АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LXV

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1982

УДК 523

И $\frac{1705040000-497}{055(02)-82}$ без объявления

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LXV, 1982 г.

УДК 523.9—1/—8

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЛОБАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ СОЛНЦА: I. МЕТОД И ИНСТРУМЕНТ

В. А. Котов, А. Б. Северный, Т. Т. Цап

Предложен метод измерения доплеровского смещения среднего положения спектральной линии Fe I λ5124 Å от центральной зоны диска (диаметром 0,66 $D_\odot$) относительно среднего положения той же линии для всей краевой зоны изображения Солнца; статистическая точность измерения величины скорости около ± 0,2 м/с. Метод является дифференциальным и лишен недостатков, присущих методу абсолютных измерений (резонансной спектроскопии). Данный метод был успешно применен для измерения скоростей в Крымской астрофизической обсерватории на Башенном солнечном телескопе с использованием двухканального магнитографа. Приводится описание новой оптической схемы телескопа, реконструированного в 1973 г., а также фотогида и магнитографа.

Подробно излагается метод, инструмент и его работа при измерении сигнала лучевой скорости. Дан анализ различных ошибок, которые могут повлиять на результаты измерений. Все возможные ошибки связаны в основном с системой гидирования и электроникой.

1. Ошибка гидирования такова, что смещение светового пучка на 1 сек. дуги приводит к ошибке в дифференциальной (центр — край) скорости около 1,5 м/с. Однако реальная случайная ошибка гидирования меньше чем 0,15 сек. дуги и, следовательно, не может вызывать периодический сигнал с амплитудой около 1 м/с, который мы наблюдаем.

2. Существуют медленно меняющиеся в течение дня систематические ошибки дрейфы) с амплитудой около 100 м/с на первом канале магнитографа, используемого для солнечной линии λ5124, и около 250 м/с на втором канале магнитографа, который используется для записи скорости в теллурической линии O_2 λ6879 Å. Установлено, что указанные ошибки возникают вследствие расцентрировки светового пучка и оптики, причем главным образом из-за разбаланса фотодетекторов магнитографа и системы гидирования. Изменение с зенитным расстоянием атмосферной экстинкции является главным источником этих медленных изменений сигнала скорости в течение дня.

3. Медленный дрейф электроники, влияние инструментальной поляризации, возможная расцентрировка в спектрографе, малые изменения профиля линии при модуляции $\pm{}^1/_4\,\lambda$, возмущения, связанные с атмосферной рефракцией и дисперсией, не оказывают существенного влияния на измерения дифференциальной скорости (они не могут создавать систематические фиктивные колебания с амплитудой больше 0,5 м/с). Эффект дифференциальной (по диску Солнца) атмосферной экстинкции влияет на данные о скоростях, однако он не может быть причиной 160^m-периодичности с амплитудой около 1 м/с, о которой сообщалось крымскими и стэнфордскими наблюдателями [18, 19, 24].

Наблюдения в течение семи лет показали, что все эти ошибки не оказывают серьезного влияния на измерения скорости: медленный дрейф сигнала успешно устраняется аналитически — подбором методом наименьших квадратов параболической зависимости. Отклонения от плавной кривой дают надежные сведения об истинных колебаниях Солнца с малой амплитудой около 1 м/с. Наиболее отчетливо это видно из сопоставления спектров мощности, вычисленных по измерениям скорости в солнечной и теллурической линиях: солнечная линия показывает концентрацию мощности в области периода 160^m, тогда как для теллурической линии мощность сконцентрирована вблизи 107^m.

THE STUDY OF SOLAR GLOBAL OSCILLATIONS: I. METHOD AND INSTRUMENTATION, by *V. A. Kotov*, *A. B. Severny* and *T. T. Tsap*.— Doppler shifts of the solar spectral line Fe I λ5124 Å averaged over a large central zone of the solar disk (diameter of 0.66 $D_{\odot}$) relative to the mean position of the same line for the rest outer rim is measured with the statistical accuracy of about ± 0.2 m·s^{-1}. The method is differential and is quite free from some disadvantages of the method of absolute measurements (resonant spectroscopy). Our sensitive method was successfully employed at the Crimean Solar Tower Telescope with the aid of the double-channel magnetograph. A description of new optical schemes of the telescope, reconstructed in 1973, photoguiding system and magnetograph is given.

We describe in detail the method, the instrument and its functioning to determine the line of sight velocity signal, and also the analysis of the sensitivity and of various errors of the experiment.

All possible errors are, mainly, those of guiding system and of electronics.

1. The guidance error is such that a shift of the light beam by 1 arcsec produces an error of about 1.5 m·s^{-1} in the differential (center — limb) velocity. However, the real random error of the guidance was found to be less than 0.15 arcsec, hence it can not be responsible for a periodic signal of about 1 m·s^{-1} which we are observing.

2. There are systematic errors (drifts) varying slowly during a day with an amplitude of about 100 m·s^{-1} (at the first channel of the magnetograph used for the solar line λ5124 Å) and about 250 m·s^{-1} (at the second channel used for the telluric line O_2 λ6879 Å). It was found that these errors arise from small misalignment between the light beam and the optics and, in the main part, from the disbalance of photodetectors in the magnetograph and the guiding system. Variation of the atmospheric extinction with the Sun's zenith distance is the main source of these slow variations of the velocity signal through a day.

3. Slow drifts of electronics, influences of the instrumental polarization, possible misalignments in the spectrograph, possible small changes of the line profile at the $\pm\lambda/4$-modulation, disturbances from atmospheric refraction and dispersion— do not play essential role in the differential velocity measurements (they can not produce systematic fictitious oscillations exceeding 0.5 m·s^{-1} in amplitude). Effect of the differential (across the solar disk) atmospheric extinction spoils our velocity data but it cannot be related to 160^m-periodicity of about 1 m·s^{-1} in amplitude reported by Crimean and Stanford observers, see [18, 19, 24].

The 7 years experiment showed that all these errors do not spoil seriously our velocity measurements; slow trends are properly eliminated by the use of best-fitted polinomials, and residuals give reliable information on the true solar oscillations of small amplitudes, about 1 m·s^{-1}. Most clearly it follows from the power spectra constructed for the solar and telluric lines: the solar line exhibits concentration of power at 160^m period while for telluric line the power is concentrated near 107^m.

1. Введение. Исторические замечания

Метод измерения глобальных колебаний Солнца был разработан нами в 1973 г. Общая идея метода — с помощью одной и той же немагнитной спектральной линии, например λ5124 Å Fe I, измерять лучевую скорость от центральной части диска Солнца относительно лучевой скорости от остальной краевой зоны диска, используя последнюю как репер. Точнее — измерять доплеровский сдвиг среднего положения линии от всей центральной зоны (размером около радиуса Солнца $R_{\odot}$) относительно среднего положения линии для всей краевой зоны изображения Солнца, т. е. реализовать дифференциальные измерения («Солнце относительно Солнца»). Это в принципе дает возможность обнаружить пульсации Солнца малой амплитуды, если таковые имеются.

Для реализации такой идеи следует дискретно (или непрерывно) измерять разность положений двух контуров спектральной линии, применяя, например, коммутацию диафрагм, установленных в том месте оптической системы (спектрографа БСТ), где образуется изображение Солнца; в нашей установке спектрографа и магнитографа [1, 2] это удобно сделать возле дифракционной решетки, на которой образуется дифракционное (pin-hole)-изображение Солнца спектрографом БСТ, работаю-

щим как камера-обскура (когда на входную щель падает параллельный пучок лучей). Возможная схема приведена на рис. 1: меняя диафрагму *1* на диафрагму *2*, можно измерять сдвиг $\Delta\lambda_v$ контура, например, с помощью компенсатора лучевой скорости на магнитографе (регистрируя угол поворота плоскопараллельной пластинки).

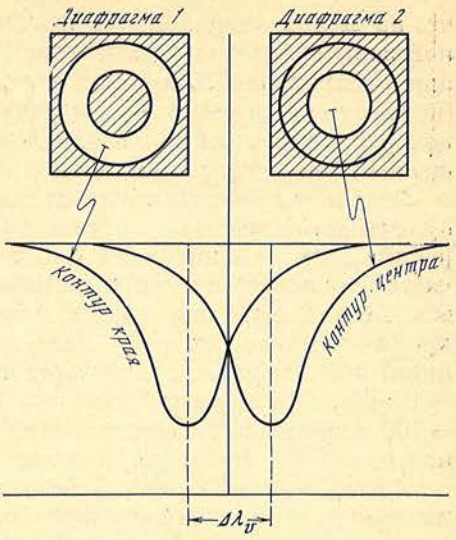


Рис. 1. Возможная схема механической коммутации двух диафрагм для регистрации сдвига $\Delta\lambda_v$ спектральной линии центральной зоны солнечного диска относительно линии краевой зоны

Такой метод и был применен в 1974 г. на горизонтальном спектрографе-магнитографе БСТ. Перед решеткой спектрографа была помещена составная диафрагма (из двух пересекающихся под прямым углом дисков, один из которых пропускал только центральную часть, другой — только периферическую). Размер круговых отверстий подбирался так, чтобы поток света в обоих положениях был примерно одинаковый. Время записи сигнала скорости при каждом положении диафрагмы составляло 20—40 с. Выравнивание постоянных составляющих фототоков от обеих щелей магнитографа (разбаланс которых есть мера лучевой скорости) производилось для положения диафрагмы, пропускающей свет от краевой зоны (контур края симметрично расположен относительно обеих щелей). В этом случае доплеровский компенсатор при открытой центральной зоне дает сигнал разбаланса, определяющий доплеровский сдвиг центральной зоны относительно краевой. Эта схема была испытана, однако из-за турбулентности внутри спектрографа (не позволяющей измерять скорость с точностью лучше 25—50 м/с) оказалось невозможным обнаружить какой-либо эффект. Поэтому от такой схемы пришлось отказаться, и в 1974 г. была разработана и применена другая схема.

Эта схема основана на том же принципе, что и измерение продольного магнитного поля на магнитографе с электрооптическим модулятором KDP. Сначала было испробовано измерение сигнала скорости на магнитографе с той же вращающейся диафрагмой, но в условиях «калибровки» сигнала продольного поля, т. е. с круговым поляризатором (поляроид + + $\lambda/4$-пластинка) перед кристаллом KDP. Однако для измерения скорости в этой схеме приходится выключать доплеровский компенсатор, и линия не удерживается симметрично относительно центра фотометра из-за дрожания и сильных дрейфов линии относительно выходных щелей магнитографа. Поэтому, хотя этот способ в принципе обладает гораздо большей, примерно в 10 раз, чувствительностью, от него пришлось тоже отказаться.

Эти две испытанные схемы измерений были хотя и бесплодными, но тем не менее весьма полезными, так как они натолкнули на верное решение, являющееся своего рода синтезом первых двух способов: сделать так, чтобы в режиме 100%-ной модуляции света — в схеме измерения лучевой скорости (калибровки продольного поля) — регистрировался сигнал только от центральной зоны, а край служил бы репером — при работающем непрерывно доплеровском компенсаторе. В этом случае он будет все время держать в балансе на щелях магнитографа некоторый составной (центр + край) контур линии (так как частота модуляции KDP 1000 Гц, а постоянная времени компенсатора ~0,1 с). Этим мы, с одной стороны, очень сильно уменьшим влияние турбулентности и дрейфов линии на щелях магнитографа, а с другой — все же будем в состоянии измерять доплеровский сдвиг (правда, уменьшенный за счет того,

что на щелях удерживается некоторый синтетический контур) центральной зоны относительно краевой. С целью реализации 100%-ной модуляции центральной зоны была использована круглая пластинка $p_1 + \lambda/4$ (поляроид + четверть волны) диаметром 29 мм, перекрывающая пучок центральной зоны и помещенная на некотором расстоянии перед входной щелью спектрографа (см. ниже).

Этот метод позволил в очень большой степени исключить влияние турбулентности, дрейфов линии и сильно повысить чувствительность измерений, довести ошибку до ~1 м/с. Выигрыш в чувствительности получается в основном из-за применения метода синхронно-фазовой модуляции: если без модуляции легко измеряется скорость ~1 км/с, то синхронно-фазовый детектор дает выигрыш (подавление шумов электроники) в ~100 раз, т. е. доводит нижний предел измеряемой скорости до ~10 м/с. Это порядок точности одного измерения, а при накоплении ~100 измерений достигается точность ~1 м/с, т. е. ~10^{-5} Å (или ~0,4 Гс при измерении продольного поля).

Здесь уместно отметить большое достоинство принятого метода для измерения очень малых доплеровских смещений спектральной линии (скорость 1 м/с соответствует $1{,}7 \cdot 10^{-5}$ Å для λ 5124): это его независимость от других, «несолнечных» причин доплеровских сдвигов, таких, как движение Земли по орбите, ее вращение, тепловые и ветровые гнутия телескопа, турбуленция в спектрографе. Это связано с тем, что метод дифференциальный, основанный на измерении положения солнечной линии для центра относительно положения для краевой зоны. Метод позволяет избежать выполнения жестких требований, которые возникают при применении метода абсолютных измерений сдвигов линии по отношению к лабораторному источнику света, в частности в методе резонансной спектроскопии; такой метод был одновременно с нами применен к исследованию глобальных колебаний поверхности Солнца в работах бирмингемских физиков Брукса и др. [3, 4], а также Фосса и Рико [5, 6], Грека и Фосса [7], Снайдера и др. [8].

Идея метода абсолютных измерений такова: параллельный пучок света падает на широкое отверстие и фильтр (широкополосный, 5—15 Å), выделяющий линию натрия D_1 λ5896 или калия λ7699, затем проходит через круговой поляризатор и ячейку с парами натрия или калия, в которой свет рассеивается. К ячейке приложено сильное магнитное поле. Ведутся измерения разности интенсивностей в крыльях спектральной линии для рассеянного в ячейке солнечного излучения при наложении на солнечную линию зеемановских σ^+- и σ^--компонент паров Na или K. Когда солнечная линия расположена симметрично по отношению к этим σ-компонентам, находящимся на самой крутой части контура линии, сигнал разности исчезает. При небольшом сдвиге возникает различие интенсивностей между световыми потоками, содержащими σ^+-компоненту и σ^--компоненту, из-за асимметрии положения контура солнечной линии относительно этих эмиссионных σ-компонент.

При использовании этого метода возникает ряд трудноучитываемых эффектов, которые могут вызвать фиктивные сдвиги линий, таких, как: изменения в ходе световых пучков от Солнца, тепловые «поводки» инструмента, неточная стабилизация температуры фильтра и особенно кюветы с газом, а также спектрометра, колебания экстинкции (в частности, дифференциальной, от края к краю Солнца) земной атмосферы (см. § 6), ошибки, возникающие при коррекции за суточное движение Земли и ее движение по орбите, изменение кривизны спектральной линии при ее смещении, ее тонкой и изотопической структуры. Кроме того, очень большим недостатком, например, схемы Грека и др. [9] является использование двух каналов (двух фотоумножителей), одного для σ^+-, другого — для σ^--компоненты, неизбежно приводящее к разбалансу фотоумножителей из-за различия их световых кривых и тепловых характеристик (в дальнейшем, в частности в экспедиции на Южный полюс, этот недостаток был устранен введением вращающегося поляроида и использованием одного ФЭУ;

однако вращающийся поляроид также дает паразитные сигналы). Схема бирмингемских физиков свободна от этого недостатка, и точность их измерений составляет от 2 до 0,3 м/с (для одного измерения). Эта точность в 2—3 раза лучше, чем при измерении скорости нашим методом (см. ниже).

Эффективность предложенного нами метода и его явные преимущества перед абсолютными измерениями побудили реализовать его также на солнечном телескопе Стэнфордского университета (см. описание в работе Диттмера [10]). Основное отличие стэнфордских измерений от наших (не касаясь различий в оптике самого телескопа) в том, что там перед входной щелью спектрографа установлен имидж-слайсер (image-slicer), дающий выигрыш в ~10 раз по сравнению со схемой использования простого паралельного пучка от целостатной установки. Вторым усовершенствованием, введенным в Стэнфорде, является использование также краевой зоны изображения для измерения доплеровского смещения (центр минус край); для чего пучок от краевой зоны так же (как и центральный) перекрывается пластинкой «поляроид + 1/4λ», вырезанной в виде кольца. Такая модификация метода дает выигрыш в амплитуде сигнала примерно в два раза (см. дис. Диттмера [10]; некоторым недостатком является небольшое виньетирование самых краев Солнца), что позволило обеспечить точность лучше 1 м/с.

Поскольку в Крыму и Стэнфорде центральная и краевая зоны диска имеют различные размеры, то амплитуды регистрируемых сигналов скорости на двух обсерваториях будут различны. При этом отношение амплитуд (калибровочный фактор) будет зависеть как от выбора зон, так и от распределения лучевой скорости по диску Солнца, т. е. от типа исследуемого колебания, описываемого сферической функцией $S_l^m(\vartheta, \varphi)$.

При наблюдениях в Крыму размер обеих зон определяется только диаметром кругового поляризатора; он взят равным $a = 29$ мм, что при расстоянии до щели спектрографа $D = 470$ см (см. рис. 5) соответствует гелиоцентрическому радиусу $\rho = 0{,}66$. Таким образом, у нас центральная зона имеет размер 0—0,66 (в радиусах видимого солнечного диска), а краевая простирается от $\rho = 0{,}66$ до 1,0. В стэнфордской системе [10] размеры этих зон определяются диаметрами двух концентрических поляризаторов ($p + \lambda/4$) и ирисовой диафрагмой, которая экранирует края солнечного диска (уменьшая тем самым влияние больших скоростей вращения у экватора и, следовательно, уменьшая ошибки, обусловленные неточностью гидирования). Устройство с поляризаторами и ирисовой диафрагмой помещается в фокальной плоскости телескопа, где строится изображение Солнца диаметром 2,5 см, на расстоянии 3,8 м над входной щелью спектрографа. Центральная и краевая зоны имеют размеры: 0—0,50 и 0,55—0,80 соответственно (в радиусах солнечного диска).

Калибровочный фактор был нами рассчитан для простейшего случая чисто радиальных пульсаций со скоростью v_0. Пусть v_C и v_L — средние лучевые скорости для центральной и краевой зон соответственно; закон потемнения диска к краю $\gamma(\rho)$ (см. формулу (29)) входит в подынтегральные выражения как весовая функция. Для случая крымских измерений находим:

$$v_{Cr} = (v_C - v_L)_{Cr} = \frac{\mathfrak{J}_0}{\mathfrak{J}_C} \int_0^{2\pi} \int_0^{0,66} v_0 (1 - \rho^2)^{1/2} \gamma(\rho) \rho \, d\rho \, d\alpha -$$

$$- \frac{\mathfrak{J}_0}{\mathfrak{J}_L} \int_0^{2\pi} \int_{0,66}^{1} v_0 (1 - \rho^2)^{1/2} \gamma(\rho) \rho \, d\rho \, d\alpha = 0{,}349 v_0. \qquad (1)$$

Аналогично для Стэнфорда:

$$v_{St} = (v_C - v_L)_{St} = 0{,}208 v_0 \qquad (2)$$

(здесь $\mathfrak{J}_C$, $\mathfrak{J}_L$ — яркости обеих зон, $\mathfrak{J}_0$ — интенсивность в центре диска, ρ и α — полярные координаты), откуда находим отношение калибро-

вочных факторов (или отношение чувствительностей):

$$v_{Cr}/v_{St} = 1{,}678 \qquad (3)$$

(те же самые значения были вычислены Диттмером [10]).

Таким образом, для случая радиальных движений крымские измерения в 1,678 раза более чувствительны к дифференциальной скорости ($v_C - v_L$), чем стэнфордские измерения (заметим, однако, что в Стэнфорде лучше отношение сигнал/шум вследствие использования большего светового потока).

2. Модернизированные Башенный солнечный телескоп и магнитограф

В 1973 г. была закончена модернизация Башенного солнечного телескопа. Основные цели ее: 1) поднять целостатную установку как можно выше приземного турбулентного слоя (максимальная, летом, высота его около 20 м); 2) увеличить световой поток от Солнца; 3) использовать больший размер изображения Солнца; 4) улучшить систему слежения за Солнцем.

С этой целью были спроектированы и установлены новые башня и купол. Старая наружная башня была надстроена до 25 м (старая имела высоту 15 м, см. описание БСТ [11]), и на нее был поставлен новый купол; внутренняя башня была тоже увеличена по высоте и укреплена, и на ее верхней площадке была поставлена вновь сконструированная целостатная установка с диаметром целостатного зеркала 1,2 м (вместо старого 65 см) и дополнительного 1,1 м (вместо старого 50 см). Главное вогнутое зеркало диаметром 90 см (вместо прежнего 40 см) было установлено у основания башни на гидравлической разгрузочной системе. (Новая конструкция башни была спроектирована и реализована главным инженером обсерватории А. Г. Перегудой, а новая целостатная установка, оправа главного зеркала с гидравлической разгрузкой и отдельные элементы спектрографа были спроектированы и реализованы инженером Г. А. Мониным.) Оптическая система с помощью двух кассегреновских и плоского зеркал предусматривает получение изображений диаметром 50 и 70 см. Вся новая оптика была рассчитана Г. М. Поповым, изготовлена и проконтролирована под руководством Н. В. Стешенко. Диаметр кружка рассеяния в фокусе главного зеркала (в главном фокусе 50 м) составляет около 0,03 мм (0″,12 для 50-см изображения). Оптическая система самого телескопа осталась в сущности прежней (см. [11]) —примерно те же относительные отверстия (1/50 и ~1/70), что было связано с невозможностью серьезного изменения оптических схем спектрографов (горизонтального и вертикального, см. схему в [11], рис. 2). На рис. 2 показан внешний вид современного БСТ, а на рис. 3 приведена его новая оптическая система.

Реконструкция оптики БСТ сразу показала заметное улучшение качества изображений, позволившее хорошо видеть грануляцию, как правило, до полудня, а иногда в течение всего дня. Это открыло возможности исследований тонкой структуры. Но для этого нужно было усовершенствовать систему слежения. При проектировании новой системы слежения мы сочли необходимым использовать небольшую часть параксиальных пучков, так как отдельные зеркальные системы, как показал опыт, приводят по ряду причин к рассогласованию со временем следящей и основной систем. Оптические системы гидирования для случая наблюдения изображения Солнца (тонкой структуры поверхности) и наблюдения глобального магнитного поля и колебаний Солнца — в параллельном пучке — несколько различны. В первом случае она показана на рис. 3, а на рис. 5 приведена оптическая схема следящей системы для второго рода наблюдений (ее описание см. ниже). Для этих наблюдений существенным оказалось также то, что в модернизированной системе пучки света широкие; это позволило избежать виньетирования краев при прохождении параллельных пучков от Солнца в щель спектрографа. Но наи-

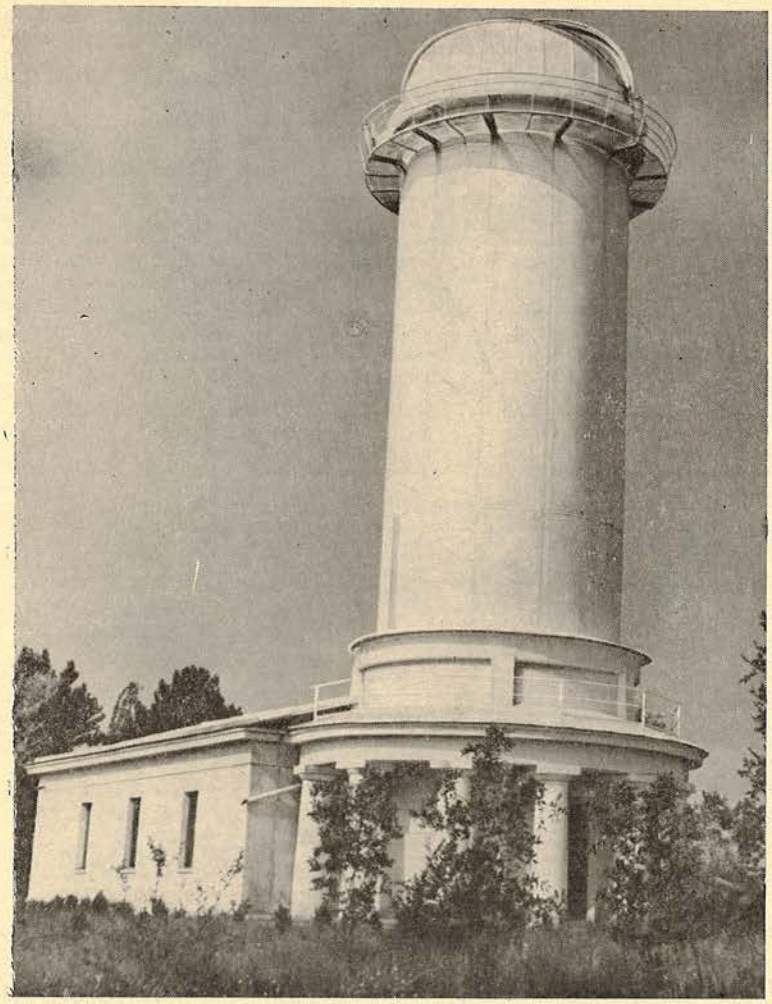


Рис. 2. Внешний вид реконструированного в 1973 г. Башенного солнечного телескопа

более существенные для целей настоящей работы изменения относятся к спектрографу и магнитографу БСТ.

В спектрографе более совершенным образом реализован принцип двойного магнитографа, описанный в [1]. В новом спектрографе в пучке, позади щели, модулятора KDP и поляроида, превращающих поляризованный по кругу свет в линейно поляризованный, поставлена призма Рошона, разделяющая луч на два — обыкновенный (о) и необыкновенный (е), поляризованные взаимно ортогонально. Если один пучок (е), идущий без изменения направления, поляризован параллельно щели и штрихам решетки, то второй (о) — перпендикулярно, что сильно ослабляет его по сравнению с первым, так как решетка поляризует свет в направлении штрихов (щели) на 57,5%. Поэтому необходимо было ввести задержку фазы в о-луче на половину волны, с тем чтобы выравнять яркость в обоих лучах в интересующей нас области спектра (зеленой части). Напомним, что введение задержки на $\lambda/2$ (в скрещенных поляризаторах — призма Рошона — дифракционная решетка) приводит к тому, что темные полосы в спектре заменяются на светлые (см. [12]), так что толщина d кварцевой пластинки, необходимой для задержки $\lambda/2$, может быть вычислена из простого соотношения: $\Gamma = \mu d = (m + {}^1/_2)\,\lambda$, где $\mu = \mu_o - \mu_e$ — разность показателей преломления для о- и е-лучей, m — целое число. (У нас такая пластинка сделана из двух — одной, создающей задержку, другой — опережение, а в сумме — разность $\lambda/2$). Если мы используем

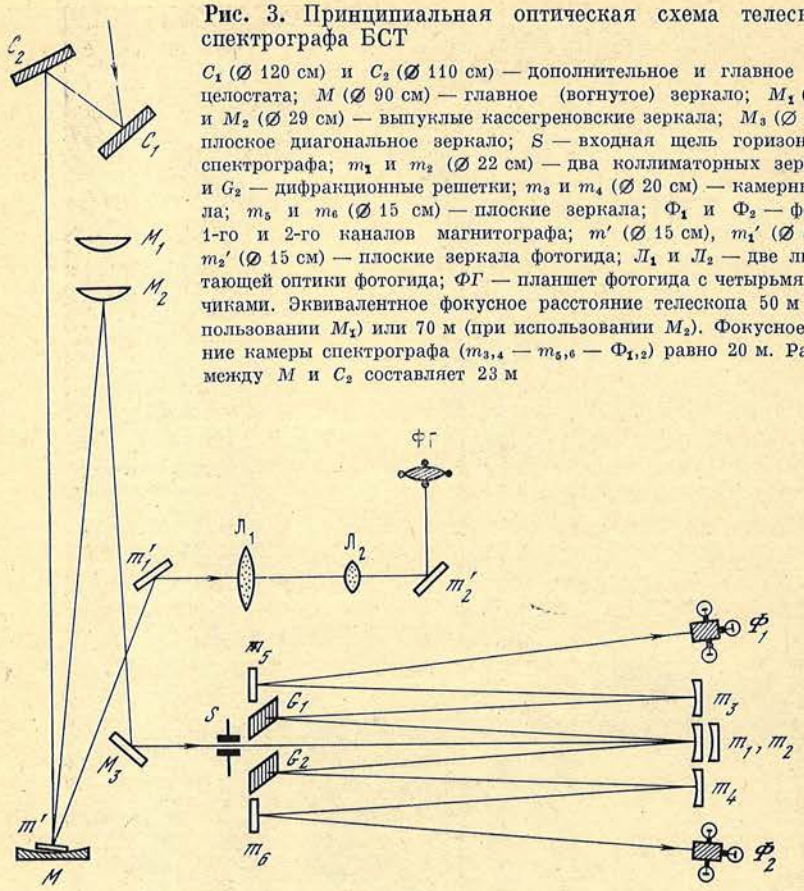


Рис. 3. Принципиальная оптическая схема телескопа и спектрографа БСТ

C_1 (∅ 120 см) и C_2 (∅ 110 см) — дополнительное и главное зеркала целостата; M (∅ 90 см) — главное (вогнутое) зеркало; M_1 (∅ 36 см) и M_2 (∅ 29 см) — выпуклые кассегреновские зеркала; M_3 (∅ 30 см) — плоское диагональное зеркало; S — входная щель горизонтального спектрографа; m_1 и m_2 (∅ 22 см) — два коллиматорных зеркала; G_1 и G_2 — дифракционные решетки; m_3 и m_4 (∅ 20 см) — камерные зеркала; m_5 и m_6 (∅ 15 см) — плоские зеркала; $Ф_1$ и $Ф_2$ — фотометры 1-го и 2-го каналов магнитографа; m' (∅ 15 см), m_1' (∅ 30 см) и m_2' (∅ 15 см) — плоские зеркала фотогида; $Л_1$ и $Л_2$ — две линзы питающей оптики фотогида; $ФГ$ — планшет фотогида с четырьмя фотодатчиками. Эквивалентное фокусное расстояние телескопа 50 м (при использовании M_1) или 70 м (при использовании M_2). Фокусное расстояние камеры спектрографа ($m_{3,4}$ — $m_{5,6}$ — $Ф_{1,2}$) равно 20 м. Расстояние между M и C_2 составляет 23 м

оба луча о и е для двух независимых магнитографов, то нужно наложить требования на расходимость лучей. Согласно параметрам оптической схемы телескопа относительное отверстие коллиматоров равно 1/50, так что при фокусном расстоянии 10 м пучок на коллиматорах имеет размер 20 см, и расстояние между центрами пучков на коллиматорах должно составлять 22 см, что соответствует углу 1°16′. Примерно на такое расстояние призма Рошона должна отклонять луч е от о-луча.

Зависимость показателя преломления стекла от λ вызывает изменение угла расходимости не более чем на 2′; зависимость показателей μ_o и μ_e от λ для шпата не сказывается на этом угле. Вообще, ошибка в угле призмы Ψ на 0°,5 вызывает ошибку в расходимости лучей не более 5′. Поэтому с учетом зависимости показателя преломления стекла от λ и учетом погрешностей в μ и около 0°,5 в преломляющем угле призмы угол расходимости лучей должен быть $\Delta\alpha = 1°16' + 7' = 1°23'$. Отсюда получаем, что угол первой призмы (из стекла) Рошона для БСТ должен быть

$$\psi = \frac{\Delta\alpha}{\mu_o - \mu_e} = \frac{1°23'}{0,175} = 7°54'.$$

Такие призмы из стекла (передняя призма) и исландского шпата (задняя) были подробно рассчитаны и изготовлены.

На переднем диске спектрографа (используются те же вращающиеся диски, что и в [11]) смонтированы две решетки с размером заштрихованной площади 30 × 20 см; размер решетки поперек луча при работе в 5-м порядке равен 18,5 см, поэтому круглое световое пятно размером 20 см на самой решетке имеет вид эллипса с полуосями ~32 × 20 см.

Каждая решетка имеет 600 штрихов/мм, общее число штрихов 180 000 с преимущественной концентрацией света в диапазоне $\lambda\lambda$4400—5400 Å в правом 5-м порядке (для λ4800 Å концентрация 53%). Относительная

интенсивность духов Роуланда менее 10^{-3}%. Линейная дисперсия спектрографа для зеленой области спектра составляет 0,1 Å/мм в 5-м порядке. Разрешающая сила около 0,95 теоретической при нормальной ширине входной щели.

На расстояниях ~20 см от центров коллиматорных зеркал, слева и справа от них (на заднем диске спектрографа; на рис. 3 они показаны выше и ниже, чем m_1, m_2), располагаются два камерных зеркала (m_3, m_4, см. рис. 3) размером одно 28 см, другое 30 см и фокусным расстоянием 20 м; внеосевые углы, образованные падающим и отраженным лучами от этих зеркал, не более 1°; они посылают пучки на плоские зеркала (m_5, m_6), и затем пучки от последних образуют резкие изображения спектров на двух фотометрах магнитографа $Ф_1$, $Ф_2$, расположенных один под другим (расстояние по высоте между щелями ~50 см) на отдельной стойке около заднего диска. Фокусировка делается или по линиям, или по деталям на диске Солнца; во втором случае астигматизм растягивает изображение точки на 1,5 мм вдоль линии. Внеосевые углы при отражении от камерных зеркал не более 1°, что не должно вносить никаких серьезных искажений в изображение спектра. Так устроены два световых канала, позволяющих независимо регистрировать магнитное поле и скорость в двух любых линиях спектра.

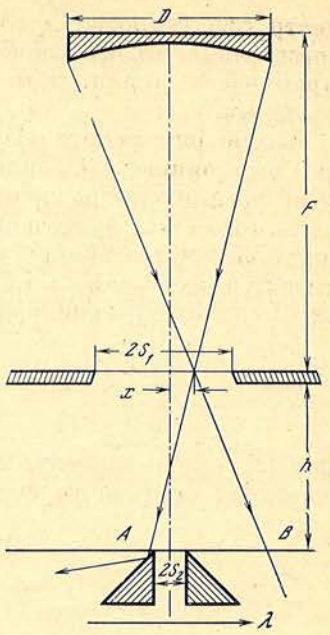


Рис. 4. Ход лучей в спектрографе и фотометре при внефокальном расположении отражающих призм магнитографа

Используемые фотометры магнитографа (одинаковые в обоих каналах) описаны в [13]. Их оптическое устройство см. ниже на рис. 4.

Использование двойного магнитографа позволило регистрировать сигнал скорости одновременно в солнечной и теллурической линиях, что оказалось очень важным для исключения всех (кроме ошибок гидирования, см. ниже) инструментальных ошибок (с помощью записи в теллурической линии).

В магнитографе, сразу позади входной щели, применен новый кристалл KDP (модуляция достигает 97%), работающий при переменном напряжении ±2,4 кВ и обеспечивающий сдвиги $\pm{}^1/_4\,\lambda$. Возможно, имеется некоторая потеря (~15—20%) фазового сдвига в центре кристалла (электроды охватывают края передней и задней поверхности 1 × 1 см, толщина кристалла 1 см). Кристалл не дает астигматизма и оптически однороден.

Фотометр магнитографа имеет две щели, за которыми расположены призмы (рис. 4), отклоняющие лучи от синего и красного крыла спектральной линии на соответствующие ФЭУ. Оптическая схема фотометра предусматривает исключение попадания света от одного крыла линии на фотоумножитель, работающий от противоположного крыла. Действительно (В. Е. Степанов, частное сообщение; см. также [14]), в принципе возможно «просачивание» света от красного крыла линии в синий фотометр и наоборот; причиной может являться нефокальное расположение призм фотометра, направляющих пучки света в фотометры (на ФЭУ) для измерения магнитного поля (в нашем случае — дифференциальной скорости).

На рис. 4 схематически изображен ход лучей в спектрографе БСТ и внутри фотометра. Здесь $2S_1 = 1{,}8$ мм и $2S_2 = 0{,}7$ мм — размеры выходных щелей магнитографа, $D = 20$ см — диаметр камерного зеркала (или светового пучка на нем), $F = 20$ м — фокусное расстояние камеры, $h = 3{,}7$ см — расстояние между щелями магнитографа. Полагаем, что

спектр сфокусирован в плоскости передней щели $2S_1$. Обозначим через x расстояние, отсчитываемое в этой плоскости от оси фотометра, и назовем ядром часть линии, где $|x| < S_2$, а часть линии, где $|x| > S_2$ — крыльями.

Рассмотрим некоторую точку красного крыла линии, соответствующую расстоянию x (см. рис. 4). Свет от этой точки в плоскости щелей $2S_2$ будет равномерно распределяться на участке AB, равном hD/F, причем часть этого света будет попадать на левую призму и отражаться в сторону синего фотометра. Из простого геометрического рассмотрения следует, что относительная доля света ($\Delta I_1/I_1$), попадающая из красного ядра линии (для $0 < x < S_2$) в синий фотометр, равна

$$\frac{\Delta I_1}{I_1} = \frac{1}{S_2 \mathfrak{J}_1} \int_0^{S_2} I(x) F_1(x)\, dx, \tag{4}$$

где $I(x)$ — распределение интенсивности света в плоскости щели $2S_1$, $\mathfrak{J}_1$ — некоторая средняя интенсивность красного ядра линии,

$$F_1(x) = \begin{cases} 0; & \frac{hD}{2F} - x\left(1 + \frac{h}{F}\right) < S_2, \\ \frac{1}{2} - \frac{F}{hD}\left(x + \frac{hx}{F} + S_2\right); & \frac{hD}{2F} - x\left(1 + \frac{h}{F}\right) > S_2. \end{cases} \tag{5}$$

Аналогично получаем, что доля света, попадающая из синего ядра линии в синий фотометр, равна

$$\frac{\Delta I_2}{I_2} = \frac{1}{S_2 \mathfrak{J}_2} \int_0^{S_2} I(x) F_2(x)\, dx, \tag{6}$$

где $\mathfrak{J}_2$ — некоторая средняя интенсивность синего ядра, а функция

$$F_2(x) = \begin{cases} 0; & \frac{hD}{2F} + x\left(1 + \frac{h}{F}\right) < S_2, \\ \frac{1}{2} + \frac{F}{hD}\left(x + \frac{hx}{F} - S_2\right); & \frac{hD}{2F} + x\left(1 + \frac{h}{F}\right) > S_2. \end{cases} \tag{7}$$

Подставляя в (4) — (7) значения параметров F, D, h, S_2, получаем, что в нашем магнитографе отсутствует какое-либо «просачивание» света из красного ядра линии в синий фотометр: $\Delta I_1/I_1 = 0$; следовательно, полностью исключено также попадание света из красного крыла линии в синий фотометр и наоборот. Некоторая часть света попадает из синего ядра линии в синий фотометр, однако этот эффект мал, $\Delta I_2/I_2 \approx 0{,}13$, и не должен практически влиять на спектральное разрешение фотометра и, таким образом, на измерение доплеровских смещений.

3. Исследования Солнца в параллельном пучке и метод измерения его глобальных колебаний

Исследование Солнца в параллельном пучке было впервые применено в КАО в 1967—1968 гг. для измерений магнитного поля Солнца как звезды [15, 16]. При этом регистрировался средний для всего видимого диска продольный эффект Зеемана (с чувствительностью до ~0,15 Гс при времени накопления сигнала ~15 мин). Такие измерения велись еще на «старом» БСТ в 1968—1969 гг. и были расширены в 1973 г., когда вступил в строй реконструированный БСТ, на котором было достигнуто в числе прочих преимуществ более равномерное освещение щели от всего солнечного диска.

Рассмотрим подробнее оптическую схему при освещении входной щели параллельными лучами от Солнца, отраженными от целостатной установки и падающими, минуя главное вогнутое зеркало, сразу на диагональное зеркало и далее на щель спектрографа. Нетрудно видеть, что

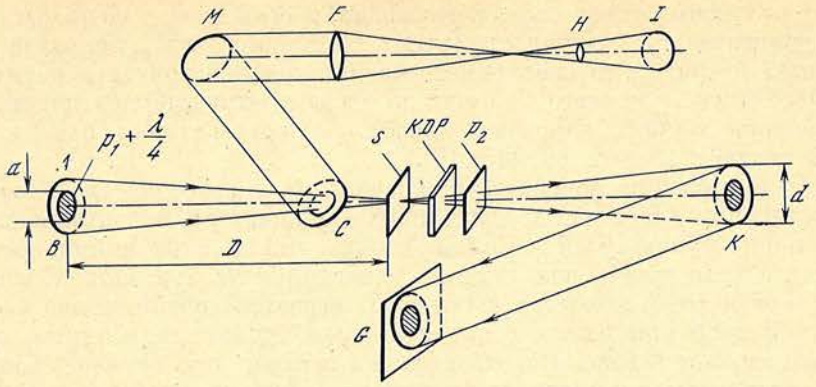


Рис. 5. Оптическая схема инструмента для измерения дифференциальной скорости Солнца

Световой пучок, отраженный от целостата и диагонального плоского зеркала (не показаны), заключен в конусе ASB, соответствующем конусу SK внутри спектрографа (S — входная щель, K — коллиматорное зеркало, G — решетка). $CMFHI$ — дополнительная оптическая система для гидирования, $p_1 + \lambda/4$ — поляризатор, создающий 100%-ную круговую поляризацию света (заштрихованная область пучка); KDP — электрооптический модулятор $\pm\lambda/4$; p_2 — призма Рошона (см. текст)

падающие на нее параллельные лучи от противоположных краев Солнца будут перекрываться. Действительно, размер этих пучков, определяемый диаметром целостатных зеркал, ~100 см, тогда как расстояние, на которое эти пучки разойдутся в башне телескопа, при расходимости ~0°,5 составляет ~22 см. Поэтому после щели спектрографа S (рис. 5), падая на зеркало коллиматора, пучки от краев солнечного диска разойдутся на угол ~0°,5; размер светового пучка от всего Солнца на коллиматоре будет $d \approx 0{,}01 \cdot 10^3 = 10$ см (здесь 10^3 см — фокусное расстояние коллиматора). Такое чисто геометрическое рассмотрение, однако, верно лишь приблизительно. Щель спектрографа узкая, шириной обычно 0,3 мм (высота может достигать 3 мм), поэтому она будет работать как отверстие камеры-обскуры, в которой будет строиться дифракционное изображение Солнца, по принципу Релея: если разность хода лучей от центра отверстия (с радиусом r) и его края составляет $^1/_4$ длины волны, т. е.

$$(r^2 + f^2)^{1/2} - f = \lambda/4, \tag{8}$$

то относительно резкое изображение Солнца будет построено начиная с расстояний, бóльших величины (см. [17]):

$$f = 2r^2/\lambda.$$

В нашем случае $f = 9$ см ($r = 0{,}15$ мм), т. е. изображение будет построено уже на расстоянии 9 см от щели, т. е. почти в фокусе коллиматорного зеркала. Поэтому от него на решетку пойдет пучок практически параллельных лучей. Только меридиональные лучи (при высоте щели 3 мм) будут заметно расходящимися (после отражения от коллиматорного зеркала), но они не участвуют в формировании изображения спектральной линии в сагиттальной плоскости (вдоль дисперсии) и геометрически дадут изображение линии с высотой, удвоенной по сравнению с высотой щели (фокус камеры вдвое больше фокуса коллиматора). При щели высотой 1 мм резкое изображение Солнца будет построено на расстояниях более 1 м, что при фокусном расстоянии коллиматора 10 м также не вызовет большой расходимости пучков, падающих на решетку (в плоскости, параллельной штрихам решетки). Таким образом, на коллиматоре и решетке будут строиться нерезкие, размытые дифракцией изображения Солнца. Падение на решетку практически параллельных лучей не вызовет никакого существенного различия в углах дифракции, а также дополнительного расширения изображения спектральной линии.

Ход световых пучков при измерениях скорости показан на рис. 5. Свет, входящий в спектрограф, образует конус ASB параллельных пуч-

ков от различных точек солнечного диска, и если позади щели поставлен электрооптический модулятор (ЭОМ), состоящий из кристалла KDP и поляризатора p_2, то спектрометр-магнитограф позволяет измерять общее магнитное поле всего Солнца как звезды (если выбрана магниточувствительная линия, например λ5250),— схема, которая используется с этой целью с 1968 г., см. [15, 16].

Для реализации подобных измерений, и в особенности измерений скоростей при глобальных колебаниях Солнца, при использовании параллельного пучка лучей от Солнца необходима высокая стабильность оптического хода лучей, или точность удержания изображения Солнца на щели, когда работа ведется с оптикой, строящей изображение Солнца. Для этой цели при работе с параллельным пучком применяется диагональное зеркало C (рис. 5) с отверстием в центре, отклоняющее бóльшую часть света на плоское зеркало M, затем на объектив F и окуляр H (F и H смонтированы в трубе-телескопе, укрепленном на внутренней стене БСТ); с помощью F и H строится изображение Солнца (I) диаметром 190 мм на экране-планшете фотогида. Четыре фотосопротивления ФСК-0 размещены на рамке (которую при необходимости можно перемещать по заданной программе) в четырех точках на краях изображения I и образуют две взаимно перпендикулярные пары датчиков, включенных в схему определения и устранения разбаланса световых потоков. Движение рамки с фотодатчиками (т. е. сканирующее движение изображения Солнца относительно входной щели спектрографа) осуществляется шаговыми двигателями с выбранной скоростью и на заданную величину. Один шаг соответствует 0″,08.

Программное устройство реализует заданный режим сканирования или определяет время интегрирования сигнала. Первичная информация записывается на диаграммные ленты самопишущих потенциометров (типа КСП-4). Одновременно с записью на диаграммные ленты информация вводится в ЭВМ (УВК М-6000), предварительно будучи преобразованной в цифровой вид. Частота ввода (дискретизация) вполне достаточна для точного воспроизведения в УВК тех записей, которые реализуются на диаграммных лентах, и составляет 4—10 Гц в зависимости от постоянной времени магнитографа (от 0,1 до 10^s). По мере сбора информации УВК производит первичную обработку и цифропечатание результатов, а также выводит на печать время, соответствующее началу каждого участка (разреза) сбора информации.

Фотогидом легко реализуется точность удержания изображения Солнца ~0,1 мм (соответствует ~1″), среднеквадратичная ошибка ~0″,1.

Если в систему пучков внутри конуса ASB (см. рис. 5) нормально к оптической оси поместить круглую пластинку, состоящую из поляроида p_1 и пластинки λ/4 и которая загораживала бы пучки, идущие только от центральной зоны Солнца, то пучки от краевой зоны будут по-разному работать в режиме измерения общего магнитного поля, а пучки от центральной зоны — в режиме калибровки этих измерений, или, иначе говоря, в режиме измерения лучевой скорости. (Имеется в виду, что одна из оптических осей пластинки λ/4 ориентирована под углом 45° к оси пропускания поляроида p_1, т. е. такая составная «калибровочная» пластинка создает 100%-ную круговую поляризацию для пучков, идущих только от центральной зоны солнечного диска.)

Так же как при измерении магнитных полей, «суммарная» спектральная линия, образованная светом от краевой и центральной зон солнечного диска, будет удерживаться компенсатором скорости симметрично на щелях фотометра, в то время как линия только от центральной зоны, если имеется некоторая составляющая скорости по лучу зрения в центральной зоне, будет смещена по отношению к центру тяжести суммарной спектральной линии. Это вызовет появление в канале магнитографа сигнала, подобного сигналу от магнитного поля, но обусловленного сдвигом линии из-за лучевой скорости центральной зоны относительно краевой зоны, т. е. пульсацией всего Солнца.

