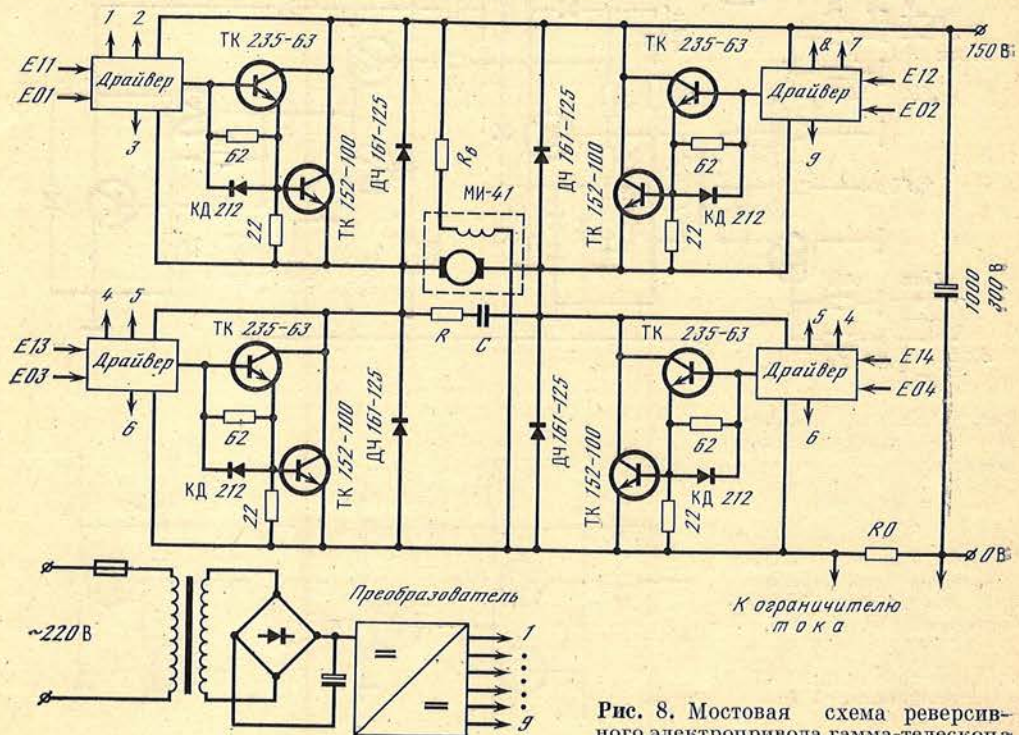


Рис. 8. Мостовая схема реверсивного электропривода гамма-телескопа

исключить цепи разгрузки при приемлемой мощности потерь на транзисторах; обусловленной главным образом большим временем восстановления обратного сопротивления примененных шунтирующих диодов. Нагрузкой схемы является электродвигатель постоянного тока мощностью 1,6 кВт. Для обеспечения необходимых динамических характеристик электропривода в замкнутой системе автоматического управления кратность пускового тока выбрана 2,5 (максимальный ток нагрузки 50 А, максимальная выходная мощность 7,5 кВт). Независимые управляющие входы драйверов позволяют реализовать любой закон коммутации ключей мостовой схемы. Испытания схемы в различных режимах нагрузки, а также при коротком замыкании в цепи нагрузки показали высокую эксплуатационную надежность схемы.

Заключение

В заключение следует отметить, что область применения схем, построенных по изложенным выше принципам, безусловно, не ограничивается управлением электродвигателями постоянного тока. На их основе можно строить различные устройства с выходной мощностью до нескольких десятков киловатт, питающихся непосредственно от выпрямленной сети 220 или 380 В (преобразователи частоты, коммутаторы, пусковые приборы различного электрооборудования и т. п.).

Автор выражает признательность Н. А. Жоголеву, выполнившему все работы по изготовлению и испытаниям схем, описанных выше.

15 мая 1986 г.

Литература

1. Коссов О. А. Усилители мощности на транзисторах в режиме переключений. М.: Энергия, 1971. 432 с.
2. Rischmüller K. — *Elektronik*, 1978, Н. 3, S. 61—65.
3. Rischmüller K. — *Elektronik*, 1983, Н. 18, S. 108—112.
4. Rischmüller K. — *Elektronik*, 1981, Н. 18, S. 75—82.
5. Schwarz R. — *Elektronik*, 1979, Н. 13, S. 63—66.
6. Rischmüller K. — *Elektronik*, 1980, Н. 25, S. 45—49.
7. Sendrané G. Gleichspannungswandler für Hilfspannungserzeugung. Sonderheft der *Elektronik*, N 51, «Schaltungspraxis mit MC — Praxis», S. 49—50.

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

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

Редактор *Ю. И. Ефремов*
Редактор издательства *Э. С. Павлинова*
Художественный редактор *М. Л. Храмов*
Технический редактор *Т. С. Жарикова*
Корректоры *Н. Г. Васильева, Н. В. Габасова*

ИБ № 35248

Сдано в набор 4.01.87.
Подписано к печати 11.05.87.
Т-06172. Формат 70×108^{1/16}
Бумага книжно-журнальная
Гарнитура обыкновенная
Печать высокая
Усл. печ. л. 17,5 Усл. кр. отт. 17,7 Уч.-изд. л. 18,3
Тираж 1250 экз. Тип. зак. 166
Цена 1 р. 30 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