Рис. 6. К объяснению принципа модуляции при измерении доплеровского сдвига ($\lambda_0' - \lambda_0$) линии центральной зоны солнечного диска относительно линии краевой зоны

S_1 и S_2 — выходные щели магнитографа (см. текст)

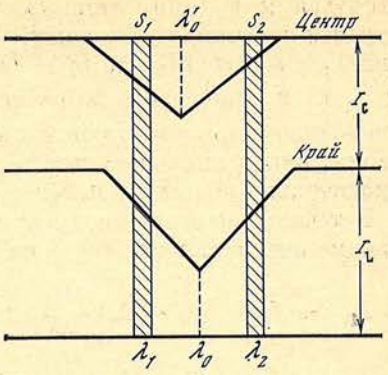
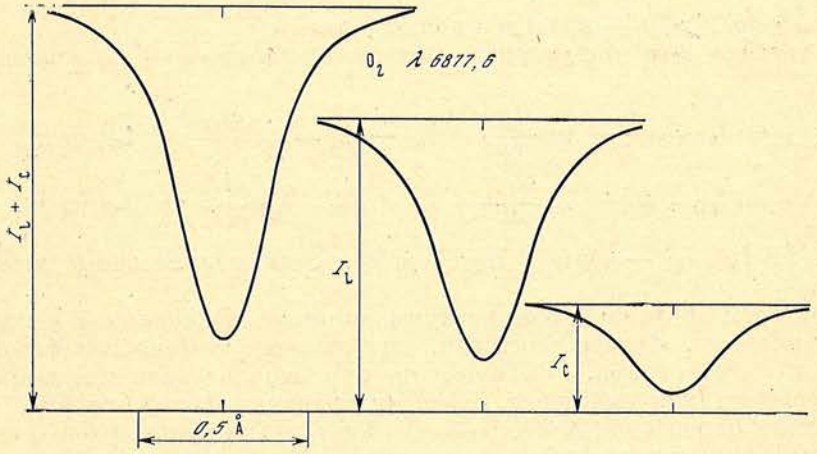


Рис. 7. Контуры линии O_2 λ6877,6, полученные с помощью магнитографа (при реальных выходных щелях фотометра) для центральной (I_C) и краевой (I_L) зон солнечного диска и их суммы ($I_L + I_C$)



Расстояние D между «калибровочной» пластинкой и щелью спектрографа (см. рис. 5) выбирается так, чтобы диаметр изображения центральной зоны a составлял $\sim 1/2$ (у нас 0,66) от диаметра изображения всего диска (на дифракционной решетке G).

В принципе (при нашей калибровке магнитного поля 1600 Гс ~3530 м/с) можно достичь при этом методе точности ~2 м/с, поскольку магнитное поле всего Солнца ~1 Гс измеряется без особого труда (о чувствительности измерений см. ниже).

Рассмотрим работу этой схемы подробнее. Пусть I_C и I_L — мгновенные значения интенсивностей непрерывного спектра света соответственно от центральной и краевой зон на щелях S_1 и S_2 фотометра магнитографа, т. е. после прохождения «калибровочной» пластинки и ЭОМ (рис. 6). Для простоты рассмотрим треугольный контур спектральной линии, а выходные щели магнитографа будем считать бесконечно узкими.

Если в спектрограф проходит свет только от краевой зоны (средняя лучевая скорость для нее принимается равной нулю), то компенсатор скорости держит линию симметрично, и положение центра этой линии $\lambda_0 = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$, где λ_1, λ_2 — положение выходных щелей магнитографа. Выключим компенсатор и пустим на щели S_1 и S_2 свет только от центральной зоны. Если центральная зона имеет ту же лучевую скорость, что и краевая, то положение центра линии будет совпадать с λ_0; в противном случае положение будет $\lambda_0' \neq \lambda_0$.

Если свет от центральной зоны проходит сначала через насадку $p_1 + \lambda/4$ и затем ЭОМ (см. рис. 5), а свет от краевой зоны — только через ЭОМ, то в течение первого полупериода модуляции ЭОМ (скажем, фаза $+\lambda/4$) на щелях S_1 и S_2 будет присутствовать спектр только краевой зоны, а в течение второго полупериода (фаза $-\lambda/4$) — спектр краевой зоны совместно со спектром центральной зоны; таким образом, будет осуще-

ствляться модуляция типа $I_L \rightleftarrows I_L + I_C$. Ввиду инерции компенсатора скорости это приведет к тому, что в щели S_1 и S_2 будут попадать длины волн λ_1 и λ_2, такие, что $(\lambda_1 + \lambda_2)/2$ будет отличаться как от λ_0, так и от λ_0'; т. е. компенсатор скорости будет удерживать «суммарную» линию в некотором промежуточном положении, близком к λ_0 и λ_0', или, иначе говоря, будет «держать» центр тяжести «суммарной» линии симметрично относительно щелей S_1 и S_2.

В течение первого полупериода модуляции ЭОМ ($+\lambda/4$) имеем следующие интенсивности света на щелях S_1 и S_2:

$$I_{1,L} = I_{0L} - (\lambda_1 - \lambda_0)\frac{\partial I_{\lambda L}}{\partial \lambda}; \quad \text{1-я щель},$$
$$I_{2,L} = I_{0L} + (\lambda_2 - \lambda_0)\frac{\partial I_{\lambda L}}{\partial \lambda}; \quad \text{2-я щель}. \tag{9}$$

Здесь $\partial I_{\lambda L}/\partial\lambda$ (>0) — крутизна контура линии.

В течение 2-го полупериода модуляции (фаза $= -\lambda/4$) аналогично имеем

$$I_{1,L+C} = I_{0L} - (\lambda_1 - \lambda_0)\frac{\partial I_{\lambda L}}{\partial \lambda} + I_{0C} - (\lambda_1 - \lambda_0')\frac{\partial I_{\lambda C}}{\partial \lambda}; \quad \text{1-я щель},$$
$$I_{2,L+C} = I_{0L} + (\lambda_2 - \lambda_0)\frac{\partial I_{\lambda L}}{\partial \lambda} + I_{0C} + (\lambda_2 - \lambda_0')\frac{\partial I_{\lambda C}}{\partial \lambda}; \quad \text{2-я щель}. \tag{10}$$

В (9), (10) I_{0L}, I_{0C} — соответствующие центральные остаточные интенсивности.

При этом допускаем, что контуры линии от центральной и краевой зон одинаковы. Записи контуров, выполненные с помощью фотометра яркости магнитографа, показали, что при используемой входной щели спектрографа (шириной около 0,3 мм) и выходных щелей (см. рис. 4) это допущение оправданно, так как все три контура: от краевой зоны, от центральной зоны и всего диска (т. е. центр плюс край) — различаются не более чем на 1% по центральной глубине и не более чем на 4% по ширине (см. § 6). На рис. 7 показаны все три контура, полученные сканированием линии в фазах $+{}^1/_4\lambda$ и $-{}^1/_4\lambda$, а также для случая, когда открыта только одна центральная зона. Уровни континуумов соответствуют действительным световым потокам в спектрографе от центральной и краевой зон диска и их сумме.

В первой щели происходит модуляция типа: $I_{1,L} \rightleftarrows I_{1,L+C}$, во второй щели: $I_{2,L} \rightleftarrows I_{2,L+C}$, т. е. между (9) и (10). Средние по времени значения интенсивностей в щелях S_1 и S_2 будут равны соответственно (при осуществлении прямоугольной модуляции)

$$\bar{I}_1 = I_{0L} - (\lambda_1 - \lambda_0)\frac{\partial I_{\lambda L}}{\partial \lambda} + \frac{1}{2}\left[I_{0C} - (\lambda_1 - \lambda_0')\frac{\partial I_{\lambda C}}{\partial \lambda}\right],$$
$$\bar{I}_2 = I_{0L} + (\lambda_2 - \lambda_0)\frac{\partial I_{\lambda L}}{\partial \lambda} + \frac{1}{2}\left[I_{0C} + (\lambda_2 - \lambda_0')\frac{\partial I_{\lambda C}}{\partial \lambda}\right]. \tag{11}$$

Компенсатор лучевой скорости работает таким образом, что постоянно поддерживает равными $\bar{I}_1$ и $\bar{I}_2$, т. е. выполняется следующее условие, получаемое на основе (11):

$$x = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} = \frac{\lambda_0 \dfrac{\partial I_{\lambda L}}{\partial \lambda} + \dfrac{1}{2}\lambda_0' \dfrac{\partial I_{\lambda C}}{\partial \lambda}}{\dfrac{\partial I_{\lambda L}}{\partial \lambda} + \dfrac{1}{2}\dfrac{\partial I_{\lambda C}}{\partial \lambda}}. \tag{12}$$

Величины $\dfrac{\partial I_{\lambda L}}{\partial \lambda} = I_L \dfrac{\partial r_{\lambda L}}{\partial \lambda}$ и $\dfrac{\partial I_{\lambda C}}{\partial \lambda} = I_C \dfrac{\partial r_{\lambda C}}{\partial \lambda}$, где $r_{\lambda L}$, $r_{\lambda C}$ — остаточные интенсивности в долях I_L, I_C. Пренебрегая изменением контура линии при переходе от центральной к краевой зоне, т. е. полагая $\partial r_{\lambda L}/\partial\lambda =$

$= \partial r_{\lambda C}/\partial\lambda = \partial r_\lambda/\partial\lambda$, видим, что правая часть (12) зависит от отношения

$$\beta = \frac{I_C}{I_L} \equiv \alpha \frac{I'_C}{I'_L}, \tag{13}$$

где I'_L, I'_C — соответствующие интенсивности от обеих зон *до* прохождения через поляризационную оптику; это отношение зависит от площадей центральной и краевой зон и пропускания «калибровочной» пластинки $p_1 + \lambda/4$. Величина β измеряется с помощью фотометра яркости путем поочередного закрывания центральной и краевой зоны в плоскости «калибровочной» пластинки AB (см. рис. 5). В обозначениях (13) соотношение (12) примет вид

$$x = (2\lambda_0 + \beta\lambda'_0)/(2 + \beta). \tag{14}$$

Найдем величину α, помня, что поток I'_C проходит через $p_1 + \lambda/4$, а затем через ЭОМ, а I'_L проходит только через ЭОМ. Имеем

$$\frac{I_C}{I_L} = \frac{a_C\left(p_1 + \frac{\lambda}{4}\right) a_C(\mathrm{KDP})\, a_C(p_2)\, I'_C}{a_L(\mathrm{KDP})\, a_L(p_2)\, I'_L} =$$

$$= \frac{a_C\left(p_1 + \frac{\lambda}{4}\right) a_p I'_C}{\frac{1}{2} a_p I'_L} = 2a_C\left(p_1 + \frac{\lambda}{4}\right)\frac{I'_C}{I'_L}, \tag{15}$$

где a — коэффициенты пропускания соответствующих элементов поляризационной оптики (очевидно, что $a_C(\mathrm{KDP}) = a_L(\mathrm{KDP})$, $a_L(p_2) = {}^1/_2 a_C(p_2) = {}^1/_2 a_p$, где a_p — пропускание поляроида p_2; здесь учитываем, что на ЭОМ падает неполяризованный свет от краевой зоны, а свет от центральной зоны поляризован по кругу после прохождения $p_1 + \lambda/4$). Предполагается, что наблюдения ведутся в немагнитной линии; влияние инструментальной поляризации (оптикой БСТ) не учитывается — оно дает малые поправки к сигналу магнитографа.

Величина $a_C(p_1 + \lambda/4) = {}^1/_2\, a_p a(\lambda/4)$, так что

$$\frac{I_C}{I_L} = a_p a\left(\frac{\lambda}{4}\right)\frac{I'_C}{I'_L} \approx 0{,}355\frac{I'_C}{I'_L}, \tag{16}$$

т. е. $\alpha \approx 0{,}355$ (получено из непосредственных измерений).

Сигнал магнитографа δ'_v, не исправленный за яркость спектра, согласно (9), (10) и (12) равен

$$\delta'_v = \delta'_v\left(+\frac{\lambda}{4}\right) - \delta'_v\left(-\frac{\lambda}{4}\right) = \frac{\partial I_{\lambda C}}{\partial\lambda}(2\lambda'_0 - \lambda_1 - \lambda_2) = 2(\lambda'_0 - x)\frac{\partial r_\lambda}{\partial\lambda} I_C, \tag{17}$$

поскольку $I_{\lambda C} = r_\lambda I_C$. После подстановки в это выражение величины x согласно (14) для сигнала магнитографа получаем

$$\delta'_v = 4I_C\frac{\partial r_\lambda}{\partial\lambda}\frac{\Delta\lambda_v}{2+\beta}, \tag{18}$$

где $\Delta\lambda_v = \lambda'_0 - \lambda_0$ — искомая величина сдвига из-за пульсации.

Сигнал, исправленный за яркость, получим, поделив (18) на среднюю за период модуляции яркость непрерывного спектра

$$\bar{I} = I_L + \frac{1}{2} I_C = I_C\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\beta}\right), \tag{19}$$

т. е.

$$\delta_v = \frac{\delta'_v}{\bar{I}} = \nu\frac{\partial r_\lambda}{\partial\lambda}\Delta\lambda_v, \tag{20}$$

где $\nu = 8\beta(2 + \beta)^{-2}$.

Калибровка сигнала δ_v осуществляется путем создания определенного разбаланса световых потоков в выходных щелях магнитографа S_1 и S_2; этот разбаланс возникает при сдвиге всей «синтетической» линии относительно центра симметрии фотометра на заданную величину $\Delta\lambda_C$ в синюю и красную стороны спектра (путем поворота плоскопараллельной стеклянной пластинки доплеровского компенсатора на определенный угол; компенсатор скорости при этом выключен).

В нашей практике работы (с изображением Солнца на щели) $\Delta\lambda_C$ соответствует некоторому стандартному отклонению на самописце лучевой скорости, которое определяется доплеровским сдвигом линии на краях солнечного диска (при гелиоцентрическом расстоянии $\rho = 0{,}917$), вызванным вращением Солнца. В нашем случае для линии $\lambda 5124$ величина $\Delta\lambda_C = 0{,}0284$ Å.

При работе с параллельным пучком, когда изображение Солнца не строится на щели, непосредственная калибровка путем сдвига изображения Солнца на заданную величину $\Delta\rho$ невозможна. Поэтому наша «синтетическая» линия сдвигается (при выключенном компенсаторе скорости) на эту величину $\Delta\lambda_C = 0{,}0284$ Å путем поворота доплеровского компенсатора на заданное число делений регистратора скорости (КСП-4) влево и вправо от нулевого положения. При этом мы должны иметь в виду, что модуляция света не 100%, т. е. что на 100% модулируется только центральная часть (перекрытая поляроидом и $^1/_4$ λ-пластинкой перед попаданием в щель); этот факт автоматически учитывается приведенными ниже формулами.

Формулу калибровки можно легко получить из выражения (17), поскольку оно получено для произвольного (но достаточно малого) смещения линии λ_0' относительно центра фотометра (середины выходных щелей, $x = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$).

При сдвиге линии λ_0' в красную сторону на величину $\Delta\lambda_C$ получаем сигнал E на магнитографе, равный согласно (17)

$$E = \delta_v'(E) = 2(\lambda_0' + \Delta\lambda_C - x)\frac{\partial r_\lambda}{\partial\lambda} I_C, \tag{21}$$

и при сдвиге в синюю сторону — сигнал W, равный

$$W = \delta_v'(W) = 2(\lambda_0' - \Delta\lambda_C - x)\frac{\partial r_\lambda}{\partial\lambda} I_C. \tag{22}$$

Взяв разность между E и W и разделив на среднюю яркость непрерывного спектра (19), получаем окончательно выражение для калибровочного сигнала E—W, исправленного за яркость:

$$E - W = 8\frac{\beta}{2+\beta}\frac{\partial r_\lambda}{\partial\lambda}\Delta\lambda_C. \tag{23}$$

Выразим сигнал скорости δ_v (20) в единицах сигнала калибровки:

$$\frac{\delta_v}{E - W} = \frac{1}{2+\beta}\frac{\Delta\lambda_v}{\Delta\lambda_C}. \tag{24}$$

Найдем величину β. Согласно прямым измерениям световых потоков, попадающих на ФЭУ при дискретной подаче на кристалл KDP постоянного напряжения +2,4 кВ или —2,4 кВ (т. е. при фазе модуляции $+\lambda/4$ или $-\lambda/4$), получено (см. также рис. 7)

$$\frac{I_L}{I_{L+C}} = \frac{I_L}{I_L + I_C} = 0{,}729, \tag{25}$$

что дает

$$\beta = \frac{I_C}{I_L} = 0{,}372. \tag{26}$$

Подставив это значение в (24), получаем

$$\frac{\delta_v}{\mathrm{E-W}} = 0{,}422\,\frac{\Delta\lambda_v}{\Delta\lambda_\mathrm{C}}. \tag{27}$$

Переведем значения δ_v и E—W в м/с. Для линии λ5123,7 Å калибровочный сдвиг $\Delta\lambda_\mathrm{C} = 0{,}0284$ Å соответствует скорости $v_\mathrm{C} = 1662$ м/с. Таким образом, из (27) получаем условие калибровки (в м/с): сигнал дифференциальной скорости δ_v равен калибровочному E—W, когда сдвиг $\Delta\lambda_v$ равен $\Delta\lambda_\mathrm{C}/0{,}422 = 0{,}0674$ Å, что соответствует скорости 3941 м/с. (Так как ранее нами бралось менее точное значение E—W = 4238 м/с, все значения скорости в крымских измерениях, ранее опубликованные (см. [18]), должны быть уменьшены в 4238/3941 = 1,075 раза.)

Таким образом, сигнал E—W составляет 3941 м/с, что регистрируется как сигнал δ_v калибровки в начале каждого дня наблюдений.

4. Точность метода

Найдем, какова ожидаемая точность при измерении скорости, исходя из опыта наших измерений общего магнитного поля $H_\parallel$ в параллельном пучке [15, 16]. (Мы пренебрегаем тем обстоятельством, что в первом случае контур линии более сложный, «синтетический», из-за модуляции $\mathrm{L} \rightleftarrows \mathrm{L} + \mathrm{C}$.)

Будем исходить из отношения сигнал/шум при регистрации $H_\parallel$, где (внутренняя) точность одного измерения (среднеквадратичная ошибка) около 0,15 Гс при времени накопления сигнала около 15 мин (см. [15, 19]).

Сигнал магнитографа при измерении $H_\parallel$ (не исправленный за яркость) имеет вид

$$\delta'_H = 2I_0\,\frac{\partial r_\lambda}{\partial\lambda}\,\Delta\lambda_H, \tag{28}$$

где I_0 — интенсивность непрерывного спектра на щелях фотометра, $\Delta\lambda_H$ — зеемановское расщепление линии. Сигнал скорости (также не исправленный за яркость) дается выражением (18). Найдем отношение средних по времени интенсивностей в обоих случаях (магнитных измерений и измерений скорости). Для этого прежде всего необходимо знать интенсивности света от обеих зон (центральной C и краевой L) для диска Солнца без всякой поляризационной оптики.

Пусть $\mathfrak{J}_0$ — интенсивность в центре диска. Интенсивности центральной (C) и краевой (L) зон находим путем интегрирования закона потемнения диска к краю для зеленой области спектра (λ5124Å), имеющего вид

$$\gamma(\rho) = 0{,}36 + 0{,}64\,(1-\rho^2)^{1/2} \tag{29}$$

в пределах $0 < \rho < \rho_0$ и $\rho_0 < \rho < 1$ соответственно (здесь $\rho_0 = 0{,}66$).

Искомые интенсивности равны

$$I'_\mathrm{C} = \mathfrak{J}_0 \int_0^{2\pi}\int_0^{\rho_0} \gamma(\rho)\,\rho\,d\rho\,d\alpha = 1{,}265\mathfrak{J}_0, \tag{30}$$

$$I'_\mathrm{L} = \mathfrak{J}_0 \int_0^{2\pi}\int_{\rho_0}^{1} \gamma(\rho)\,\rho\,d\rho\,d\alpha = 1{,}207\mathfrak{J}_0, \tag{31}$$

а их отношение

$$I'_\mathrm{C}/I'_\mathrm{L} = 1{,}048. \tag{32}$$

(Подчеркнем, что это отношение получено для света *до* прохождения через нашу поляризационную оптику и при отсутствии виньетирования.)

Общая интенсивность центральной зоны по отношению к интенсивности краевой зоны *после* прохождения всей поляризационной оптики определяется выражением (26). Далее для *средней по времени* яркости

общего непрерывного спектра при измерении скорости имеем

$$\bar{I}(v_{\parallel}) = I_{\mathrm{L}} + \frac{1}{2} I_{\mathrm{C}} = 1{,}186 I_{\mathrm{L}}, \tag{33}$$

а при измерении общего магнитного поля средняя яркость равна

$$\bar{I}(H_{\parallel}) = I_0 = I_{\mathrm{L}} + I_{\mathrm{L}} \frac{I'_{\mathrm{C}}}{I'_{\mathrm{L}}} = 2{,}048 I_{\mathrm{L}}. \tag{34}$$

Отсюда получаем, что амплитуда шумов при измерении скорости в среднем в $[\bar{I}(H_{\parallel})/\bar{I}(v_{\parallel})]^{1/2} = 1{,}31$ раз меньше, чем при измерении $H_{\parallel}$.

Сравним теперь величины самих сигналов, которые определяются (18) и (28):

$$\frac{\delta'_v}{\delta'_H} = \frac{2 I_{\mathrm{C}} \Delta\lambda_v}{I_0 (2+\beta)\, \Delta\lambda_H} = \frac{2\beta I_{\mathrm{L}} \Delta\lambda_v}{2{,}048 I_{\mathrm{L}} (2+\beta)\, \Delta\lambda_H} = 0{,}153 \frac{\Delta\lambda_v}{\Delta\lambda_H}. \tag{35}$$

Окончательно получаем, что для случая $\Delta\lambda_v = \Delta\lambda_H$ отношение сигнал/шум при записи скорости меньше, чем при записи $H_{\parallel}$, на фактор $k = 0{,}153 \cdot 1{,}31 = 0{,}20$.

Выше указывалось, что ошибка одного определения $H_{\parallel}$ составляет $\sim$0,15 Гс при времени интегрирования сигнала 15 мин. Однако $H_{\parallel}$ определяется путем вычитания сигнала немагнитной линии λ5124 из сигнала магнитной линии λ5250 [15], поэтому на самом деле статистическая ошибка одного сигнала в $2^{1/2}$ раза меньше. Для времени интегрирования не 15, а 5 мин и для входной щели спектрографа высотой не 1 мм, как при измерении $H_{\parallel}$, а 3 мм — для записи $v_{\parallel}$ — получаем ошибку измерения зеемановского сигнала $\Delta H_{\parallel} \approx \pm 0{,}11$ Гс, что соответствует расщеплению линии

$$\Delta\lambda_H = 4{,}67 \cdot 10^{-13} g \lambda^2 (\Delta H_{\parallel}) \approx 4{,}2 \cdot 10^{-6}\ \text{Å}. \tag{36}$$

Здесь g — фактор Ландэ, равный 3 для λ5250, λ и $\Delta\lambda_H$ выражены в Å, $\Delta H_{\parallel}$ — в Гс. Такая величина $\Delta\lambda_H$ для линии λ5124 Å соответствует ошибке скорости $\Delta v'_{\parallel} \approx 0{,}25$ м/с. Учитывая фактор $k = 0{,}12$ для отношения сигнал/шум, окончательно получаем среднеквадратичную ошибку (шум) наших измерений дифференциальной скорости (при времени накопления сигнала 5 мин)

$$\Delta v_{\parallel} \neq 1{,}3\ \text{м/с}. \tag{37}$$

Реальная погрешность близка к этой расчетной величине ($\sim$2—3 м/с).

Другая, упрощенная оценка точности измерения скорости, достижимая с помощью излагаемого метода, основана на следующих соображениях. Без всякой модуляции обычно легко измеряется скорость $\sim$1 км/с; синхронно-фазовое детектирование дает выигрыш в точности в $\sim$100 раз, т. е. дает $\sim$10 м/с. Это — порядок точности одного измерения, а при накоплении $\sim$100 измерений достигается точность $\sim$1 м/с (или $\sim$0,4 Гс при указанном выше измерении общего магнитного поля).

При использовании длительных рядов наблюдений метод позволяет выявлять квазипериодические сигналы гораздо меньшей амплитуды, чем (37), и в нашем эксперименте, который ведется уже седьмой год, уверенно обнаруживается периодическое колебание с амплитудой около 0,6 м/с, что соответствует доплеровскому сдвигу $\Delta\lambda_v \approx 10^{-5}$ Å.

5. Погрешности инструмента. Гидирование и его стабильность

Рассмотрим очень важную инструментальную ошибку — ошибку гидирования и ее влияние на измерение скорости. Очевидно, что благодаря вращению Солнца всякое несимметричное относительно насадки «поляроид + $^1/_4\lambda$» положение изображения Солнца приведет к появлению не-

которой результирующей составляющей скорости вдоль луча зрения. Задача сводится к оценке величины этой скорости при заданном сдвиге изображения. Очевидно также, что наибольший эффект будет при сдвиге изображения вдоль направления вращения Солнца (по линии восток—запад), которое мы будем в плоскости изображения Солнца считать совпадающим с горизонтальной осью OX (O — центр изображения). Пренебрежем также зависимостью угловой скорости вращения Солнца от широты (твердотельное вращение со скоростью на экваторе $v_0 = 2{,}03$ км/с). Составляющая вдоль луча зрения скорости вращения ($v_\parallel$), как легко видеть, есть

$$v_\parallel = v_0 \frac{x}{R_\odot} = v_0 \rho \cos\alpha, \tag{38}$$

если ввести полярные координаты с центром в точке O. Радиус ρ есть проекция на картинную плоскость радиус-вектора $R_\odot$ из центра Солнца (который проектируется в точку O) в некоторую точку M' на поверхности Солнца, которой соответствует точка M в картинной плоскости с полярными координатами (ρ, α). Для того чтобы найти искомую результирующую скорость, нужно найти среднее взвешенное значение $v_\parallel$ по диску Солнца, где весовая функция определяется законом потемнения диска к краю. Если Θ — угол между радиус-вектором $R_\odot$ и лучом зрения ($\sin\Theta = \rho$), то приближенный закон потемнения есть

$$\gamma(\rho) = \frac{I(\Theta)}{\mathfrak{J}_0} = u + (1-u)\cos\Theta = u + (1-u)(1-\rho^2)^{1/2}, \tag{39}$$

где $u = 0{,}36$ для $\lambda 5124$.

Очевидно, что при симметричном расположении Солнца относительно центральной зоны — тени от пластинки $p_1 + \lambda/4$ — величина взвешенного среднего будет равна нулю. Допустим теперь, для простоты рассуждения, что центральная круговая зона сдвинута на величину δ относительно центра изображения Солнца O вдоль оси X,— случай, когда эффект сдвига на результирующую скорость $v_\parallel$ наибольший. Если до сдвига граница центральной зоны определялась условием $(x^2 + y^2)^{1/2} = \rho = \rho_0 = 0{,}66$, то граница сдвинутой зоны будет теперь окружностью, уравнение которой запишется так: $(x-\delta)^2 + y^2 = \rho_0^2$, или $\rho^2 - 2\delta\rho\cos\alpha - \rho_0^2 + \delta^2 = 0$, откуда пренебрегая величиной $\delta^2\cos^2\alpha$ по сравнению с ρ_0^2 ($\delta/\rho_0 \ll 1$), получим

$$\rho \approx \rho_0 + \delta\cos\alpha. \tag{40}$$

Это значение ρ является верхним пределом интегрирования по центральной зоне C и нижним пределом для краевой зоны L. Будем ρ, x и y измерять в радиусах Солнца $R_\odot$. Тогда верхний предел интегрирования по ρ в зоне L равен 1.

Найдем среднюю скорость для сдвинутой центральной зоны C. Согласно (38)

$$\Delta v_C = \iint\limits_C v_\parallel \gamma(\rho)\rho\, d\rho\, d\alpha \Big/ \iint\limits_C \gamma(\rho)\rho\, d\rho\, d\alpha =$$

$$= \frac{v_0}{I'_C}\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\rho_0+\delta\cos\alpha} \gamma(\rho)\rho^2\cos\alpha\, d\rho\, d\alpha = \frac{v_0}{I'_C}\mathfrak{J}_C. \tag{41}$$

Интегралы $\mathfrak{J}_C$ и I'_C вычисляем приближенно, ограничиваясь первой степенью величины δ ($\delta \sim 10^{-3}$) при разложении многочленов (под интегралами) в ряд. Так, с достаточной точностью можно принять выражения

$$(1-\rho^2-2\delta\rho\cos\alpha)^m \approx (1-\rho^2)^m - 2m\delta\rho\cos\alpha(1-\rho^2)^{m-1},$$

$$(\rho+\delta\cos\alpha)^m \approx \rho^m + m\rho^{m-1}\delta\cos\alpha,$$

$$\arcsin(\rho+\delta\cos\alpha) \approx \arcsin\rho + (1-\rho^2)^{-1/2}\delta\cos\alpha,$$

где $m = {}^1/_2,\ {}^3/_2$. Используя закон потемнения (39), для интеграла $\mathfrak{J}_C$ имеем

$$\mathfrak{J}_C \approx \pi\delta\,[u\rho_0^2 + (1-u)\,\rho_0^2\,(1-\rho_0^2)^{1/2}] \tag{42}$$

и для I'_C

$$I'_C \approx \pi\left\{u\rho_0^2 + \frac{2}{3}(1-u)\,[1-(1-\rho_0^2)^{3/2}]\right\}. \tag{43}$$

Подставляя значение $\rho_0 = 0{,}66$, получаем

$$\mathfrak{J}_C \approx 0{,}3663\pi\delta; \qquad I'_C \approx 0{,}4026\pi. \tag{44}$$

Таким образом, для центральной области средняя скорость

$$\Delta v_C = v_0 \frac{\mathfrak{J}_C}{I'_C} \approx 0{,}910 v_0 \delta. \tag{45}$$

При угловом сдвиге $\sim 1''$ величина $\delta \approx 1/900 \approx 10^{-3}$, так что, полагая $v_0 = 2{,}03 \cdot 10^3$ м/с, получим $\Delta v_C = 1{,}85$ м/с.

Для внешней зоны L аналогичным образом получаем (интегрируя по α от 0 до 2π и по ρ от $\rho_0 + \delta\cos\alpha$ до 1)

$$\mathfrak{J}_L = -\mathfrak{J}_C = -0{,}3663\pi\delta;$$
$$I'_L = \pi\left[u\,(1-\rho_0^2) + \frac{2}{3}(1-u)\,(1-\rho_0^2)^{3/2}\right] = 0{,}3841\pi, \tag{46}$$

так что

$$\Delta v_L = v_0 \frac{\mathfrak{J}_L}{I'_L} \approx -0{,}954 v_0 \delta, \tag{47}$$

что составляет при $v_0 = 2{,}03 \cdot 10^3$ м/с и $\delta \approx 10^{-3}$ величину $\Delta v_L = -1{,}94$ м/с. Мы видим, что для малых сдвигов δ выполняется довольно точно условие $\Delta v_C + \Delta v_L = 0$, что вполне естественно при симметричном относительно центра диска законе потемнения и близких значениях I'_C, I'_L. Это условие справедливо до тех пор, пока круг C находится в пределах изображения Солнца, так как результирующая лучевая скорость всего Солнца равна нулю, если сдвиг из-за движения Земли исключен доплеровским компенсатором.

Зона C работает как оптический затвор (с частотой 1000 c^{-1}). Допустим, что зона C закрыта и не пропускает свет, т. е. проходит только излучение со сдвигом линии $\Delta\lambda \sim \Delta v_L$. При открытой зоне C проходит излучение со сдвигом $\Delta\lambda \sim \Delta v_L + \Delta v_C$, но здесь Δv_C в сигнале ослаблено в $\sim$3 раза по сравнению с Δv_L из-за поглощения в C-насадке $p_1 + \lambda/4$ (по интенсивности излучения). Поэтому вклад Δv_C в 3 раза меньше, чем вклад Δv_L в величину общего сигнала, и результирующий сдвиг

$$\overline{\Delta\lambda} \sim \overline{\Delta v} = \frac{\Delta v_L + \frac{1}{3}\Delta v_C}{1 + {}^1/_3} = \frac{3}{4}\left(\Delta v_L + \frac{1}{3}\Delta v_C\right). \tag{48}$$

Модуляция типа $\Delta v_L \rightleftarrows \overline{\Delta v}$ означает, что половину времени регистрируется Δv_L, а половину времени $\overline{\Delta v}$, так что из-за инерции доплеровского компенсатора мы будем регистрировать среднее из Δv_L и $\overline{\Delta v}$, т. е. согласно (48)

$$\langle\Delta v\rangle = \frac{1}{2}(\Delta v_L + \Delta\bar{v}) = \frac{7}{8}\Delta v_L + \frac{1}{8}\Delta v_C \tag{49}$$

или согласно (45) и (47)

$$\langle\Delta v\rangle = -0{,}721\ v_0\ \delta, \tag{50}$$

что составляет 1,46 м/с. Таким образом, сдвиг на $1''$ вызывает ложный сигнал лучевой скорости $\sim$1,5 м/с.

Как говорилось выше, система удержания изображения Солнца фотогидом обеспечивает точность не хуже 1″. Практически же точность удержания в каждый данный момент может быть значительно лучше и достигать 0,1—0″,2 (в безветренную погоду среднеквадратичное отклонение такого порядка). Таким образом, вполне возможно выявлять статистически сигналы сдвига $\Delta\lambda$ или скорости, заметно меньшие $\langle\Delta v\rangle = 1{,}5$ м/с, и следить за их изменением со временем (о реальной точности слежения см. также ниже).

Кроме этой случайной ошибки, может существовать постоянная ошибка, связанная с неточностью (асимметрией) исходной установки изображения Солнца относительно центральной зоны С (пластинки $p_1 + \lambda/4$). Эта неточность может достигать ± 2 мм или более при диаметре изображения Солнца на коллиматоре и решетке $\sim$100 мм, т. е. $\delta \approx \pm\, 0{,}04$. Это дает скорость $\Delta v \approx 58$ м/с, что в 30 раз больше случайных ошибок. Этот перманентный сигнал сдвига не имеет, однако, серьезного значения для выявления вариаций $v_{\parallel}$, так как он не изменяется с течением времени при работе следящей системы.

Однако мы работаем с отдельной следящей системой (*CMFHI* на рис. 5), и может существовать некоторая разница в чисто механической и тепловой устойчивости этой системы гида и системы, опирающейся на основной пучок *CK* (рис. 5). Ошибка может быть вызвана дифференциальным гнутием механической системы или различием нагрева зеркал, оправ и металлических кронштейнов в течение дня, а также разбалансом сенсоров (датчиков) фотогида (см. ниже). Этот эффект был исследован двумя различными способами. Первый, непосредственный, состоял в том, что в качестве следящей системы использовалось второе коллиматорное зеркало m_2 (см. рис. 3; у нас имеется два независимых канала в спектрографе для работы двухлучевого магнитографа). На этом зеркале был установлен экран, на котором образовывалось такое же световое пятно, как и на основном, рабочем коллиматорном зеркале (m_1). Имея на этом экране две пары сенсоров (для движений по α и δ) мы (в течение 10 дней в 1975 г.) использовали систему слежения с помощью основного пучка прямо в спектрографе вместо отдельной следящей системы. Результаты, полученные таким образом, оказались не отличающимися (в пределах σ) от тех, которые получаются с помощью отдельной следящей системы (см. [2]).

Другой эксперимент по изучению точности слежения состоял в измерениях положения изображения нулевого порядка решетки, образованного на киноленте в фокальной плоскости камерного зеркала. (Эти измерения, в частности, показали, что положение нулевого порядка сдвигается в среднем на величину, соответствующую 1 м/с, когда отдельная следящая система (*CMFHI* на рис. 5) показывает наличие сдвига 1″,4 по сравнению с начальным положением пучка).

Нулевой порядок спектрографа есть светлая белая линия, в которой сосредоточен состав всего спектра Солнца. При любых сколь угодно малых изменениях в спектрографе — тепловых поводках, механических деформациях отдельных узлов, малых поворотах решетки и т. п.— положение нулевого порядка изменится так же, как и положение спектральной линии, с учетом, конечно, порядка спектра и дисперсии.

С нулевым порядком можно поступить так же, как с обычной линией поглощения в спектре Солнца, но с той разницей, что линия реагирует на лучевые скорости поверхности Солнца, а также на движение земного наблюдателя по отношению к Солнцу, что приводит к эффекту Доплера, а положение нулевого порядка свободно от этих скоростей. Оно полностью определяется геометрией световых пучков внутри спектрографа. Поэтому измерения положения нулевого порядка в течение дня характеризуют стабильность спектрографа и в конечном счете все инструментальные сдвиги линии (в значительной мере это относится также к наблюдениям теллурической линии, см. ниже).

Кинематографирование нулевого порядка было сделано при снятом KDP (чтобы исключить все эффекты, которые могут быть связаны с кри-

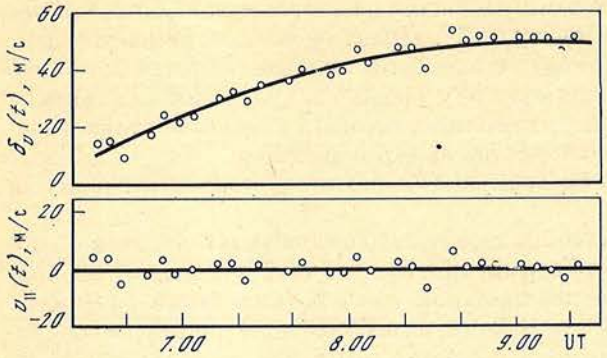


Рис. 8. Дрейф положения нулевого порядка решетки, аппроксимированный параболой (вверху), и разность $v_{\parallel}(t)$ после исключения этого параболического дрейфа (внизу)

Измерения сделаны 27.X 1976 г.; по горизонтальной оси — мировое время

сталлом и модуляцией). Так как изображение нулевого порядка (на киноленте) имеет вид прямоугольника, мы делали 16 независимых измерений расстояния четырех углов этого прямоугольника от четырех фиксированных точек на каждом кадре кинофильма (эти точки были взяты как некоторые локальные начала прямоугольной координатной системы). Измерения были сделаны на машине Цейса «Аскорекорд» (точность отдельного измерения $\pm 0{,}1$ мкм $= \pm\ 0{,}6$ м/с) и были затем усреднены для каждой группы из 16 кадров, что соответствует скорости 16 кадров за 5 мин. Так как процедура измерений очень трудоемка, измерения были сделаны только для двух дней (27 и 28.X 1976 г.). На рис. 8 (вверху) показан дрейф средних за 5^m положений нулевого порядка. Мы видим, что этот дрейф плавный и может хорошо быть представлен параболой (вычислена способом наименьших квадратов) для интервала времени более 3 ч. Следует при этом иметь в виду, что при фактических регулярных измерениях значительная часть такого дрейфа ($\sim$ 50 м/с за 4—8 ч) спектральной линии просто компенсируется с помощью доплеровского компенсатора скорости.

Это вытекает также из другого эксперимента. Пусть при работающей следящей системе одновременно ведутся записи скорости на обоих каналах — в солнечной линии λ5124 Å и в теллурической λ6879 O_2, тогда при выключении следящей системы и сдвиге изображения Солнца на 1′ регистратор скорости солнечной линии (регистратор поворота доплеровского компенсатора) покажет сдвиг, а в теллурической линии никакого сдвига не наблюдается, что и следует ожидать для солнечной линии из-за градиента лучевой скорости по диску Солнца (рассмотренный выше эффект сдвига $\sim$1,5 м/с на 1″, дающий при сдвиге на 1′ на регистраторе скорости суммарный сдвиг $\sim$90 м/с). Это показывает, что подобные сдвиги изображения Солнца не влияют на геометрию пучков в спектрографе (углов падения и дифракции), поскольку в противном случае наблюдался бы аналогичный сдвиг теллурической линии. Так как при таком испытании доплеровский компенсатор включен, можно сделать вывод, что доплеровский компенсатор способен удерживать солнечную линию в неизменном положении на выходных щелях спектрометра при сдвигах $\pm 1'$; поскольку положение теллурической линии не меняется, это означает, что в указанных пределах не происходит серьезного изменения геометрии пучков в спектрографе.

Для нас наиболее существенно, что измерения (см. рис. 8) не показывают каких-либо низкочастотных *колебаний* из-за гидирования, кроме быстрых внезапных скачков вследствие турбулентности в спектрографе. Весь ансамбль 74 таким образом измеренных значений сигнала для нулевого порядка, будучи сверстанным с различными периодами (после исключения параболического дрейфа), показал только хаотическое распределение точек около нулевой линии со среднеквадратичным отклонением для всего ансамбля $\pm 0{,}43$ м/с, что сравнимо с обычным значением σ для измерений $v_{\parallel}$ ($\sim$0,3 м/с).

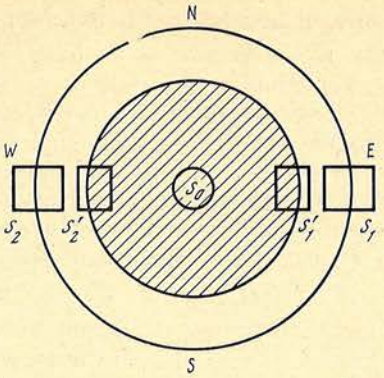


Рис. 9. Расположение фотодатчиков для исследования дрейфов светового пучка внутри спектрографа со временем (стабильность гидирования)

Внешний круг соответствует диаметру изображения Солнца на решетке, внутренний (заштриховано) — изображению поляризатора

Как указывалось, при наших измерениях дифференциальной скорости поляризатор $(p_1 + \lambda/4)$ должен быть центрирован симметрично по отношению к оси светового пучка, т. е. по отношению к изображению Солнца в спектрографе; во всяком случае, при достаточно малой погрешности в начальной установке поляризатора его положение относительно пучка должно быть неизменным в течение наблюдений. Если их взаимное расположение изменяется со временем из-за ошибок следящей системы (фотогида) или прогрева телескопа, то вследствие наличия на Солнце градиента лучевой скорости (вращение Солнца и другие движения в фотосфере) будет меняться и сигнал скорости δ_v, возможно, даже периодически, если ошибки слежения возникают периодически с каким-либо характерным временем.

По записям атмосферной линии или по наблюдениям нулевого порядка, положение которых не зависит от того, как центрирован поляризатор $(p_1 + \lambda/4)$, нельзя ничего сказать о возможных ошибках гидирования, т. е. с их помощью нельзя исключить чисто инструментальную природу колебания сигнала δ_v. Для этой цели необходим индикатор взаимного расположения поляризатора и пучка.

С помощью такого специального индикатора для изучения стабильности слежения за Солнцем (т. е. ошибок гидирования) в 1977 г. была выполнена серия измерений положения светового пятна на решетке; иначе говоря, анализировалась устойчивость положения «pin-hole»-изображения Солнца. С этой целью непосредственно перед решеткой 2-го канала (G_2, рис. 3) были установлены пять фотоприемников (ФЭУ), регистрирующих световые потоки от пяти участков солнечного диска: от E- и W-краев светлого пятна на решетке (его диаметр ~93 мм), от E- и W-краев темного пятна (т. е. от краев изображения поляризатора; диаметр последнего на решетке ~62 мм) и от центра светового пучка. Исследовались, таким образом, в основном сдвиги пучка по координате α, поскольку влияние сдвигов по δ на измерение скорости значительно меньше. Расположение диафрагм, вырезающих соответствующие участки светового пятна, показано на рис. 9; размер каждой диафрагмы ~0,1 диаметра изображения Солнца на решетке.

С помощью специальной электронной схемы усиления (по постоянному току) регистрировался сигнал δ_1 — разность фототоков ФЭУ, расположенных в отверстиях S_1 и S_2 (см. рис. 9); с применением электроники 2-го канала магнитографа (т. е. на частоте модуляции 1 кГц) записывались два других сигнала: δ_2 — разбаланс между световыми потоками (модулированными частотой 1 кГц для темного пятна) в отверстиях S_1' и S_2', или сигнал δ_3 — разбаланс между (модулированными) световыми потоками в отверстиях S_0 и S_2'. Эти три сигнала записывались в комбинации: δ_1 и δ_2 или δ_1 и δ_3,— причем записи велись одновременно с измерениями скорости на первом канале магнитографа. Заметим, что при регистрации δ_1 не была предусмотрена автоматическая компенсация за изменение прозрачности земной атмосферы в отличие от двух других сигналов δ_2 и δ_3,

которые автоматически исправлялись за изменения суммарной яркости в отверстиях $S_1' - S_2'$ и $S_0 - S_2'$ благодаря существующей системе компенсирования средней яркости у 2-го канала магнитографа.

Калибровка сигналов δ_1, δ_2, δ_3 производилась двумя способами: путем установки перед ФЭУ нейтральных фильтров и с помощью сдвигов светового пучка на заданную величину (в секундах дуги). Обе калибровки дали сходные соотношения между величиной сигнала (т. е. разбалансом световых потоков, выраженным в процентах) и смещением пучка: сдвиг пучка на 1″ вызывает разбаланс фототоков (или световых потоков) в щелях $S_1 - S_2$ на величину $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ (для сигнала δ_1) и в щелях $S_1' - S_2'$, $S_0 - S_2'$ (для сигналов δ_2, δ_3 по переменной составляющей) — на величины $\sim 8 \cdot 10^{-4}$ и $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ соответственно.

Эксперименты были выполнены в период 11.III — 14.VIII 1977 г., всего около 192 ч наблюдений в течение 43 дней. Каждый сигнал интегрировался в течение 5 мин с внутренней точностью отдельного такого измерения, характеризующего рассеяние 5-минутных точек в течение дня, около 0″,5 в смещениях светового пучка. (Интересно отметить, что такая величина, $\sim$0″,5, соответствует очень малому разбалансу световых потоков на ФЭУ, $\sim 2 \cdot 10^{-4} - 2 \cdot 10^{-3}$, поэтому примененная нами система (см. рис. 9) в той или иной модификации может быть в перспективе использована также для изучения относительных, например, типа «центр/край», колебаний яркости Солнца малой амплитуды.)

Естественно, что у всех трех сигналов имелся плавный дрейф в течение дня, связанный с зенитным расстоянием Солнца (т. е. с ходом атмосферной экстинкции), с разбалансом ФЭУ и с возможным медленным рассогласованием основного и гидирующего световых пучков. Этот медленный дневной дрейф у всех трех сигналов исключался с помощью параболы, как и у сигнала скорости; остатки (сигнал минус парабола) анализировались методом наложения эпох.

Если пренебрегать возможными слабыми колебаниями яркости самого Солнца (с периодом 160^m, см. [2]), то, очевидно, по сигналам δ_1, δ_2, δ_3 можно получить информацию о сдвигах светового пучка в целом, а с помощью δ_2, δ_3 — о смещениях поляризатора относительно оптической оси телескопа (в эти два сигнала в некоторой, но меньшей степени входят также сдвиги самого пучка из-за потемнения диска Солнца к краю).

Измерения сигналов δ_2, δ_3 (18 дней наблюдений, 87 ч) показали, что в телескопе не происходит систематических с периодом 160^m смещений поляризатора $(p_1 + \lambda/4)$ относительно оптической оси инструмента, превышающих 0″,05; следовательно, периодический (160^m) сигнал скорости [18] нельзя приписать каким-либо малым перемещениям поляризатора относительно оси светового пучка.

Эти же измерения, дополненные записями сигнала δ_1 (в сумме около 192 ч) позволяют отвергнуть и ошибку гидирования (удержания светового пучка) как источник 160^m-периодичности в сигнале скорости, поскольку весь этот материал дал верхний предел 0″,06 для возможной систематической ошибки в системе слежения с периодом 160^m. Величина 0″,06 получена аппроксимацией синусоидой фактических точек на результирующей кривой «ошибок гидирования» с периодом 160^m, приведенной на рис. 10.

Поскольку согласно расчетам (см. выше) сдвиг на 1″ светового пучка (вдоль солнечного экватора) должен вызывать сигнал ложной скорости $\Delta v_{\parallel} \approx 3{,}9$ м/с, то этот результат (см. рис. 10) говорит об отсутствии в измерениях скорости периодической ошибки, вызванной слежением больше чем 0,23 м/с. Действительная же ложная скорость, связанная с гидированием, как это следует из эксперимента, примерно в два раза меньше, чем расчетная величина, поэтому можно утверждать, что в нашем эксперименте по исследованию колебаний Солнца систематическая с периодом 160^m ошибка гидирования не превосходит 0,12 м/с; реальные же измерения (1974—1979 гг.) дают в среднем (гармоническую) амплитуду глобальной скорости Солнца $\sim$0,6 м/с [18, 20].

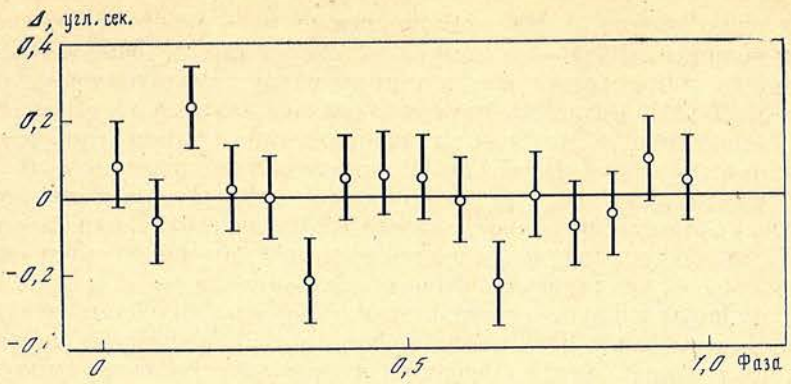


Рис. 10. Периодическая (период 160^m) ошибка в слежении за Солнцем по результатам 192 ч наблюдений в 1977 г.

По горизонтали — фаза периода 160^m (нулевая фаза соответствует 00^h00^m UT), по вертикали — смещение светового пучка. Вертикальными черточками показаны статистические ошибки ($\pm\sigma$) средних значений

Таким образом, наблюдаемый с периодом $\sim 160^m$ сигнал скорости невозможно объяснить неточностью системы слежения за Солнцем. Против каких-либо инструментальных причин достаточно убедительно говорят и два других факта: 1) прогрессивный сдвиг фазы 160^m-волны на 33^m в год [18, 20]; ошибка гидирования, связанная с прогревом телескопа и/или с механическими дефектами целостата, могла бы иметь период $24^h/n$ при $n = 9$, т. е. давать волну, имеющую одну и ту же фазу (т. е. момент UT) в различные годы, что противоречит наблюдаемому годовому ходу фазы (рис. 2 в [20]); 2) ошибкой гидирования или иным инструментальным эффектом невозможно объяснить фазовую когерентность сигнала скорости с периодом $160^m,010$ на двух различных инструментах — в Крыму и Стэнфорде [20].

Таким образом, все испытания показали, что ошибки гидирования Солнца, помимо отдельных случайных отклонений, не показывают какого-либо существенного систематического хода с периодами более 30^m.

Заслуживает краткого рассмотрения и явление рефракции и атмосферной дисперсии как возможный источник погрешностей при наших измерениях скорости.

Формула Лапласа для рефракции имеет вид

$$R = R_0 \left[(1 - \beta_0) \operatorname{tg} z' - \left(\beta_0 - \frac{1}{2} R_0 \right) \operatorname{tg}^3 z' \right], \tag{51}$$

где вторым членом в квадратных скобках можно пренебречь, а величина $R_0 (1 - \beta_0)$ для $\lambda = 5100$ Å равна $60'',56$ [21]; z' — наблюдаемое зенитное расстояние. Формула позволяет вычислить значения рефракции для верхнего (R_U) и нижнего (R_L) края Солнца в любой области спектра. Соответствующие разности рефракции $\Delta R = R_L - R_U$, вычисленные для некоторых зенитных расстояний z' Солнца, приведены ниже.

z'	30°	40	50	60	70	80
ΔR	0″,75	0,96	1,37	2,26	4,83	18,77

Наблюдения обычно ведутся при $z' \lesssim 70°$, так что ΔR всегда меньше $5''$. Из этих данных следует, что из-за дифференциальной рефракции верхний и нижний края солнечного диска будут смещены (относительно его видимого центра) на величину $\pm 2'',4$ при $z' \approx 70°$. Так как этот эффект при работающей системе слежения почти симметричен, т. е. противоположные края диска из-за рефракции будут смещены практически на одну и ту же величину к видимому центру Солнца, то весь эффект, будучи усредненным по диску при нашем методе наблюдений, оказывает ничтожное влияние на точность слежения за Солнцем и измеряемые сдвиги линии.

Еще один эффект — источник погрешности — может быть связан с тем, что величины $R_0(1-\beta_0)$ для $\lambda = 5124$ Å и для $\lambda = 5600$ Å (5600 Å — эффективная длина волны фотодатчиков гида) отличаются друг от друга на $\sim 0'',22$ [21]. Вследствие этого возникает явление атмосферной дисперсии — различие в положении изображений Солнца (на фотогиде, λ5600 Å, и в спектрографе, λ5124 Å); однако оно не превосходит $0'',26$ для $z' < 50°$ и $0'',60$ для z' от 50 до 70°. Это может дать некоторый дополнительный сигнал скорости, не превосходящий 1,2 м/с для λ5124, однако он имеет плавный ход со временем и при нашем методе обработки (с использованием параболы) не может вызывать флюктуации сигнала $>0,1$ м/с.

Для полноты следует отметить также эффекты колебаний рефракции (с периодами не более 10 с), рассмотренные в [22]. Колебания совершаются так, что к зениту звезда смещается с несколько большей амплитудой, чем от зенита; амплитуда колебаний изменяется от нуля (в зените) до $2''$ при $z = 60°$. Однако при работающем фотогиде этот эффект не скажется на измерениях скорости из-за усреднения по диску Солнца, к тому же эти колебания высокочастотные.

Таким образом, эффекты, связанные с рефракцией, никакого существенного влияния на наши измерения не оказывают, и тем более они не имеют отношения к появлению постоянного большого сигнала, который систематически наблюдается как в солнечной, так и в теллурической линии (см. ниже).

6. Возможные ошибки, связанные с электроникой

Остановимся теперь на ошибках, связанных с *электроникой*. Различные возмущения в электронике могли бы в принципе быть источниками ошибок, хотя трудно представить, как они могут вызвать регулярные флюктуации со временем. Ошибки, связанные с быстрыми флюктуациями, можно наилучшим способом исследовать, записывая в λ5124 сигнал δ_v при выключенном модуляторе поляризации. В этом случае сигнал будет характеризовать функционирование только электроники. Пример оригинальной записи, которая при этом получается, приведен на рис. 11. Она показывает на протяжении более трех часов небольшой параболический дрейф с некоторым рассеянием точек около параболы; среднеквадратичное отклонение от параболы составляет $\sigma = \pm 0,135$ м/с. Это целиком исключает электронику магнитографа как возможный источник колебаний сигнала δ_v. Флюктуации самого модулирующего напряжения на кристалле KDP исключаются с помощью измерений в теллурической линии (см. ниже).

Другой эффект, связанный с электроникой, имеет более серьезное значение — это эффект разбаланса двух фотоумножителей, формирующих сигнал скорости на магнитографе [23]. Рассмотрим этот эффект подробнее.

Сначала следует выяснить все возможные причины сдвига линии при модуляции от $+\lambda/4$ к $-\lambda/4$. Дело в том, что не только для солнечной линии, но и для теллурической, которая в ряде случаев записывается одновременно на 2-м канале и для которой не существует никаких эффектов, связанных с лучевой скоростью и ее распределением по диску Солнца, всегда наблюдается довольно большой сигнал δ_v, достигающий 250 м/с и показывающий медленный дрейф в течение всего ясного дня (этот дрейф всегда хорошо представляется параболой). Для наблюдения в солнечной линии λ5124 Å подобный дрейф можно было бы приписать дифференциальной прозрачности: один из краев изображения Солнца несколько ослаблен по сравнению с другим из-за небольшого различия зенитных расстояний. Для теллурической же линии подобного эффекта ожидать нельзя, так как она никак не может реагировать на лучевую скорость Солнца. (О влиянии эффекта дифференциальной прозрачности на наши измерения см. [24].)

Рассмотрим возможные причины, вызывающие этот сигнал. Плавное изменение сигнала может прежде всего быть связано с каким-то влиянием яркости Солнца и ее хода с зенитным расстоянием на наши измерения.

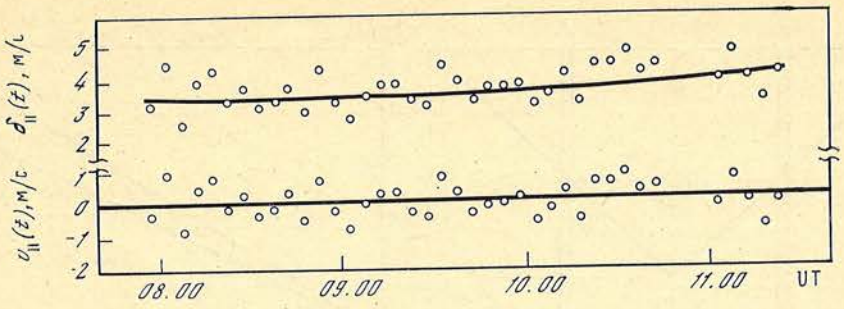


Рис. 11. Пример хода сигнала скорости $v_{\parallel}$ в линии λ5124 Å при выключенном модуляторе поляризации (запись 18.VIII 1976 г.)

Аппроксимация точек параболой показана сплошной линией вверху, ход разности ($v_{\parallel}$ минус парабола) — внизу

Однако, учитывая, что прибор предусматривает компенсацию сигнала δ_v за общую яркость, влияние флюктуаций яркости, казалось бы, должно отсутствовать (см. ниже). Эффект, который мы никак не контролируем,— это изменение поляризации отраженного от целостатных зеркал света. Но, поскольку в спектрографе анализируется целиком линейно поляризованный свет (после кристалла KDP и поляроида), влияние изменяющейся поляризации будет также выражаться как медленное изменение яркости. Можно было бы искать причины эффекта в воздействии температуры помещения на кристалл KDP, однако для обычного диапазона температур (от 10 до 20° С) изменение разности хода лучей в кристалле KDP пренебрежимо мало (см. [25]). То же самое можно сказать и о механических напряжениях на кристалле, к тому же не видно причин, по которым они должны показывать изменение в течение дня.

Всякого рода сдвиги изображения Солнца, рассмотренные выше, могут быть причиной эффекта, однако было показано, что они не более 1″ (1,5 м/с) и связаны с ошибками следящей системы (кроме того, на них не реагирует теллурическая линия).

Можно также представить себе, что сами контуры линий меняются при модуляции $\pm 1/4\lambda$, так как при разных фазах работают разные части решетки. Правда поскольку освещение решетки при смене фаз сохраняет симметрию (круг и круговой пояс с тем же центром), то сама модуляция едва ли может вызвать сигнал, так как асимметрия профиля или его сдвиг вряд ли могут возникнуть при переходе от одной фазы к другой. Все же возможный эффект изменения контуров при изменении фазы необходимо было изучить. Это сделано путем записи контуров при дискретной модуляции, когда контур можно сперва несколько раз записать при фазе $+{}^1/_4\lambda$, а затем при $-{}^1/_4\lambda$. Была выбрана узкая неблендированная теллурическая линия λ6877,6 O_2, причем помимо фотоэлектрической записи в фазе, когда открыт весь диск (L + C), и в фазе, когда открыт только край (L), был записан также контур от одной центральной части диска (в фазе L + C на краевую зону ставилась непрозрачная диафрагма); запись делалась по каналу регистрации яркости в ядре линии. Усредненные контуры для этих трех случаев приведены на рис. 7. Анализ показывает, что глубина линии при фазе L больше, чем при фазе L + C, на 0,8%, а полная полуширина больше на ~4%. Для одной только центральной зоны C глубина линии меньше, чем глубина при L, на 1%, а полуширина меньше на 1,2%. Таким образом, в любом случае контур линии изменяется не более чем на 1% по глубине и не более 4% по ширине, т. е. при модуляции практически сохраняется неизменным. Никаких ощутимых признаков появления асимметрии при изменении фазы от L к L + C также не обнаружено.

Решающим для выяснения происхождения большого, почти постоянного сигнала скорости, регистрируемого для солнечной и теллурической линий, оказалось изучение поведения этих линий при дискретной модуляции $+{}^1/_4\lambda$, $-{}^1/_4\lambda$. Именно, оказалось, что при фазе L, т. е. $+{}^1/_4\lambda$ (напря-

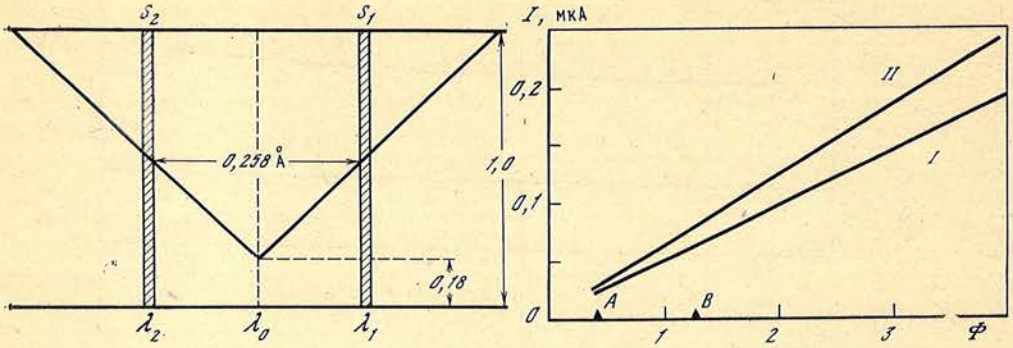


Рис. 12. К оценке эффекта разбаланса фотоумножителей на измерение скорости (см. текст)

Рис. 13. Световые характеристики (зависимость анодного тока I от светового потока Ф (в единицах $2{,}5\cdot10^{-9}$ лм) двух мультищелочных ФЭУ 9558 В, полученные при рабочем анодном напряжении 1200 В (I — для ФЭУ № 22433, II — для ФЭУ № 23452)

жение на KDP +2,4 кВ), обе линии сдвигаются в одну и ту же сторону, а при L + C, т. е. $-{}^1/_4\lambda$ (—2,4 кВ), они сдвинуты в противоположную сторону, как это показывают регистраторы поворота доплеровского компенсатора. Например, в эксперименте 11.II 1980 г. полная амплитуда сдвига солнечной линии оказалась равной 1,8 мм на КСП-4 (1-й канал), а для теллурической линии 10,6 мм (2-й канал). Учитывая калибровку первого (1 мм = 33 м/с) и второго (1 мм = 18 м/с), получаем для первого канала сигнал скорости 59 м/с и для второго 191 м/с. Такие значения нередко наблюдаются в виде перманентного, очень медленно меняющегося сигнала при записи скоростей (для Солнца, как правило, запись ведется на 1-м канале). Хотя на первый взгляд кажется парадоксальным появление сигнала скорости на теллурической линии, его происхождение оказывается вполне естественным и связано с разбалансом пары фотоумножителей магнитографа.

Рассмотрим этот эффект подробнее. Примем, что контур спектральной линии представляется треугольником (рис. 12), у которого полуширина равна 0,306 Å (согласно рис. 7); λ_0 — центр линии, выходные щели магнитографа S_1 и S_2 расположены на расстоянии $(\lambda_1 - \lambda_2)/2 = 0{,}128$Å (которое соответствует участку прямолинейной зависимости $I(\lambda)$ реального контура); остаточная интенсивность в центре $I(\lambda_0) = r_\lambda(\lambda_0) = 0{,}18$. Крутизна крыла равна $dr_\lambda/d\lambda = (1-0{,}18)/0{,}306 = 2{,}68$ Å^{-1}. Теперь сдвинем контур на величину $\Delta\lambda$, не изменяя его формы (наклона крыльев), и найдем относительное изменение интенсивности в щели S_1 (на расстоянии $\lambda_1 - \lambda_0$ от центра) при таком сдвиге. Для несдвинутого и сдвинутого контуров будем иметь соответственно выражения

$$I_\lambda = I(\lambda_0) + \frac{\partial I_\lambda}{\partial\lambda}(\lambda_1 - \lambda_0),$$
$$I'_\lambda = I(\lambda_0) + \frac{\partial I_\lambda}{\partial\lambda}(\lambda_1 - \lambda_0 - \Delta\lambda), \qquad (52)$$

откуда

$$\frac{\Delta I_\lambda}{I_\lambda} = \frac{I'_\lambda - I_\lambda}{I_\lambda} = -4{,}48\Delta\lambda. \qquad (53)$$

Примем, что I'_λ на 1% больше I_λ (т. е. $I'_\lambda/I_\lambda = 1{,}01$), тогда $\Delta\lambda = 0{,}002$ Å, и соответствующая этому сдвигу и различию интенсивностей скорость составляет ~120 м/с для λ5124 Å. Но изменение на 1% означает нарушение баланса потоков света на фотоумножителях правого и левого крыла в 2%. Таким образом, нарушение баланса всего на 1% равносильно сдвигу линии на ~60 м/с.

Рассмотрим теперь, какой фактический разбаланс мы можем ожидать для работающих у нас ФЭУ. На рис. 13 для примера представлены световые характеристики пары мультищелочных ФЭУ при обычном рабочем напряжении 1200 В; метками на оси X представлены границы, в которых изменяется яркость: A — при обычной калибровке, т. е. при наличии калибровочной насадки (поляроид $+{}^1/_4\lambda$), перекрывающей всю щель и решетку, а B — при нормальной работе (без калибровочной насадки, с использованием только $(p_1 + \lambda/4)$; соответствующее изменение света в 3 раза. Примем за единицу по оси Y величину 10^{-3} мА, тогда световые характеристики выражаются уравнениями

$$y_1 = 47x + 4; \quad \text{нижняя прямая } (I),$$
$$y_2 = 60x; \quad \text{верхняя прямая } (II). \tag{54}$$

Подбором коэффициента усиления мы уменьшаем анодный ток при $A\,(x = 0{,}42)$ с y_2 до y_1, т. е. в отношении $y_1/y_2 = 0{,}94$. После этой «подгонки» получаем две характеристики: I — без изменения и вместо II зависимость $y_2' = 60 \cdot 0{,}94x = 56{,}4x$. Для освещенности B $(x = 1{,}27)$ получаем тогда $y_1 = 63{,}7$ и $y_2' = 71{,}6$, откуда изменение $(y_2' - y_1)/y_1 \approx 0{,}12$, т. е. разбаланс составляет $\sim 12\%$ при изменении яркости в 3 раза. Аналогично для используемой при наших измерениях скорости пары сурьмяно-цезиевых ФЭУ (не показаны на рис. 13) получаем разбаланс 2,7% для того же изменения яркости в 3 раза.

Так как при модуляции фазы $+{}^1/_4\lambda \rightleftarrows -{}^1/_4\lambda$ $(\mathrm{L} \rightleftarrows \mathrm{L} + \mathrm{C})$ возникает изменение яркости в 1,3 раза, то соответствующий этому изменению разбаланс, как легко рассчитать, будет составлять 3,7% для пары мультищелочных ФЭУ и 1,0% для пары сурьмяно-цезиевых ФЭУ (для наблюдений Солнца на 1-м канале). Это эквивалентно согласно сказанному выше сдвигу линии 60 м/с·3,7 = 222 м/с (канал 2) для мультищелочной пары и 60 м/с для сурьмяно-цезиевой пары (канал 1). Эти величины очень близки к обычно измеряемому сигналу, и описанный эффект, таким образом, целиком объясняет появление большого, почти стационарного (медленно меняющегося со временем) сигнала скорости. Наблюдаемые отклонения в ту и другую сторону на величину ±50 м/с (для канала 1) и от —200 до +50 м/с (канала 2) вполне возможны по причине неточной балансировки ФЭУ в начале работы (с насадкой $p + {}^1/_4\lambda$ для калибровки), которая зависит, помимо электроники, также от точности установки на фотометре участка спектра, свободного от спектральных линий (даже очень мелких).

Эффект разбаланса объясняет, очевидно, наблюдаемый, как правило, медленный дрейф сигнала утром и вечером, когда яркость Солнца сильно меняется с зенитным расстоянием (в 1,5—2 раза), а также отклонения отдельных участков записи от равномерного временнóго хода из-за облачности или других изменений яркости. Поэтому особенно важным при измерениях скорости является контроль прозрачности атмосферы, который реализуется с помощью канала средней яркости магнитографа или регистрацией яркости в ядре спектральной линии. Следует отбирать записи, вполне свободные от колебаний яркости, помня, что колебания яркости $\sim 3\%$ могут дать ложный сигнал ~ 1 м/с для солнечной линии.

Аналогичный эффект разбаланса имеет место и для датчиков фотогида. Если ввести в пучок света, строящий изображение Солнца, нейтральный фильтр, поглощающий 50% света, то изображение на фотогиде смещается на 1,5 мм, что составляет $\sim 14''$, или сдвиг изображения Солнца на решетке (относительно изображения насадки $(p_1 + {}^1/_4\lambda)$, вызывающий смещение $\Delta v_{\parallel} = 1{,}5$ (м/с)·14 = 21 м/с (см. (50)). Поэтому необходимо особо тщательно отбирать записи, свободные от облачности или неоднородной прозрачности, помня, что неоднородность прозрачности уже на 4% вызывает сдвиг $\sim 1''$, или 1,5 м/с.

В заключение приведем наиболее важное свидетельство того, что в нашем эксперименте регистрируются колебания скорости именно солнечного происхождения. Оно основано на измерениях скорости в теллурической линии, которые ведутся нами систематически с 1974 г.

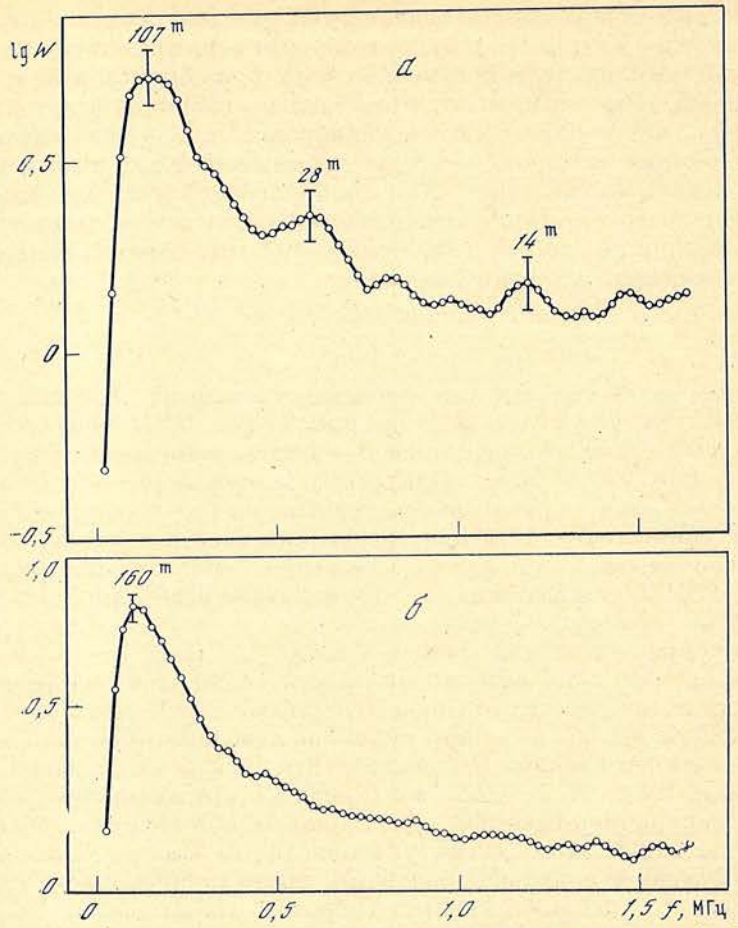


Рис. 14. Спектр мощности сигнала скорости в теллурической линии O_2 λ6879 Å (*а*) (усреднено 68 спектров, 1976—1979 гг., 355 ч наблюдений) и средний спектр мощности сигнала скорости в солнечной линии FeI λ5124 Å (*б*) (усреднено 266 спектров, 1974—1979 гг., 1510 ч наблюдений)

Графики дают зависимость логарифма мощности (lg *W*) от частоты. Вертикальными черточками показаны 95%-ные доверительные интервалы

Поскольку эти наблюдения совершенно аналогичны таковым в солнечной линии (они ведутся одновременно с солнечной линией на идентичном 2-м канале), то спектр мощности колебаний в теллурической линии дает нам представление о всех возможных ошибках как атмосферного, так и инструментального характера (кроме ошибок гидирования, которые рассмотрены в § 5).

Сначала, в 1974—1975 гг., такие контрольные записи велись по линии H_2O λ5901,5 Å, однако, поскольку из-за колебаний концентрации водяного пара ее контур испытывает заметные изменения в течение дня, в 1976 г. мы перешли на более сильную и стабильную линию атмосферного кислорода λ6879 Å (с использованием ФЭУ, чувствительных к красной области спектра). Сигнал в этой линии показывает в течение дня плавный дрейф (о его природе см. выше) ~30—100 м/с за 4—8 ч; он устраняется, как и для солнечной линии, с помощью подбора параболы методом наименьших квадратов. Остатки обнаруживают флюктуации с амплитудой несколько м/с и характерными временами ~30—120 мин.

Для записи каждого дня вычислялась автокорреляционная функция (с длиной переналожения 0,667), затем с помощью фурье-преобразования и со сглаживающим окном Тьюки строился спектр мощности. Результат усреднения 68 таких спектров, полученных по данным 1976—1979 гг. (в сумме 355 ч наблюдений в течение 68 дней), показан на рис. 14, *а*. Этот

средний атмосферный спектр показывает значимые пики мощности в районе 14 и 28^m и наиболее мощный, широкий пик около 107^m (примерно от 90 до 130^m); завал спектра в сторону низких частот объясняется фильтрацией данных (исключением медленных дрейфов сигнала посредством параболы). Отсутствие на этом спектре пика мощности в районе 160^m с учетом результатов исследований в § 5 и 6, можно считать одним из наиболее важных аргументов в пользу солнечной природы колебаний скорости с периодом $\sim 160^m$ [18, 20], ибо в спектре мощности для солнечной линии (рис. 14, *б*, см. также рис. 8 в [2]) максимальная мощность концентрируется как раз в районе 160^m.

7. Заключение и выводы

1. Предложенный метод дифференциального измерения глобальных колебаний Солнца по разности лучевых скоростей центральной и краевой зон солнечного диска обладает большими преимуществами по сравнению с методами абсолютных измерений скоростей (например, методом резонансной спектроскопии) и позволяет измерять эти разности скоростей с точностью до $\pm 0{,}2$ м/с.

2. Метод можно было успешно реализовать на модернизированном Башенном солнечном телескопе, который, благодаря большому размеру зеркал, дает широкие параллельные пучки от всех точек Солнца. Приведено описание оптической схемы и схемы гидирования этого БСТ (см. рис. 3 и 5).

3. Всякая ошибка слежения за Солнцем при сдвигах $\sim 1''$ вызывает ошибку измеряемой лучевой скорости $\sim 1{,}5$ м/с. Средняя случайная реальная ошибка гидирования $\lesssim 0'',15$. Систематические реальные ошибки имеют характер перманентного дрейфа сигнала лучевой скорости с амплитудами, достигающими 100 м/с (на канале 1 магнитографа) и 250 м/с (на канале 2 магнитографа). Эти величины изменяются плавно и медленно за все время наблюдений (в среднем 5—6 ч, иногда до 10 ч).

4. Указанные в § 5, 6 систематические ошибки возникают в основном из-за неточности первоначальной установки изображения Солнца в спектрографе и вследствие разбаланса двух фотоумножителей магнитографа и датчиков фотогида. В случае разбаланса ФЭУ магнитографа сама модуляция яркости (при модуляции фазы $\pm {}^1/_4\lambda$) на 30% может вызвать указанный в § 6 разбаланс (100 и 250 м/с на каналах 1 и 2 соответственно). В случае разбаланса датчиков фотогида дифференциальное (разное на E- и W-краях диска) изменение яркости на 10% вызывает ложный сдвиг линии ~ 4 м/с.

5. Дрейф этих ошибок обусловлен в значительной мере *изменением* разбаланса фотоумножителей магнитографа и разбаланса датчиков фотогида со временем. Скорость дрейфа при этом определяется в основном быстротой изменения яркости со временем и с зенитным расстоянием Солнца, а также может частично зависеть от хода температуры, дифференциального гнутия. Эти эффекты трудно отделить от эффекта разбаланса, хотя эксперимент с кинематографированием положения нулевого порядка в спектрографе скорее свидетельствует о том, что они малы.

6. Все инструментальные дрейфы обладают большой степенью стационарности: они не показывают флюктуаций или периодичностей с амплитудами, превосходящими в среднем (за много часов наблюдений) 0,15 м/с.

7. Такие эффекты, как дрейфы электросхемы (исключая ФЭУ и фотодатчики), влияния поляризационной оптики, инструментальной поляризации, возможные изменения контуров линий при модуляции, эффекты рефракции, атмосферной дисперсии (и ее колебаний), не играют, как показано здесь, сколько-нибудь серьезной роли (не могут дать систематических колебаний выше 0,5 м/с). Эффект изменения прозрачности по диску из-за различия зенитных расстояний на краях может играть роль, однако нами в [24] показано, что он никакого отношения к периодичностям с амплитудой ~ 1 м/с не имеет.

8. Хотя были приняты все меры для подбора ФЭУ с близкими световыми характеристиками, полностью устранить влияние их разбаланса нельзя. Исключение этого недостатка путем применения магнитографа с одним ФЭУ возможно (с помощью модуляции «синее — красное» крыло), но оно вводит другие недостатки: нестабильность модуляции, наличие биений др. Кроме того, при этом все равно останутся другие, хотя и менее активные, отмеченные выше источники дрейфа. Об их наличии свидетельствуют несинхронизированные с плавным изменением яркости Солнца (с зенитным расстоянием) дрейфы сигнала (кроме самых ранних и поздних часов работы), а также наблюдаемые различия между дрейфами каналов 1 и 2.

Семилетний опыт работы показал, однако, что все указанные недостатки — медленные дрейфы — не имеют серьезного значения: плавный дрейф в течение каждого дня успешно устраняется аналитически — путем подбора параболической зависимости методом наименьших квадратов. Спектры мощности для теллурической и солнечной линий (см. рис. 14) показывают, что, несмотря на наличие дрейфов, метод позволяет выявлять на их фоне периодические, с периодами гораздо больше времени накопления ($1-5^m$), флюктуации, в частности 160^m-колебания сигнала скорости для солнечной линии. Поиск этих флюктуаций является основной задачей исследования, подробные результаты которого будут изложены в дальнейшем.

Реконструкция и работа всех электронных схем магнитографа и фотогида, а также УВК М-6000 была обеспечена благодаря Н. С. Никулину, Л. В. Дидковскому и Л. А. Границкой, которым авторы выражают глубокую признательность. Ряд усовершенствований был успешно реализован также под руководством А. В. Брунса и Л. Ф. Бежко, которым авторы также приносят благодарность. Авторы благодарны за обработку первичных данных Е. И. Лиморенко и С. А. Бондаренко.

Апрель, 1980 г.

Литература

1. *Северный А. Б.*— Астрон. ж., 1966, 43, с. 465.
2. *Kotov V. A.*, *Severny A. B.*, *Tsap T. T.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, **183**, p. 61.
3. *Brookes J. R.*, *Isaak G. R.*, *van der Raay H. B.*— Nature, 1976, 259, p. 92.
4. *Brookes J. R.*, *Isaak G. R.*, *van der Raay H. B.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, **185**, p. 1.
5. *Fossat E.*, *Ricort G.*— Astron. and Astrophys., 1975, 43, p. 243.
6. *Fossat E.*, *Ricort G.*— Astron. and Astrophys., 1975, 43, p. 253.
7. *Grec G.*, *Fossat E.*— Astron. and Astrophys., 1977, 55, p. 411.
8. *Snider J. L.*, *Kearns M. D.*, *Tinker P. A.*— Nature, 1978, 275, p. 730.
9. *Grec G.*, *Fossat E.*, *Vernin J.*— Astron. and Astrophys., 1976, 50, p. 221.
10. *Dittmer P. H.* Thesis. Stanford Univ. IPR Rept, 1977, N 686.
11. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, 15, с. 31.
12. *Северный А. Б.*, *Гильварг А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1949, 4, с. 3.
13. *Никулин Н. С.*, *Северный А. Б.*, *Степанов В. Е.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 19, с. 3.
14. *Григорьев В. М.*, *Степанов В. Е.*— Солнечные данные, 1972, № 4, с. 98.
15. *Severny A.*— Nature, 1969, 224, p. 53.
16. *Severny A.*, *Wilcox J. M.*, *Scherrer P. H.*, *Colburn D. S.*— Solar Phys., 1970, **15**, p. 3.
17. *Вуд Р. В.* Физическая оптика. Л.; М., ОНТИ, 1936.
18. *Северный А. Б.*, *Котов В. А.*, *Цап Т. Т.*— Астрон. ж., 1979, 56, с. 1137.
19. *Scherrer P. H.*, *Wilcox J. M.*, *Kotov V. A.* et al.— Solar Phys., 1977, 52, p. 3.
20. *Scherrer P. H.*, *Wilcox J. M.*, *Kotov V. A.* et al.— Nature, 1979, 277, p. 635.
21. *Абалакин В. К.* Основы эфемеридной астрономии. М.: Наука, 1979, гл. 3, § 7.
22. *Бэм Е.*— Изв. Главной астрон. обс., 1971, № 187, с. 168.
23. *Гопасюк С. И.*, *Северный А. Б.*— Солнечные данные, 1964, № 12, с. 43.
24. *Severny A. B.*, *Kotov V. A.*, *Tsap T. T.*— Astron. and Astrophys., 1980, 88, p. 317.
25. *Мустель Е. Р.*, *Парыгин В. Н.* Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970.

УДК 523.746

К ВОПРОСУ О НЕПРЕРЫВНОЙ ЭМИССИИ ВСПЫШЕК

Э. А. Барановский, А. Н. Коваль

Исследуется распределение эмиссии в непрерывном спектре и в крыльях линий K Ca II и D_2 Na I для трех больших вспышек. Наблюдаемые особенности спектрального распределения интерпретируются, исходя из представления о тепловом источнике эмиссии. Показано, что источник эмиссии может находиться только в глубоких слоях атмосферы — в фотосфере. Найдено распределение температуры с оптической глубиной для четырех ядер непрерывной эмиссии. Получено, что эмиссия в бальмеровском континууме, наблюдавшаяся в одной из вспышек, вызвана тонким слоем ($\Delta\tau_{0,5} = 0{,}03$) в фотосфере на глубине $\tau_{0,5} = 0{,}3$. Температура в этом слое достигает 8600 K.

TO THE PROBLEM OF CONTINUOUS EMISSION OF FLARES, by *E. A. Baranovsky* and *A. N. Koval.*— The distribution of the emission in the continuous spectrum and in the K Ca II and D_2 Na I line wings is investigated for three large flares. The observed features of the spectral distribution are interpreted in terms of the thermal source of emission. It is received that the source of emission may be located only in the deep atmospheric layers — in the photosphere. The distribution of temperature on the optical depth for four knots of continuous emission is derived. It is found that the emission in the Balmer continuum, which is observed for one of the flares, is caused by a thin layer ($\Delta\tau_{0,5} = 0.03$) in the photosphere at the optical depth $\tau_{0,5} = 0.3$. The temperature in this layer reaches 8600 K.

Как известно, солнечные вспышки иногда сопровождаются эмиссией в видимой области непрерывного спектра. Для вспышек на диске эта эмиссия имеет вид узкой полоски, проходящей через весь спектр. Величина контраста достигает значений 10—20%. Иногда наблюдается усиление контраста полоски эмиссии в области бальмеровского скачка λ3646. Положение непрерывной эмиссии может не совпадать с положением максимального свечения в линиях.

В настоящее время нет общепринятой теории, объясняющей свечение вспышек в континууме. Ряд авторов [1—3] исходили из предположения, что непрерывное свечение вызвано нетепловыми процессами — синхротронным или тормозным излучением релятивистских электронов, движущихся в среде с магнитным полем. Согласно альтернативной точке зрения [4—6] эмиссия вызвана обычным тепловым излучением газа, нагретого до более высокой температуры, чем в спокойной области. О причинах повышения температуры речь будет идти дальше.

Остается открытым и вопрос о глубине залегания источника непрерывной эмиссии. В [6] рассматривается возможность объяснения непрерывной эмиссии свечением хромосферных слоев. В [4, 5] источник эмиссии предполагается находящимся в фотосфере.

Мы рассмотрим эту проблему, используя наблюдения непрерывной и линейчатой эмиссии трех сильных вспышек балла 2 и 3.

Наблюдения

Нами исследуются два вида непрерывной эмиссии, наблюдаемой во вспышках: I — существующие довольно продолжительное время полоски непрерывной эмиссии (п. н. э.), величина контраста которых достигает 10% и более, и II — эмиссия со слабым контрастом в непрерывном спектре (2% в области λ3954 Å), но дающая заметное увеличение остаточной интенсивности в крыльях линий H и K Ca II.

Непрерывная эмиссия I типа изучена для двух вспышек балла 3 и одной вспышки балла 2. Все вспышки были протонными. Спектрограммы вспышек получены при помощи спектрографа с эшеле на БСТ и БСТ-2.

1. Вспышка балла 3 26.IX 1963 г. ($\rho = 0{,}97$) началась в 10^h (время везде московское) и имела довольно продолжительную начальную стадию.

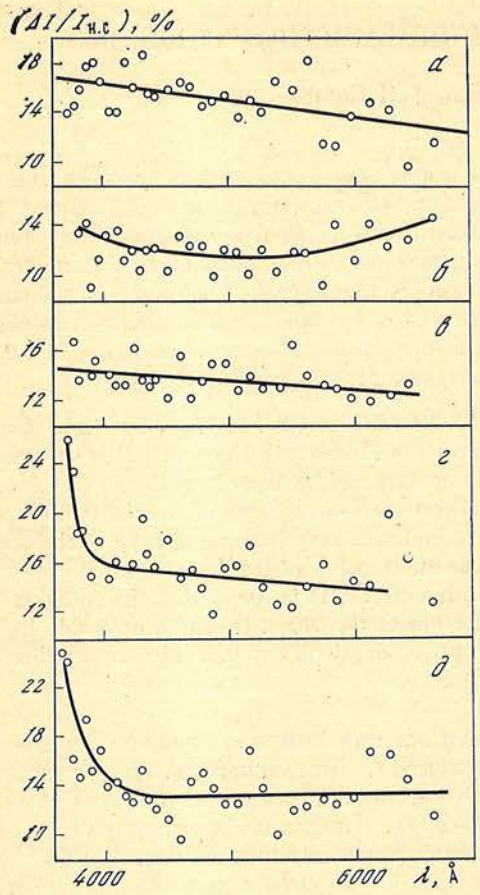
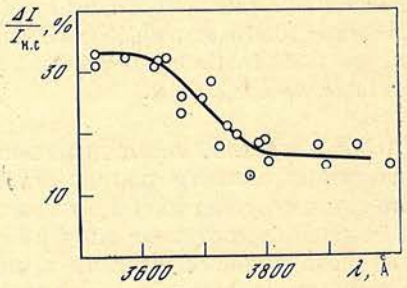


Рис. 1. Изменение наблюденного контраста п. н. э. с длиной волны во вспышке 26.IX 1963 г. для разных моментов времени

а — 10^h05^m, *б* — 10^h17^m, *в* — 10^h18^m, *г* — $10^h23^m,5$, *д* — $10^h25^m,5$. ΔI — величина избыточной эмиссии в области вспышки, $I_{н.с}$ — интенсивность непрерывного спектра невозмущенной области атмосферы на данном расстоянии ρ от центра диска

Рис. 2. Ход контраста п. н. э. с длиной волны в области бальмеровского предела для вспышки 26.IX 1963 г., $10^h23^m,5$



В 10^h14^m началась взрывная фаза вспышки, и вспышка достигла максимума по H_α-наблюдениям около $10^h18^m,5$, а по спектрограммам наибольшей мощности вспышка достигла около 10^h23^m —10^h25^m. Первые спектрограммы получены на БСТ в 10^h02^m. Выбранные нами для изучения спектрограммы относятся к моментам времени: 1) 10^h05^m; 2) $10^h14^m,5$ 3) $10^h16^m,5$; 4) 10^h17^m; 5) 10^h18^m; 6) $10^h18^m,5$; 7) 10^h19^m; 8) $10^h23^m,5$ и 9) $10^h25^m,5$.

Непрерывная эмиссия довольно яркая (контраст в области λ5000 Å около 15%) и по положению практически совпадает с эмиссией в линиях водорода, которые имеют протяженные крылья (за исключением момента 10^h05^m).

Фотометрическая обработка спектрограмм проводилась на регистрирующем микрофотометре МФ-4. Получен ход контраста п. н. э.с длиной волны, а также контуры линий H и K Ca II и D_2 Na I в области непрерывной эмиссии и в невозмущенной фотосфере. Методика обработки та же, что и в [7, 8].

Ход контраста п. н. э. с длиной волны для разных моментов времени представлен на рис. 1 и 2. Контуры линий K Ca II и D_2 Na I для этой вспышки изображены на рис. 3, *б*. Значительный разброс точек на рис. 1 и 2 может быть связан с ошибками фотометрии, а также, возможно, с особенностями свечения непрерывной эмиссии, наиболее проявляющимися в участках длин волн, где трудно выбрать для измерений места, не подверженные влиянию линий поглощения.

Для разных моментов времени ход контраста с длиной волны несколько различен. Эти различия могут быть связаны как с временными изменениями, так и с тем обстоятельством, что на щель спектрографа попадали разные места вспышки.

В момент, когда вспышка достигала наибольшей мощности, наблюдается усиление контраста н. э. в области бальмеровского предела (см.

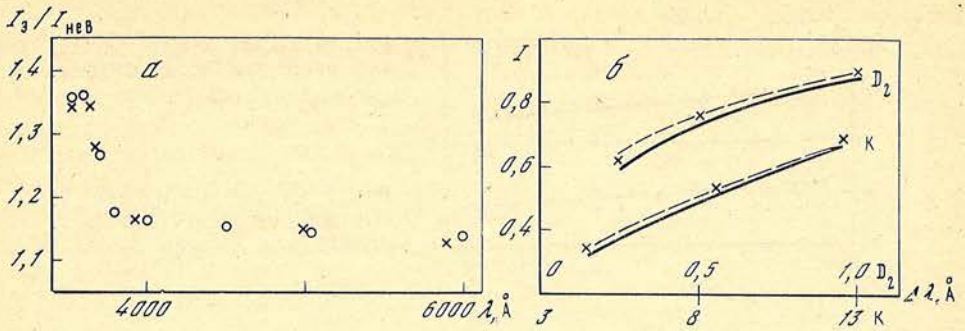


Рис. 3. Наблюдаемые (кружки и штриховые линии) и теоретическое (крестики — модель 1) распределения эмиссии в непрерывном спектре (*а*) и в линиях D_2 и K (*б*) для вспышки 26.IX 1963 г. ($10^h23^m,5$ и $10^h25^m,5$)

Сплошные кривые — невозмущенные профили линий. $I_э$, $I_{нев}$ — интенсивности непрерывного спектра соответственно в области вспышки и в невозмущенной области

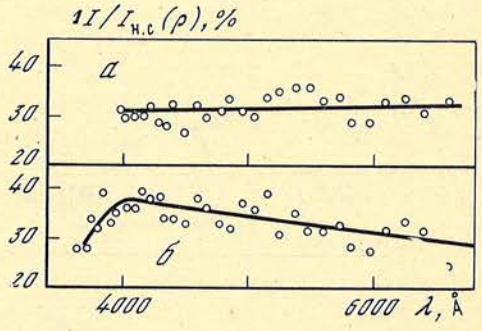


Рис. 4. То же, что на рис. 1, для вспышки 18.VIII 1959 г.

а — 14^h05^m, *б* — 14^h19^m

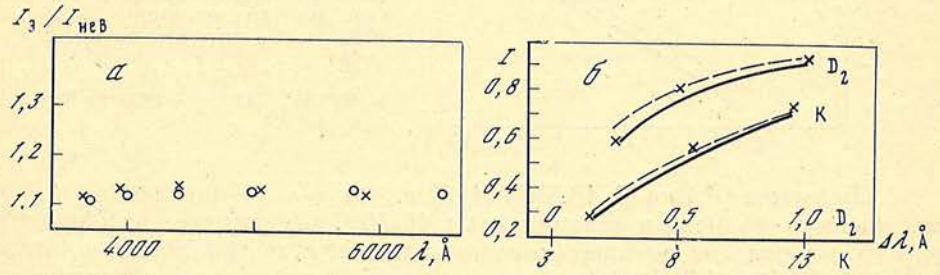


Рис. 5. То же, что на рис. 3, для вспышки 18.VIII 1959 г. (14^h05^m), модель 2

рис. 1, *г*, *д*). Такое увеличение интенсивности н. э. в области бальмеровского предела наблюдается нами впервые. Более слабое и более пологое увеличение интенсивности с уменьшением длины волны, которое можно интерпретировать как бальмеровский скачок, наблюдали Мачадо и Раст [9] во вспышке 7.VIII 1972 г. для движущегося диффузного фронта в белом свете. По нашим данным, как видно из рис. 2, величина контраста непрерывной эмиссии увеличивается почти в 2 раза при переходе от λ3800 Å к λ3646 Å. Нужно отметить, что в этой вспышке светились очень высокие члены бальмеровской серии: можно определить линию H_{19}, хотя с линии H_{16} начинается переналожение эмиссионных крыльев линий водорода. Этим объясняется отсутствие резкого бальмеровского скачка: рост интенсивности н. э. начинается в более длинноволновой области спектра.

В больших вспышках на диске обычно H_{15} или H_{16} являются наиболее высокими бальмеровскими линиями, видимыми в спектре. Столь сильное свечение линий водорода во вспышке 26.IX 1963 г. можно отнести частично за счет близости к лимбу ($\rho = 0,97$). С другой стороны, согласно [10] вспышка 26.IX в 10^h17^m наблюдалась в белом свете. Так как во время получения спектрограмм у нас не проводилось одновременного фотографирования положения щели, мы не можем утверждать, что исследованный нами узел вспышки совпадает с наблюдавшимся в белом свете, но по зарисовкам положения щели относительно пятен мы можем заключить, что это весьма вероятно.

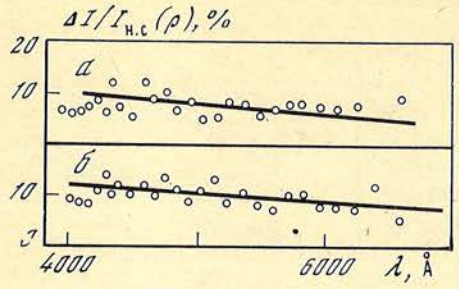
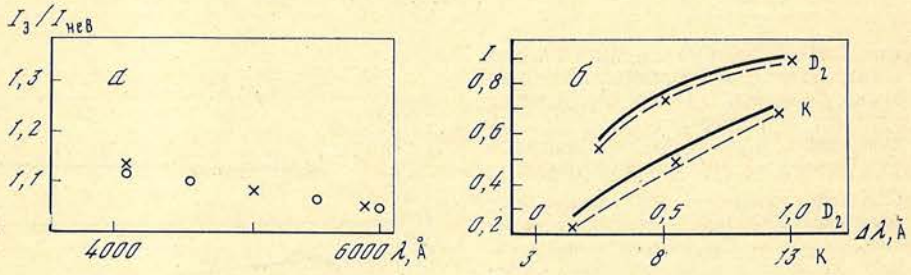


Рис. 6. То же, что на рис. 1, для вспышки 25.VI 1972 г. *а* — 7^h48^m, *б* — 7^h51^m

Рис. 7. То же, что на рис. 3, для вспышки 25.VI 1972 г. (спектр «а»), модель 3



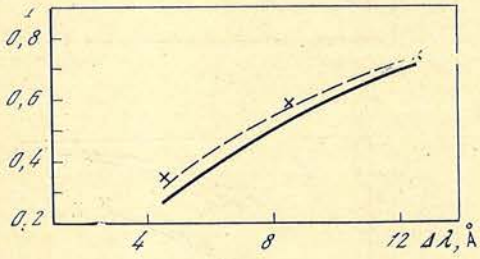


Рис. 8. Наблюдаемый (штриховая линия) и теоретический (крестики) профиль линии K для вспышки 25.VI 1972 г. в момент времени 8^h38^m, модель 4

Сплошная кривая — невозмущенный профиль

2. Вспышка балла 3 18.VIII 1959 г. ($\rho = 0{,}47$) началась в 13^h14^m московского времени и закончилась в 16^h50^m. Выбранные для обработки спектрограммы, на которых хорошо видны п. н. э., получены в 14^h05^m, 14^h19^m, 14^h25^m и $14^h25^m{,}5$, т. е. относятся к более поздней стадии развития вспышки и, по-видимому, к разным ее местам.

Ход контраста п. н. э. с длиной волны для двух моментов времени представлен на рис. 4, а для двух других, изученных ранее,— в [7]. Контуры линий K Ca II и D_2 Na I приведены на рис. 5, *б*. Для трех моментов времени наблюдается слабое увеличение контраста п. н. э. с ростом длины волны, а для одного (см. рис. 4, *б*) — усиление контраста в коротковолновую область спектра и быстрое уменьшение для $\lambda > 4000$ Å.

3. Вспышка балла 2 25.VI 1972 г. ($\rho = 0{,}34$) началась в 7^h39^m и закончилась в 8^h43^m. Для этой вспышки обработаны три спектрограммы с п. н. э., полученные в 7^h48^m, 7^h51^m и 8^h38^m. Как и у вспышки 26.IX 1963 г., у вспышки 25.VI 1972 г. начальная стадия была довольно продолжительной.

В 7^h48^m на спектрограмме п. н. э. расположена у пятна, на котором видна вспышечная эмиссия в ядрах линий водорода. Положение п. н. э. не совпадает с эмиссией в линиях. Яркость п. н. э. небольшая (контраст в области λ5000 Å ~ 8%). В 7^h51^m на спектрограмме видны три вспышечных узла с протяженными крыльями (в линиях H_α и H_β очень сильно выражена красная асимметрия) и две слабых полоски непрерывной эмиссии, одна из них расположена вблизи края пятна, на котором расположен узел вспышки, другая — между двумя близкими вспышечными лентами, ближе к одной из них. Несмотря на сравнительно небольшую яркость этих п. н. э., их исследование представляло интерес, так как они наблюдались во время взрывной фазы вспышки. Ход контраста с длиной волны и контуры линий K Ca II и D_2 Na I для этих п. н. э. представлены на рис. 6 и 7, *а*, *б*. Как видно из рис. 6, контраст этих п. н. э. слабо увеличивается

в синюю область спектра. К сожалению, спектрограммы ограничены участками длин волн 3780 Å $< \lambda <$ 6700 Å, так что область бальмеровского предела не могла быть изучена.

В конце вспышки в 8^h38^m на спектрограмме видна п. н. э. II типа: при малом контрасте в области непрерывного спектра (контраст ~2% в области λ3954 Å) наблюдается заметное повышение остаточной интенсивности в крыльях линий H и K Ca II (рис. 8).

Для изучения п. н. э. такого типа нами также использованы контуры линий H и K Ca II в п. н. э. вспышек, полученные ранее [8].

Обсуждение различных механизмов непрерывной эмиссии и возможной глубины залегания источника эмиссии

Интенсивность излучения $p(\nu)$ релятивистского электрона ($E \gg mc^2$) имеет максимум в видимой области спектра при тех значениях энергии электрона E и магнитного поля H, которые можно ожидать в области вспышки [11] (ν — частота излучения). Ясно, что, варьируя в некоторых пределах энергетическое распределение $N_e(E)\,dE$ пучка релятивистских электронов и величину магнитного поля, можно получить интегральное излучение $P(\nu) = \int p(\nu) N_e dE$, близкое к наблюдаемому. С другой стороны, свечение в непрерывном спектре обычно совпадает по времени со свечением в рентгеновском, ультрафиолетовом и радиодиапазонах [12—14], что заставляет предположить, что общей причиной всех этих явлений могут быть быстрые частицы — электроны или протоны.

Таким образом, теория синхротронного излучения дает принципиальную возможность для объяснения непрерывной эмиссии. Однако количественные расчеты [15, 16] показывают, что не удается пока согласовать величину излучения в видимой области спектра с соответствующей величиной в области рентгена. При тех значениях $N_e(E)$ и H, которые необходимо принять для объяснения эмиссии в оптическом диапазоне, расчетная величина эмиссии в рентгене оказывается на 2—3 порядка больше наблюдаемой. К аналогичным выводам приходят авторы [3].

Обратимся теперь к теории теплового происхождения непрерывной эмиссии вспышек и прежде всего попытаемся определить, в каких слоях солнечной атмосферы может находиться источник эмиссии. В [6, 17] рассматривалась возможность свечения хромосферных слоев в бальмеровском и пашеновском континуумах и за счет ионов H^-. Автор приходит к выводу, что свечение нейтрального водорода в хромосфере не может быть причиной непрерывной эмиссии вспышек на диске. Ионы H^- могут, по мнению автора, светиться в той части вспышки, где $T < 7500$ K, т. е. в самых нижних слоях хромосферы.

Мы оценим возможный вклад хромосферных слоев в непрерывную эмиссию следующим образом. Оптическая глубина в основании хромосферы для $\lambda = 5000$ Å равна $\tau_{0,5} = 0{,}001$. Если обозначить среднее значение функции источников в хромосфере через $\bar{B}$, то вклад хромосферных слоев $\Delta I_{\text{хр}} = \bar{B}\tau_{0,5} = 0{,}001\,\bar{B}$. Интенсивность непрерывного спектра невозмущенной области равна $I \approx B\,(\tau_{0,5} = 1)$ — функции источников на глубине $\tau_{0,5} = 1$, т. е. функции Планка для температуры около 6000 K. Если величина непрерывной эмиссии составлет 10% от невозмущенного спектра, то должно быть $\Delta I_{\text{хр}} = 0{,}1\,I$, или $0{,}001\,\bar{B} = 0{,}1B$ (6000 K), $\bar{B} = 100\,B$ (6000 K). Из последнего равенства нетрудно получить, что в возмущенной области хромосферы температура должна превышать 20×10^3 K. При такой температуре ионы H^- диссоциируют и не могут быть источником эмиссии.

Однако при увеличении температуры быстро растет населенность уровней водорода, и можно думать, что причиной непрерывной эмиссии могут быть свободно-связанные переходы нейтральных атомов водорода. Для оценки этой возможности рассмотрим бальмеровский континуум. Эмиссия хромосферных слоев запишется теперь $\Delta I_{\text{хр}} = \bar{B}\tau_{\text{cont}}$, где τ_{cont} — оптическая толща хромосферы в бальмеровском континууме. В невозму-

щенной области $\tau_{cont} \approx 0{,}00005$. Для определения τ_{cont} в области вспышки мы рассчитали несколько моделей, в которых температура или плотность (или и то и другое) хромосферных слоев увеличены в различной степени. Для каждой модели мы получаем эмиссию в центре H_α и величину τ_{cont}. Вычисления сделаны методом, описанным в [18]. Полученная таким образом зависимость τ_{cont} от I_{H_α} показана на рис. 9 (I_{H_α} в единицах непрерывного спектра). Разброс точек на рис. 9 объясняется тем, что любому конкретному значению I_{H_α} соответствует, строго говоря, не одна модель, а совокупность моделей, различающихся между собой распределением температуры по глубине. Величина τ_{cont} для разных моделей получается различной — это различие и обнаруживается как разброс точек на рис. 9. Мы видим, что даже для сильных вспышек ($I_{H_\alpha} > 2$)

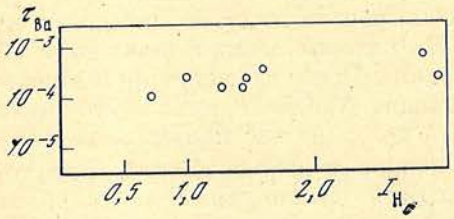


Рис. 9. Оптическая толща хромосферы в бальмеровском континууме для вспышек разной мощности

Интенсивность линии H_α (I_{H_α}) выражена в единицах непрерывного спектра

величина τ_{cont} остается меньше 0,001. Температура в этих моделях не превышает $10 \cdot 10^3$ К (для тех слоев, где τ_{cont} не равно нулю), и величина $\Delta I_{хр} = \bar{B}\tau_{cont}$ получается менее 1% от интенсивности невозмущенных областей.

Таким образом, мы должны заключить, что непрерывная эмиссия порядка 10—20%, наблюдаемая в некоторых вспышках на диске, не может возникать в хромосфере. К этой проблеме можно подойти и с другой стороны. Излучение хромосферы в континууме должно быть одинаковым во всех направлениях, если протяженность вспышки по вертикали и горизонтали одного порядка. В таком случае имеет смысл обратиться к наблюдениям лимбовых вспышек. Измерения континуума в абсолютных единицах сделаны для двух лимбовых вспышек [19]. Максимальная интенсивность эмиссии получена на границе бальмеровского континуума $1{,}1 \cdot 10^3$ и $3{,}86 \cdot 10^3$ эрг/см^2·с·Å·ср, что составляет менее 0,2% от интенсивности центра солнечного диска. В проекции на диск такая эмиссия не может быть обнаружена.

Мы приходим к выводу, что источник (теплового происхождения) непрерывной эмиссии вспышек не может находиться в хромосфере. Такой источник нужно искать в более плотных — фотосферных слоях. Идея о фотосферном происхождении непрерывной эмиссии вспышек впервые была высказана Э. Р. Мустелем [4]. А. Б. Северным и В. Л. Хохловой [20] и А. Н. Коваль и Н. В. Стешенко [5] для нескольких ядер непрерывной эмиссии определена глубина залегания источника в фотосфере по характеру замывания некоторых линий. Свидетельства в пользу фотосферного происхождения непрерывной эмиссии вспышек приводятся в [9, 21].

О механизме нагрева фотосферных слоев под вспышкой высказывалось несколько различных гипотез. В [22, 23] рассчитывается проникновение быстрых частиц в фотосферу. В [22] получено, что частицы с энергией 10 МэВ — 1 БэВ проникают до уровня фотосферы, где образуется континуум и поднимают здесь температуру на несколько сотен градусов. Необходимая для такого нагрева энергия частиц оказывается на два порядка меньше величины, которая потребовалась бы для объяснения непрерывной эмиссии синхротронным механизмом. При этом частицы с энергией $E >$ > 20 МэВ свободно проходят хромосферные слои и верхние слои фотосферы и отдают свою энергию в слоях с $\tau_{0,5} = 0{,}5 \div 1{,}0$.

В [24, 25] рассматривается возможность нагрева фотосферных слоев волнами Альвена, идущими снизу вдоль магнитных трубок. В [26] обсуждается гипотеза, согласно которой в начале вспышки из фотосферных

слоев выталкивается магнитным полем некоторый объем вещества. Постепенно ускоряясь, этот выброс попадает в хромосферу и корону. В [26] и [27] описывается, что сравнение фильтрограмм в λ3835 и в H_α для вспышки 2.VIII 1972 г. показывает, что эмиссия в λ3835 возникла до начала свечения в H_α.

Предполагая, что температура фотосферных слоев увеличена в результате воздействия одного из описанных выше механизмов нагрева, мы рассмотрим теперь возможность интерпретации наблюдаемого распределения эмиссии по непрерывному спектру и в крыльях линий в рамках таких представлений. Другими словами, мы попытаемся определить изменения температуры в фотосферных слоях, при которых расчетная эмиссия совпадала бы с наблюдаемой.

Вычисления и сравнение с наблюдениями

Мы рассчитываем спектральное распределение эмиссии в области λ3500—6560 Å и контуры крыльев линий K Ca II и D_2 Na I для различных моделей. Модели характеризуются увеличением температуры некоторых слоев фотосферы. При расчетах предполагается, что выполнены условия локального термодинамического равновесия (ЛТР) и модели состоят из плоскопараллельных слоев. Мы применяли этот метод в [28] и здесь не будем его описывать. Для вычисления коэффициентов непрерывного поглощения атомов Mg I, Si I, C I мы использовали программы, данные в [29]. Аналогичный метод используется в [30] для расчета моделей фотосферных факелов и в [31] для определения изменения температуры верхних слоев фотосферы в области вспышки. В [31] рассчитываются только крылья линий Ca II. Мы надеемся, что одновременное изучение линий Ca II и Na I и непрерывного спектра позволит получить более точные результаты.

Расчеты показали, что распределение эмиссии в непрерывном спектре для $\lambda > 3800$ Å и в крыльях линий K и D_2 хорошо объясняется почти равномерным увеличением температуры по всей глубине фотосферы. Аналогичный результат был получен в [28] для других объектов — ядер непрерывной эмиссии. Но такое распределение температуры не дает увеличения эмиссии в бальмеровском континууме, которое наблюдается для вспышки 26.IX 1963 г. Для объяснения наблюдаемого бальмеровского скачка нужно, по-видимому, предположить наличие очень тонкого слоя со значительным увеличением температуры. Если толщина слоя достаточно мала, то он не даст вклада в свечение континуума с $\lambda > 3800$ Å. С другой стороны, при достаточно высокой температуре внутри слоя его оптическая толща в бальмеровском континууме будет значительной, так как населенность второго уровня водорода сильно зависит от температуры. Оказалось, что такой слой должен находиться на глубине около $\tau_{0,5} = 0{,}3$.

Окончательная модель с таким горячим слоем показана на рис. 10 (модель 1). Температура в слое достигает 8600 K, а толщина его исключительно мала, 3—4 км ($\Delta\tau_{0,5} = 0{,}03$). Теоретическое распределение эмиссии в непрерывном спектре для модели 1 дано на рис. 3, *а*. Отсутствие резкого скачка на границе континуума (λ3645) объясняется тем, что в области $\lambda > 3645$ Å присутствует эмиссия бальмеровских линий высоких номеров ($m > 19$). В горячем слое модели 1 электронная концентрация равна 10^{14} и все линии с $m > 19$ настолько расширены эффектом Штарка, что перекрываются и сливаются в сплошной континуум. Это и дает тот плавный переход от границы бальмеровского континуума к бóльшим длинам волн, который мы видим в наблюдаемом и теоретическом распределении интенсивности (см. рис. 3, *а*). Свечение в высоких бальмеровских линиях возникает в том же горячем фотосферном слое, где и бальмеровский континуум. Оптическая толща хромосферной части вспышки в этих линиях не превышает 0,01, так что хромосфера не дает вклада в свечение.

Заметим здесь, что в [18] при расчетах контуров линий L_α, L_β было получено, что в хромосфере в области вспышки имеется очень тонкий

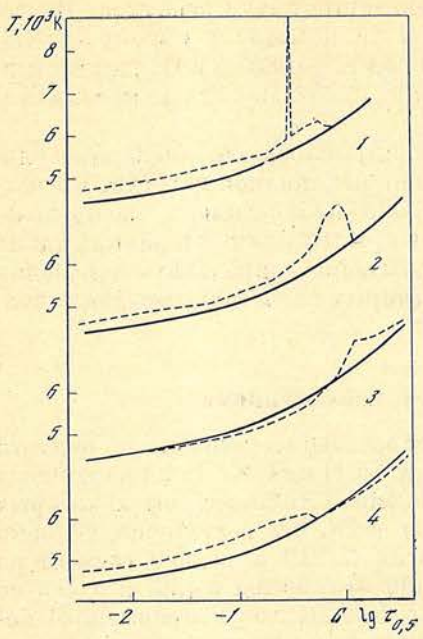


Рис. 10. Распределение температуры с оптической глубиной для моделей вспышек *1—4* (штриховая линия) и невозмущенной фотосферы (сплошная)

(<1 км) слой, температура и плотность в котором сильно отличаются от температуры и плотности окружающей среды. По-видимому, возникновение пекулярных условий в очень малом объеме является для вспышки обычным.

Температура в моделях 2, 3 и теоретическое распределение эмиссии в непрерывном спектре показано соответственно на рис. 10, 5,*а*, 7,*а*. В модели 3 в области $\tau_{0,5} < 0{,}6$ температура ниже, чем в невозмущенной фотосфере. Происхождение области пониженной температуры объясняется, по-видимому, тем, что вспышка 25.VI 1972 г. находится в полутени, т. е. перед вспышкой температура в этом месте была пониженной. Процессы, связанные со вспышкой, прогрели эту область, но температура не достигла уровня невозмущенной фотосферы. То обстоятельство, что вспышка располагается в полутени, является, в сущности, предысторией развития и ничего не меняет в процедуре определения температуры. Мы определяем параметры для данного момента, и для такого определения не имеет значения, что́ было перед этим. Точно так же вспышки вне пятна располагаются, возможно, на том месте, где перед вспышкой был факел. Вспышка может быть окружена факельным полем. Эти обстоятельства никак не влияют на определение параметров вспышки в данный момент, так как мы здесь решаем задачу для одномерной модели, т. е. для модели, состоящей из плоскопараллельных слоев. Учет реального окружения области вспышки можно сделать только с помощью решения уравнения переноса для трехмерного случая, что является очень сложной проблемой.

Сравнение теоретических и наблюдаемых профилей крыльев линий K Ca II и D_2 Na I для моделей 1, 2, 3 показано на рис. 3,*б*, 5,*б*, 7,*б*. Линии K и D_2 неодинаково чувствительны к изменению плотности, что дает возможность улучшать согласие теоретических и наблюдаемых контуров путем изменения плотности в моделях. В данном случае нам не понадобилось прибегать к этому методу, и плотности во всех моделях такие же, как в невозмущенной фотосфере.

Модель 4 соответствует конечной стадии вспышки 25.VI 1972 г. Контраст непрерывной эмиссии в это время (8^h38^m) составлял всего 2%, но остаточная интенсивность в крыльях линии K Ca II была заметно повышена (рис. 8).

Эмиссия, рассчитанная по моделям 1—4, больше наблюдаемой. Сравнение теоретического и наблюдаемого распределения делается после нормировки теоретических величин $\Delta I = I_э - I_{нев}$ таким образом, что кривые совпадают в точке λ5000 Å. Соответствующим образом исправляются и профили линий. Такая процедура нормировки эквивалентна исправлению наблюдаемых величин ΔI за рассеянный свет, возникающий вследствие дрожания и размытости изображения. Оценить величину рассеянного света из наблюдений не представляется возможным, так как неизвестны истинные размеры ядер непрерывной эмиссии.

Заключение

Представление о тепловой природе источника эмиссии, находящегося в фотосфере, позволяет интерпретировать наблюдаемые особенности непрерывной эмиссии вспышек.

Получено распределение температуры с глубиной в фотосфере для нескольких ядер эмиссии.

Найдено, что наблюдаемая эмиссия в бальмеровском континууме возникает в очень тонком слое в фотосфере с температурой около 8600 К.

Авторы благодарны академику А. Б. Северному за обсуждение статьи, а также Н. Фроловой за оформление рисунков.

16 мая 1980 г.

Литература

1. *Гордон И. М.*— ДАН, 1954, **95**, с. 813.
2. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **22**, с. 67.
3. *Stein W. A.*, *Ney E. P.*— J. Geophys. Res., 1963, **68**, p. 65.
4. *Мустель Э. Р.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, **15**, с. 54.
5. *Коваль А. Н.*, *Стешенко Н. В.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, **30**, с. 200.
6. *Švestka Z.*— Bull. Astron. Cheskosl., 1966, **17**, s. 137.
7. *Коваль А. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1979, **59**, с. 64.
8. *Коваль А. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, **61**, с. 20.
9. *Machado M. E.*, *Rust D. M.*— Solar Phys., 1974, **38**, p. 499.
10. *Slonim Y. M.*, *Korobova Z. B.*— Solar Phys., 1975, **40**, p. 397.
11. *Корчак А. А.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1965, **5**, с. 601.
12. *Van Beek H. F.*, *De Feider L. D.*, *Jager C. de.*— Space Res., 1975, **16**, p. 819.
13. *Rust D. M.*, *Hegwer F.*— Solar Phys., 1975, **40**, p. 141.
14. *Švestka Z.* Solar flares. Dordrecht. Holland: D. Reidel Publ. Co., 1976, p. 87.
15. *Švestka Z.*— Solar Phys., 1970, **13**, p. 471.
16. *Корчак А. А.*— Астрон. ж., 1967, **44**, с. 328.
17. *Švestka Z.*— Space Sci. Rev., 1966, **5**, N 3, p. 388.
18. *Барановский Э. А.*, *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1979, **60**, с. 99.
19. *Jefferies J. T.*, *Orrall F. Q.*— Astrophys. J., 1961, **133**, p. 946—963.
20. *Северный А. Б.*, *Хохлова В. Л.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, **21**, с. 190.
21. *Machado M. E.*— Solar Phys., 1971, **17**, p. 389.
22. *Najita K.*, *Orrall F. Q.*— Solar Phys., 1970, **15**, p. 176.
23. *Gingerich O.*, *Jager C. de.*— Solar Phys., 1968, **3**, p. 5.
24. *Mullan D. J.*— Astrophys. J., 1973, **185**, p. 353.
25. *Piddington J. H.*— Solar Phys., 1974, **38**, p. 465.
26. *Uchida Y.*— Astrophys. J. Lett., 1975, **16**, p. 101.
27. *Zirin H.*, *Tanaka K.*— Solar Phys., 1973, **32**, p. 173.
28. *Барановский Э. А.*, *Коваль А. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1981, **64**.,
29. *Carbon D.*, *Gingerich O.* Theory and observation of normal stellar atmospheres. P.: MIT Press, 1969, p. 377.
30. *Shine R. A.*, *Linsky J. L.*— Solar Phys., 1974, **37**, p. 145.
31. *Machado M. E.*, *Linsky J. L.*— Solar Phys., 1975, **42**, p. 395.

УДК 523.942/945+947

ФОНОВЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НА СОЛНЦЕ в 1964—1978 гг.

Н. Н. Степанян

В результате количественного изучения H_α-карт магнитных полей определено изменение со временем таких характеристик фоновых магнитных полей, как широтное распределение (+)- и (—)-полей, размеры структур фоновых полей, время их жизни, дифференциальное вращение. Эти данные позволяют следующим образом охарактеризовать фоновое магнитное поле Солнца в рассматриваемый период.

Для эволюции крупномасштабных фоновых полей характерно распространение «волн» поля. Оно начинается с увеличения доли (+)- или (—)-поля на низких широтах. Затем это увеличение переходит на все более высокие широты. Скорость распространения таких волн по широте 1—3° за оборот, а длительность миграции до 60 оборотов Солнца.

Смена знака полярных полей произошла в результате распространения нескольких таких наиболее мощных «волн». В конце 1964 г. поле у N-полюса было отрицательно, а у S-полюса положительно. С середины 1966 г. с широт 40—50° начали распространяться «волны» (+)-поля в N-полусфере и (—)-поля в S-полусфере. Окончательная смена знака в полярных зонах происходит в начале 1970 г. в S-полусфере и в начале 1971 г. в N-полусфере. После смены знака полярных полей наблюдалось еще несколько «волн» поля меньшей мощности. Но в среднем этот период был более стабильным, т. е. распределение поля по широтам и другие его характеристики мало менялись со временем.

Распределение фоновых полей по поверхности Солнца в это время следующее. Выше широт ~ 50° поверхность Солнца занята полем одного знака, (+) у N-полюса и (—) у S-полюса. На более низких широтах наблюдаются структуры поля, знак которого противоположен знаку полярного поля. Число этих структур растет по мере приближения к экватору, средние же размеры не меняются и составляют $3 \cdot 10^5$ км. Вблизи экватора структуры (+)- и (—) полей равны по размерам и занимаемой общей площади. Время их жизни от 2 до 15 оборотов.

Периоды обращения структур фоновых полей в среднем меняются от $26^d,8$ на экваторе до $32^d,2$ на широтах 60—70°. Наблюдается некоторое уменьшение периода обращения в эпоху максимума и ветви спада 11-летнего цикла. Кроме того, отдельные структуры фоновых полей могут иметь заметно отличающийся от среднего значения период обращения.

SOLAR BACKGROUND MAGNETIC FIELDS OBSERVED FROM 1964 TO 1978, by *N. N. Stepanyan.*— The change of some background magnetic field characteristics with time was shown as a result of quantitative study of H_α-charts of magnetic field. The latitude distribution of (+)- and (—)-fields, the sizes of background field structures, their life time and differential rotation were determined. This data permit to describe the background magnetic field in the following way.

The propagation of field «waves» characterizes the evolution of large-scale magnetic field. The process starts by the increase of a portion of (+)- or (—)-field at low latitudes. Further this increase passes to higher latitudes at a rate of 1—3° per rotation. Time of «wave» migration reaches 60 solar rotations.

The change of polar field sign to opposite occured as a result of propagation of some more powerful «waves». At the end of 1964 the field near N-pole was negative and near S-pole was positive. Beginning from the mid of 1966 the «waves» of(+)-field in N-he i sphere and (—)-field in S-hemisphere began to propagate from 40—50° latitude to the poles. The final change of field sign in the polar zones took place in the beginning of 1970 in S-hemisphere and in the beginning of 1971 in N-hemisphere. Some less powerful «waves» of the field were observed when the field sign had changed. Nevertheless, this period was more stable, i. e. latitude distribution and other characteristics of the magnetic field changed a little with time.

The background field distribution on the solar surface was a following. The solar surface higher than 50° latitude was occupied by the field of one sign (+) near N-pole and (—) near S-pole. The structures of sign opposite to polar one were observed at lower latitudes. The quantity of these structures increased as approaching to equator. The mean sizes of (+)-and (—)-field structures were equal to $3 \cdot 10^5$. Their life time was 2 to 15 solar rotations.

The rotation period of background field structures change from $26^d.8$ at the equator to $32^d.2$ at 60—70° latitudes. There is some decrease of rotation period at maximum and postmaximum of 11-year cicle. In addition, the rotation period of some background field structures significantly differs from the mean value.

Изучение распределения магнитного поля по поверхности Солнца было начато Г. В. и Г. Д. Бебкоками [1] по данным 1952—1954 гг. с разрешением ~70″. Авторы показали наличие полярных полей и двух типов областей на низких широтах — биполярных и униполярных областей (BMR и UMR).

В дальнейшем крупномасштабные магнитные поля на Солнце подробно рассматривались в [2] по наблюдениям с магнитографом обсерватории Маунт-Вилсон с разрешением 23″ × 23″. Авторами показано, что на фоне

лабых полей, покрывающих всю поверхность Солнца (назовем это поле фоновым), наблюдаются структуры, состоящие из элементов с напряженностью от 6 Гс и выше. Они соответствуют флоккулам и окружающим их уярчаниям узлов хромосферной сетки. Такие структуры занимают около 20% поверхности Солнца в зоне $\pm 40°$ по широте. Подробный обзор результатов изучения крупномасштабных полей, в частности на основе атласа [3], сделан В. Бумбой в [4].

Фоновые поля сами по себе также неоднородны. Даже вблизи полюса при наблюдениях с высоким разрешением прослеживаются структуры малых размеров с напряженностью до 10 Гс [5, 6]. Причем как размеры, так и напряженность магнитного поля таких элементов различны для (+)- и (—)-полей. Элементы (—)-поля больше по площади и напряженности.

В настоящее время более или менее регулярно публикуются несколько типов данных о солнечных магнитных полях. Магнитные поля всех пятен за каждый день публикуются в нескольких изданиях, в частности в [7]. Карты магнитных полей флоккулов обсерватории Маунт-Вилсон публикуются в [8]. О магнитных полях флоккулов и фоновых полях можно получить сведения по магнитограммам обсерватории Китт-Пик [8].

В последнее время в [8] публикуются карты с изогауссами слабых полей. Но этих материалов еще мало.

С 1973 г. в [8] стали печататься H_α-синоптические карты магнитных полей, получаемые по методу Мак-Интоша [9]. На этих картах есть только линии, разделяющие области, занятые преимущественно (+)- и (—)-продольным полем. В [10] показано, что эти линии хорошо совпадают с нулевыми линиями продольного поля, полученными по магнитограммам с грубым разрешением по диску.

Количественной характеристикой, с которой можно оперировать при рассмотрении H_α-карт, является площадь, занятая (+)- или (—)-полем в той или иной части поверхности Солнца. О величине поля только по этим данным ничего нельзя сказать.

Изучение крупномасштабных магнитных полей по H_α-картам полезно с нескольких точек зрения. В [11] было показано, что фоновое поле, определенное по H_α-картам, дает основной вклад в общее поле Солнца как звезды и хорошо коррелирует с межпланетным полем. Таким образом, H_α-карты представляют собой легкодоступную информацию, которую можно эффективно использовать в работах по сравнению солнечных полей с явлениями в межпланетной среде и земной атмосфере.

Кроме того, в [12] из совместного изучения общего магнитного поля Солнца как звезды и фонового поля по H_α-картам определены новые характеристики поля, которые нельзя получить отдельно по каждому из этих типов данных. В частности, было показано, что средняя напряженность (—)-поля выше, чем (+)-поля.

Другой аспект проблемы фоновых полей заключается в следующем. В настоящее время существует представление о том, что структурные образования в фоновых полях — это отражение конвекции третьего порядка. (Конвекции первого и второго порядка соответствуют грануляции и супергрануляции.) Из такого представления вытекает несколько задач, которые можно попытаться решить, исходя из наблюдений.

1. Происхождение фонового поля. Являются ли фоновые поля рассеянными полями старых активных областей, мигрирующих к полюсам (см., например, [4]), или это самостоятельное явление?

2. Для теоретического рассмотрения конвекции нужно знать характеристики структур фоновых полей: размеры ячеек, времена жизни, скорости миграции, дифференциальное вращение и изменение этих величин со временем и по диску. Мы попытаемся найти эти характеристики на основе изучения H_α-карт.

При рассмотрении этих карт (см. рис. 1) видно, что понятие «структуры» фонового поля не слишком определенно. На карте мы видим извилистую границу между (+)- и (—)-полями, иногда пересекающую экватор, а иногда расположенную по одну сторону экватора параллельно или на-

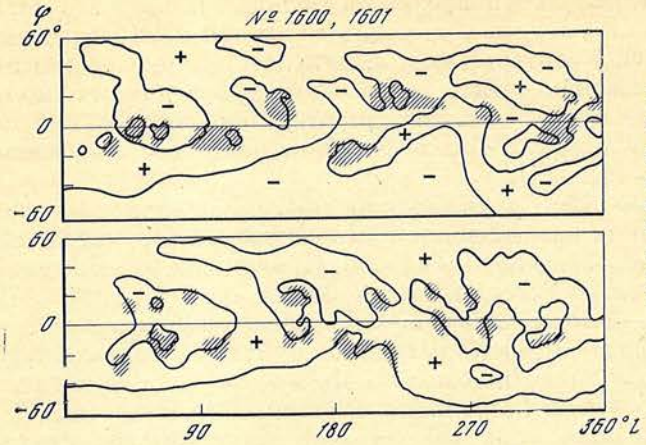


Рис. 1. H_α-карты магнитных полей из [8]

Сплошные линии — границы областей, занятых (+)- и (—)-полями.

Заштрихованные области — магнитные поля флоккулов по магнитограммам обсерватории Маунт-Вилсон из [8]

клонно к нему. В некоторых случаях положение этой границы сохраняется до 10 оборотов, иногда же резко меняется от оборота к обороту. На фоне поля одного знака видны замкнутые области другого знака.

Изучая изменение фонового поля от оборота к обороту, можно выделить несколько видов эволюции его структур, а именно расширение изолированных областей одного знака, возникших на фоне поля другого знака, слияние изолированных областей с полярным полем и образование таких областей путем отделения участка полярного поля.

Поскольку границы областей, занятых полем одного знака, определяются в основном по наличию волокон, то о стабильности или изменчивости положения этих границ можно судить по результатам изучения волокон. По [13] волокно возникает в зоне пятен. За несколько оборотов оно сильно увеличивается и поднимается в более высокие широты, где может сохраняться в течение нескольких оборотов Солнца без заметного изменения формы. Затем оно рассасывается. Возможны и другие пути исчезновения волокна. Наблюдаются внезапные повышения скорости внутренних течений вещества в волокне, и оно резко меняет свою форму. Иногда происходит отрыв волокна от хромосферы, медленный его подъем и исчезновение или внезапное исчезновение волокон.

1. Количественные характеристики фоновых магнитных полей

На рис. 1 приведены два примера H_α-карт магнитных полей из [8] с нанесенными на них магнитными полями флоккулов. Как видим, эти последние занимают лишь узкую полоску по широте.

В дальнейшем мы будем анализировать такие H_α-карты (без учета флоккулов) за период ноябрь 1964 — октябрь 1978 гг. Для 1964—1973 гг. были использованы карты, опубликованные в [14], а для 1974—1978 гг.— публикуемые ежемесячно в [8].

Для количественного анализа фоновых магнитных полей все исходные H_α-карты разбивались на клетки по 10° по широте и долготе. Каждой клетке ставилась в соответствие +1 или —1 в зависимости от знака преобладающего поля в этой клетке. Для 10-градусной широтной зоны одной карты получаем ряд из 36 членов. Всего за рассматриваемый период было 183 оборота, так что полный ряд для одной широтной зоны содержит $36 \times 183 = 6588$ членов, и таких рядов 14 (от $\varphi = -70°$ до $\varphi = +70°$). Эти ряды можно рассматривать как временные ряды, члены которых представляют знак фонового поля на данной широте на центральном меридиане в последовательные моменты времени. Интервал времени между соседними членами ряда равен $^1/_{36}$ кэррингтоновского оборота ($P_K = 27^d,2753$), что соответствует $0^d,7576$.

Обозначим долю площади 10-градусной широтной зоны, занятую (+)-полем в данном обороте, A^+. По нашим данным эту величину легко

подсчитать, просуммировав все +1 в обороте и поделив эту сумму на число членов ряда в обороте (36). Результат такого подсчета приведен на рис. 2, *а*, *б* для всех широтных зон в обеих полусферах Солнца. Каждая точка на этих графиках — значение A^+ для одного оборота (шкала слева). Из того же графика легко получить результирующее фоновое поле на данной широте в каждом обороте (ФП, шкала справа). Результирующим фоновым полем мы называем разность площадей, занятых (+)- и (—)-полями, т. е. $ФП_\varphi = A^+ - A^-$. Эта величина пропорциональна результирующему магнитному потоку от рассматриваемой области (с точностью до множителя, равного средней напряженности фонового поля в данной области).

Миграция фоновых полей

На рис. 2 очень хорошо видна смена знака полярного поля. Она происходит неодновременно в обеих полусферах и по-разному протекает. В N-полусфере в начале 1966 г. начинается увеличение площади (+)-поля на широтах 40—50°, в середине 1966 г. увеличение A^+ начинается на широтах 50—60° и в конце 1966 г. на $\varphi > 60°$, где к середине 1967 г. занимает всю поверхность. Примерно в это же время на низких широтах (возможно, даже в S-полусфере на широте 0—10°) начинает несколько преобладать (—)-поле. Эта «волна» отрицательного поля распространяется к N-полюсу и через 2 года достигает широт 60—70°. К середине 1971 г. поле у N-полюса становится положительным и остается таковым на $\varphi > 60°$ в течение всего рассматриваемого периода.

На широтах 50—60° в последующие годы наблюдается еще 2—3 выхода небольших областей (—)-поля.

В S-полусфере до конца 1966 г. (+)-поле преобладает на всех широтах. Это преобладание захватывает даже зону $0 \div +10°$ N-полусферы. Уменьшение A^+ начинается в середине 1966 г. на всех широтах ниже —40°, а в начале 1967 г. и на широтах $-40 \div -60°$. Только в середине 1968 г. A^+ уменьшается и южнее —60°, где к середине 1969 г. поле становится отрицательным.

На рис. 2, *а*, *б* видно распространение еще нескольких «волн» поля в сторону высоких широт. Для более подробного их изучения представим рассматриваемый материал в несколько ином виде. Для каждых последовательных пяти оборотов были найдены средние значения A^+ в каждой широтной зоне и построены зависимости этих величин от φ. Пример таких графиков приведен на рис. 3. На каждом графике были определены широты, на которых A^+ и $A^- = 1 - A^+$ достигают максимума (φ^+_{max} и φ^-_{max}). Эти величины были нанесены на график в зависимости от времени (рис. 4). Последовательные точки были соединены. Сплошные линии на рис. 4 показывают смещение широт максимумов A^+, а штриховые — A^-. Толщина линии грубо характеризует относительную величину максимума. На этом рисунке можно проследить перемещение максимумов (+)- и (—)-поля, или «волн» поля, как мы их называли выше. Наиболее мощные «волны» соответствуют перемещениям поля к полюсам. Такие «волны» существуют до 60 оборотов, и скорости миграции их к полюсам от 1 до 3° за оборот.

Для N-полусферы с июня 1973 по август 1978 г. (кэррингтоновские обороты № 1600—1669) была построена кросс-корреляционная функция R_k величин A^- для каждой пары соседних широтных зон. На рис. 5 в качестве примера показана кросс-корреляционная функция для A^- в зонах 40—50 и 50—60°. Основной максимум на этой кривой смещен на три оборота вправо относительно нулевого значения δT. Приводим максимальные значения R_k для последовательных соседних зон N-полусферы и сдвиги максимума кривой относительно нулевого значения δT.

Зоны по φ	50–60° / 40–50°	40–50° / 30–40°	30–40° / 20–30°	20–30° / 10–20°	10–20° / 0–10°
R_k	0,45	0,50	0,55	0,32	–0,10
δT_{max}	3	4	3	4	0

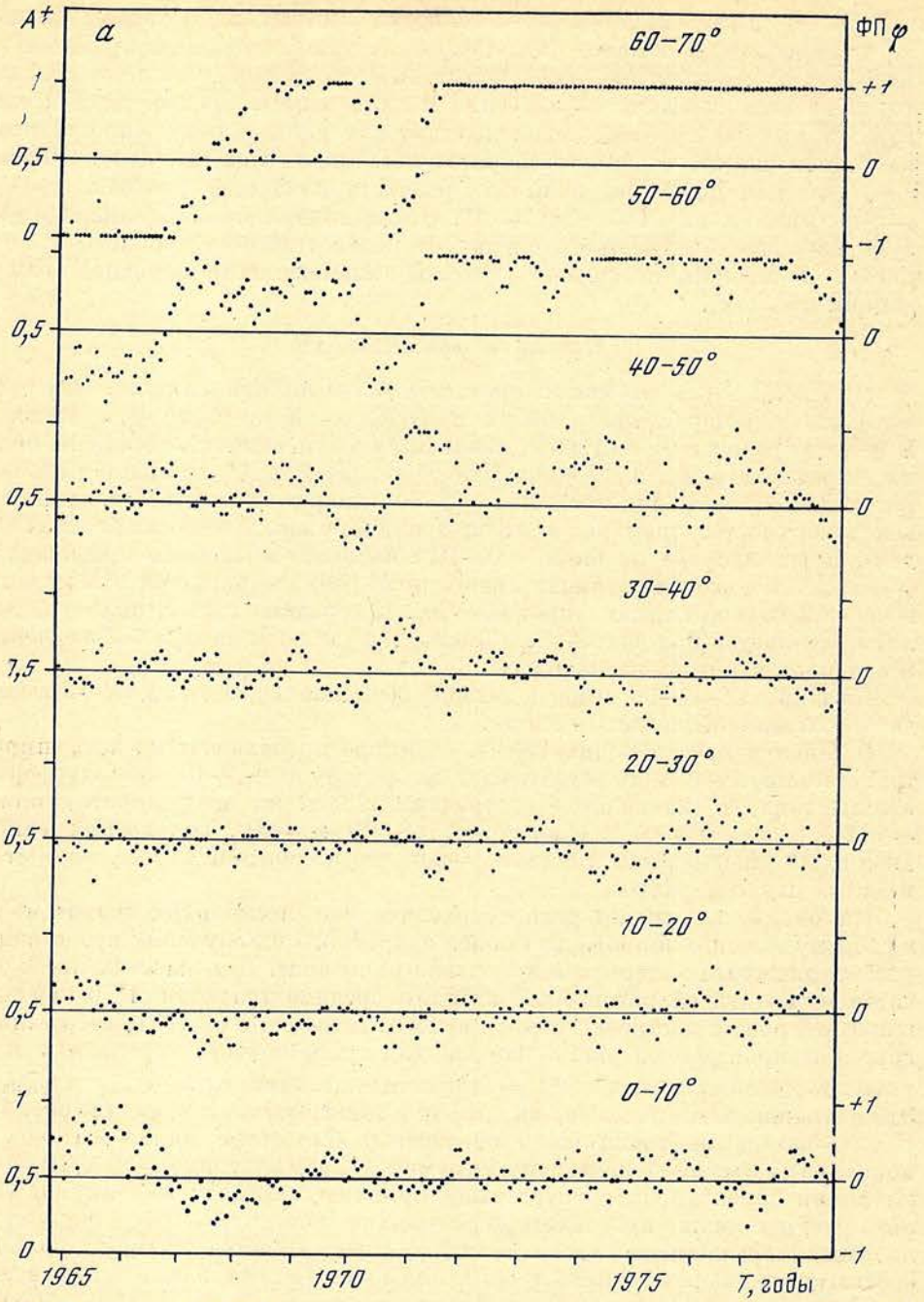
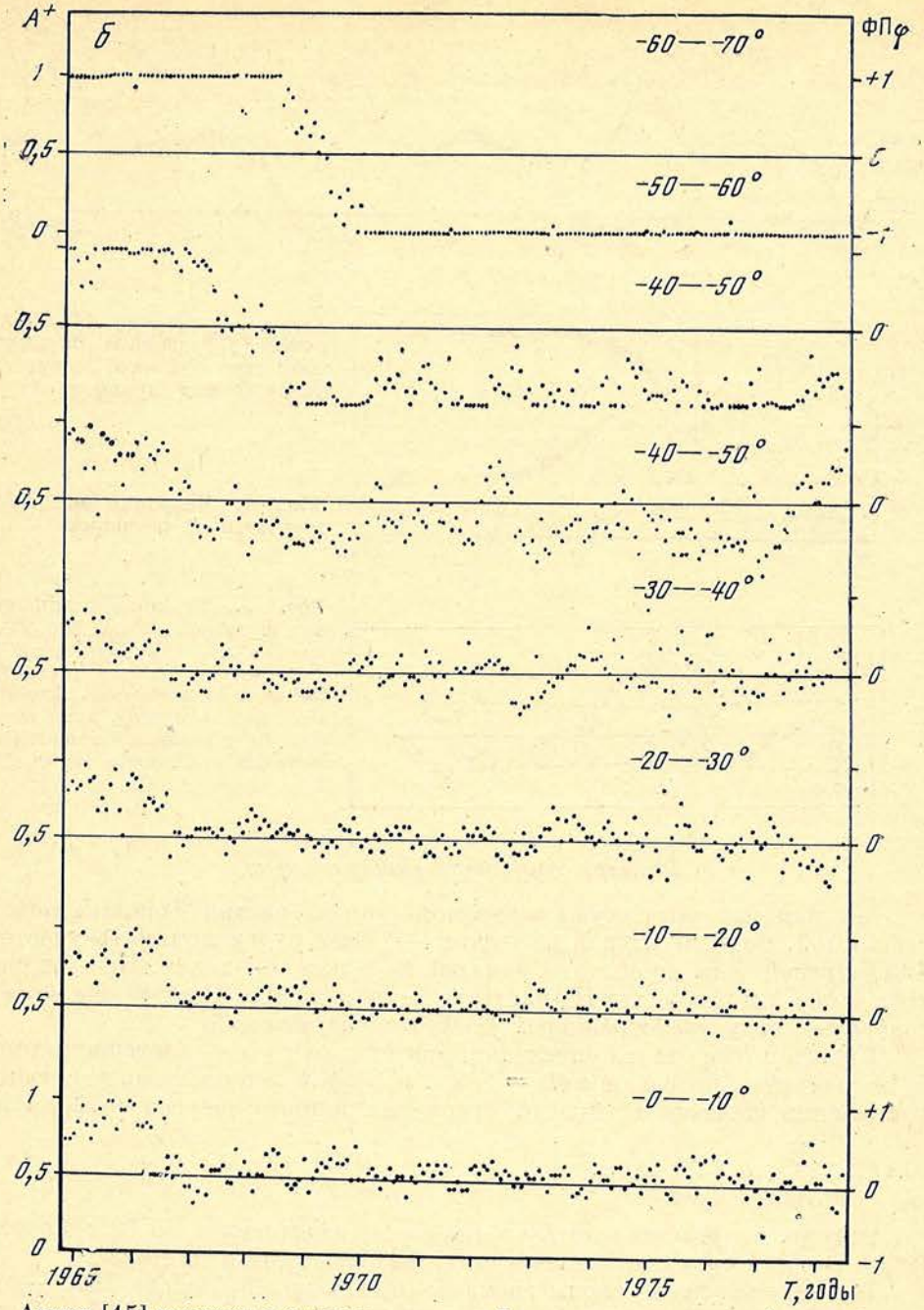


Рис. 2. Изменение A^+, $ФП_\varphi$ со временем для разных широтных зон в N-полусфере (*а*) и S-полусфере (*б*)

Полученные смещения δT_{max} свидетельствуют о грубом повторении временнóго изменения (—)-полей в соседних более высоких широтах со сдвигом в 3—4 оборота. Низкоширотные зоны не коррелируют друг с другом.

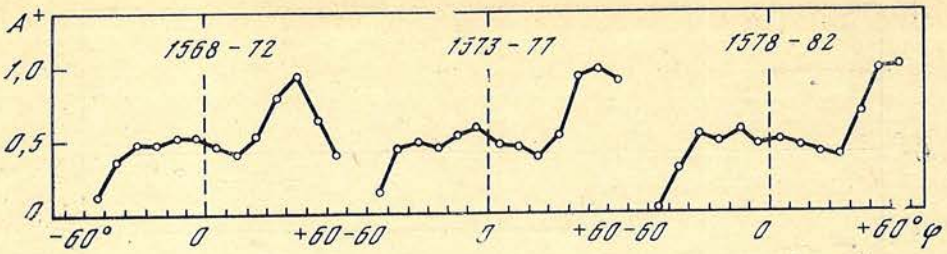
По данным измерений магнитных полей с магнитографом [4, 15] времена смены знака полярных полей такие же, как и полученные нами. По [15] высокоширотное обращение поля в N-полусфере сопровождалось общим положительным всплеском напряженности поля по всему диску. По нашим данным в конце 1971 г. поле на всех широтах, кроме широт южнее —50°, было также положительным.



Автор [15] говорит и о «положительной волне», появляющейся на более низких широтах в N-полусфере и достигающей полюса примерно через год.

На рис. 4 мы нанесли данные из [15, рис. 7] о миграции к полюсу обращения поля (светлые кружки), а также смещение «аномальных полярных протуберанцев» по [16] (темные кружки).

В общем, из сравнения данных [15] с нашими можно сказать, что основные черты изменения крупномасштабных полей одинаковы в обоих видах наблюдений. Что касается детального сравнения изменения результирующего фонового поля по H_α-картам и средней напряженности магнитного поля за оборот по магнитографическим измерениям [15], то ожидать совпадения отдельных типов соответствующих кривых не приходится как из-за неоднородности самого фонового поля, так и из-за значительного вклада полей флоккулов в результаты [15].



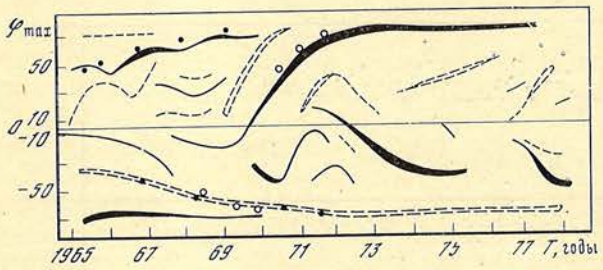


Рис. 3. Изменение A^+ с широтой, усредненное по пяти оборотам (номера оборотов указаны над кривыми)

Рис. 4. Миграция максимумов A^+ и A^- по широте

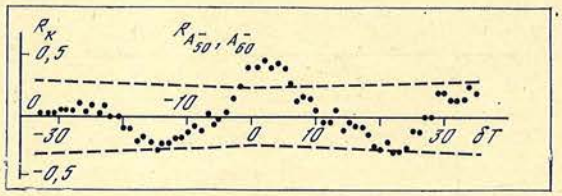


Рис. 5. Кросс-корреляционная функция A^- для зон 40—50° (A^-_{50}) и 50—60° (A^-_{60})

Смещение δT в оборотах. Штриховые линии — уровень, выше которого R_k становится статистически значимым при уровне значимости 95 %

Размеры структур фоновых полей

Так как нас интересуют изменения характеристик фоновых полей с широтой, под структурой (+)- или (—)-поля будем понимать участок 10-градусной зоны по долготе, занятый (+)- или (—)-полем. Как говорилось выше, мы разбивали H_α-карты по долготе по 10°. Поэтому мы можем говорить о структурах размером $>$ 10° с точностью до 10°.

В каждом обороте мы определяли число структур n_i, имеющих длину l_i 10-градусных интервалов ($l_i = 1, 2, \ldots, 36$), и затем находили среднее взвешенное значение длины структуры для данного оборота по формуле

$$L_\lambda = \sum_{i=1}^{36} l_i n_i \Big/ \sum_{i=1}^{36} n_i.$$

На рис. 6 представлено L_λ в градусах, осредненное по 30 оборотам (всего в шести временны́х интервалах) в зависимости от широты.

Для периода после смены знака полярных полей (апрель 1965 — октябрь 1978 г. для S- и июнь 1971 — октябрь 1978 г. для N-полусфер) были найдены средние размеры структур в километрах. Они подчиняются следующей закономерности. Структуры, в которых поле имеет тот же знак, что и полярное поле в данной полусфере, на широтах 0 — ± 30° имеют размеры $3 \cdot 10^5$ км. С ростом широты растут и размеры структур этого знака.

Структуры противоположного знака имеют постоянные линейные размеры на всех широтах от 0 до ± 50°. На более высоких широтах эти структуры исчезают (рис. 7).

Общая площадь, занятая полем, совпадающим по знаку с полярным, для каждой широтной зоны остается в среднем постоянной и не зависит ни от широты, ни от времени для названного выше периода. На рис. 8 видно, что начиная с 3-го временно́го интервала площадь (+)-поля в N-полусфере практически постоянна.

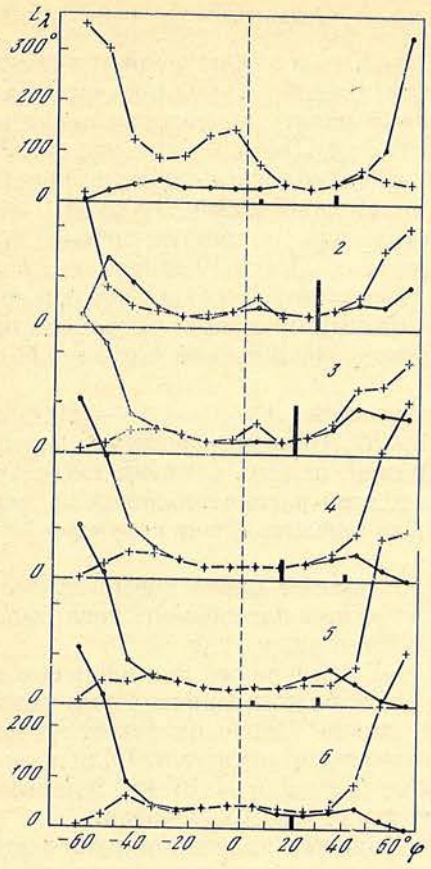
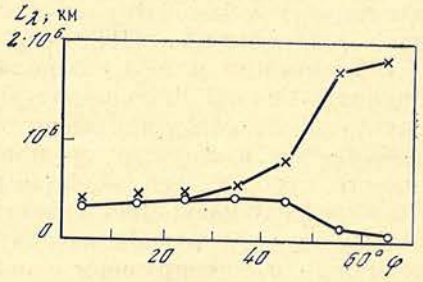


Рис. 6. Изменение размеров структур (+)- и (—)-поля с широтой для шести временных интервалов по 30 оборотов

Начало интервалов: *1* — ноябрь 1964 г., *2* — январь 1967 г., *3* — апрель 1969 г., *4* — август 1971 г., *5* — ноябрь 1973 г., *6* — январь 1976 г. Точки — размеры структур (—)-поля, кресты — (+)-поля. Вертикальными черточками отмечено преимущественное расположение центров активности в данном временно́м интервале. Высота черточек грубо пропорциональна числам Вольфа

Рис. 7. Изменение размеров структур в километрах в среднем для времени после смены знака полярных полей

Крестики — структуры того же знака, что и полярное поле в данной полусфере, кружки — структуры противоположного знака



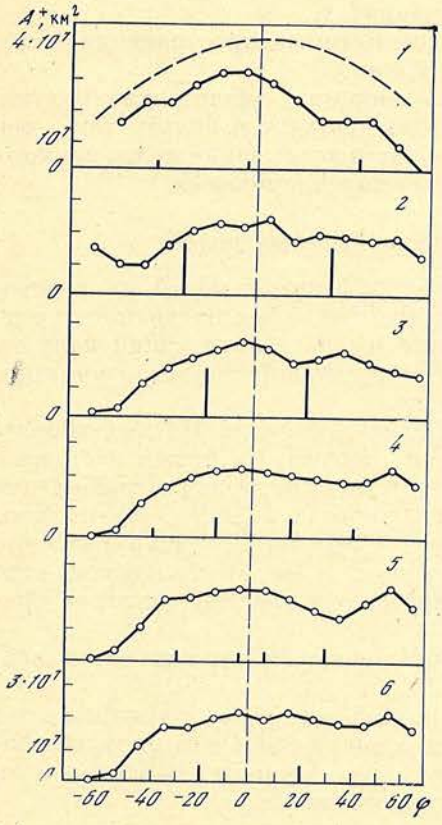


Рис. 8. Изменение A^+ с широтой для шести временных интервалов (см. подпись к рис. 6)

←

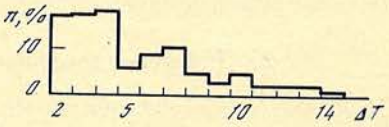


Рис. 9. Распределение структур (—)-поля в N-полусфере по времени жизни для 1974—1978 гг.

Зона 0—50°, полное число структур 229, ΔT — время жизни в оборотах

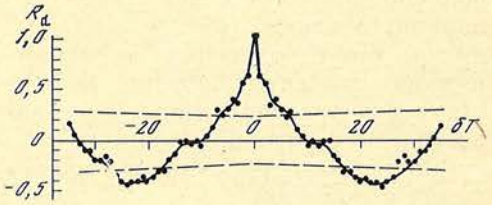


Рис. 10. Автокорреляционная функция R_a для A^- в зоне 30—40°

Штриховые линии — см. подпись к рис. 5

Этот вопрос исследовался для 1974—1978 гг. Определялось время жизни ΔT структур в отдельных широтных зонах. Такие подсчеты были проведены отдельно для структур, средний размер которых за время существования составлял 10—20° и 30—70° по долготе. Распределения эти существенно не отличаются. Отдельные широтные зоны также не показывают заметных различий. Поэтому на рис. 9 дано общее для зоны 0—50° в обеих полусферах распределение структур по времени жизни. Как видим, распределение имеет три максимума: на 3, 6 и 10 оборотах. Время жизни в 1 оборот не рассматривалось. Поскольку в определении времени жизни данной структуры неизбежен некоторый произвол, мы попытались решить вопрос о характерной длительности существования структур более объективным методом.

Для имеющихся у нас последовательностей A^- ($A^- = 1 - A^+$) были построены автокорреляционные функции R_a. Неравномерное уменьшение R_a с увеличением сдвига δT (как, например, на рис. 10) свидетельствует о наличии нескольких характерных состояний рассматриваемой последовательности. Это отражает дискретность во времени жизни структур фонового поля.

Полученные нами характеристики позволяют схематически представить структуру фонового поля Солнца в среднем для периода после смены знака полярного поля (1969—1971 гг.) в следующем виде.

Полярные поля, (+) у N-полюса и (—) у S-полюса, занимают всю поверхность Солнца выше широт 50°. На более низких широтах появляются структуры с полями противоположного знака. Число их растет по мере приближения к экватору, средние же размеры не меняются. Вблизи экватора структуры (+)- и (—)-поля равны по размерам ($3 \cdot 10^5$ км) и занимаемой общей площади. Время жизни структур от 2 до 15 оборотов.

При более детальном рассмотрении фоновых полей обнаруживаются «волны» поля, мигрирующие к полюсам, т. е. последовательное увеличение площади поля одного знака на соседних широтах.

Смена знака полярных полей происходит путем распространения таких наиболее мощных «волн» поля с низких широт.

Время существования «волн» (до 60 оборотов) значительно больше времени жизни структур поля. Это свидетельствует в пользу того, что «волны» поля, скорее всего, смещение области всплывания полей данного знака, а не перемещение структур фоновых полей к полюсам.

2. Дифференциальное вращение фоновых полей

Различие периодов обращения структур фоновых полей на разных широтах хорошо видно на всех H_α-картах. Для более наглядного представления о дифференциальном вращении мы разрезали копии карт на полоски по 10° по широте, и для каждой 10-градусной широтной зоны они были наклеены в хронологическом порядке.

На рис. 11 представлены эти временные развертки. На них хорошо видно смещение структур со временем по долготе. Смещение в сторону бо́льших долгот на низких широтах соответствует периодам меньшим, чем кэррингтоновский ($P < P_K$). На высоких широтах $P > P_K$. Кроме того, видно, что в отдельных широтных зонах смещение структур различно в разные моменты времени. И даже в одно и то же время наблюдаются структуры, расположенные на одной широте, но на разных долготах, вращающиеся с разной скоростью.

Оценим количественно изменения периодов обращения с широтой, временем и долготой.

Как уже отмечалось, для каждой широтной зоны весь имеющийся у нас материал по фоновым полям представлен в виде временно́го ряда, состоящего из плюс и минус единиц. Стоящие рядом единицы одного знака составляют «структуру» фонового поля данного знака.

Мы ставим задачу найти периодичность повторяемости структур в этой последовательности.

В общих чертах метод определения периода сводится к последовательному заданию пробных периодов (из P членов ряда). При каждом значении P несколько (L) последовательно взятых периодов осредняются так, что каждый n-й член полученного ряда ($n = 1, \ldots, P$) является средним значением n-х членов всех L рядов, входящих в осреднение. Для полученного среднего ряда находится сумма модулей всех его членов, деленная на число членов ряда P. Эта величина является мерой четкости периода (M). Если структуры в осредняемых рядах расположены тождественно, т. е. все $+1$ и -1 имеют одинаковые порядковые номера во всех рядах, $M = 1$. Чем больше различий в расположении $+1$ и -1 в рассматриваемых рядах, тем меньше M. Задача состоит в нахождении такого P, при котором M было бы максимально.

На этом принципе были составлены алгоритм и программа для ЭВМ ЕС 1020. В процессе пробных определений периода был выбран интервал осреднения $L = 3$.

Результаты вычислений периода представлены на рис. 12, *а*, *б*. Среднее изменение синодического периода с широтой, определенное по всему материалу, дано на рис. 13.

Как видим, в среднем вращение фоновых полей по H_α-картам определяется с малой дисперсией и в хорошем соответствии с результатами, полученными для волокон [17] (сплошная линия на рис. 13). Это и не удивительно, так как структуры фоновых полей оконтуриваются волокнами.

Обратимся теперь к временны́м флюктуациям скорости дифференциального вращения. На рис. 12, *а*, *б* можно заметить существенные изменения скорости вращения, длящиеся по нескольку оборотов. На выбросы точек в отдельных оборотах мы не будем обращать внимание, так как они могут быть следствием эволюционных изменений фоновых полей.

Рассмотрим сначала наиболее плавные изменения скорости вращения. Разобьем весь материал на 6 временны́х интервалов по 30 оборотов. В каждом интервале найдем среднее значение периода обращения (рис. 14). Все кривые, кроме кривой для 50—60° N-полусферы, характеризуются уменьшением периода в средней части рассматриваемого интервала. Более четко это видно в S-полусфере. По времени это уменьшение периода приходится на максимум и послемаксимальный спад солнечной активности.

Наблюдаются и более быстрые колебания периода. На рис. 12 видно, что во многих случаях на одной широте период в течение нескольких оборотов Солнца не меняется, а затем на протяжении нескольких оборотов имеет значение, отличающееся от предыдущего. Амплитуда таких колебаний периода составляет на низких широтах 1—2 временны́х интервала (0,75—1,5 сут), на высоких широтах доходит до 4 интервалов (3 сут).

Изменение скорости вращения наблюдается не только в разные моменты времени, но и в одно и то же время на одной широте, но на разных долготах. Например, на рис. 11 в S-полусфере в зоне 20—30° в середине 1970 г. и в начале 1971 г. можно видеть структуры, расположенные на разных долготах и имеющие существенно отличающиеся периоды обращения (разные наклоны структур на рис. 11). Для этой зоны было проведено определение периода обращения отдельно для долгот 0—180° и 180—360°. Причем по долготе разделение проводилось не на 10-градусные зоны, как раньше, а на двухградусные (что соответствует временному интервалу в $0^d,15$). Таким образом, одному кэррингтоновскому обороту соответствовало теперь 180 членов ряда, а не 36. Пробные периоды строились так же, как и раньше, по всему ряду, но суммирование членов ряда для получения функции четкости периода проводилось отдельно по первым 90 членам рядов и по остальным. На рис. 15 приведены изменения функции четкости M с величиной пробного периода для этих случаев. Как видим, максимальная четкость для долготных интервалов 0—180° (кривая 1) и 180—360° (кривая 2) соответствует существенно различным периодам обращения структур в этих интервалах.

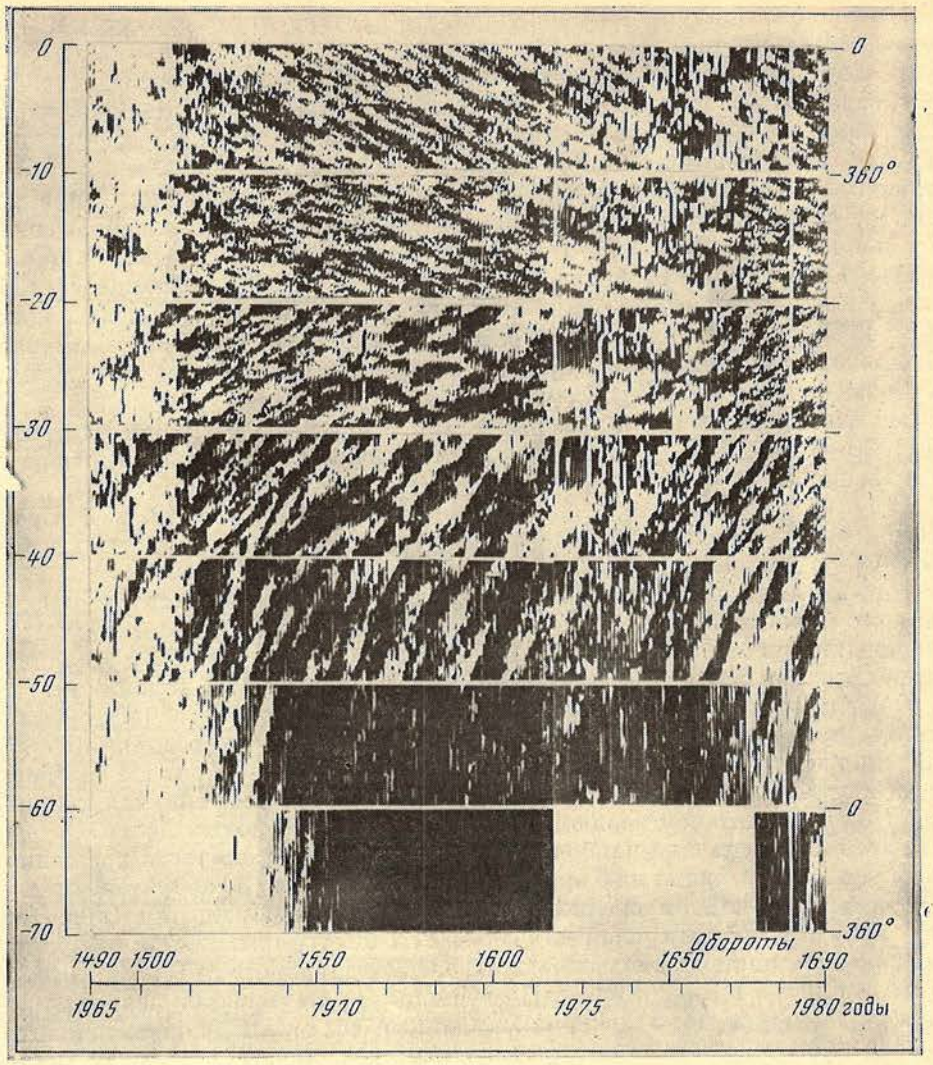


Рис. 11. Изменение со временем долготного распределения фоновых полей в 10-градусных широтных зонах

Белое (+)-поле, черное (—)-поле. Внизу указаны номера оборотов. В S-полусфере долготы L в каждой полоске растут сверху вниз, в N-полусфере снизу вверх. Даты прохождения через центральный меридиан возрастают с уменьшением долготы

Подобной методикой величины периодов обращения отдельных структур определялись еще в нескольких случаях. Отклонение этих периодов от среднего значения для всех долгот достигает иногда суток и существует в течение нескольких оборотов подряд.

Сравнение колебаний периода в соседних широтных зонах, а также прослеживание по H_α-картам смещений структур в целом от оборота к обороту вместе с изложенными выше результатами показало, что отдельные структуры фоновых полей вращаются с разными скоростями. Наблюдаются также случаи, когда расширение возникшей структуры фонового поля происходит только за счет смещения западной границы структуры, в то время как восточная граница остается постоянной в кэррингтоновских координатах (рис. 16).

3. Основные результаты

Изучение фоновых магнитных полей Солнца 1964—1978 гг. по H_α-картам позволяет сделать заключение о характере фоновых полей в это время и определить для них некоторые численные характеристики.

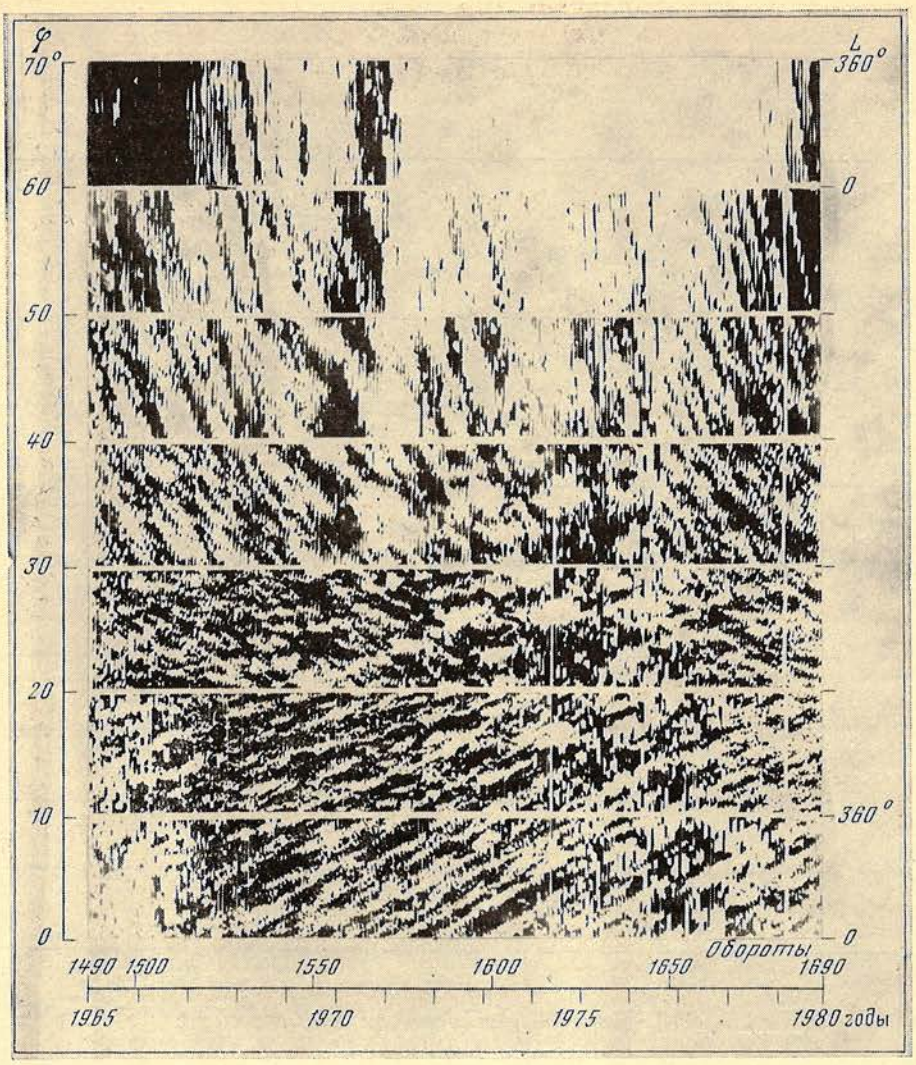


Рис. 11. Окончание

В начале рассматриваемого нами периода (конец 1964 г.) поле у N-полюса отрицательно, а у S-полюса положительно. Положительное поле преобладает во всей южной полусфере (захватывая даже широты 0—10° N-полусферы) вплоть до середины 1966 г. С этого времени начинается процесс смены знака полярных полей. На широтах 40—50° в N-полусфере увеличивается доля (+)-поля, а в S-полусфере — доля (—)-поля. Это увеличение, или «волны» (+)- и (—)-полей, смещается к полюсам и к середине 1968 г. достигает зон 60—70°.

В S-полусфере к началу 1970 г. происходит окончательная смена знака полярного поля, оно становится отрицательным. В N-полусфере в начале 1969 г. поле становится положительным на высоких широтах, но в это же время с низких широт распространяется «волна» отрицательного поля. Почти через год она доходит до широт 60—70°, и в течение всего 1970 г. поле там отрицательно. И только в начале 1971 г. происходит окончательная смена знака полярного поля в N-полусфере. После этого от экватора к полюсам распространяются еще несколько «волн» (+)- или (—)-поля со скоростями 1—3° за оборот. Но они не столь мощны и не достигают высоких широт. Время распространения таких волн достигает 60 оборотов. Для периода после смены знака полярных полей (с апреля 1969 г. для S-полусферы и с июня 1971 г. для N-полусферы) в среднем фоновые поля

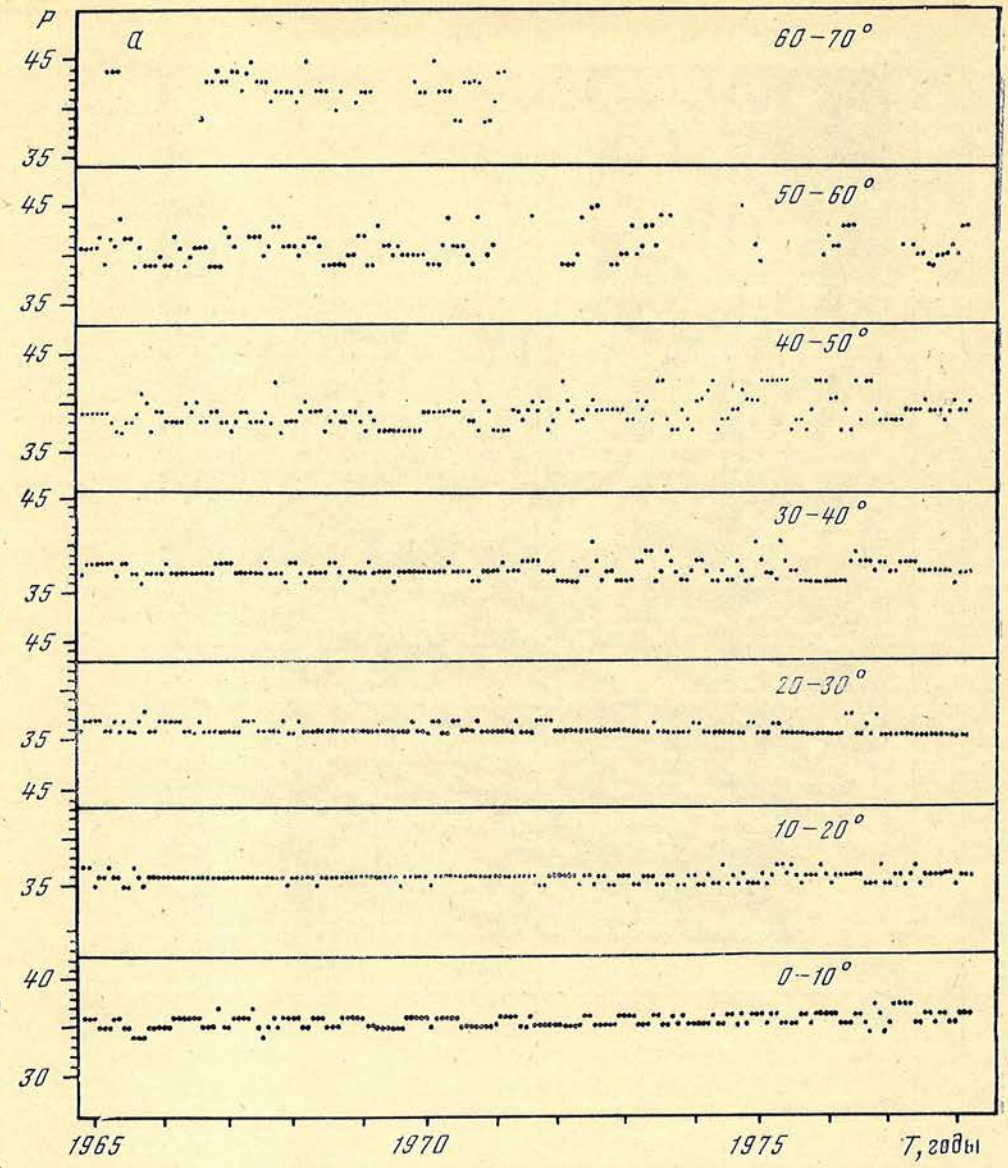


Рис. 12. Изменения периода обращения фоновых полей в N-полусфере со временем для различных широтных зон

Период P указан во временных интервалах $1/36\ P_К = 0^d,757$. *а* — N-полусфера, *б* — S-полусфера.

распределены по поверхности Солнца следующим образом. Выше широт $\sim 50°$ поверхность Солнца занята полем одного знака, (+) у N-полюса и (—) у S-полюса. На более низких широтах существуют структуры поля противоположного знака. Число их растет по мере приближения к экватору, средние же размеры не меняются и составляют $3 \cdot 10^5$ км. Вблизи экватора структуры (+)- и (—)-поля равны по размерам и занимаемой общей площади. Время их жизни от 2 до 15 оборотов.

Дифференциальное вращение структур фоновых полей в среднем такое же, как и определяемое по волокнам (периоды обращения меняются от $26^d,8$ до $32^d,2$ при переходе от экватора к широтам 60—70°). Наблюдается некоторое уменьшение периода обращения в эпоху максимума цикла и на ветви спада активности. Кроме того, отдельные структуры фоновых полей могут иметь заметно отличающиеся от среднего значения периоды обращения.

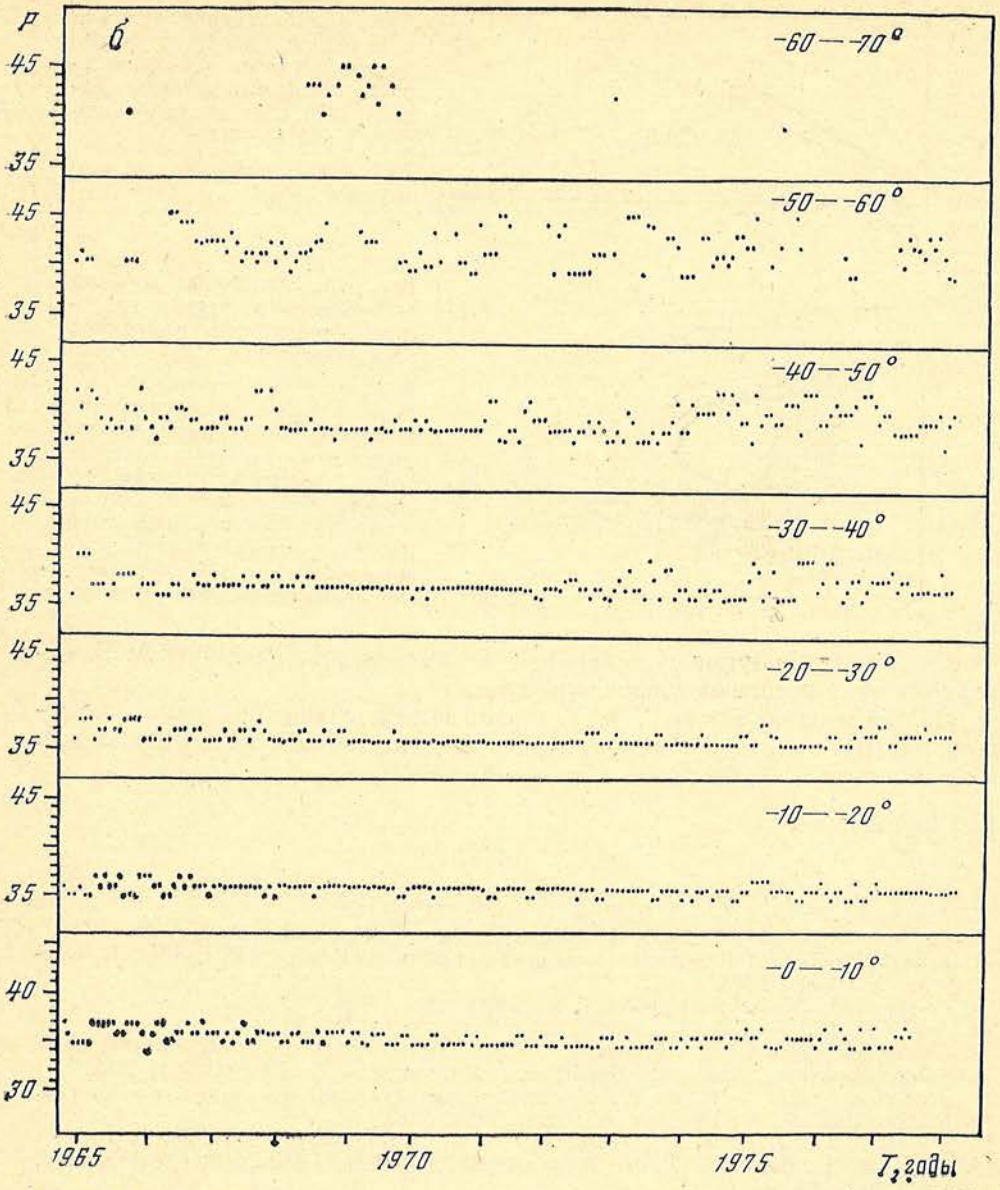
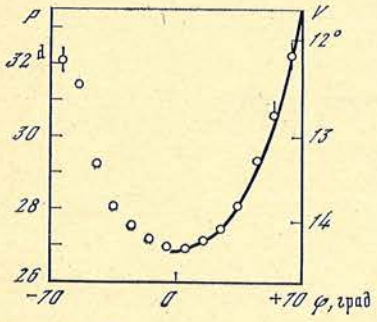


Рис. 12. Окончание



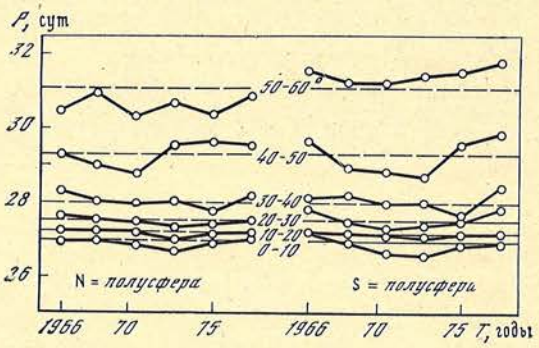


Рис. 13. Изменение синодического периода обращения фоновых полей с широтой в сутках (левая шкала) и сидерической скорости обращения в градусах за сутки (правая шкала)

Вертикальные черточки — дисперсия в определении периода. Для $|\varphi| < 50°$ дисперсия меньше графического изображения точки. Сплошная линия — данные [17] для волокон

Рис. 14. Изменение периода обращения фонового поля с осреднением по 30 оборотам для различных широтных зон

Штриховые линии — средние значения периода по всему материалу для соответствующих широтных зон

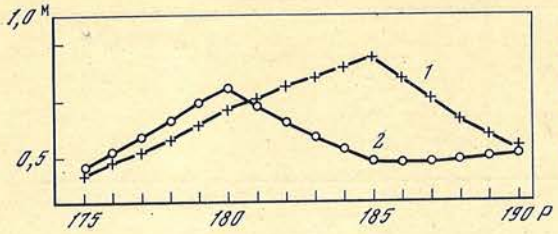


Рис. 15. Изменение четкости с величиной пробного периода для двух долготных интервалов в одно и то же время (начало 1970 г.) и на одной широте (—20 ÷ —30°).

Кривая *1* — долготы 0—180°, *2* — 180—360°

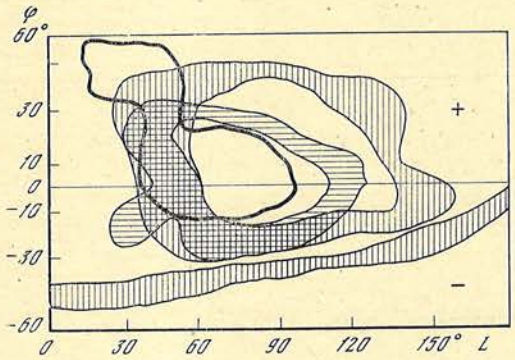


Рис. 16. Положение границ (—)-области в кэррингтоновских координатах в течение семи оборотов

Жирная линия — граница области в первом обороте, горизонтально заштрихована область расположения границ во 2—4-м оборотах, вертикально заштриховано положение границ в 5—7-м оборотах. Заштрихованная полоса в нижней части карты — положение границы, разделяющей (+)- и (—)-поля в течение рассмотренных семи оборотов

В заключение приношу искреннюю благодарность академику А. Б. Северному за полезное обсуждение работы.

Я признательна также Г. А. Козловой за составление программы и расчеты на ЭВМ и Л. С. Голополосовой за помощь в обработке и оформлении статьи.

Май 1980 г.

Литература

1. *Babcock H. W., Babcock H. D.*— Astrophys. J., 1955, **121**, p. 349.
2. *Bumba V., Howard R.*— Astrophys. J., 1965, **141**, p. 1502.
3. *Howard R., Bumba V., Smith S.*— Carnegie Inst. Publ. Wash., 1967, N 626.
4. *Бумба В.*— В кн.: Проблемы солнечной активности / Под ред. В. Бумбы, И. Клечека. М.: Мир, 1979, с. 50.
5. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, **35**, с. 97.
6. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, **38**, с. 3.
7. Солнечные данные. Л.: Наука.
8. Solar-Geophysical Data, US Department of Commerce. Boulder (Colo.), USA.
9. *Мак-Интош П. С.*— В кн.: Наблюдения и прогноз солнечной активности / Под ред. П. Мак-Интоша, М. Драйера. М.: Мир, 1976, с. 43.
10. *Duvall T. L., Wilcox J. M., Svalgaard L.* et al.— Solar Phys., 1977, **55**, p. 63.
11. *Котов В. А., Степанян Н. Н., Щербакова З. А.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, с. 75.
12. *Котов В. А., Степанян Н. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, **62**, с. 117.
13. *Вальдмайер М.* Результаты и проблемы исследования Солнца. Изд-во иностр. лит., 1950, с. 188.
14. *McIntosh P. S.*— Rept UAG-70, 1979.
15. *Howard R.*— Solar Phys., 1974, **38**, p. 283.
16. *Waldmeier M.*— Solar Phys., 1973, **28**, p. 389.
17. *Howard R.*— Publ. Astron. Soc. Pacif., 1971, **83**, N 495, p. 550.

УДК 523.7/8+533.95

КВАЗИСТАТИЧЕСКИЕ ШТАРКОВСКИЕ ПРОФИЛИ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ, УШИРЕННЫХ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

А. В. Галдецкий, Е. А. Окс *

Затабулированы универсальные штарковские профили бальмеровских линий вплоть до H_{18} в турбулентной плазме. В отличие от аналогичных таблиц Андерхилл и Ваддела, предназначенных для ламинарной плазмы, в настоящем расчете использованы релеевские распределения электрических полей вместо распределения Хольцмарка. Полученный набор профилей является основой для развития спектроскопической методики исследования механизмов нетепловых явлений в космической плазме.

QUASISTATIC STARK PROFILES OF HYDROGEN LINES, BROADENED BY PLASMA TURBULENCE, by *A. V. Galdetsky* and *E. A. Oks*.— The universal Stark profiles of Balmer lines up to H_{18} for turbulent plasma are tabulated. In contrast to analogous Underhill — Waddell's Tables, intended for laminar plasma in present calculation the Rayleigh distributions of electric fields are used instead of Holtsmark distribution. The obtained set of profiles represents a base for development of spectroscopic method of investigations of nonthermal phenomena mechanisms in cosmic plasma.

1. Исследование спектральных линий водорода может иметь большое значение для астрофизики, поскольку водород — наиболее обильный элемент во Вселенной и его линии присутствуют в спектрах большинства звезд. Для количественного анализа необходимо знать профиль коэффициента поглощения $l(\Delta\lambda)$ в линии. Для большинства неводородных линий $l(\Delta\lambda)$ хорошо описывается функцией Фойгта $H(a, v)$, являющейся сверткой дисперсионного контура, обусловленного затуханием, и гауссовского контура, обусловленного эффектом Доплера (см., например, [1]).

Однако для водородных линий существенную роль в уширении играет линейный эффект Штарка. В этом случае коэффициент поглощения на один атом может быть представлен в виде

$$l(\Delta\lambda) = \frac{\pi e^2}{mc^2}\lambda_{nn'}^2\left[\frac{f_\pm}{F_0}S(\alpha) + \frac{f_0}{\sqrt{\pi}}\frac{H(a, v)}{\Delta\lambda_D}\right]. \tag{1}$$

Здесь $S(\alpha)$ — нормированные штарковские профили от аргумента $\alpha \equiv \Delta\lambda/F_0$, которые определяются функцией распределения $W(\beta)$ квазистатических электрических полей в плазме ($\beta \equiv F/F_0$, F_0 — характерная напряженность поля):

$$S(\alpha) = \frac{1}{n'^2 f_\pm}\sum_{X>0}\frac{f_X}{C_X}W\left(\frac{\alpha}{C_X}\right), \quad \alpha \geqslant 0; \tag{2}$$

$$S(\alpha) = S(|\alpha|), \quad \alpha < 0; \quad \int_{-\infty}^{+\infty} d\alpha S(\alpha) = 1. \tag{3}$$

Смещение $\Delta\lambda$ от центра линии $\lambda_{nn'}$ выражают обычно в Å, F_0 — в единицах CGS. Величины $X = n(n_1 - n_2) - n'(n_1' - n_2')$ выражены через параболические квантовые числа верхнего и нижнего (со штрихами) состояний атома. Штарковские постоянные C_X и силы осцилляторов f_X, $f_\pm$, f_0 для линий серии Лаймана, Бальмера, Пашена и Брэккета вплоть до $n = 18$ затабулированы в широко известных таблицах Андерхилл и Ваддела [2]. Они также рассчитали по формуле (2) и затабулировали штарковские профили $S_H(\alpha)$ для перечисленных выше линий, взяв в качестве $W(\beta)$ функцию Хольцмарка $W(F/F_H)$ [3] ($F_H = 1{,}25\cdot 10^{-9} N^{2/3}$, N — концентрация электронов).

* Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений.

Со времени опубликования расчетов [2] теория штарковского уширения водородных линий в плазме была очень существенно развита (см., например, недавние обзоры [4—6]). В современных расчетах профилей $S(\alpha)$ учитывается неадиабатическое воздействие электронов, а для распределения квазистатических полей ионов используются результаты Хупера [7] [1]. Однако такие расчеты требуют с ростом n настолько громоздких вычислений на ЭВМ, что они были выполнены только для первых четырех лаймановских и бальмеровских линий [8, 9]. Кроме того, в этих расчетах штарковский профиль линии зависит не только от $\Delta\lambda$ и N, как в [2], но и от температуры плазмы T: поэтому отношение $\Delta\lambda/F_{\text{H}} = \alpha$ уже не является универсальным параметром, и результаты в [8, 9] представлены лишь для некоторых значений N и T.

Таким образом, таблицы профилей $S_{\text{H}}(\alpha)$ из [2], основанные на простом статическом пределе адиабатической теории, благодаря универсальности расчетов сохраняют свое значение до настоящего времени. Они являются, по существу, единственной основой для анализа высоких бальмеровских ($n \geqslant 7$) и лаймановских ($n \geqslant 6$) линий, а также всех пашеновских и брэккетовских линий. Что касается профилей $S_{\text{H}}(\alpha)$ из [2] для первых четырех линий серий Лаймана и Бальмера, то без них было бы невозможно оценить значимость эффектов, учтенных в более сложных расчетах [8, 9].

2. В проблеме уширения спектральных линий в плазме рассматриваются три взаимодействующие системы: атомы-излучатели, окружающая плазма и электромагнитное излучение. Из них первые две являются системами заряженных частиц, взаимодействующих по закону Кулона.

Кулоновское взаимодействие, как известно, обладает рядом специфических черт, которые, однако, проявляются не во всякой системе заряженных частиц. Наиболее ярко они проявляются в системах из двух разноименно заряженных частиц (например, в атоме водорода) и в многочастичных кулоновских системах (например, в плазме). С этой точки зрения переход от закона $l(\Delta\lambda) \propto H(a, v)$ для неводородных линий к «водородной» формуле (1) для $l(\Delta\lambda)$ с хольцмарковским распределением электрических полей является отражением кулоновской специфики лишь в одной из трех взаимодействующих систем — в атомах-излучателях [2]. Однако при последовательном подходе следует учесть кулоновскую специфику и в другой системе — в плазме. Такой учет приводит к представлению о плазме как о среде, в которой могут быть интенсивно развиты колебания электрического поля (плазменная турбулентность). Эти колебания существенно отражаются не только на физических свойствах плазмы, но и на ее спектроскопии. Численный расчет штарковского уширения водородных линий плазменной турбулентностью является нашей задачей.

1. Сведения из физики турбулентной плазмы

1. Основным отличием плазмы от нейтрального газа является возможность упорядоченных колебаний системы как целого. С точки зрения статистической физики плазма — это ансамбль не только частиц (электронов и ионов), но и квазичастиц (волн) [10]. Поясним, о каких колебаниях и волнах идет речь.

Хаотическое тепловое движение заряженных частиц плазмы вызывает эффект экранирования: атом-излучатель «чувствует» электрические поля отдельных электронов и ионов, только если они находятся от него на расстояниях $\rho \lesssim \rho_{\text{D}} \approx 6{,}90\ (T/N)^{1/2}$ (например, в плазме с температурой $T = 10^4$ К и концентрацией $N = 10^{13}$ см$^{-3}$ дебаевский радиус $\rho_{\text{D}} \approx \approx 2 \cdot 10^{-4}$ см). Однако благодаря дальнодействующему характеру кулоновских сил возможны корреляции между заряженными частицами на рас-

[1] Распределение Хупера отличается от распределения Хольцмарка вследствие учета взаимной корреляции положений ионов и дебаевского экранирования.

[2] В двухчастичной задаче кулоновская специфика выражается в дополнительной (динамической) симметрии, которая приводит к дополнительному вырождению энергетических уровней и линейности эффекта Штарка.

стояниях $\rho > \rho_D$, приводящие к их взаимно согласованному (нетепловому) движению. Ясно, что если на масштабах $\rho > \rho_D$ электроны и ионы начинают двигаться в противофазе, то возникает электрическое поле разделения зарядов, которое действует как возвращающая сила. В результате движение приобретает характер колебательного процесса, который распространяется в виде волн по всей плазме [1].

Таким образом, электрическое поле, которое испытывает атом-излучатель, можно представить как суперпозицию индивидуальной составляющей $\mathbf{E}_{\rm ind}$, обусловленной хаотическим тепловым движением ионов и электронов на расстояниях $\rho \lesssim \rho_D$, и коллективной составляющей $\mathbf{E}_{\rm coll}$, соответствующей упорядоченным колебательным движениям с длинами волн $\lambda \gtrsim \rho_D$ [11]. Такие колебания существуют даже в термодинамическом равновесии, но их поле $E_{\rm coll} \ll E_{\rm ind}$. Оказывается, однако, что уже при относительно небольших отклонениях от термодинамического равновесия колебания экспоненциально нарастают (их поля достигают значений $E_{\rm coll} \gg E_{\rm ind}$), и плазма переходит в состояние, называемое турбулентным.

Следует подчеркнуть, что обычно в астрофизике ссылкой на «турбулентность» объясняют значительные отклонения наблюдаемых профилей спектральных линий от теоретических профилей, вычисленных для термодинамического равновесия. При этом имеют в виду газодинамическую турбулентность, т. е. беспорядочное движение, в котором частицы, как правило, имеют лишь ничтожную вероятность дважды пройти через одну и ту же точку пространства. Плазменная турбулентность принципиально отличается от газодинамической тем, что частицы колеблются около своих равновесных положений. Поэтому она в отличие от газодинамической описывается в терминах частот колебаний Ω и волновых векторов $\mathbf{K}$.

Наибольшие отличия проявляются в спектроскопии. Газодинамическая турбулентность вызывает дополнительное доплеровское уширение, причем профили линий определяются распределением нетепловых скоростей v_t, о котором a priori почти ничего не известно. Плазменная турбулентность вызывает дополнительное штарковское уширение, так что профили линий определяются распределением напряженностей полей колебаний $E_{\rm coll}$. Для колебаний со случайными фазами такие распределения хорошо известны.

2. В турбулентной плазме возникают два существенно новых круга физических явлений: 1) аномальные явления переноса (в частности, аномальное сопротивление); 2) генерация ускоренных частиц и электромагнитного излучения со степенными спектрами. Известно, что такие нетепловые спектры излучения и частиц наблюдаются у многих астрофизических объектов. Поэтому современные теоретические модели, объясняющие наблюдаемые нетепловые космические явления, основаны на гипотезе о развитии плазменной турбулентности в объектах-источниках [12, 13]. В Солнечной системе наиболее мощным процессом такого рода являются солнечные вспышки.

Основываясь на многочисленных теоретических и экспериментальных исследованиях, полагают, что плазменная турбулентность в солнечной атмосфере может возбудиться, например, при перезамыкании встречных магнитных полей, под действием пучков заряженных частиц (и индуцируемых ими обратных токов), при прохождении ударных волн [14—16]. Возбуждение низкочастотной (НЧ) плазменной турбулентности приводит к аномальному сопротивлению. Поскольку расчетная мощность вспышек $Q_{\rm теор}$ обратно пропорциональна проводимости плазмы σ, то уменьшение величины σ на несколько порядков позволяет увеличить мощность $Q_{\rm теор}$ до значений $Q_{\rm набл} \sim (10^{29}—10^{30})$ эрг/с, наблюдаемых в наиболее мощных вспышках.

Возбуждением высокочастотной (ВЧ) плазменной турбулентности можно объяснить степенной спектр ускоренных частиц, которые сопровождают мощные вспышки.

[1] Описанный механизм является одним из простейших, но не единственным.

Тем не менее ясно, что существование плазменной турбулентности в астрофизических объектах — это лишь гипотеза, для подтверждения которой необходимо непосредственно обнаружить поля $\mathbf{E}_{\text{coll}}$ и измерить их параметры. Реализация подобных измерений позволила бы существенно продвинуть изучение механизмов нетепловых космических явлений.

Такую возможность может дать теория штарковского уширения водородных линий в турбулентной плазме, которая интенсивно развивается в последнее время [17—23]. В частности, путем анализа контуров бальмеровских линий некоторых солнечных вспышек удалось впервые непосредственно обнаружить и оценить поля $\mathbf{E}_{\text{coll}}$ по наблюдательным данным [22]. Этот анализ основывался на результатах теории [17—23], полученных в аналитическом виде. Однако для более надежной интерпретации спектров необходимо создать таблицы универсальных штарковских профилей водородных линий в турбулентной плазме, аналогичные таблицам Андерхилл и Ваддела для ламинарной плазмы [2]. Эта задача выполнена нами для линий серии Бальмера.

2. Распределение квазистатических полей в турбулентной плазме

Из теории штарковского уширения водородных линий в турбулентной плазме известно, что достаточно низкочастотные электростатические колебания плазмы воздействуют на атомы водорода квазистатически (соответствующий критерий выведен в Приложении). Параметры плазмы астрофизических объектов, в которых наблюдаются нетепловые процессы, изменяются в широком диапазоне [13]. Тем не менее для большинства из них такие колебания, как, например, ионно-звуковые, моды Бернштейна и другие НЧ-моды, которые могут быть ответственны за аномальное сопротивление и образование двойных слоев в космической плазме (см. § 2.19 из [10]), удовлетворяют критерию квазистатичности. В этом случае штарковские профили определяются, как и в [2], функцией распределения квазистатических полей $W\left(\mathbf{F}_{\text{tot}}/\sqrt{\langle F^2_{\text{tot}}\rangle}\right)$ (см. формулу (2)). Здесь $\mathbf{F}_{\text{tot}} = \mathbf{E}^{\text{stat}}_{\text{ind}} + \mathbf{E}^{\text{stat}}_{\text{coll}}$, $\mathbf{E}^{\text{stat}}_{\text{ind}} \equiv \mathbf{F}_{\text{ind}}$ — квазистатическая составляющая полей $\mathbf{E}_{\text{ind}}$, распределенная по хольцмарковскому закону [3]; $\mathbf{E}^{\text{stat}}_{\text{coll}} \equiv \mathbf{F}_{\text{coll}}$ — поле НЧ-колебаний.

Плазменная турбулентность развивается, вообще говоря, анизотропно. Тем не менее, диаграмма направленности волновых векторов $\mathbf{K}$ НЧ-колебаний обычно обладает аксиальной симметрией: в зависимости от способа возбуждения и типа колебаний (моды) осью симметрии является, например, направление тока или магнитного поля. Общий вид аксиально-симметричного распределения полей $\mathbf{F}_{\text{coll}}$ для колебаний со случайными фазами получен в [17]:

$$P(F, \cos\theta)\, dF\, d(\cos\theta) = \left(\frac{2}{\pi\langle F^2_{\parallel}\rangle}\right)^{1/2} \frac{F^2}{\langle F^2_{\perp}\rangle} \times$$
$$\times \exp\left\{-\frac{F^2}{\langle F^2_{\perp}\rangle} - \cos^2\theta\left[\frac{F^2}{2\langle F^2_{\parallel}\rangle} - \frac{F^2}{\langle F^2_{\perp}\rangle}\right]\right\} dF\, d(\cos\theta). \qquad (4)$$

Здесь $F \equiv |(\mathbf{F}_{\text{coll}})_{\parallel} + (\mathbf{F}_{\text{coll}})_{\perp}|$; $\langle F^2_{\parallel}\rangle$, $\langle F^2_{\perp}\rangle$ — среднеквадратичные напряженности продольной и перпендикулярной (относительно оси симметрии) составляющих поля; θ — полярный угол.

Распределение результирующего поля $\mathbf{F}_{\text{tot}} = \mathbf{F}_{\text{ind}} + \mathbf{F}_{\text{coll}}$ описывается сверткой распределения (4) с хольцмарковским и зависит от трех параметров: $\langle F^2_{\parallel}\rangle$, $\langle F^2_{\perp}\rangle$, F_{H}. Однако для расчета универсальных штарковских профилей, аналогичных затабулированным в [2], необходимы однопараметрические распределения. Их можно получить, используя следующие обстоятельства.

В [19] для случая изотропной турбулентности ($\langle F^2_{\parallel}\rangle = \langle F^2_{\perp}\rangle/2$) рассчитаны распределения полей $\mathbf{F}_{\text{tot}}$ (двухпараметрические). Оказалось, что

при условии

$$F_0 > (F_0)_{\min} \approx 5 \cdot 10^{-9} N^{2/3} \qquad (F_0 \equiv \sqrt{\langle F^2_{\text{coll}} \rangle}) \tag{5}$$

такие распределения на интегрально существенной части совпадают (с точностью не хуже 15%) с рассчитанным непосредственно по формуле (4) без свертки с распределением Хольцмарка. Многочисленные эксперименты с турбулентной плазмой показали, что условие (5) обычно выполняется (см., например, [24]), так что распределение полей приближенно совпадает с (4) [1]. Что же касается распределений (4), то они сводятся к однопараметрическим не только в изотропном случае, но также для сильно вытянутого вдоль оси распределения (квазиодномерного) и для сильно сплюснутого (квазидвумерного). В этих трех случаях распределения описываются функциями Релея [25]

$$W_1(\beta) = (2/\pi)^{1/2} \exp(-\beta^2/2), \tag{6}$$

$$W_2(\beta) = 2\beta \exp(-\beta^2), \tag{7}$$

$$W_3(\beta) = 3(6/\pi)^{1/2} \beta^2 \exp(-3\beta^2/2), \tag{8}$$

причем $\int\limits_0^\infty d\beta W_i(\beta) = 1$. Здесь $W_i(\beta)$ с $i = 1,2,3$ соответствуют одно-, двух-, трехмерному (изотропному) случаям [2]; $\beta \equiv F/F_0$.

3. Обсуждение результатов

Универсальные штарковские профили $S_i(\alpha)$ ($i = 1, 2, 3$) бальмеровских линий, испытывающих квазистатическое уширение плазменной турбулентностью, рассчитывались по формуле (2) с использованием функций $W_i(\beta)$ из (6)—(8). Для величин C_X, f_X, $f_\pm$ использовались значения из [2]. Расчеты проводились с сохранением шести значащих цифр — по числу их в величинах f_X из [2]. Результаты, округленные до четырех значащих цифр, приведены в таблице. Число (со знаком), стоящее после четырех значащих цифр, является целой частью величины $\lg S_i(\alpha)$. Так, например, для линии H_α ($n = 3$) в обычной записи $S_1(0) = 60{,}66$.

«Одномерные» профили $S_1(\alpha)$ всех бальмеровских линий имеют только один максимум (в точке $\alpha = 0$). «Двумерные» профили $S_2(\alpha)$ имеют один максимум для $n = 3 - 7, 9, 11$. Остальные профили $S_2(\alpha)$ имеют два максимума, причем для $n = 16, 18$ абсолютным является максимум, ближайший к центру линии. «Изотропные» профили $S_3(\alpha)$ имеют: один максимум для $n = 3, 4, 6, 7, 9$; два максимума для $n = 5, 11, 13, 15, 17$; три максимума для $n = 8, 10, 12, 14, 16, 18$ Для профилей $S_3(\alpha)$ с $n = 5, 14, 16, 18$ абсолютным максимумом является ближайший к центру. Для остальных профилей $S_3(\alpha)$, имеющих более одного максимума, абсолютным является второй от центра.

Для сравнения укажем, что бальмеровские профили $S_H(\alpha)$, рассчитанные в [2], имеют один максимум для $n = 3, 4, 6 \div 9$. Остальные же имеют по два максимума, причем для $n = 5, 16, 18$ абсолютный максимум — ближайший к центру. Таким образом, по свойствам экстремумов профили $S_2(\alpha)$ и $S_H(\alpha)$ для одного и того же n в большинстве случаев похожи. В то же время профили $S_3(\alpha)$ для высоких четных линий проявляют более резкую структуру, чем $S_H(\alpha)$. Еще более существенно отличаются от $S_H(\alpha)$ монотонно спадающие профили $S_1(\alpha)$. Разумеется, в крыльях все профили $S_i(\alpha)$ ($i = 1, 2, 3$) спадают значительно круче, чем $S_H(\alpha)$.

[1] Когда условие (5) выполнено, влияние распределения Хольцмарка на свертки, рассчитанные в [19], сказывается лишь в асимптотическом степенном спаде.

[2] В теории плазмы считается, что заметная анизотропия может быть свойственна плазменной турбулентности на стадии нарастания. Функция $W_1(\beta)$ может описывать, например, ионно-звуковую неустойчивость, для которой характерна линейная поляризация. Функция $W_2(\beta)$ может описывать, например, неустойчивость мод Бернштейна, для которых характерна циркулярная поляризация. В то же время на стадии затухания турбулентность считается изотропной и может описываться функцией $W_3(\beta)$.

Штарковские профили бальмеровских линий

α	$S_1(\alpha)$	$S_2(\alpha)$	$S_3(\alpha)$
	$n=3$		
0,000	6,066+1	0,000+0	0,000+0
0,002	5,934+1	2,837+1	1,272+1
0,004	5,562+1	4,860+1	3,961+1
0,006	5,006+1	5,666+1	5,911+1
0,008	4,347+1	5,395+1	6,035+1
0,010	3,667+1	4,525+1	4,866+1
0,013	2,746+1	3,126+1	2,988+1
0,016	2,043+1	2,255+1	2,191+1
0,019	1,566+1	1,851+1	2,011+1
0,022	1,258+1	1,637+1	1,909+1
0,025	1,053+1	1,459+1	1,746+1
0,030	8,180+0	1,152+1	1,374+1
0,035	6,380+0	8,578+0	9,833+0
0,040	4,897+0	6,064+0	6,492+0
0,045	3,690+0	4,097+0	4,010+0
0,05	2,732+0	2,661+0	2,346+0
0,06	1,424+0	1,019+0	7,044−1
0,07	7,001−1	3,524−1	1,840−1
0,08	3,275−1	1,126−1	4,633−2
0,09	1,470−1	3,488−2	1,312−2
0,10	6,380−2	1,134−2	4,280−3
0,11	2,705−2	4,082−3	1,460−3
0,12	1,142−2	1,590−3	4,927−4
0,13	4,922−3	6,359−4	1,657−4
0,14	2,218−3	2,540−4	5,684−5
0,15	1,052−3	1,012−4	2,001−5
0,16	5,193−4	4,067−5	7,085−6
0,17	2,622−4	1,663−5	2,450−6
0,18	1,334−4	6,897−6	8,079−7
0,19	6,793−5	2,870−6	2,505−7
0,20	3,461−5	1,179−6	7,252−8
0,22	9,097−6	1,825−7	4,903−9
	$n=4$		
0,000	3,527+1	0,000+0	0,000+0
0,002	3,502+1	9,390+0	2,551+0
0,004	3,427+1	1,764+1	8,978+0
0,006	3,311+1	2,399+1	1,659+1
0,008	3,160+1	2,823+1	2,313+1
0,010	2,987+1	3,059+1	2,779+1
0,013	2,704+1	3,157+1	3,185+1
0,016	2,416+1	3,064+1	3,330+1
0,019	2,140+1	2,852+1	3,236+1
0,022	1,881+1	2,565+1	2,947+1
0,025	1,643+1	2,241+1	2,559+1
0,030	1,293+1	1,714+1	1,921+1
0,035	1,005+1	1,279+1	1,424+1
0,040	7,743+0	9,525+0	1,056+1
0,045	5,959+0	7,096+0	7,746+0
0,05	4,596+0	5,268+0	5,587+0
0,06	2,757+0	2,830+0	2,748+0
0,07	1,657+0	1,457+0	1,238+0
0,08	9,865−1	7,116−1	5,005−1
0,09	5,788−1	3,264−1	1,805−1
0,10	3,332−1	1,398−1	5,828−2
0,11	1,874−1	5,589−2	1,709−2
0,12	1,026−1	2,092−2	4,663−3
0,13	5,451−2	7,392−3	1,228−3
0,14	2,810−2	2,496−3	3,226−4
0,15	1,406−2	8,201−4	8,596−5
0,16	6,827−3	2,670−4	2,313−5
0,17	3,227−3	8,741−5	6,185−6
0,18	1,489−3	2,892−5	1,618−6
0,19	6,739−4	9,636−6	4,089−7
0,20	3,009−4	3,207−6	9,878−8
0,22	5,900−5	3,420−7	4,867−9

α	$S_1(\alpha)$	$S_2(\alpha)$	$S_3(\alpha)$
	$n=5$		
0,000	2,665+1	0,000+0	0,000+0
0,002	2,639+1	7,390+0	2,537+0
0,004	2,565+1	1,336+1	8,337+0
0,006	2,452+1	1,714+1	1,383+1
0,008	2,313+1	1,876+1	1,677+1
0,010	2,161+1	1,884+1	1,713+1
0,013	1,935+1	1,760+1	1,526+1
0,016	1,732+1	1,621+1	1,344+1
0,019	1,563+1	1,536+1	1,303+1
0,022	1,426+1	1,504+1	1,372+1
0,025	1,317+1	1,500+1	1,477+1
0,030	1,174+1	1,491+1	1,613+1
0,035	1,058+1	1,442+1	1,653+1
0,040	9,526+0	1,350+1	1,598+1
0,045	8,533+0	1,228+1	1,471+1
0,05	7,590+0	1,088+1	1,301+1
0,06	5,872+0	8,036+0	9,285+0
0,07	4,420+0	5,570+0	6,080+0
0,08	3,248+0	3,685+0	3,735+0
0,09	2,340+0	2,349+0	2,169+0
0,10	1,658+0	1,449+0	1,195+0
0,11	1,158+0	8,658−1	6,240−1
0,12	7,984−1	5,011−1	3,088−1
0,13	5,434−1	2,809−1	1,445−1
0,14	3,651−1	1,523−1	6,380−2
0,15	2,421−1	7,983−2	2,655−2
0,16	1,584−1	4,037−2	1,041−2
0,17	1,023−1	1,968−2	3,860−3
0,18	6,508−2	9,249−3	1,357−3
0,19	4,080−2	4,189−3	4,545−4
0,20	2,520−2	1,830−3	1,461−4
0,22	9,156−3	3,159−4	1,374−5
0,24	3,112−3	4,858−5	1,183−6
0,26	9,880−4	6,848−6	9,478−8
0,28	2,933−4	9,086−7	6,929−9
	$n=6$		
0,000	2,527+1	0,000+0	0,000+0
0,002	2,497+1	7,291+0	2,904+0
0,004	2,411+1	1,256+1	8,356+0
0,006	2,288+1	1,527+1	1,168+1
0,008	2,150+1	1,625+1	1,264+1
0,010	2,013+1	1,666+1	1,344+1
0,013	1,830+1	1,724+1	1,575+1
0,016	1,677+1	1,757+1	1,762+1
0,019	1,543+1	1,723+1	1,792+1
0,022	1,418+1	1,629+1	1,695+1
0,025	1,299+1	1,501+1	1,533+1
0,030	1,114+1	1,278+1	1,265+1
0,035	9,551+0	1,095+1	1,084+1
0,040	8,233+0	9,632+0	9,820+0
0,045	7,172+0	8,689+0	9,189+0
0,05	6,321+0	7,959+0	8,695+0
0,06	5,059+0	6,768+0	7,791+0
0,07	4,143+0	5,722+0	6,810+0
0,08	3,418+0	4,751+0	5,685+0
0,09	2,820+0	3,846+0	4,503+0
0,10	2,318+0	3,025+0	3,393+0
0,11	1,892+0	2,312+0	2,444+0
0,12	1,531+0	1,720+0	1,692+0
0,13	1,227+0	1,249+0	1,129+0
0,14	9,737−1	8,856−1	7,279−1
0,15	7,646−1	6,146−1	4,542−1
0,16	5,944−1	4,178−1	2,746−1
0,17	4,576−1	2,784−1	1,609−1
0,18	3,490−1	1,819−1	9,135−2
0,19	2,637−1	1,166−1	5,026−2

(продолжение)

α	$S_1(\alpha)$	$S_2(\alpha)$	$S_3(\alpha)$
0,20	1,975−1	7,330−2	2,679−2
0,22	1,079−1	2,732−2	6,905−3
0,24	5,697−2	9,411−3	1,561−3
0,26	2,906−2	2,988−3	3,099−4
0,28	1,432−2	8,735−4	5,427−5
0,30	6,807−3	2,349−4	8,456−6
0,35	9,033−4	6,203−5	5,257−8
	$n=7$		
0,000	1,625+1	0,000+0	0,000+0
0,002	1,612+1	3,382+0	1,184+0
0,004	1,577+1	5,966+0	3,437+0
0,006	1,527+1	7,554+0	5,018+0
0,008	1,470+1	8,477+0	5,914+0
0,010	1,412+1	9,114+0	6,745+0
0,013	1,332+1	9,822+0	7,907+0
0,016	1,259+1	1,020+1	8,457+0
0,019	1,192+1	1,028+1	8,528+0
0,022	1,128+1	1,022+1	8,537+0
0,025	1,069+1	1,015+1	8,715+0
0,030	9,800+0	1,010+1	9,357+0
0,035	9,039+0	1,007+1	1,001+1
0,040	8,380+0	9,943+0	1,036+1
0,045	7,789+0	9,661+0	1,036+1
0,05	7,241+0	9,244+0	1,007+1
0,06	6,230+0	8,171+0	9,000+0
0,07	5,321+0	7,023+0	7,787+0
0,08	4,521+0	5,970+0	6,709+0
0,09	3,832+0	5,064+0	5,791+0
0,10	3,248+0	4,295+0	4,981+0
0,11	2,756+0	3,635+0	4,238+0
0,12	2,343+0	3,061+0	3,547+0
0,13	1,995+0	2,556+0	2,909+0
0,14	1,698+0	2,113+0	2,334+0
0,15	1,445+0	1,726+0	1,830+0
0,16	1,228+0	1,393+0	1,403+0
0,17	1,040+0	1,109+0	1,051+0
0,18	8,783−1	8,712−1	7,706−1
0,19	7,387−1	6,754−1	5,532−1
0,20	6,185−1	5,168−1	3,892−1
0,22	4,274−1	2,910−1	1,815−1
0,24	2,892−1	1,559−1	7,840−2
0,26	1,915−1	7,961−2	3,142−2
0,28	1,240−1	3,877−2	1,168−2
0,30	7,861−2	1,801−2	4,027−3
0,35	2,287−2	2,158−3	2,013−4
0,40	5,819−3	1,914−4	6,249−6
0,45	1,294−3	1,249−5	1,231−7
0,5	2,504−4	6,026−7	1,607−9
	$n=8$		
0,000	1,661+1	0,000+0	0,000+0
0,002	1,633+1	5,113+0	2,558+0
0,004	1,557+1	8,120+0	6,399+0
0,006	1,455+1	8,822+0	7,144+0
0,008	1,349+1	8,513+0	6,131+0
0,010	1,256+1	8,344+0	5,903+0
0,013	1,152+1	8,799+0	7,269+0
0,016	1,080+1	9,390+0	8,747+0
0,019	1,021+1	9,632+0	9,515+0
0,022	9,649+0	9,496+0	9,538+0
0,025	9,090+0	9,091+0	9,001+0
0,030	8,179+0	8,130+0	7,552+0
0,035	7,339+0	7,175+0	6,247+0
0,040	6,602+0	6,450+0	5,514+0
0,045	5,983+0	5,997+0	5,305+0
0,05	5,476+0	5,753+0	5,391+0
0,06	4,730+0	5,549+0	5,739+0
0,07	4,210+0	5,368+0	5,876+0
0,08	3,793+0	5,083+0	5,742+0
0,09	3,432+0	4,709+0	5,409+0
0,10	3,094+0	4,284+0	4,958+0
0,11	2,777+0	3,843+0	4,456+0
0,12	2,483+0	3,409+0	3,950+0
0,13	2,212+0	2,999+0	3,466+0
0,14	1,965+0	2,621+0	3,016+0
0,15	1,740+0	2,278+0	2,605+0
0,16	1,538+0	1,971+0	2,231+0
0,17	1,356+0	1,697+0	1,893+0
0,18	1,194+0	1,454+0	1,590+0
0,19	1,050+0	1,240+0	1,321+0
0,20	9,221−1	1,051+0	1,085+0
0,22	7,079−1	7,409−1	7,050−1
0,24	5,400−1	5,084−1	4,356−1
0,26	4,088−1	3,388−1	2,560−1
0,28	3,067−1	2,191−1	1,431−1
0,30	2,279−1	1,375−1	7,621−2
0,35	1,030−1	3,753−2	1,283−2
0,40	4,303−2	8,515−3	1,615−3
0,45	1,653−2	1,609−3	1,519−4
0,5	5,840−3	2,527−4	1,065−5
0,6	5,654−4	3,555−6	2,187−8
	$n=9$		
0,000	1,108+1	0,000+0	0,000+0
0,002	1,099+1	2,002+0	8,052−1
0,004	1,075+1	3,367+0	2,057+0
0,006	1,043+1	4,046+0	2,491+0
0,008	1,009+1	4,425+0	2,548+0
0,010	9,776+0	4,816+0	2,893+0
0,013	9,397+0	5,502+0	3,826+0
0,016	9,086+0	6,092+0	4,658+0
0,019	8,796+0	6,484+0	5,194+0
0,022	8,505+0	6,705+0	5,483+0
0,025	8,210+0	6,811+0	5,632+0
0,030	7,725+0	6,859+0	5,818+0
0,035	7,267+0	6,859+0	6,079+0
0,040	6,847+0	6,848+0	6,375+0
0,045	6,465+0	6,812+0	6,606+0
0,05	6,118+0	6,732+0	6,717+0
0,06	5,497+0	6,419+0	6,588+0
0,07	4,942+0	5,965+0	6,181+0
0,08	4,439+0	5,465+0	5,715+0
0,09	3,984+0	4,985+0	5,301+0
0,10	3,576+0	4,551+0	4,951+0
0,11	3,215+0	4,166+0	4,639+0
0,12	2,896+0	3,818+0	4,338+0
0,13	2,615+0	3,498+0	4,033+0
0,14	2,366+0	3,198+0	3,721+0
0,15	2,145+0	2,913+0	3,405+0
0,16	1,947+0	2,643+0	3,089+0
0,17	1,768+0	2,388+0	2,781+0
0,18	1,605+0	2,148+0	2,484+0
0,19	1,457+0	1,923+0	2,204+0
0,20	1,322+0	1,715+0	1,942+0
0,22	1,086+0	1,347+0	1,479+0
0,24	8,872−1	1,042+0	1,098+0
0,26	7,215−1	7,943−1	7,932−1
0,28	5,836−1	5,962−1	5,573−1
0,30	4,697−1	4,404−1	3,802−1
0,35	2,663−1	1,917−1	1,278−1
0,40	1,455−1	7,445−2	3,539−2
0,45	7,612−2	2,568−2	8,103−3
0,5	3,798−2	7,863−3	1,538−3

(продолжение)

α	$S_1(\alpha)$	$S_2(\alpha)$	$S_3(\alpha)$
0,6	8,095−3	5,165−4	3,161−5
0,7	1,390−3	2,106−5	3,061−7
0,8	1,913−4	5,295−7	1,403−9
	$n=10$		
0,000	1,330+1	0,000+0	0,000+0
0,002	1,305+1	4,038+0	2,233+0
0,004	1,238+1	6,108+0	5,184+0
0,006	1,151+1	6,186+0	5,055+0
0,008	1,065+1	5,608+0	3,651+0
0,010	9,957+0	5,375+0	3,214+0
0,013	9,258+0	5,822+0	4,119+0
0,016	8,836+0	6,491+0	5,327+0
0,019	8,513+0	6,976+0	6,281+0
0,022	8,203+0	7,225+0	6,872+0
0,025	7,882+0	7,268+0	7,094+0
0,030	7,329+0	7,006+0	6,810+0
0,035	6,778+0	6,517+0	6,099+0
0,040	6,253+0	5,982+0	5,367+0
0,045	5,772+0	5,513+0	4,835+0
0,05	5,345+0	5,156+0	4,544+0
0,06	4,652+0	4,739+0	4,417+0
0,07	4,142+0	4,530+0	4,456+0
0,08	3,756+0	4,362+0	4,453+0
0,09	3,443+0	4,177+0	4,384+0
0,10	3,173+0	3,972+0	4,260+0
0,11	2,930+0	3,753+0	4,091+0
0,12	2,707+0	3,527+0	3,892+0
0,13	2,501+0	3,299+0	3,676+0
0,14	2,310+0	3,073+0	3,455+0
0,15	2,133+0	2,855+0	3,237+0
0,16	1,970+0	2,645+0	3,023+0
0,17	1,818+0	2,447+0	2,816+0
0,18	1,678+0	2,259+0	2,615+0
0,19	1,549+0	2,082+0	2,419+0
0,20	1,429+0	1,916+0	2,229+0
0,22	1,216+0	1,613+0	1,867+0
0,24	1,035+0	1,345+0	1,535+0
0,26	8,793−1	1,111+0	1,239+0
0,28	7,461−1	9,076−1	9,812−1
0,30	6,318−1	7,337−1	7,632−1
0,35	4,116−1	4,115−1	3,761−1
0,40	2,623−1	2,158−1	1,648−1
0,45	1,631−1	1,055−1	6,384−2
0,5	9,873−2	4,792−2	2,180−2
0,6	3,318−2	7,836−3	1,741−3
0,7	9,815−3	9,345−4	8,433−5
0,8	2,526−3	8,112−5	2,478−6
0,9	5,622−4	5,113−6	4,407−8
	$n=11$		
0,000	8,108+0	0,000+0	0,000+0
0,002	8,038+0	1,373+0	6,294−1
0,004	7,850+0	2,203+0	1,481+0
0,006	7,604+0	2,492+0	1,540+0
0,008	7,359+0	2,605+0	1,322+0
0,010	7,154+0	2,804+0	1,402+0
0,013	6,933+0	3,276+0	1,942+0
0,016	6,774+0	3,753+0	2,543+0
0,019	6,633+0	4,135+0	3,048+0
0,022	6,489+0	4,415+0	3,427+0
0,025	6,337+0	4,607+0	3,687+0
0,030	6,073+0	4,785+0	3,930+0
0,035	5,806+0	4,855+0	4,069+0
0,040	5,545+0	4,876+0	4,200+0
0,045	5,297+0	4,877+0	4,344+0
0,05	5,065+0	4,866+0	4,479+0
0,06	4,646+0	4,795+0	4,625+0
0,07	4,278+0	4,644+0	4,573+0
0,08	3,947+0	4,429+0	4,392+0
0,09	3,645+0	4,185+0	4,175+0
0,10	3,367+0	3,941+0	3,978+0
0,11	3,112+0	3,714+0	3,818+0
0,12	2,881+0	3,508+0	3,684+0
0,13	2,671+0	3,322+0	3,563+0
0,14	2,481+0	3,149+0	3,442+0
0,15	2,309+0	2,985+0	3,314+0
0,16	2,153+0	2,827+0	3,178+0
0,17	2,011+0	2,674+0	3,034+0
0,18	1,880+0	2,523+0	2,884+0
0,19	1,759+0	2,377+0	2,732+0
0,20	1,647+0	2,234+0	2,578+0
0,22	1,445+0	1,961+0	2,275+0
0,24	1,268+0	1,710+0	1,984+0
0,26	1,112+0	1,480+0	1,711+0
0,28	9,731−1	1,274+0	1,459+0
0,30	8,507−1	1,089+0	1,229+0
0,35	6,039−1	7,149−1	7,581−1
0,40	4,241−1	4,491−1	4,322−1
0,45	2,939−1	2,694−1	2,275−1
0,5	2,006−1	1,542−1	1,105−1
0,6	8,863−2	4,362−2	2,025−2
0,7	3,624−2	1,005−2	2,633−3
0,8	1,362−2	1,869−3	2,423−4
0,9	4,671−3	2,794−4	1,581−5
1,0	1,455−3	3,355−5	7,305−7
	$n=12$		
0,000	1,035+1	0,000+0	0,000+0
0,002	1,012+1	3,257+0	1,950+0
0,004	9,541+0	4,731+0	4,323+0
0,006	8,794+0	4,478+0	3,840+0
0,008	8,082+0	3,759+0	2,363+0
0,010	7,528+0	3,433+0	1,815+0
0,013	7,018+0	3,703+0	2,302+0
0,016	6,751+0	4,218+0	3,096+0
0,019	6,569+0	4,651+0	3,821+0
0,022	6,397+0	4,952+0	4,396+0
0,025	6,216+0	5,127+0	4,783+0
0,030	5,895+0	5,182+0	5,003+0
0,035	5,561+0	5,022+0	4,800+0
0,040	5,228+0	4,744+0	4,376+0
0,045	4,906+0	4,431+0	3,920+0
0,05	4,606+0	4,142+0	3,553+0
0,06	4,084+0	3,731+0	3,204+0
0,07	3,675+0	3,530+0	3,187+0
0,08	3,360+0	3,435+0	3,250+0
0,09	3,114+0	3,364+0	3,288+0
0,10	2,911+0	3,283+0	3,285+0
0,11	2,735+0	3,187+0	3,249+0
0,12	2,576+0	3,078+0	3,187+0
0,13	2,428+0	2,962+0	3,107+0
0,14	2,289+0	2,841+0	3,013+0
0,15	2,159+0	2,718+0	2,912+0
0,16	2,037+0	2,595+0	2,809+0
0,17	1,921+0	2,475+0	2,705+0
0,18	1,813+0	2,357+0	2,603+0
0,19	1,711+0	2,243+0	2,501+0
0,20	1,615+0	2,133+0	2,401+0
0,22	1,441+0	1,925+0	2,201+0
0,24	1,286+0	1,732+0	2,002+0
0,26	1,148+0	1,552+0	1,804+0
0,28	1,026+0	1,384+0	1,610+0
0,30	9,176−1	1,229+0	1,425+0
0,35	6,925−1	8,930−1	1,011+0
0,40	5,199−1	6,294−1	6,794−1

(продолжение)

α	$S_1(\alpha)$	$S_2(\alpha)$	$S_3(\alpha)$
0,45	3,872−1	4,302−1	4,324−1
0,5	2,857−1	2,849−1	2,602−1
0,6	1,507−1	1,132−1	7,946−2
0,7	7,577−2	3,923−2	1,922−2
0,8	3,609−2	1,179−2	3,658−3
0,9	1,622−2	3,053−3	5,457−4
1,0	6,850−3	6,792−4	6,377−5
1,2	1,002−3	2,110−5	4,182−7
1,4	1,108−4	3,499−7	1,030−9
	$n=13$		
0,000	6,234+0	0,000+0	0,000+0
0,002	6,175+0	1,030+0	5,232−1
0,004	6,018+0	1,589+0	1,171+0
0,006	5,817+0	1,695+0	1,094+0
0,008	5,624+0	1,682+0	7,939−1
0,010	5,471+0	1,768+0	7,592−1
0,013	5,320+0	2,078+0	1,060+0
0,016	5,227+0	2,427+0	1,448+0
0,019	5,151+0	2,731+0	1,817+0
0,022	5,073+0	2,980+0	2,139+0
0,025	4,990+0	3,175+0	2,402+0
0,030	4,840+0	3,398+0	2,704+0
0,035	4,681+0	3,524+0	2,876+0
0,040	4,519+0	3,587+0	2,977+0
0,045	4,359+0	3,614+0	3,057+0
0,05	4,203+0	3,622+0	3,135+0
0,06	3,911+0	3,612+0	3,282+0
0,07	3,651+0	3,571+0	3,357+0
0,08	3,417+0	3,491+0	3,335+0
0,09	3,205+0	3,379+0	3,245+0
0,10	3,010+0	3,248+0	3,129+0
0,11	2,829+0	3,113+0	3,020+0
0,12	2,661+0	2,983+0	2,930+0
0,13	2,506+0	2,864+0	2,860+0
0,14	2,363+0	2,755+0	2,803+0
0,15	2,231+0	2,655+0	2,751+0
0,16	2,110+0	2,561+0	2,698+0
0,17	1,998+0	2,471+0	2,641+0
0,18	1,896+0	2,384+0	2,578+0
0,19	1,800+0	2,297+0	2,511+0
0,20	1,712+0	2,212+0	2,439+0
0,22	1,551+0	2,043+0	2,286+0
0,24	1,408+0	1,879+0	2,128+0
0,26	1,279+0	1,721+0	1,968+0
0,28	1,163+0	1,570+0	1,810+0
0,30	1,057+0	1,429+0	1,656+0
0,35	8,322−1	1,112+0	1,290+0
0,40	6,537−1	8,484−1	9,659−1
0,45	5,118−1	6,331−1	6,950−1
0,5	3,988−1	4,619−1	4,807−1
0,6	2,376−1	2,295−1	2,037−1
0,7	1,372−1	1,037−1	7,327−2
0,8	7,654−2	4,243−2	2,228−2
0,9	4,108−2	1,567−2	5,705−3
1,0	2,116−2	5,212−3	1,226−3
1,2	4,916−3	4,153−4	3,332−5
1,4	9,452−4	2,113−5	4,448−7
1,6	1,485−4	6,811−7	2,912−9
	$n=14$		
0,000	8,341+0	0,000+0	0,000+0
0,002	8,144+0	2,729+0	1,722+0
0,004	7,628+0	3,848+0	3,712+0
0,006	6,975+0	3,451+0	3,102+0
0,008	6,364+0	2,698+0	1,684+0
0,010	5,902+0	2,335+0	1,116+0
0,013	5,502+0	2,480+0	1,365+0
0,016	5,316+0	2,863+0	1,884+0
0,019	5,204+0	3,211+0	2,399+0
0,022	5,102+0	3,485+0	2,859+0
0,025	4,995+0	3,684+0	3,232+0
0,030	4,800+0	3,860+0	3,616+0
0,035	4,590+0	3,874+0	3,706+0
0,040	4,374+0	3,771+0	3,565+0
0,045	4,159+0	3,601+0	3,297+0
0,05	3,949+0	3,406+0	2,997+0
0,06	3,563+0	3,053+0	2,545+0
0,07	3,239+0	2,828+0	2,382+0
0,08	2,977+0	2,718+0	2,393+0
0,09	2,769+0	2,669+0	2,449+0
0,10	2,602+0	2,637+0	2,492+0
0,11	2,462+0	2,601+0	2,510+0
0,12	2,341+0	2,555+0	2,506+0
0,13	2,231+0	2,500+0	2,485+0
0,14	2,129+0	2,437+0	2,452+0
0,15	2,033+0	2,371+0	2,409+0
0,16	1,942+0	2,301+0	2,361+0
0,17	1,855+0	2,231+0	2,309+0
0,18	1,773+0	2,159+0	2,256+0
0,19	1,695+0	2,089+0	2,203+0
0,20	1,620+0	2,019+0	2,150+0
0,22	1,483+0	1,885+0	2,046+0
0,24	1,358+0	1,757+0	1,942+0
0,26	1,246+0	1,636+0	1,836+0
0,28	1,144+0	1,521+0	1,727+0
0,30	1,051+0	1,411+0	1,617+0
0,35	8,539−1	1,155+0	1,341+0
0,40	6,946−1	9,310−1	1,080+0
0,45	5,644−1	7,383−1	8,447−1
0,5	4,573−1	5,762−1	6,419−1
0,6	2,969−1	3,339−1	3,390−1
0,7	1,891−1	1,807−1	1,588−1
0,8	1,177−1	9,106−2	6,587−2
0,9	7,143−2	4,267−2	2,413−2
1,0	4,213−2	1,855−2	7,795−3
1,2	1,339−2	2,776−3	5,525−4
1,4	3,730−3	3,011−4	2,319−5
1,6	9,036−4	2,343−5	5,739−7
1,8	1,888−4	1,300−6	8,366−9
	$n=15$		
0,000	4,970+0	0,000+0	0,000+0
0,002	4,919+0	8,206−1	4,501−1
0,004	4,784+0	1,225+0	9,770−1
0,006	4,613+0	1,239+0	8,479−1
0,008	4,452+0	1,164+0	5,331−1
0,010	4,329+0	1,187+0	4,502−1
0,013	4,216+0	1,391+0	6,193−1
0,016	4,155+0	1,643+0	8,677−1
0,019	4,110+0	1,875+0	1,122+0
0,022	4,064+0	2,075+0	1,363+0
0,025	4,015+0	2,244+0	1,580+0
0,030	3,926+0	2,460+0	1,868+0
0,035	3,828+0	2,606+0	2,064+0
0,040	3,725+0	2,696+0	2,186+0
0,045	3,620+0	2,747+0	2,262+0
0,05	3,515+0	2,774+0	2,316+0
0,06	3,311+0	2,789+0	2,412+0
0,07	3,121+0	2,781+0	2,496+0
0,08	2,949+0	2,755+0	2,540+0
0,09	2,792+0	2,710+0	2,531+0
0,10	2,648+0	2,647+0	2,482+0
0,11	2,515+0	2,572+0	2,415+0
0,12	2,391+0	2,491+0	2,347+0
0,13	2,276+0	2,412+0	2,290+0

(продолжение)

α	$S_1(\alpha)$	$S_2(\alpha)$	$S_3(\alpha)$
0,14	2,167−0	2,338+0	2,245+0
0,15	2,066+0	2,269+0	2,212+0
0,16	1,971+0	2,206+0	2,185+0
0,17	1,884+0	2,148+0	2,161+0
0,18	1,802+0	2,094+0	2,136+0
0,19	1,726+0	2,041+0	2,109+0
0,20	1,655+0	1,990+0	2,079+0
0,22	1,526+0	1,888+0	2,009+0
0,24	1,412+0	1,786+0	1,930+0
0,26	1,308+0	1,685+0	1,846+0
0,28	1,215+0	1,586+0	1,759+0
0,30	1,128+0	1,489+0	1,670+0
0,35	9,399−1	1,263+0	1,448+0
0,40	7,840−1	1,059+0	1,229+0
0,45	6,541−1	8,781−1	1,019+0
0,5	5,456−1	7,194−1	8,271−1
0,6	3,776−1	4,651−1	5,091−1
0,7	2,583−1	2,859−1	2,864−1
0,8	1,741−1	1,668−1	1,471−1
0,9	1,153−1	9,221−2	6,887−2
1,0	7,490−2	4,825−2	2,937−2
1,2	2,966−2	1,114−2	4,016−3
1,4	1,070−2	2,034−3	3,723−4
1,6	3,497−3	2,910−4	2,322−5
1,8	1,028−3	3,241−5	9,711−7
2,0	2,704−4	2,796−6	2,719−8
$n=16$			
0,000	6,911+0	0,000+0	0,000+0
0,002	6,734+0	2,348+0	1,537+0
0,004	6,274+0	3,239+0	3,254+0
0,006	5,694+0	2,785+0	2,611+0
0,008	2,639+0	2,217+0	1,839+0
0,010	4,762+0	1,670+0	7,369−1
0,013	4,432+0	1,734+0	8,532−1
0,016	4,293+0	2,017+0	1,197+0
0,019	4,219+0	2,290+0	1,558+0
0,022	4,155+0	2,519+0	1,903+0
0,025	4,087+0	2,703+0	2,212+0
0,030	3,963+0	2,909+0	2,604+0
0,035	3,828+0	3,002+0	2,814+0
0,040	3,684+0	3,002+0	2,850+0
0,045	3,537+0	2,934+0	2,752+0
0,05	3,390+0	2,824+0	2,573+0
0,06	3,108+0	2,566+0	2,178+0
0,07	2,855+0	2,350+0	1,922+0
0,08	2,639+0	2,217+0	1,839+0
0,09	2,462+0	2,151+0	1,856+0
0,10	2,317+0	2,124+0	1,901+0
0,11	2,198+0	2,109+0	1,940+0
0,12	2,098+0	2,093+0	1,963+0
0,13	2,011+0	2,071+0	1,971+0
0,14	1,932+0	2,042+0	1,967+0
0,15	1,858+0	2,008+0	1,954+0
0,16	1,789+0	1,970+0	1,934+0
0,17	1,723+0	1,929+0	1,910+0
0,18	1,661+0	1,887+0	1,883+0
0,19	1,600+0	1,844+0	1,854+0
0,20	1,543+0	1,800+0	1,825+0
0,22	1,435+0	1,713+0	1,766+0
0,24	1,336+0	1,629+0	1,709+0
0,26	1,245+0	1,548+0	1,652+0
0,28	1,162+0	1,470+0	1,594+0
0,30	1,085+0	1,396+0	1,534+0
0,35	9,197−1	1,218+0	1,375+0
0,40	7,827−1	1,054+0	1,209+0
0,45	6,675−1	9,025−1	1,046+0
0,5	5,695−1	7,661−1	8,897−1
0,6	4,135−1	5,369−1	6,112−1
0,7	2,984−1	3,621−1	3,917−1
0,8	2,133−1	2,348−1	2,341−1
0,9	1,508−1	1,462−1	1,304−1
1,0	1,051−1	8,736−2	6,765−2
1,2	4,886−2	2,745−2	1,467−2
1,4	2,125−2	7,234−3	2,372−3
1,6	8,595−3	1,590−3	2,844−4
1,8	3,219−3	2,897−4	2,515−5
2,0	1,112−3	4,359−5	1,635−6
$n=17$			
0,000	4,073+0	0,000+0	0,000+0
0,002	4,028+0	6,804−1	3,953−1
0,004	3,909+0	9,891−1	8,410−1
0,006	3,760+0	9,556−1	6,945−1
0,008	3,622+0	8,504−1	3,889−1
0,010	3,518+0	8,385−1	2,877−1
0,013	3,428+0	9,741−1	3,836−1
0,016	3,385+0	1,158+0	5,462−1
0,019	3,356+0	1,333+0	7,203−1
0,022	3,328+0	1,491+0	8,946−1
0,025	3,297+0	1,629+0	1,061+0
0,030	3,241+0	1,819+0	1,304+0
0,035	3,178+0	1,960+0	1,493+0
0,040	3,111+0	2,059+0	1,626+0
0,045	3,041+0	2,125+0	1,714+0
0,05	2,969+0	2,166+0	1,772+0
0,06	2,824+0	2,203+0	1,845+0
0,07	2,685+0	2,209+0	1,906+0
0,08	2,555+0	2,204+0	1,958+0
0,09	2,436+0	2,188+0	1,985+0
0,10	2,326+0	2,160+0	1,982+0
0,11	2,224+0	2,122+0	1,954+0
0,12	2,129+0	2,077+0	1,913+0
0,13	2,041+0	2,027+0	1,868+0
0,14	1,957+0	1,976+0	1,829+0
0,15	1,879+0	1,927+0	1,797+0
0,16	1,805+0	1,881+0	1,773+0
0,17	1,735+0	1,839+0	1,756+0
0,18	1,670+0	1,800+0	1,743+0
0,19	1,608+0	1,764+0	1,731+0
0,20	1,551+0	1,731+0	1,719+0
0,22	1,446+0	1,666+0	1,690+0
0,24	1,353+0	1,603+0	1,654+0
0,26	1,269+0	1,539+0	1,611+0
0,28	1,192+0	1,475+0	1,564+0
0,30	1,122−0	1,411+0	1,515+0
0,35	9,680−1	1,256+0	1,387+0
0,40	8,373−1	1,110+0	1,254+0
0,45	7,255−1	9,751−1	1,120+0
0,5	6,295−1	8,507−1	9,856−1
0,6	4,745−1	6,335−1	7,334−1
0,7	3,569−1	4,580−1	5,170−1
0,8	2,669−1	3,212−1	3,451−1
0,9	1,981−1	2,184−1	2,180−1
1,0	1,457−1	1,438−1	1,304−1
1,2	7,633−2	5,660−2	3,942−2
1,4	3,811−2	1,947−2	9,510−3
1,6	1,804−2	5,834−3	1,822−3
1,8	8,067−3	1,516−3	2,764−4
2,0	3,397−3	3,404−4	3,306−5
2,5	2,953−4	4,210−6	5,708−8
$n=18$			
0,000	5,854+0	0,000+0	0,000+0
0,002	5,695+0	2,061+0	1,386+0

(окончание)

α	$S_1(\alpha)$	$S_2(\alpha)$	$S_3(\alpha)$	α	$S_1(\alpha)$	$S_2(\alpha)$	$S_3(\alpha)$
0,004	5,279+0	2,798+0	2,898+0	0,17	1,575+0	1,648+0	1,574+0
0,006	4,758+0	2,326+0	2,261+0	0,18	1,526+0	1,623+0	1,562+0
0,008	4,282+0	1,613+0	1,039+0	0,19	1,479+0	1,597+0	1,548+0
0,010	3,934+0	1,245+0	5,173−1	0,20	1,434+0	1,570+0	1,532+0
0,013	3,652+0	1,257+0	5,577−1	0,22	1,349+0	1,514+0	1,497+0
0,016	3,541+0	1,469+0	7,910−1	0,24	1,270+0	1,457+0	1,462+0
0,019	3,489+0	1,682+0	1,046+0	0,26	1,198+0	1,402+0	1,428+0
0,022	3,447+0	1,869+0	1,301+0	0,28	1,129+0	1,349+0	1,395+0
0,025	3,403+0	2,027+0	1,543+0	0,30	1,066+0	1,297+0	1,362+0
0,030	3,321+0	2,226+0	1,886+0	0,35	9,281−1	1,174+0	1,273+0
0,035	3,230+0	2,347+0	2,125+0	0,40	8,122−1	1,058+0	1,174+0
0,040	3,132+0	2,399+0	2,246+0	0,45	7,133−1	9,476−1	1,071+0
0,045	3,030+0	2,394+0	2,260+0	0,5	6,278−1	8,436−1	9,669−1
0,05	2,926+0	2,347+0	2,189+0	0,6	4,875−1	6,576−1	7,634−1
0,06	2,718+0	2,184+0	1,920+0	0,7	3,785−1	5,011−1	5,777−1
0,07	2,523+0	2,007+0	1,659+0	0,8	2,931−1	3,731−1	4,188−1
0,08	2,349+0	1,870+0	1,508+0	0,9	2,260−1	2,712−1	2,908−1
0,09	2,199+0	1,785+0	1,463+0	1,0	1,732−1	1,923−1	1,932−1
0,10	2,073+0	1,743+0	1,479+0	1,2	9,946−2	8,959−2	7,471−2
0,11	1,968+0	1,727+0	1,515+0	1,4	5,517−2	3,759−2	2,418−2
0,12	1,881+0	1,720+0	1,548+0	1,6	2,942−2	1,416−2	6,535−3
0,13	1,806+0	1,713+0	1,570+0	1,8	1,503−2	4,779−3	1,471−3
0,14	1,740+0	1,703+0	1,582+0	2,0	7,333−3	1,440−3	2,753−4
0,15	1,681+0	1,688+0	1,586+0	2,5	9,865−4	1,316−5	1,826−6
0,16	1,627+0	1,670+0	1,583+0	3,0	9,599−5	6,095−7	3,664−9

В космической плазме основным конкурентом штарковского уширения плазменной турбулентностью является эффект Доплера, обусловленный в основном нетепловыми движениями. Доплеровское уширение нетрудно учесть путем свертки с затабулированными штарковскими профилями $S_i(\alpha)$. Заранее ясно, что оно может замазать немонотонную структуру профилей $S_2(\alpha)$, $S_3(\alpha)$, причем в первую очередь исчезнет ближайший к центру максимум. Его положение практически не зависит от номера линии, тогда как второй максимум удаляется от центра пропорционально n^2. Поэтому, если, как это принято, охарактеризовать штарковские профили полушириной $\alpha_{1/2}^{(i)}$, определяемой как $S_i(\alpha_{1/2}^{(i)}) = S_{\max}/2$, то для профилей, имеющих более одного максимума, в качестве $S_{\max}$ следует подставлять значение $S_i(\alpha)$ во втором от центра максимуме.

Отметим, что если аналогичным образом определить полуширины $\beta_{1/2}^{(i)}$ функций $W_i(\beta)$ из (6) — (8), то окажется, что они отличаются друг от друга не более чем на 12% ($\beta_{1/2}^{(1)} = 1{,}18$; $\beta_{1/2}^{(3)} = 1{,}34$). Казалось бы, можно ожидать, что и величины $\alpha_{1/2}^{(i)}$ для одной и той же линии будут отличаться незначительно. Выяснилось, что это соответствует действительности лишь для головных бальмеровских линий (например, для H_α величины $\alpha_{1/2}^{(i)}$ отличаются менее чем на 14%). Однако для высоких бальмеровских линий штарковские полуширины при фиксированном n разительно отличаются друг от друга: для линии H_{18} отношение $\alpha_{1/2}^{(3)}/\alpha_{1/2}^{(1)}$ достигает величины 8,4. Это является наиболее неожиданным из результатов, полученных нами.

Затабулированные универсальные штарковские профили являются основой для количественного анализа механизмов нетепловых явлений в космической плазме по методике, изложенной в [22].

Авторы глубоко признательны А. Б. Северному за интерес к работе.

Приложение

Для получения критерия квазистатичности воздействия плазменной турбулентности на атом водорода можно без ограничения общности рассмотреть модельную задачу с одномерным электрическим полем вида

$E(t) = \sum_{j=1}^{J} E_j \cos(\Omega t + \varphi_j)$, где фаза φ_j — случайная величина, распределенная равномерно на интервале $(0,2\pi)$. Тогда профиль боковой штарковской компоненты имеет вид (в шкале частот) [26] [1]

$$I(\Delta\omega) \approx (2\pi\varepsilon)^{-1/2} \sum_{p=1}^{\varepsilon} \exp(-p^2/2\varepsilon)\,[\delta(\Delta\omega - p\Omega) + \delta(\Delta\omega + p\Omega)] \quad (\varepsilon \equiv K^2F_0^2/\Omega^2). \tag{П1}$$

Здесь $F_0^2 \equiv \sum_{j=1}^{J} E_j^2/2$, $K \equiv C_X(2\pi c/\lambda_{nn'}^2)$.

В случае $\Omega \lesssim |\Delta\omega| \lesssim \varepsilon\Omega$, переходя от суммирования по p к интегрированию по $x = p\Omega$, $dx = \Omega$, получим

$$I(\Delta\omega) \approx (\sqrt{2\pi}\,KF_0)^{-1} \exp[-(\Delta\omega)^2/2\,(KF_0)^2], \tag{П2}$$

что совпадает с квазистатическим результатом для одномерного распределения полей (см. формулы (2), (6)).

Переход от (П1) к (П2) оправдан, если частота Ω удовлетворяет одновременно двум неравенствам:

$$\Omega \ll KF, \quad \Omega \ll \max[\gamma_e + \Gamma_p, (\Delta\omega)_D, (\Delta\omega)_A]. \tag{П3}$$

Здесь $(\gamma_e + \Gamma_p)$ — ударная ширина, включающая эффект ленгмюровских колебаний [18]; $(\Delta\omega)_D$ и $(\Delta\omega)_A$ — доплеровская и аппаратурная ширины соответственно. В космической плазме последнее неравенство, как правило, сводится к $\Omega \ll (\Delta\omega)_D$.

Условия (П3) достаточны для квазистатичности, но, вообще говоря, не являются необходимыми. Пусть спектральное распределение колебаний характеризуется нормированной функцией $Q(\Omega)$ с полушириной $\Delta\Omega \lesssim \Omega_0$ ($Q(\Omega_0) = \max$). Тогда из (П1) нетрудно получить

$$I(\Delta\omega) \approx (\Delta\omega/\sqrt{2\pi}KF_0)\exp[-(\Delta\omega)^2/2(KF_0)^2] \sum_{p_{\min}}^{\infty} p^{-2}Q(\Delta\omega/p), \tag{П4}$$

где $p_{\min} = \max[(\Delta\omega/KF_0)^2, 1]$. Ясно, что при условии

$$\Omega^2/\Delta\Omega \ll KF_0 \tag{П5}$$

уширение квазистатично, даже если неравенства (П3) не выполняются. Таким образом, (П5) является еще одним достаточным условием квазистатичности [2].

Май 1980 г.

Литература

1. *Каули Ч.* Теория звездных спектров. М.: Мир, 1974.
2. *Underhill A. B., Waddell J. H.* Nat. Bur. Stand. Circ., 1959, N 603.
3. *Holtsmark J.*— Ann. Phys., 1919, 58, p. 577.
4. *Griem H. R.*— In: Advances in atomic and molecular physics. N. Y.: Acad. Press, 1975, p. 331.
5. *Лисица В. С.*— УФН, 1977, **122**, с. 449.
6. *Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А.* Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979, § 22.
7. *Hooper C. F.*— Phys. Rev., 1968, **165**, p. 215.
8. *Vidal C. R., Cooper J., Smith E. W.*— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1973, **25**, p. 37.
9. *Грим Г.* Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978.
10. *Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З.* Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979.

---

[1] Профиль, полученный для этой же задачи в [27], содержит численную ошибку.

[2] Относительные интенсивности компонент $f_X/n'^2 f_\pm$ (см. формулу (2)), вообще говоря, зависят от угла θ между направлением наблюдения и осью симметрии диаграммы направленности полей [16]. В настоящем расчете даже для «одномерных» и «двумерных» профилей $S_1(\alpha)$, $S_2(\alpha)$ использовались «изотропные» значения $f_X/n'^2 f_\pm$ из [2]. Это соответствует случаю, когда вдоль луча зрения существует много турбулентных областей («доменов»), отличающихся только направлением оси симметрии, причем эти направления распределены равномерно в телесном угле 4π. Для солнечных вспышек предположение о «доменной» структуре излучающей области коррелирует с наблюдениями [28]. Разумеется, при расчете «изотропных» профилей $S_3(\alpha)$ это предположение излишне.

11. *Bohm D.*, *Pines D.*— Phys. Rev., 1952, **92**, p. 332, 609.
12. *Кадомцев Б. Б.*, *Цытович В. Н.*— В кн.: Космическая газодинамика. М.: Мир, 1972, с. 127.
13. *Каплан С. А.*, *Цытович В. Н.* Плазменная астрофизика. М.: Наука, 1972.
14. *Каплан С. А.*, *Пикельнер С. Б.*, *Цытович В. Н.* Физика плазмы солнечной атмосферы. М.: Наука, 1977.
15. *Сыроватский С. И.*— В кн.: Проблемы солнечной активности и космическая система «Прогноз». М.: Наука, 1977, с. 5.
16. *Hinata S.*— Astrophys. J., 1979, **234**, p. 363.
17. *Шолин Г. В.*, *Окс Е. А.*— ДАН СССР, 1973, **209**, с. 1318.
18. *Окс Е. А.*, *Шолин Г. В.*— ЖЭТФ, 1975, **68**, с. 974.
19. *Окс Е. А.*, *Шолин Г. В.*— ЖТФ, 1976, **46**, с. 254.
20. *Окс Е. А.*, *Шолин Г. В.*— Оптика и спектроскопия, 1977, **42**, с. 769.
21. *Жужунашвили А. И.*, *Окс Е. А.*— ЖЭТФ, 1977, **73**, с. 2142.
22. *Окс Е. А.*— Письма в Астрон. ж., 1978, **4**, с. 415.
23. *Окс Е. А.*, *Ранцев-Картинов В. А.*— ЖЭТФ, 1980, **79**, § 1 (7).
24. *Bekefi G.*, *Deutsch C.*— Comments Plasma Phys., 1976, **2**, p. 89.
25. *Релей Дж. У.* Теория звука. М.: ГТТИ, 1955, т. 1.
26. *Окс Е. А.*, *Шолин Г. В.* Препринт ИАЭ-2391, 1974.
27. *Лифшиц Е. В.*— ЖЭТФ, 1967, **53**, с. 943.
28. *Коваль А. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **57**, с. 133.

УДК 523.942/945+947

РАДИОДИАМЕТР СОЛНЦА НА ВОЛНАХ 1,9; 2,5 и 3,5 см

А. Ф. Бачурин

Рассмотрен способ измерения солнечного радиодиаметра, основанный на сравнении записей радиоизлучения слабо возмущенного Солнца, полученных из наблюдений при сканировании антенной солнечного диска, и расчетных кривых, построенных в предположении равномерного распределения радиояркости по диску Солнца. Величины радиодиаметра Солнца на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см, найденные этим способом, согласуются с данными затменных наблюдений. Отношение солнечного радиорадиуса на этих волнах к оптическому радиусу растет с увеличением длины радиоволны. При указанном предположении в рассматриваемом диапазоне наблюдается эллиптичность Солнца, увеличивающаяся с ростом длины волны.

THE RADIO DIAMETER OF THE SUN AT WAVELENGTHS 1.9; 2.5 AND 3.5 CM, by *A. F. Bachurin*.— A method of measuring the solar radio diameter is considered basing on comparison between calculated curves obtained under assumption of uniform radiobrightness distribution over solar disk and observational data of the radio emission obtained during the scanning on the solar disk when the Sun was slightly excited. Estimates of the solar radio diameter found by this method are in good agreement with eclipse measurement data. It has been found that the ratio of radio radius of the Sun to optical one at wavelengths 1.9; 2.5 and 3.5 cm increases with wavelength. In accordance with this assumption in this wavelength range the ellipticity of the Sun is observed which also increases with wavelength.

Знание угловых размеров и яркостной температуры Солнца в радиодиапазоне необходимо для построения модели солнечной атмосферы. Наиболее эффективным методом определения размеров Солнца в радиодиапазоне, получившим применение в радиоастрономии еще на ранней стадии ее развития, является измерение их во время солнечных затмений по моментам радиоконтактов Луны и Солнца.

В [1] описан метод определения солнечного радиодиаметра по данным ежедневного картографирования Солнца на волне 8,6 мм. Полученные в [1] результаты согласуются с данными затменных наблюдений.

Здесь приводится способ определения солнечного радиорадиуса также по внезатменным наблюдениям на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см, основанный на сравнении расчетных кривых и записей радиоизлучения спокойного Солнца, полученных из наблюдений, при сканировании антенной через центр его диска.

1. Наблюдения

Описываемые ниже наблюдения проводились в период со 2 по 12.XI 1976 г. на РТ-22 КАО АН СССР с использованием каналов полной интенсивности трехканального радиополяриметра, описанного в [2]. В этот период пятен и пор на солнечном диске не было, а превышение яркостных температур радиоизлучающих областей над уровнем спокойного Солнца

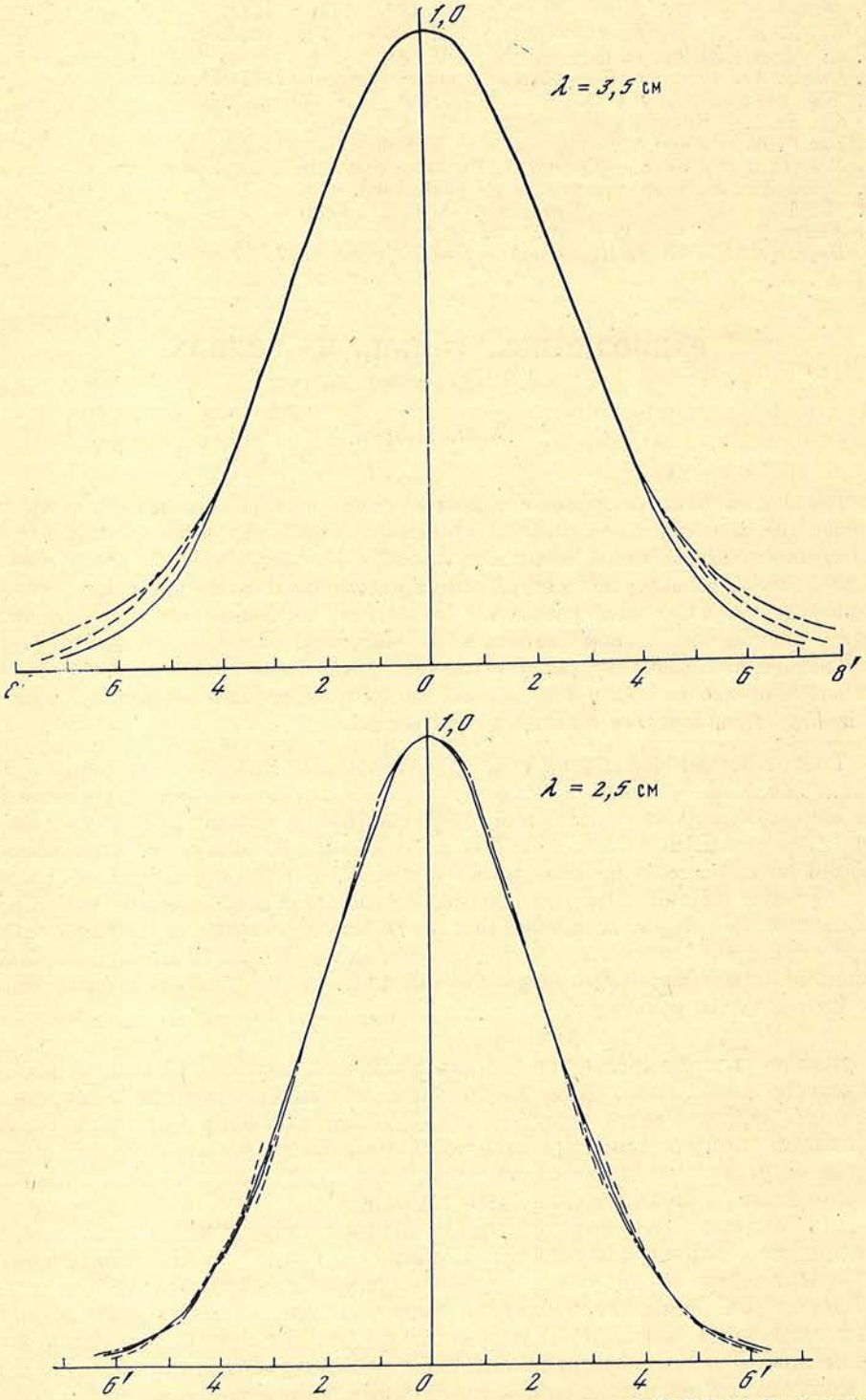


Рис. 1. Диаграмма направленности антенны на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см в двух взаимно перпендикулярных сечениях и аппроксимирующие ее функции Гаусса

составляло согласно [3] в среднем 3,8; 2,6 и 2% от его яркостной температуры на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см соответственно.

Наблюдения заключались в сканировании солнечного диска через его центр. Сканы проводились вдоль координатных линий прямого восхождения α (в дальнейшем будем для краткости называть их сканами по α) и вдоль линий склонения δ (сканы по δ), так что угол между линией скана по α и экватором Солнца, а также угол между линией скана по δ и центральным меридианом равнялся в среднем за период наблюдений примерно 23°.

С целью исключения влияния на результаты наблюдений собственного движения Солнца относительно экваториальной системы координат и отклонений в процессе сканирования электрической оси антенны от ее теоретического положения учитывались только сканы с реверсом. Всего набралось 42 таких двойных скана.

На рис. 1 представлены сплошными и штрихпунктирными линиями снятые по краю диска Солнца [4] нормированные к единице диаграммы направленности (ДН) антенны по мощности в двух взаимно ортогональных направлениях на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см соответственно. Из этих рисунков можно заключить, что форма ДН на каждой из волн близка к круговой симметрии относительно ее оси. Поэтому в дальнейших расчетах принималось, что ДН является осесимметричной и описывается двумерной функцией Гаусса вида $\exp\left(-\frac{\theta^2+\varphi^2}{\theta_0^2}\right)$.

На рис. 1 штриховыми линиями показана аппроксимированная таким образом ДН, причем разным ветвям штриховых линий отвечают различные значения θ_0. Например, на волне 1,9 см «верхняя» часть ДН аппроксимируется функцией

$$F_1(\theta, \varphi) = \exp\left[-\frac{\theta^2+\varphi^2}{(2',8)^2}\right], \quad \text{т. е. } \theta_0 = 2',8$$

$$\text{при} \quad \theta^2+\varphi^2 \leqslant (2',38)^2, \tag{1}$$

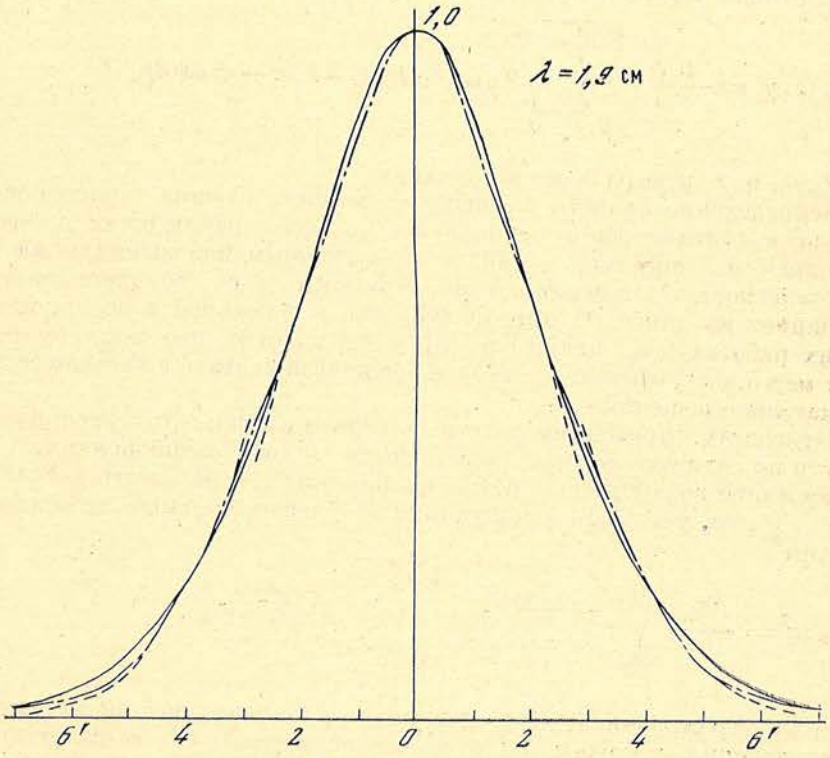


Рис. 1. Окончание

а ее «нижняя» часть — функцией вида

$$F_2(\theta, \varphi) = \exp\left[-\frac{\theta^2+\varphi^2}{(3',1)^2}\right], \quad \text{т. е } \theta_0 = 3',1 \quad \text{при } \theta^2+\varphi^2 > (2',38)^2. \tag{2}$$

2. Определение радиодиаметра Солнца

Как известно (см., например, [4]) антенная температура $T_а$ для источника неполяризованного радиоизлучения описывается формулой

$$T_а = \frac{A}{\lambda^2}\int\limits_{\Omega_и} T_я(\psi, \eta)\, F(\theta, \varphi)\, d\Omega, \tag{3}$$

где A — эффективная площадь антенны; λ — длина волны; $\Omega_и$ — телесный угол, стягиваемый радиоисточником; $T_я(\psi, \eta)$ — распределение яркостной температуры по источнику, записанное в системе координат, начало отсчета углов в которой совпадает с направлением на некоторую фиксированную точку радиоисточника; $F(\theta, \varphi)$ — функция, описывающая ДН антенны; начало отсчета углов в системе координат θ, φ совпадает с электрической осью антенны.

Можно положить $\theta = \psi - x$, $\varphi = \eta - y$, где x, y — угловые расстояния на небесной сфере между началами этих двух систем координат, измеряемые дугами больших кругов.

Тогда интеграл (3) принимает вид

$$T_а(x, y) = \frac{A}{\lambda^2}\int\limits_{-\Omega_и} T_я(\psi, \eta)\, F(\psi - x, \eta - y)\, d\Omega. \tag{4}$$

В (4) источник считается неподвижным, а антенна с изменением x и y движется относительно него.

В дальнейших расчетах принималось, что диск Солнца имеет в рассматриваемом диапазоне форму круга углового радиуса $R_г$, а координаты ψ и η являются прямоугольными в картинной плоскости с началом в центре солнечного диска. Поэтому двойной интеграл (4) записывается в виде

$$T_а(x, y) = \frac{A}{\lambda^2}\int\limits_{-R_г}^{R_г}\int\limits_{-\sqrt{R_г^2-\psi^2}}^{\sqrt{R_г^2-\psi^2}} T_я(\psi, \eta)\, F(\psi - x, \eta - y)\, d\psi\, d\eta, \tag{5}$$

где $R_г$, ψ, η, x, y выражены в радианах.

Распределение яркости по диску спокойного Солнца в коротковолновой части сантиметрового диапазона по ряду наблюдений солнечных затмений (см., например, [5, 6]) и внезатменным наблюдениям на 100-м радиотелескопе [7] близко к столообразному и не обладает заметным поярчанием на лимбе. С другой стороны, в некоторых в основном более ранних работах (см., например, [8]) утверждается, что такое поярчание имеет место, следовательно, этот вопрос нельзя считать в настоящее время окончательно решенным.

В расчетах, проводимых ниже, предполагается, что распределение яркости по солнечному диску описывается столообразной функцией. Если сканирование ведется вдоль одной координаты ψ через центр диска Солнца ($y = 0$), то, учитывая вид функции F, указанный выше, окончательно получим

$$T_а(x) = \frac{AT_я}{\lambda^2}\int\limits_{-R_г}^{R_г} e^{-\left(\frac{\psi-x}{\theta_0}\right)^2} d\psi \int\limits_{-\sqrt{R_г^2-\psi^2}}^{\sqrt{R_г^2-\psi^2}} e^{-\left(\frac{\eta}{\theta_0}\right)^2} d\eta. \tag{6}$$

Это интеграл, зависящий от параметра x. Задавая различные значения x и интегрируя, получим точки расчетной кривой, соответствующей записи радиоизлучения Солнца при сканировании солнечного диска.

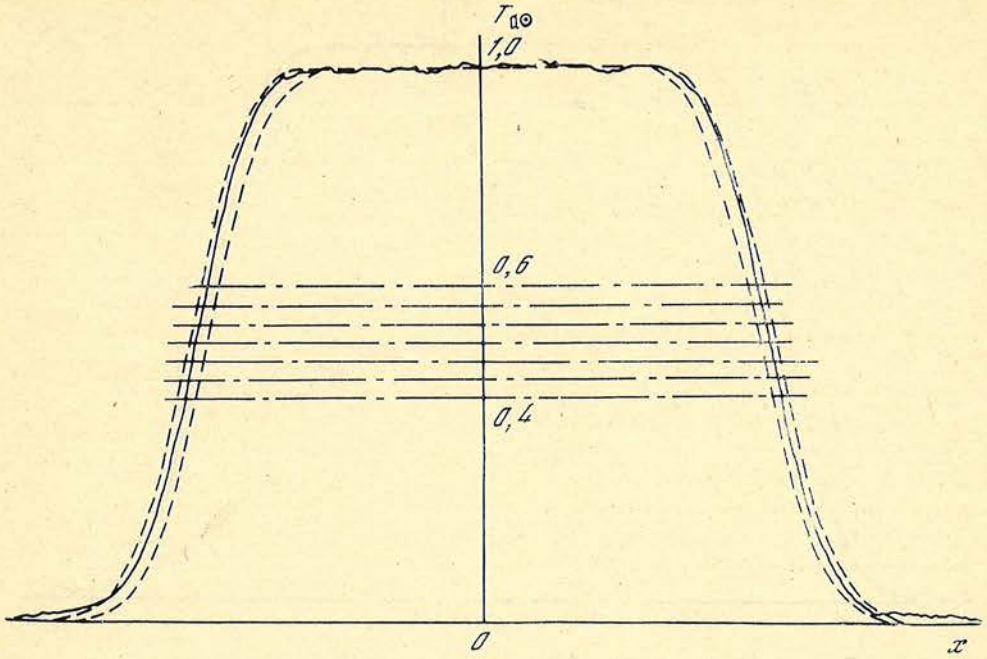


Рис. 2. Запись радиоизлучения Солнца и расчетные кривые при сканировании антенной через центр солнечного диска

Численные расчеты интеграла (6) проводились на ЭВМ при трех значениях $R_г$, равных 16, 17 и 18′, на каждой из трех волн. Значения θ_0 выбирались по аппроксимированным диаграммам направленности для каждой длины волны в зависимости от значения $(\psi - x)^2 + \eta^2$, как указано на примере волны 1,9 см (см. формулы (1) и (2)). Значения параметра x брались начиная от $x = 0'$ до $x = 26'$ (или 28′) с шагом, равным 2′ при $x \leqslant 8'$ и $x \geqslant 22'$ и одной угловой минуте — для всех остальных величин x.

Полученные расчетные точки наносились на кальку, соединялись плавными линиями и сравнивались с записями радиоизлучения Солнца, полученными при сканировании во время наблюдений. Поскольку A и $T_я$ известны с некоторыми ошибками, ординаты расчетных кривых при $|x| \leqslant 8'$ приравнивались ординатам плоской вершины записи радиоизлучения во время сканирования. Масштаб по оси абсцисс выбирался по координатным меткам на ленте самописца.

Рис. 2 поясняет сказанное. На нем сплошной линией показана копия записи радиоизлучения Солнца, полученная во время наблюдений при сканировании вдоль одной из координат (в данном случае — вдоль δ); штриховые линии — расчетные кривые для двух значений $R_г$ (в рассматриваемом случае внешняя штриховая линия соответствует $R_г = 17'$; для внутренней кривой $R_г = 16'$).

Как правило, участки записи, соответствующие сравнительно быстрому изменению антенной температуры, заключены между участками быстрого изменения $T_а$ на расчетных кривых. Радиодиаметр Солнца определялся линейной интерполяцией из сравнения ширины записи и расчетных кривых. Это сравнение проводилось на прямых, параллельных оси абсцисс и отстоящих по ординате на равные отрезки, заключенные в промежутке от 0,4 до 0,6 $T_{a\odot}$, как показано на рис. 2. Горизонтальные штрих-пунктирные прямые обозначают линии, на которых проводилась интерполяция. При обработке записи каждого скана бралось от 8 до 12 таких линий в зависимости от высоты записи, по которым затем проводилось усреднение.

Значение радиодиаметра, полученное интерполяцией из скана по α, умножалось на $\cos\delta$, где δ — склонение, при котором проходил этот скан.

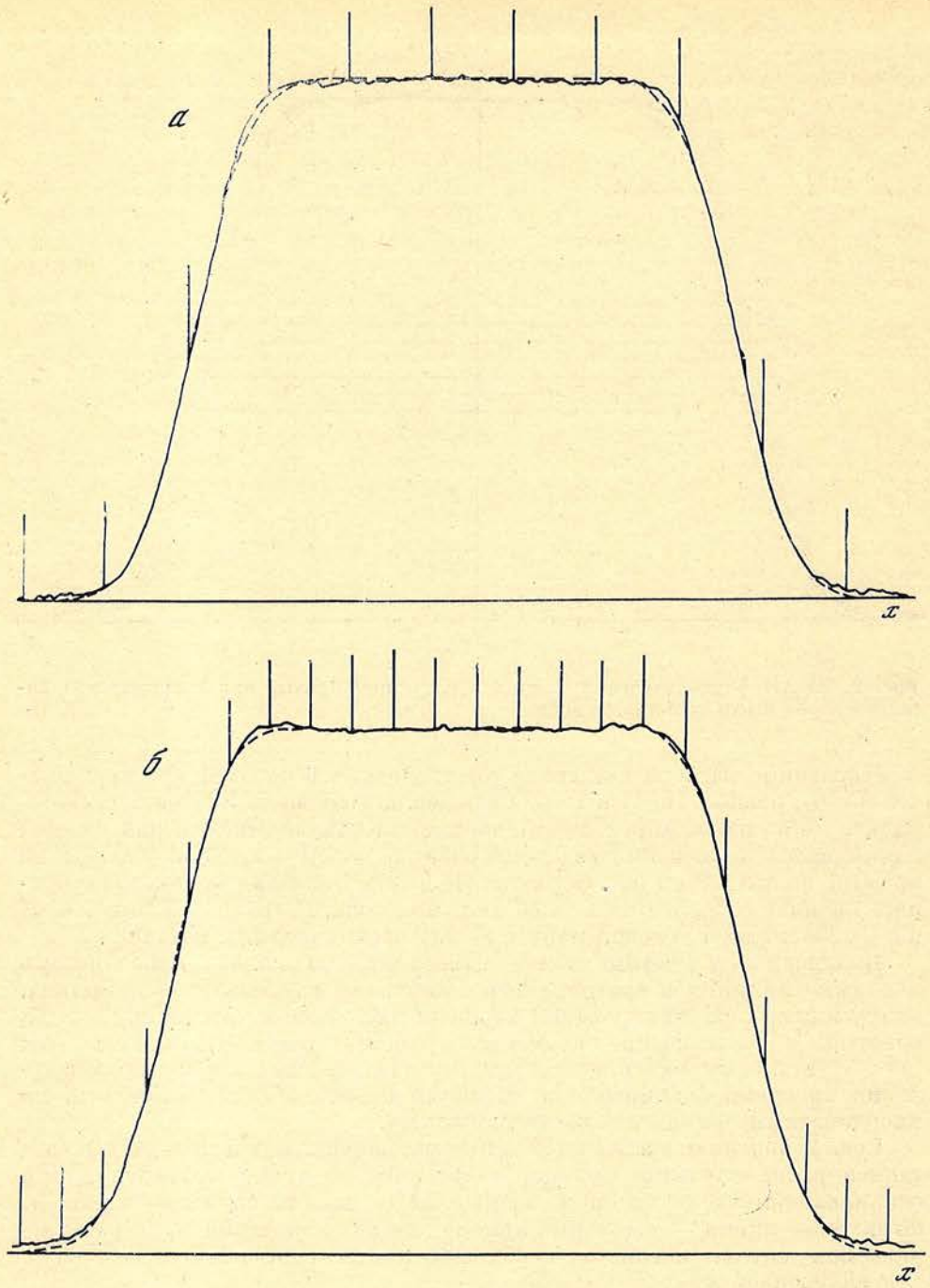


Рис. 3. Сравнение копии записи радиоизлучения Солнца с расчетной кривой
а — скан по δ; *б* — скан по α

На рис. 3, *а*, *б* сплошными линиями представлены копии записей радиоизлучения Солнца, полученных по сканам δ (рис. 3, *а*) и по сканам α (рис. 3, *б*). Вертикальными отрезками показаны координатные метки. Угловые расстояния между соседними метками равны 5′ на рис. 3, *а* и 2′,5 — на рис. 3, *б*. Штриховые линии обозначают расчетные кривые при значениях $R_г$, полученных в результате вычислений.

Как видно из рис. 3, *а*, *б*, расчетные кривые и копии записи хорошо совпадают на участках быстрого изменения антенной температуры и хуже — на участках, где она изменяется сравнительно медленно. Послед-

нее может указывать на то, что уровень боковых лепестков спадает при удалении от оси ДН медленнее, чем это описывается двумерной функцией Гаусса, принятой для аппроксимации экспериментальной диаграммы направленности.

3. Результаты и их обсуждение

В таблице приведены отношения радиорадиусов Солнца $R_г$, полученных из описанных наблюдений, к оптическому солнечному радиусу $R_\odot$, взятому из Астрономического ежегодника; σ — среднеквадратичная ошибка среднего, вычислявшаяся по формуле

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} (y_i - \bar{y})^2}{n(n-1)}},$$

где $\bar{y} = R_г/R_\odot$, $\bar{y}$ — среднее арифметическое, n — число двойных сканов (прямых и с реверсом).

Дата наблюдения, ноябрь 1976 г.	$R_г/R_\odot$ (скан по δ)			$R_г/R_\odot$ (скан по α)		
	λ=3,5 см	λ=2,5 см	λ=1,9 см	λ=3,5 см	λ=2,5 см	λ=1,9 см
2	1,036	1,026	1,024	1,049	1,040	1,027
3	1,028	1,023	1,016	1,062	1,043	1,033
4	1,034	1,025	1,018	–	–	–
5	1,029	1,028	1,025	–	–	–
5	1,028	1,019	1,010	–	–	–
6	1,026	1,022	1,010	–	–	–
6	1,044	1,034	1,026	–	–	–
10	1,024	1,028	–	1,048	1,037	–
11	1,036	1,033	1,026	1,061	–	1,036
12	1,021	1,024	1,015	1,065	1,046	1,030
Среднее	1,031	1,026	1,019	1,057	1,041	1,032
σ	±0,003	±0,002	±0,003	±0,004	±0,002	±0,002

Меньшее число отношений $R_г/R_\odot$ для сканов по α объясняется тем, что качество записи этих сканов в некоторых наблюдениях было низким из-за неравномерного движения антенны при сканировании. Эти записи не обрабатывались.

Из таблицы видно, что отношение $R_г/R_\odot$ в среднем на всех волнах при сканах по α (т. е. вблизи солнечного экватора) заметно больше этого отношения, полученного из записей сканов по δ, которые проходят ближе к центральному меридиану Солнца. Это согласуется с данными, приведенными в [9].

Отношение средних значений $R_г$, полученных из сканов по α, к средним величинам $R_г$, взятым из сканов по δ, на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см составляет соответственно $1{,}025 \pm 0{,}005$; $1{,}015 \pm 0{,}003$ и $1{,}013 \pm 0{,}004$. Здесь со знаком $\pm$ приведены среднеквадратичные ошибки указанного отношения, вычисленные согласно [10]. Эти результаты дают основание предполагать, что в рассматриваемом диапазоне радиоволн наблюдается эллиптичность Солнца.

Согласно данным [11] в дни описываемых наблюдений на солнечном лимбе на линии скана по α находились источники ультрафиолетового излучения. Не исключено, что их излучение в радиодиапазоне может привести к некоторому уширению записи скана по α. Однако эллиптичность Солнца, описанная в [9], на волнах 3,5 и 2,5 см больше приведенной здесь и не связана ни с какими источниками на лимбе. Поэтому есть основание считать, что указанная эллиптичность Солнца реальна.

На рис. 4 представлены полученные выше средние значения отношений $R_г/R_\odot$ в зависимости от длины волны λ. Они обозначены светлыми

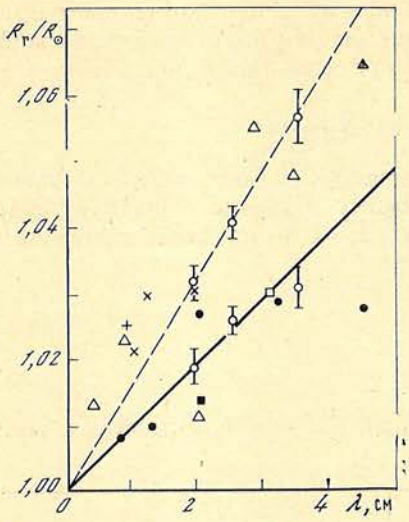


Рис. 4. Зависимость отношения радиорадиуса Солнца к его оптическому радиусу от длины волны для затменных и внезатменных наблюдений

кружками. Вертикальные черточки показывают среднеквадратичные ошибки среднего. Верхние кружки обозначают величины $R_r/R_\odot$, полученные из сканов по α, нижние — из сканов по δ.

На этом же рисунке различными значками обозначены данные, взятые из других наблюдений на миллиметровых и сантиметровых ($\lambda < 5$ см) волнах, проводившихся во время солнечных затмений, а также из [1]. Темные кружки соответствуют значениям $R_r/R_\odot$, приведенным в [12]. Светлые треугольники — данные из [13]; темный треугольник — из [14]; светлый прямоугольник — из [15]; темный прямоугольник — из [5]; косые крестики — из [16]; прямой крестик — из [1]. При этом учитывались лишь те значения $R_r/R_\odot$, для которых указаны ошибки измерений, принятые здесь за среднеквадратичные. Ряд значков соответствует усредненным по нескольким наблюдениям значениям $R_r/R_\odot$ на одной волне. Например, данные, взятые из [12], содержат на волне 3,2 см величину $R_r/R_\odot$, усредненную по восьми наблюдениям. Всего в рис. 4 использованы 33 результата затменных наблюдений.

Из рис. 4 видно, что наши результаты как для сканов по δ, так и для сканов по α находятся в согласии с данными затменных наблюдений. Необходимо отметить следующее. Значения отношения $R_r/R_\odot$, полученные во время затмений начиная с 1969 г. в основном американскими наблюдателями, как правило, больше, чем при предшествующих наблюдениях, и лучше согласуются с полученными здесь данными из сканов по α, т. е. вблизи солнечного экватора. Однако ввиду отсутствия в некоторых статьях описания геометрических обстоятельств затмений, нельзя утверждать, является ли это согласие случайным или нет. Этот вопрос требует специального исследования.

Разброс данных на рис. 4 часто превышает указанные в соответствующих статьях ошибки измерений. Это затрудняет отыскание достаточно точной аналитической зависимости отношения $R_r/R_\odot$ от длины волны, которая удовлетворяла бы всем приведенным результатам.

Поэтому была сделана попытка аппроксимировать эту зависимость простейшей линейной функцией вида $R_r/R_\odot = 1 + k\lambda$. При такой аппроксимации учитывался вес каждого измерения, а среднее значение k отыскивалось по методу наименьших квадратов (см., например, [17]) по формуле

$$\bar{k} = \frac{\sum_{i=1}^{n} p_i \lambda_i \left[\left(\frac{R_r}{R_\odot} \right)_i - 1 \right]}{\sum_{i=1}^{n} p_i \lambda_i^2},$$

где $(R_r/R_\odot)_i$ — значение $R_r/R_\odot$, полученное при i-м измерении; λ_i — длина волны в i-м измерении (в см); p_i — вес i-го значения отношения $(R_r/R_\odot)_i$. $p_i = \sigma/\sigma_i$, где σ_i — среднеквадратичная ошибка величины $(R_r/R_\odot)_i$,

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \ldots + \sigma_n^2}{n}}.$$

На рис. 4 сплошной и штриховой линиями показаны прямые, аппроксимирующие зависимость от λ наших значений $R_г/R_\odot$. Штриховая прямая, проходящая на рисунке более круто, соответствует данным, полученным из сканов по α, и описывается формулой

$$R_г/R_\odot = 1 + 0{,}0165\lambda. \quad (7)$$

Сплошная линия построена для данных, которые получены из сканов по δ, и определяется выражением

$$R_г/R_\odot = 1 + 0{,}0096\lambda. \quad (8)$$

Прямая, аппроксимирующая зависимость от λ всех 40 значений $R_г/R_\odot$, учитывающих как затменные, так и внезатменные наблюдения, практически совпадает со сплошной линией и дается формулой

$$R_г/R_\odot = 1 + 0{,}0098\,\lambda \approx 1 + 0{,}01\lambda. \quad (9)$$

В (7)—(9) длина волны λ выражена в см.

Выводы

1. Приведенная методика измерения радиодиаметра слабо возмущенного Солнца дает результаты, согласующиеся с данными, полученными при затменных наблюдениях.
2. Отношение радиорадиуса Солнца на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см к его оптическому радиусу растет с увеличением длины радиоволны.
3. В рассматриваемом диапазоне волн наблюдается эллиптичность Солнца, увеличивающаяся с ростом длины волны.

Отметим, что эти выводы сделаны в предположении равномерного распределения радиояркости по диску Солнца.

Приношу глубокую благодарность академику А. Б. Северному за критические замечания и советы, Р. Н. Синкиной и Г. А. Козловой за вычисление интегралов на ЭВМ и Е. М. Ерюшевой за оформление рисунков.

Май 1980 г.

Литература

1. *Wefer F. L., Bleiweiss M. P.*— Solar Phys., 1976, **48**, N 1, p. 77.
2. *Цветков Л. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **50**, с. 189.
3. *Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1981, **64**, с. 152.
4. *Кузьмин А. Д., Саломонович А. Е.* Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. М.: Сов. радио, 1964, с. 136.
5. *Абрамов Ю. П., Авдюшин С. И., Андрианов С. А.* и др.— Радиоизлучение Солнца. Л.: Изд-во ЛГУ, 1978, № 4, с. 158.
6. *Wrixon G. T.*— Nature, 1970, **227**, p. 1231.
7. *Fürst E., Hachenberg O., Zinz W., Hirth M.*— Solar Phys., 1973, **32**, N 2, p. 445.
8. *Железняков В. В.*— Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964, с. 77.
9. *Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1978, **58**, с. 40.
10. *Кэмпион П. Дж., Барнс Д. Е., Вильямс А.* Практическое руководство по предоставлению результатов измерений / Пер. с англ. В. И. Иванова. М.: Атомиздат, 1979, с. 15.
11. Solar-Geophysical Data, 1977, N 389, pt. 1.
12. *Молчанов А. П.*— Радиоизлучение Солнца. Л.: Изд-во ЛГУ, 1969, № 1, с. 5.
13. *Swanson P. N.*— Solar Phys., 1973, **32**, N 1, p. 77.
14. *Гельфрейх Г. Б., Коржавин А. Н., Перес Х.* и др.— Солнечные данные, 1974, № 9, с. 93.
15. *Кобрин М. М., Лебедев Е. И., Снегирев С. Д., Тимофеев Б. В.*— Солнечные данные, 1975, № 11, с. 77.
16. *Simon M.*— Solar Phys., 1971, **21**, N 2, p. 297.
17. *Березин И. С., Жидков Н. П.* Методы вычислений. М.: Физматгиз, 1959, **т. I**, с. 446.

УДК. 523.755+523.78

РАДИОНАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 24 ДЕКАБРЯ 1973 г. НА ВОЛНЕ 10 см

О. Альварес *, Ю. Ф. Юровский

Найдено, что эффективная температура участков невозмущенного Солнца составляла $(35 \pm 4) \cdot 10^3$ К. На лимбе Солнца в районе IV контакта, не содержавшего признаков активности, наблюдалась повышенная радиояркость $T_{эф} = 180 \cdot 10^3$ К. Максимум поярчания располагался за видимым краем диска на расстоянии $(25—30) \cdot 10^3$ км от фотосферы. Радиорадиус Солнца в направлении IV контакта был равен $(1{,}055 \pm \pm 0{,}007)\ R_{\odot}$. Локальный источник над наибольшей в этот день группой пятен состоял из трех деталей. Радиоизлучение одной из них было правополяризованным на $(25 \pm \pm 10)\%$ и исходило из области над наибольшим головным пятном. Высота области генерации, определенная по эффекту проекции, составляла $(30—40) \cdot 10^3$ км над уровнем фотосферы. Наиболее интенсивная деталь локального источника располагалась между пятнами, эффективная температура излучающей области была около $3 \cdot 10^6$ К, поляризованное по кругу излучение от этой детали не обнаружено.

RADIO OBSERVATION OF THE DECEMBER 24, 1973 SOLAR ECLIPSE AT 10 CM WAVELENGHT, by *O. Alvarez, Yu. F. Yurovsky.*— It was found that the effective temperature of the non disturbed Sun's regions was $(35 \pm 4) \cdot 10^3$ K. In the region of the fourth contact, where not were present any active features, was observed an increased radio brightness of $180 \cdot 10^3$ K. The maximum of brightness was situated at $(25—30) \cdot \cdot 10^3$ km up the photosphere over the observed profile of the solar disk. The radio radius of the Sun in direction of the fourth contact was $(1{,}055 \pm 0{,}007)\ R_{\odot}$. The local source over the greatest group's spot in this day was composed of three different radio details. The radio emission of one of its had $(25 \pm 10)\%$ right hand polarization, and its emitting region was placed over the spot leader on height about $(30—40) \cdot 10^3$ km up the photospheric level. The more intense detail of the local source was placed between the spots of the group, the effective temperature of this region was about $3 \cdot 10^6$ K. There was not found circular polarization of the radio emission in this detail.

Наблюдения частного солнечного затмения 24.XII 1973 г. проводились участниками Крымской группы Объединенной экспедиции советских радиоастрономов совместно с сотрудниками Института геофизики и астрономии Кубинской академии наук вблизи города Сантьяго-де-Куба. Обстоятельства затмения были следующими: первый оптический контакт наступил в 12^h15^mUT, когда Солнце находилось на высоте около 5° над местным горизонтом. В момент максимальной фазы затмения в 13^h39^mUT диском Луны закрывалось 0,6 диаметра фотосферы, или 48% площади видимого диска Солнца. Последний IV контакт наблюдался в $15^h\ 24^m$ при высоте Солнца над горизонтом около 25°. Метеорологические условия в день затмения были благоприятными.

Аппаратура Крымской обсерватории, на которой проводились наблюдения на волне 10 см, состояла из параболического рефлектора диаметром 2,2 м и модуляционного квазинулевого радиополяриметра с параметрическим усилителем на входе. Шумы аппаратуры были менее 0,3% полного потока радиоизлучения Солнца, и качество записи зависело в основном лишь от нестабильности распространения радиоволн в земной атмосфере.

Во время затмения по методике, описанной в [1], регистрировались на бумажной ленте в аналоговом виде три выходных параметра радиометра: полная интенсивность принимаемого радиоизлучения I, разность право- и левополяризованного излучения V и эффективная температура газоразрядного генератора шума опорного канала. Последняя запись содержала также информацию о поведении коэффициента усиления радиометра в течение затмения.

* Институт геофизики и астрономии АН Республики Куба.

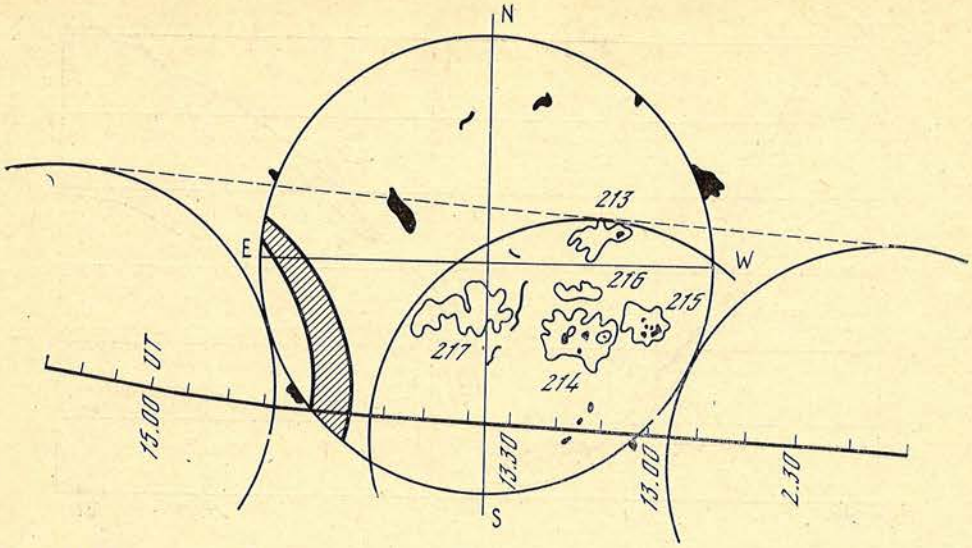


Рис. 1. Оптические образования на диске Солнца 24.XII 1973 г.

Сплошной линией показана траектория центра Луны, около которой указано время UT, соответствующее положению центра Луны в каждый момент времени. Яркостная температура заштрихованной области равна $(35 \pm 4)\ 10^3$ K

Относительная калибровка каналов радиометра производилась путем помещения в поле зрения радиотелескопа калибровочной антенны круговой поляризации, питавшейся от того же опорного генератора шума. Абсолютной калибровки радиотелескопа не проводилось, и плотность потока радиоизлучения Солнца на волне 10 см в день затмения была принята равной $96 \cdot 10^{-22}$ Вт/м^2·Гц в соответствии с данными мировой сети станций Службы Солнца [2, 3].

Согласно данным [2, 4] 24.XII 1973 г. на диске Солнца наблюдались четыре группы пятен. Их основные характеристикии приведены в таблице, где S_d — площадь группы пятен в миллионных долях площади диска фотосферы, S_p — площадь пятен в миллионных долях площади полусферы Солнца, S_i — плотность потока от радиоисточника, соответствующего каждой рассматриваемой группе пятен, выраженная в единицах 10^{-22} Вт/м^2·Гц. Положение групп пятен на диске Солнца в день затмения показано на рис. 1.

Номер группы	S_d	S_p		Число пятен	S_i
		всей группы	наибольшего пятна		
213	45	28	28	3	2,5±0,5
214	1106	671	486	20	16±0,5
215	226	175	90	11	5±0,5
217	5	3	3	1	<1±0,5

На этом же рисунке нанесена траектория центра Луны с указанием его положения в различные моменты времени. Приведенные на рис. 1 и используемые далее геометрические обстоятельства затмения были вычислены сотрудниками Пулковской обсерватории и предоставлены всем участникам Советской экспедиции для обработки результатов наблюдений.

Как следует из рис. 1, в течение затмения все перечисленные выше группы пятен закрывались диском Луны. Дуга на рис. 1, соответствующая моменту времени 13^h15^m UT, изображает часть лимба Луны и показывает, что в этот момент были закрыты все группы пятен одновременно.

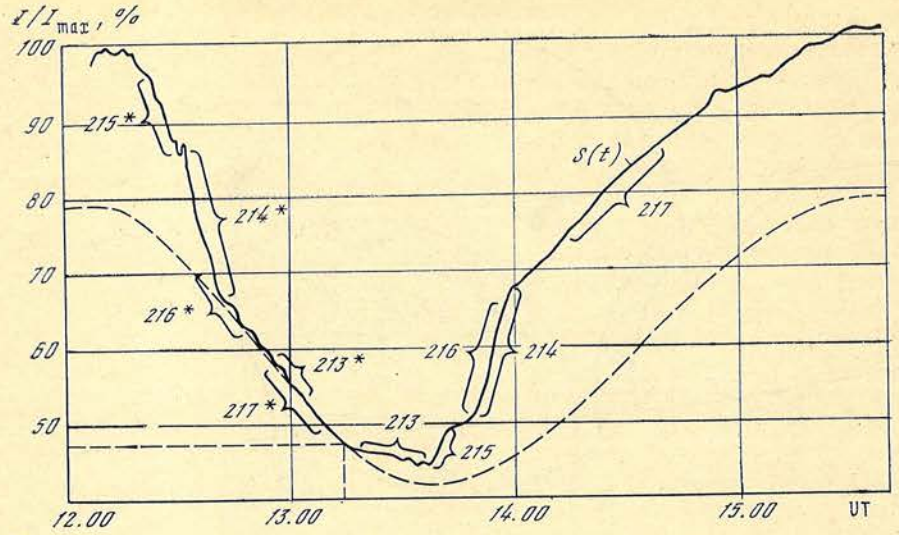


Рис. 2. Изменение плотности потока в течение затмения

В течение второй половины затмения, начиная с 14^h45^m UT, диск Луны открывал участки невозмущенной поверхности Солнца, на которых отсутствовали видимые оптические образования типа пор, пятен, флоккулов или волокон. Область лимба вблизи IV контакта также не содержала признаков активности, и, по-видимому, отсутствовали и залимбовые образования, так как в последующие дни на этом участке диска Солнца в оптическом диапазоне заметных деталей не наблюдалось [2].

Таким образом, реальные обстоятельства данного затмения позволяют исследовать: 1) распределение радиояркости на лимбе Солнца в районе IV контакта, 2) эффективную температуру невозмущенных участков диска Солнца, 3) распределение радиояркости над группами пятен, 4) локализацию радиоисточников относительно видимых образований.

Полученные во время затмения записи изменения плотности потока, поляризации и эффективной температуры генератора шума опорного канала были переведены в цифровую форму с интервалом отсчета 2 с, и дальнейшая их обработка проводилась на ЭВМ «Наири-К». Программа обработки предусматривала проведение скользящего усреднения с различной эффективной шириной гауссова фильтра, коррекцию кривой полной интенсивности с учетом изменений температуры опорного канала, вычитание кривой полной интенсивности в соответствующем масштабе из кривой хода поляризации для устранения имевшей место паразитной поляризации. Для выделения локальных источников в полном излучении из кривой хода затмения вычиталась кривая закрытия площади равномерно яркого диска и вычислялась производная от полученной разностной кривой.

На рис. 2 показан общий вид изменения плотности потока во время затмения. Фигурными скобками отмечены интервалы времени, в течение которых происходило открытие и закрытие активных областей, изображенных на рис. 1. Номера соответствующих групп пятен по [2] обозначены рядом со скобками, причем знак* соответствует закрытию группы. Общий вид кривой показывает, что наиболее интенсивные радиоисточники располагались над группами пятен 214 и 215. Локальные радиоисточники над остальными группами пятен были слабыми, и для них можно лишь указать верхний предел интенсивности излучения. В первой половине затмения, во время закрытия источников, высота Солнца над горизонтом была мала и на качество записи значительно влияла нестабильность распространения радиоволн в атмосфере Земли. Поэтому далее рассматри-

вается лишь вторая половина затмения, соответствующая открытию локальных источников и области лимба в районе IV контакта.

На рис. 3 сплошная кривая $S(t)$ показывает сглаженное скользящим средним с гауссовым фильтром с эффективной шириной 1 мин изменение потока в конце затмения. Резкое изменение наклона кривой произошло в $15^h29^m \pm 30^s$. Этот момент времени был принят как ориентировочный момент IV радиоконтакта. Эфемериды затмения в этом случае дают значение радиорадиуса Солнца на волне 10 см, равное $(1{,}055 \pm 0{,}007)\ R_\odot$ ($R_\odot$ — радиус фотосферы).

Зная радиорадиус и величину плотности потока в 13^h15^m UT, когда были закрыты все группы пятен, можно рассчитать усредненную по незакрытой части диска эффективную температуру невозмущенного Солнца

$$T_{эф} = \frac{S_1 \lambda^2 A}{2k\Omega_\odot \Delta A} = (36 \pm 4) \cdot 10^3 \text{К},$$

где $S_1 = (45{,}5 \pm 1{,}5) \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц — плотность потока в 13^h15^m; $\lambda = 0{,}1$ м — длина волны, $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град; $\Omega_\odot = 7{,}5 \cdot 10^{-5}$ ср — телесный угол, под которым виден диск Солнца с радиодиаметром $R = 1{,}055 R_\odot$; A — площадь этого диска в произвольных единицах; ΔA — незакрытая в 13^h15^m часть площади диска в тех же единицах измерения. Плотность потока от всего диска радиусом 1,055 $R_\odot$ и эффективной температурой $36 \cdot 10^3$ К в этом случае составляет

$$S = S_1 \frac{A}{\Delta A} = (75 \pm 8) \cdot 10^{-22} \text{Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}.$$

Кривая затмения такого равномерно излучающего диска показана на рис. 2 штриховой линией. В дальнейшем эта кривая использовалась для выделения избыточного излучения локальных источников.

Сравнение хода открытия равномерно излучающего диска радиусом $1{,}055 R_\odot$ (штриховая кривая на рис. 3) с действительным изменением интенсивности вблизи момента IV контакта (сплошная кривая $S(t)$ на рис. 3) показывает, что имеется существенный избыток потока от лимбовой области Солнца. Это связано, по-видимому, с существованием лимбового поярчания, предсказываемого теорией излучения спокойного Солнца. Естественно было попытаться рассчитать распределение радиояркости вдоль солнечного радиуса вблизи лимба. Для этого лимбовая область Солнца разбивалась на кольцевые фрагменты, которые открывались диском Луны в последовательные интервалы времени. Шаг интервала был принят равным 30 с, что для данного затмения соответствовало угловой ширине кольца около 13″. Затем составлялась система уравнений вида

$$\sum_{n=1}^{n} A_n \overline{T}_n = \alpha \Delta S_n,$$

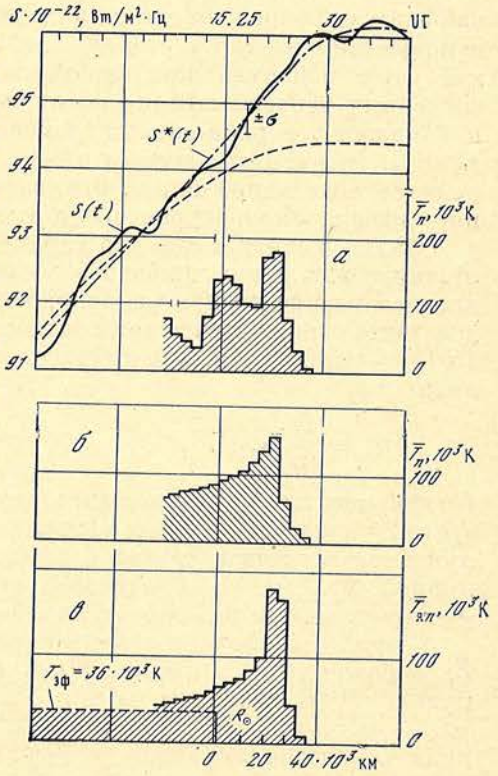


Рис. 3. Участок записи затмения, включающий IV контакт

$S^*(t)$ — график аппроксимирующей функции, *а* — распределение радиояркости кольцевых фрагментов шириной 13″, полученное по кривой $S(t)$, *б* — то же по аппроксимирующей кривой $S^*(t)$, *в* — распределение радиояркости вдоль солнечного радиуса

где n — число рассматриваемых колец; A_n — площадь фрагмента n-го кольца; $\overline{T}_n$ — усредненная по фрагменту эффективная температура; $\alpha = \lambda^2 A/2k\Omega_\odot = 4831$ м²·Гц·град/Вт — масштабный коэффициент, зависящий от единиц измерения; $\Delta S_n = S - S(t)$ [Вт/м² ·Гц] — величина плотности потока, определяемая как разность между величиной потока «внезатменного» Солнца S и текущим значением потока $S(t)$ в момент t, соответствующий открытию n-го фрагмента.

Так как из-за наличия шумов в значениях $S(t)$ данная система уравнений несовместна, то она решалась методом наименьших квадратов после добавления нескольких дополнительных уравнений вида

$$\sum_{n=1}^{n} A_n \overline{T}_n + A_{n+1}\overline{T}_n = \alpha \Delta S_{n+1},$$

т. е. предполагалось, что изменение потока при открытии $(n+1)$-го фрагмента, удаленного от лимба, связано лишь с изменением площади центральной части фрагмента, имеющей ту же температуру, что и рядом расположенная центральная часть предыдущего n-го фрагмента.

Результат решения составленной таким образом системы уравнений показан на рис. 3, *а*. Полученное распределение $\overline{T}_n$ еще не является истинным распределением радиояркости вблизи лимба, так как радиояркость каждого фрагмента увеличивается от его центра по направлению к лимбу. С целью учета этого эффекта вычислялась радиояркость $T_{яn}$ приблизительно равновеликих площадок, лежащих в центре каждого фрагмента [5]. Составлялась система линейных уравнений вида

$$\sum_{i=0}^{n-1} a_i T_{я(n-i)} = A_n \overline{T}_n,$$

где $T_{я(n-i)}$ — искомая яркостная (эффективная) температура площадки, a_i — площадь части кольца с эффективной температурой $T_{я(n-i)}$, A_n — площадь и $\overline{T}_n$ — эффективная температура n-го фрагмента, n — число рассматриваемых фрагментов.

При составлении системы уравнений предполагалось, что площадки, наиболее удаленные от лимба в сторону центра диска Солнца, имеют одинаковую температуру, т. е. $T_{я(n-1)} = T_{яn}$. Решение этой системы уравнений методом наименьших квадратов с использованием значений $\overline{T}_n$, вычисленных непосредственно по кривой затмения (см. рис. 3,*а*), приводит к появлению отрицательных температур $T_{яn}$, не имеющих физического смысла. Это свидетельствует о том, что сложное распределение $\overline{T}_n$ вдоль радиуса, показанное на рис. 3, *а*, вызвано скорее всего наличием флюктуаций сигнала аппаратурного или атмосферного происхождения.

Однако в связи с тем, что характер нашей записи однозначно свидетельствует о наличии лимбового поярчания, можно найти некоторое усредненное распределение радиояркости вдоль радиуса Солнца. Для этого действительная кривая хода затмения аппроксимировалась в интервале $15^h16^m - 15^h34^m$ UT, представленном на рис. 3, степенным многочленом вида

$$S^*(t) = \sum_{k=0}^{k} b_{k+1} t^k.$$

Коэффициенты b_k вычислялись методом наименьших квадратов по известным в каждый момент времени t значениям потока $S(t)$. График полученной аппроксимирующей функции $S^*(t)$ показан штрихпунктирной линией на рис. 3. Среднеквадратичная погрешность аппроксимации $\pm\sigma$ представлена на графике рис. 3 вертикальным отрезком.

Результаты расчета эффективной температуры кольцевых фрагментов $\overline{T}_n$ и радиояркости равновеликих площадок $T_{яn}$ по аппроксимирующей кривой $S^*(t)$ показаны на рис. 3,*б* и *в* соответственно. В нижней части рис. 3 шкала времени заменена шкалой расстояний лунного лимба от края оптически видимого солнечного диска. Там же условно показана

проекция солнечного равномерно яркого диска с $T_{эф} = 36 \cdot 10^3$ К и $R = 1{,}05 R_{\odot}$.

Полученное по аппроксимирующей кривой распределение радиояркости $T_{яп}$ вблизи лимба характеризуется плавным нарастанием температуры от величины $36 \cdot 10^3$ К, соответствующей усредненной по значительной (0,6) части диска эффективной температуре невозмущенного Солнца, до значения порядка $180 \cdot 10^3$ К в максимуме поярчания. Возрастание температуры становится заметным на расстоянии $0{,}94 R_{\odot}$ от центра диска, а максимум яркости находится за видимым краем Солнца на расстоянии $1{,}04 R_{\odot}$ от центра диска. Высота наиболее яркого слоя над уровнем фотосферы без учета рефракции составляет $(25—30) \cdot 10^3$ км. Эти результаты находятся в хорошем соответствии с результатами обработки других затмений [6], где на волне 10 см максимум поярчания наблюдался на высоте $(20 \pm 5) \cdot 10^3$ км, а его величина составляла $(145—275) \cdot 10^3$ К. Следует заметить, что вопрос о возможном существовании тонкой структуры в распределении радиояркости на лимбе, связанной со спикульной структурой хромосферы [7], по наблюдениям данного затмения решить не удалось из-за наличия флюктуаций на записи сигнала.

Для уточнения величины эффективной температуры невозмущенного Солнца была определена радиояркость участка диска, открывавшегося в интервале $15^h00^m—15^h10^m$ UT (заштрихован на рис. 1). Полученное значение $T_{эф} = (35 \pm 4) \cdot 10^3$ К в пределах ошибок измерений совпадает с усредненной эффективной температурой, найденной выше по значению потока в 13^h15^m.

Материалы данного затмения позволяют найти распределение радиояркости по наиболее интенсивным локальным источникам, располагавшимся над группами пятен 214 и 215. На рис. 4 кривая *а* показывает изменение интенсивности радиоизлучения при открытии этих источников. Предварительная обработка записи заключалась в проведении скользящего усреднения. Величина наблюдавшегося потока от каждого источника указана в таблице. Кривая *б* на рис. 4 представляет изменение неполяризованного излучения в течение каждой минуты времени. Расположение радиоисточников относительно оптически видимых деталей соответствующих групп пятен показано на рис. 5. Направление оси времени на этом рисунке выбрано произвольно из условия компактности рисунка. Стрелка, выходящая из центра наибольшего пятна, показывает направление проекции солнечного радиуса, проходящего через пятно. Кривая *г* в нижней части рис. 5 соответствует изменению сигнала в канале круговой поляризации во время открытия обеих групп пятен.

Ход изменения интенсивности радиоизлучения во время открытия этих групп пятен свидетельствует о том, что максимум избыточной интенсивности над группой 215 располагался над хвостовой частью группы. Над головным, наибольшим по своим размерам пятном в группе избыточное радиоизлучение в пределах точности наших измерений не обнаружено. Отсутствовали также достоверные изменения в канале поляризации во время открытия этой группы.

Над более развитой группой пятен 214 характер распределения радиояркости оказался сложнее. Весь локальный радиоисточник распадается на три части. Первый максимум, открывавшийся в 13^h50^m UT (деталь *а* на рис. 5), по-видимому, связан с локальным источником над головным пятном. На записи поляризационного канала в это время произошло увеличение сигнала правой круговой поляризации. Степень поляризации детали *а* составила $(25 \pm 10)\%$. Если предполагать, что источник, связанный с головным пятном, располагался точно над ним на продолжении солнечного радиуса (условно изображен штриховым кружком на рис. 5), то его высота над фотосферой, найденная по эффекту проекции, составляет $(30—40) \cdot 10^3$ км.

Над мелкими хвостовыми пятнами группы 214 также различается некоторое увеличение интенсивности радиоизлучения (деталь *б* на рис. 5), сравнимое с погрешностями наблюдений. Наиболее интенсивная часть

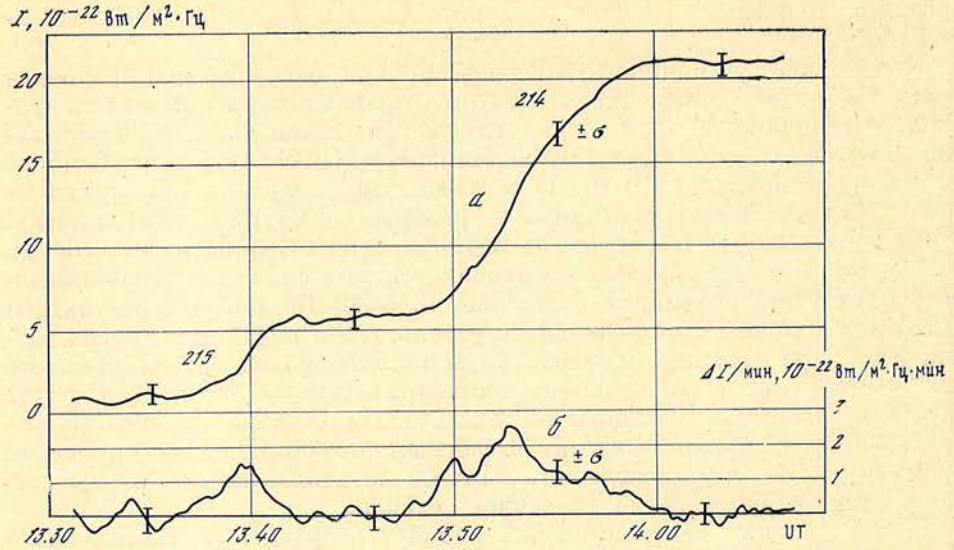


Рис. 4. Временной ход плотности потока в ходе открытия групп пятен 214 и 215 (кривая *а*) и изменение потока за 1 мин (кривая *б*)

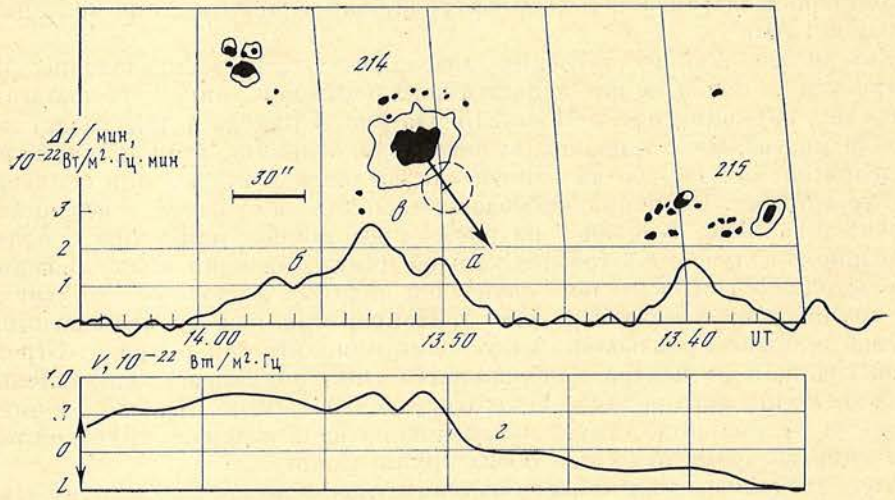


Рис. 5. Эскиз групп пятен 214 и 215

Вертикальные ломаные линии являются аппроксимацией лунного лимба в последовательные моменты времени, указанные по оси абсцисс. Кривая внизу показывает изменение плотности потока за 1 мин

локального источника (деталь *в*) располагалась между пятнами группы 214. В поляризованном излучении для нее не было найдено соответствия, т. е. поток от этой детали был либо не поляризован, либо имел степень поляризации меньше 8%. Наличие неполяризованного радиоисточника между пятнами группы отмечалось также другими исследователями, например при наблюдениях затмения 11.IX 1969 г. [8].

Эффективная температура излучающей области по одномерному скану может быть найдена при некоторых дополнительных предположениях. В случае сравнительно простого источника над компактной группой пятен 215 можно допустить его круговую симметрию. При таком предположении усредненная по кругу с диаметром 75″ эффективная температура излучающей области получается равной

$$T_{эф} = 1{,}3 \cdot 10^6 \text{ К},$$

причем половина излучения приходит от наиболее яркой центральной части источника размером 26″ и $T_{эф} = 1{,}9 \cdot 10^6$ К.

Более сложный радиоисточник над группой пятен 214 при том же предположении о круговой симметрии при диаметре 160″ имеет $T_{эф} = 1{,}8 \cdot 10^6$ К. Эту величину следует рассматривать как нижний предел, так как в случае сложного источника над протяженной группой пятен предположение о круговой симметрии всего источника кажется неоправданным. По-видимому, радиоисточник в действительности имеет меньшие угловые размеры и, следовательно, более высокую эффективную температуру. Например, если вычислить эффективную температуру детали *в* на уровне половинной интенсивности, то получим $T_{эф} = 3 \cdot 10^6$ К. Центральная часть этой детали имеет еще более высокую температуру, около $3{,}7 \cdot 10^6$ К.

Таким образом, изучение материалов солнечного затмения 24.XII 1973 г. показало, что:

1) эффективная температура участков невозмущенного Солнца в этот период составляла $(35 \pm 4) \cdot 10^3$ К;

2) на лимбе в районе IV контакта наблюдалась повышенная радиояркость спокойного Солнца с $T_{эф} = 180 \cdot 10^3$ К. Максимум поярчания располагался за видимым краем диска на расстоянии $(25—30) \cdot 10^3$ км от фотосферы;

3) радиорадиус Солнца в направлении IV контакта составлял 24.XII 1973 г. $(1{,}055 \pm 0{,}007)\ R_{\odot}$;

4) распределение радиояркости над группой пятен 214 характеризовалось тем, что полные размеры локального источника были сравнимы с размерами группы. Источник состоял из трех деталей. Излучение одной из них было частично поляризовано и исходило из области над головным пятном. Наиболее интенсивная деталь источника располагалась между пятнами группы, имела сравнительно высокую эффективную температуру и была слабо поляризована.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность руководству Кубинской академии наук и сотрудникам Института геофизики и астрономии АН Республики Куба, обеспечившим успешные наблюдения затмения.

Май 1980 г.

Литература

1. *Юровский Ю. Ф.*— Солнечные данные, 1966, № 11, с. 53.
2. Солнечные данные, 1973, № 12.
3. Quarterly Bulletin on Solar Activity. 1973, Oct./Dec., N 184.
4. Fraunhofer Institut. Map of the Sun, 1973, Dec. 24.
5. *Юровский Ю. Ф.*— Сб. докл. Научн. Совета по проблеме «Радиоастрономия». М.: ИЗМИРАН, окт. 1970.
6. *Николаев Н. Я., Юровский Ю. Ф.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, **46**, с. 128.
7. *Гельфрейх Г. Б., Коржавин А. Н.*— Солнечные данные, 1969, № 11, с. 102.
8. *Гельфрейх Г. Б., Коржавин А. Н., Перес Х.* и др.— Солнечные данные, 1974, № 9, с. 93.

УДК 523.98

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПРОТОННОЙ ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ В ИЮЛЕ 1974 г. НА ВОЛНАХ 3,5; 2,5 и 1,9 см

В. И. Абраменко, Н. Н. Ерюшев, Л. И. Цветков

Анализируются наблюдательные данные, полученные на РТ-22 КАО АН СССР с помощью трехканального поляриметра 1, 4 и 5 июля 1974 г. Данные характеризуют предвсплесковые состояния локального источника в дни с разным уровнем активности. Проводится сравнение вычисленных спектров мощности со спектральными характеристиками пачки прямоугольных импульсов.

Спектральный анализ радиоизлучения локального источника подтвердил ранее полученные результаты о наличии квазипериодических компонентов с периодами 15—25 мин. Обнаружено, что в радиоизлучении этого локального источника наблюдается всплесковая активность, характеризующаяся квазипериодической последовательностью пульсаций со средней длительностью около 20 мин и средним периодом около 85 мин.

QUASI-PERIODIC RADIOEMISSION PULSATIONS OF THE PROTON REGION ON THE SUN ON JULY 1974 AT THE WAVELENGTHS 3,5; 2,5 AND 1,9 CM, by *V. I. Abramenko*, *N. N. Erjushev*, *L. I. Tsvetkov*.— Observational data obtained at the Crimean Astrophysical Observatory using 22-m radiotelescope with the three-channel polarimeter are analysed. These data are typical for preburst conditions in the local sources during days with different levels of activity. A comparison is made between calculated power spectra and spectral characteristics of rectangular impulse packet.

The main results are as follows: 1) the increase of quasi-periodic discrete harmonic components with periods of about 15—25 min; 2) for quasi-periodic series of pulsations burst activity is found have an average duration of about 20 min and average period 85 min.

Известно, что изменения интенсивности солнечного радиоизлучения во времени часто носят квазипериодический характер. Период этих вариаций меняется в широких пределах: от нескольких секунд до нескольких часов [1]. По-видимому, это связано не только с разнообразием форм и уровня солнечной активности, но и возможностями применяемых инструментов, методики наблюдений и обработки результатов. Использование радиотелескопа с высоким разрешением для исследования квазипериодических изменений радиоизлучения позволяет разграничить квазипериодические флюктуации радиоизлучения локальных источников, связанных с группами пятен, от всплесков во время возникновения вспышек или от пульсаций в радиоизлучении «спокойного» Солнца [2, 3].

Нами была сделана попытка с помощью спектрального анализа данных, характеризующих предвсплесковые состояния локального источника, связанного с протонной группой пятен, получить информацию об особенностях квазипериодических пульсаций в радиоизлучении Солнца. В нашем случае анализируются сигналы на выходах трехканального поляриметра. В этих сигналах квазипериодические пульсации проявляются в явном виде. Характер исследуемого процесса представляется как «пачка» квазипериодических импульсов с нестационарной амплитудой и длительностью.

Исследование предвсплесковых состояний представляет несомненный интерес как в плане интерпретации колебательных процессов на Солнце, так и в плане получения достоверных данных о квазипериодических пульсациях как возможном прогностическом параметре солнечной активности [4].

1. Наблюдательный материал

Обширный наблюдательный материал по радиоизлучению протонной области на Солнце, связанной с группой пятен 96 (Mc Math Region 13043), полученный на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см, обсуждался рядом авторов [5—7]. В частности, визуально-графический анализ выявил долгопериодические изменения радиоизлучения локального источника со средним периодом 100 мин, на которые накладываются практически непрерывные вариации с относительно коротким периодом около 20 мин и меньше. Указанные особенности проявляются и в поляризованном радиоизлучении локального источника, причем вариации степени поляризации с периодом около 20 мин наиболее заметны на волнах 2,5 и 1,9 см. С целью более детального изучения квазипериодических пульсаций в радиоизлучении локального источника был проведен спектральный анализ данных наблюдений 1, 4 и 5.VII 1974 г. Амплитуда квазипериодических изменений варьирует в широких пределах, но в среднем порядка 10—20% от среднего уровня

радиоизлучения локального источника [5] и сравнима с амплитудой слабых всплесков. Для локального источника группы пятен 96 характерна слабая всплесковая активность 1.VII в то время как 4 и 5.VII регистрировались мощные всплески, сопровождающие протонные вспышки.

В качестве исходных данных брались относительные изменения антенных температур радиоизлучения локального источника, нормированные к минимальному значению антенной температуры, которые наблюдались в каждый данный день. Интервал дискретизации составлял 30 с. Анализировались ряды дискретных данных, усредненных по четырем соседним точкам. Максимальное число членов ряда ограничивалось временем предвсплескового состояния локального источника, т. е. интервалом между сильными всплесками. При этом изменение плотности потока в сантиметровом диапазоне могло превышать 10—20 ед. потока (10^{-22} Вт/м^2·Гц). Интервалы наблюдений: 1.VII 1974 г. 7^h10^m — 14^h30^m UT; 4.VII 8^h10^m — 13^h30^m UT; 5.VII 5^h00^m — 11^h40^m UT. Данные, полученные 1.VII, анализировались по интенсивности и поляризованной составляющей радиоизлучения, а полученные 4 и 5.VII — только по интенсивности.

2. Спектральный анализ данных наблюдений

Спектральный анализ данных осуществляется с применением алгоритма быстрого преобразования Фурье. При составлении программы расчета спектров мощности на ЭВМ ЕС-1020 использовалась такая последовательность вычислений [8]:

1. Низкочастотная цифровая фильтрация исходных данных с помощью линейного соотношения вида

$$y(t) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} h_i x_{t-i},$$

где h_i — веса, определяемые по формуле

$$h_i = h_{-i} = -\frac{1}{m+1}\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\cos\frac{i\pi}{m+1}\right), \qquad i = 1, 2, \ldots, m; \quad m = 40.$$

2. Вычисление автокорреляционной функции:

$$c_{xx}(u) = \frac{1}{T}\int_0^{T-|u|} [x(t) - \bar{x}]\,[x(t+u) - \bar{x}]\,dt, \qquad -T \leqslant u \leqslant T.$$

3. Вычисление корреляционного окна Тьюки:

$$\omega_T(u) = \begin{cases} \frac{1}{2}\left(1 + \cos\frac{\pi u}{M}\right), & |u| \leqslant M; \\ 0 & |u| > M; \end{cases}$$

в нашем случае $M = 0{,}667$.

4. Вычисление сглаженной оценки спектральной плотности:

$$\bar{C}_{xx}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \omega_T(u)\, c_{xx}(u)\, e^{-j2\pi f u}\, du.$$

5. Статистическая оценка достоверности результатов: число степеней свободы $n = 2{,}667T/M$, в нашем случае $n = 4{,}0$; 95%-ный доверительный интервал, определенный по таблицам χ^2; распределения для спектра, построенного в логарифмическом масштабе [—0,30, 1,03]; нормированная полоса частот для окна Тьюки $b \approx 0{,}0045$ с$^{-1}$; число степеней свободы при вычислении средних спектров (на трех волнах) равно 12.

На рис. 1 представлен график данных радиоизлучения локального источника на волне 3,5 см 1.VII 1974 г.; пунктирной линией показан график исходных данных, сплошной — график данных после низкочастотной фильтрации. По оси абсцисс отложены: порядковый номер точек и

всемирное время, по оси ординат — относительное изменение антенных температур. Из рис. 1 видно, что в нашем случае анализируется процесс, представляющий собой квазипериодическую последовательность всплесков.

3. Результаты изучения спектров

В таблице приведены результаты определения периодов по спектрам мощности. Тип исходных данных (интенсивность или поляризованная составляющая) отмечен в первом столбце таблицы соответствующим параметром Стокса I или V. В столбцах таблицы сгруппированы значимые периоды, которые присутствовали в спектрах всех рядов наблюдений и находились внутри узкого максимума на графиках спектров мощности [9]. В нижней части таблицы приведены средние значения периодов $\bar{P}$ и среднеквадратичная ошибка σ. Из таблицы видно, что наиболее характерно существование общих периодов как на отдельных волнах, так и в отдельные дни наблюдений.

Изучение спектров показало, что наряду с наличием общих дискретных составляющих, располагающихся по шкале частот через приблизительно равные интервалы, обнаруживаются локальные минимумы, положение которых также характеризуется некоторым средним интервалом.

Эти особенности дают возможность предположить, что анализируемые процессы представляют собой группу квазипериодических всплесков с нестационарной амплитудой и длительностью. При этом интервал между локальными максимумами в спектрах мощности определяется периодом повторения всплесков, а положение минимумов — длительностью всплеска.

Таким образом, на основании имеющихся наблюдательных данных (см. рис. 1) и рассмотрения спектров мощности (таблица) нам кажется целесообразным сравнить полученные нами спектры мощности со спект-

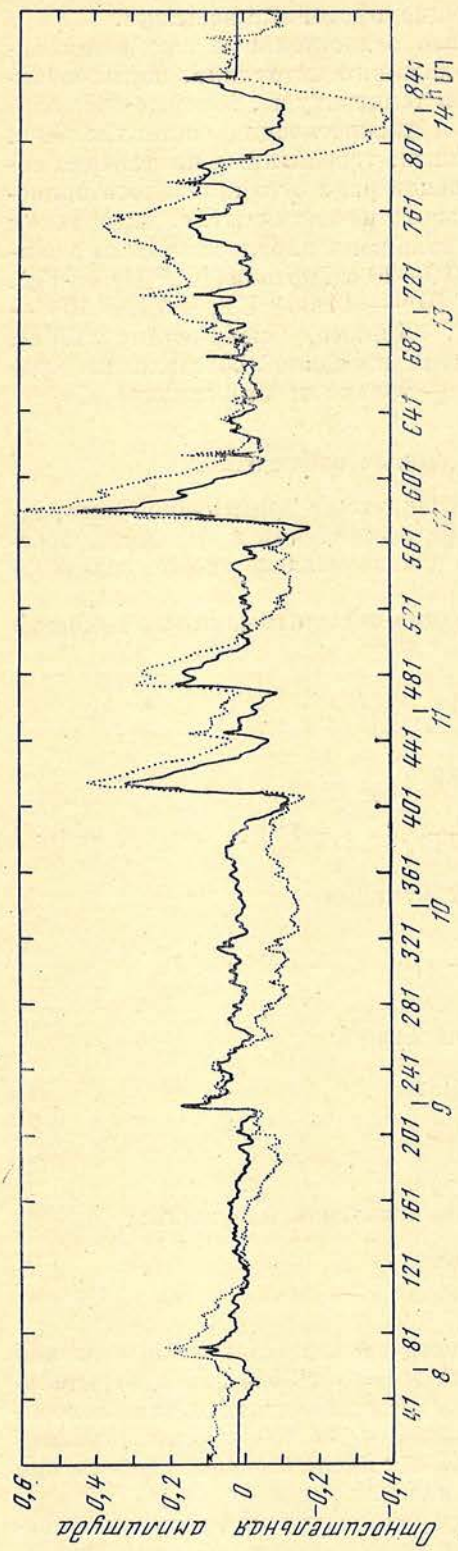


Рис. 1. График дискретных данных радиоизлучения локального источника 1.VII 1974 г. в полной интенсивности на волне 3,5 см

Характерные периоды в спектрах мощности

Дата, 1974 г.	Длина волны, см	Периоды P, мин											
1. VII (*I*)	3,5		78,8		42,7		20,5	16,8	14,0	12,0		9,3	
	2,5		85,3		42,7		20,9	16,5	14,0			9,3	8,2
	1,9		78,8		42,7		21,3	16,9	14,2	11,8		9,3	8,3
1. VII (*V*)	3,5					23,2	19,0						8,4
	2,5					25,6	19,3	16,3	13,8		11,1	9,1	8,2
	1,9					25,6	20,1	16,3			11,1	8,9	
4. VII (*I*)	3,5		85,3			30,1		17,9	13,8		10,8		8,5
	2,5		85,3			26,9		17,9	13,4		11,1	9,6	8,7
	1,9		85,3			28,8					11,4	9,4	8,5
5. VII (*I*)	3,5	102,4		51,2	42,7		20,9		14,4		11,4		8,1
	2,5	102,4		51,2	42,7		21,3	17,1	14,6		11,1	9,3	
	1,9	102,4				32,0	22,3	16,0	15,0	12,2		9,3	8,5
$\overline{P}$		102,4	83,1	51,2	42,7	27,5	20,6	16,8	14,1	12,0	11,2	9,3	8,4
σ			+1,4			+1,1	+0,3	+0,2	+0,2		+0,1	+0,06	+0,06

ральными характеристиками пачки (группы) импульсов определенной скважности и длительности [10, 11].

В качестве примера на рис. 2 показаны спектральные характеристики данных, полученных 1.VII 1974 г. Здесь сплошной линией показан средний спектр мощности радиоизлучения локального источника на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см в логарифмическом масштабе (шкала слева), по нижней шкале отложена нормализованная частота, по верхней — соответствующий период.

Спектральная характеристика пачки прямоугольных импульсов выражается формулой

$$S(f) = u\tau \left| \frac{\sin(\pi f \tau)}{\pi f \tau} \frac{\sin(m \pi f T)}{\sin(\pi f T)} \right|,$$

где u — амплитуда импульса, τ — его длительность, T — период повторения в пачке, f — частота, m — число импульсов в пачке.

На рис. 2 штриховой линией (шкала справа) показан теоретический спектр пачки прямоугольных импульсов для $\tau = 22$ мин, $T = 85$ мин, $m = 5$, $u\tau = 10$. Теоретический спектр рассчитан для области наиболее достоверных периодов. В нашем случае нормализованная частота выражается соотношением $f = i/(k\Delta t)$, где i — номер гармоники, Δt — интервал между соседними точками, k — количество данных.

На рис. 3 представлен средний спектр мощности радиоизлучения локального источника, полученный 5.VII 1974 г. в полной интенсивности — сплошная линия. Штриховой линией показана огибающая теоретического спектра пачки импульсов. Теоретический спектр рассчитывался по формуле

$$S_1(f) = u\tau \left| \frac{\sin(\pi f \tau)}{\pi f \tau} \right|$$

для $u\tau = 10$, $\tau = 20$ мин.

Из рис. 2 и 3 видно подобие теоретического спектра и спектров мощности анализируемых нами сигналов.

Аналогичное сравнение было проведено для средних спектров мощности, вычисленных по данным 1.VII в поляризованном радиоизлучении и по данным 4.VII 1974 г. в полной интенсивности. При этом оказалось, что

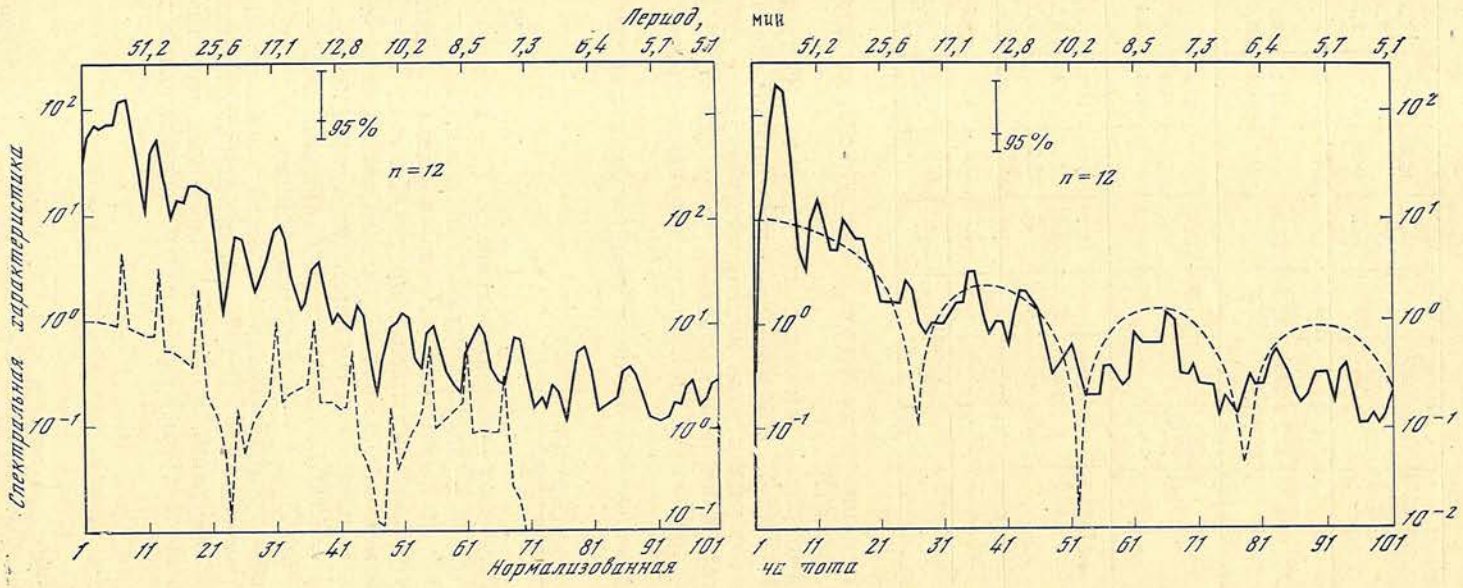


Рис. 2. Спектральные характеристики данных радиоизлучения локального источника 1.VII 1974 г. (группа 96 (*I*), 7.10—14.30 UT) в полной интенсивности

n — число степеней свободы

Рис. 3. Спектральные характеристики данных радиоизлучения локального источника 5.VII 1974 г. (группа 96 (*I*), 5.00—11.40 UT) в полной интенсивности

Сплошная кривая показывает средний спектр мощности радиоизлучения на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см; штриховая кривая показывает огибающую теоретического спектра пачки импульсов ($\tau = 20$ мин, $u\tau = 10$), n — число степеней свободы

период повторения всплесков меняется незначительно и в среднем составляет 85 мин (±2). Длительность импульса в среднем составила 18 мин для поляризованного радиоизлучения 1.VII и 22 мин для радиоизлучения в полной интенсивности 4.VII. Некоторое отличие формы изучаемых спектров мощности от теоретических наблюдается вблизи периода $P \approx 20$ мин, что свидетельствует о доминирующих колебаниях с таким периодом, которые отмечались в [6, 7].

Таким образом, в дни с разным уровнем активности радиоизлучение локального источника характеризуется квазистационарной последовательностью всплесков, имеющих некоторую среднюю длительность около 20 мин и период повторения 85 мин.

Заключение

Спектральный анализ радиоизлучения локального источника подтвердил ранее полученные качественные оценки: а) существование квазипериодических составляющих с периодами 15—25 мин; б) средняя длительность квазипериодических пульсаций в поляризованной компоненте меньше, чем в полной интенсивности [7].

Проведенное исследование спектров мощности сигналов, характеризующих предвсплесковые состояния локального источника на уровне слабых всплесков и вариаций радиоизлучения, выявило общую особенность квазипериодических пульсаций радиоизлучения, поскольку анализируемые нами данные относятся к различным состояниям локального источника и соответственно к различным стадиям развития группы пятен. Результаты изучения спектров свидетельствуют о том, что в радиоизлучении указанного локального источника наблюдается всплесковая активность, характеризующаяся квазипериодическими пульсациями со средней длительностью около 20 мин и средним периодом повторения около 85 мин. Авторы надеются, что дальнейшее изучение таких квазипериодических пульсаций в радиоизлучении других локальных источников позволит уточнить модельные представления о механизмах возбуждения колебательных процессов в радиоизлучении локальных источников на Солнце.

Авторы глубоко благодарны Д. Н. Рачковскому за помощь в работе и полезное обсуждение статьи.

Май 1980 г.

Литература

1. *Кобрин М. М.*— Phys. Solariterr. Potsdam, 1976, N 2, S. 3.
2. *Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 47, с. 64.
3. *Ерюшев Н. Н., Котов В. А., Северный А. Б., Цветков Л. И.*— Письма в Астрон. ж., 1979, 5, № 10, с. 546.
4. *Могилевский Э. И.*— Phys. Solariterr. Potsdam, 1976, N 2, S. 23.
5. *Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 57, с. 156.
6. *Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1979, 59, с. 111.
7. *Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 61, с. 37.
8. *Дженкинс Г., Ваттс Д.* Спектральный анализ и его приложения: В 2-х т. М.: Мир, 1971.
9. *Aurass H., Böhme A., Krüger A.*— Phys. Solariterr. Potsdam, 1976, N 2, S. 71.
10. *Свистов В. М.* Радиолокационные сигналы и их обработка. М.: Сов. радио, 1977, с. 352.
11. *Рачковский Д. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 61, с. 12.

УДК 520.82/87

СРАВНЕНИЕ КАТАЛОГОВ АБСОЛЮТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД

В. И. Бурнашев

Проведено сравнение данных четырех спектрофотометрических каталогов. Полученные результаты использованы для построения сводного каталога распределения энергии в спектрах звезд в однородной системе.

COMPARISON OF THE STELLAR ENERGY DISTRIBUTION CATALOGUES, by *V. I. Burnashev.*— The detailed data of four spectrophotometric catalogues have been compared and were reduced to a uniform spectrophotometric system.

Проводимые в Крымской астрофизической обсерватории исследования звезд поздних спектральных классов потребовали подбора значительного спектрофотометрического материала для составления возможно более однородного каталога детального распределения энергии в спектрах F — G — K — M-звезд. Проблеме изучения распределения энергии в спектрах звезд в последние годы уделяется особенно большое внимание наблюдателей. Так, например, составленная Страйжисом библиография работ, посвященных такого рода исследованиям [1], содержит ссылки на 310 статей, вышедших до 1976 г., включающих в себя 9067 распределений энергии в спектрах звезд различных типов. К настоящему времени это число с учетом внеатмосферных наблюдений следует, по-видимому, увеличить в несколько раз. Однако в большинстве случаев публикации относятся лишь к дискретным длинам волн — «точкам» спектра.

В нашем распоряжении имелось несколько каталогов, содержащих детальные кривые распределения энергии в спектрах звезд в визуальной области: каталог Харитонова, Терещенко и Князевой [2], каталог Уилстропа [3], каталог южных звезд, наблюдавшихся в Чили [4], а также некоторое количество частично опубликованных данных, полученных в КАО АН СССР [5, 6]. За исключением каталога Уилстропа, абсолютная калибровка всех остальных данных выполнена с помощью первичного звездного стандарта α Lyr. Поэтому сравнение этих каталогов [2, 4—6] производилось после приведения их данных к единой калибровке по α Lyr, принятой в [2]. Оказалось, что, помимо систематических различий между данными каталогов, вызванных применением разных методик наблюдений и редукций, наблюдаются систематические различия и между каталогами [4—6], построенными по одинаковой методике. Причинами этих расхождений могут быть, во-первых, ошибки абсолютизации, обусловленные тем, что в каждый период наблюдений определенные для первичного стандарта данные в инструментальной системе содержат погрешность, которая войдет в коэффициент спектральной чувствительности аппаратуры, а следовательно, и в конечные данные для всех звезд, наблюдавшихся в данный сезон; во-вторых, ошибки, вызванные переменностью звезды-стандарта. Как отмечают Вишневский и Джонсон [7], α Lyr показывает спектральную переменность, возможно сопровождаемую переменностью блеска.

Данные всех исходных каталогов были преобразованы к логарифмической шкале, т. е. для каждой звезды в соответствующей длине волны λ были вычислены значения $\lg E_\lambda$, где монохроматическая освещенность E_λ выражена в эрг$\cdot$с$^{-1}\cdot$см$^{-2}$, отнесенных к интервалу длин волн 1 см. Эти значения и использовались для построения сводного каталога. При этом чилийский каталог, после того как он был приведен в систему Харитонова [2], взят за основу, как содержащий наибольшее количество однородных данных. Все редукции производились к системе этого каталога.

При сопоставлении каталогов выяснилась также необходимость приведения опубликованных данных к одному спектральному разрешению —

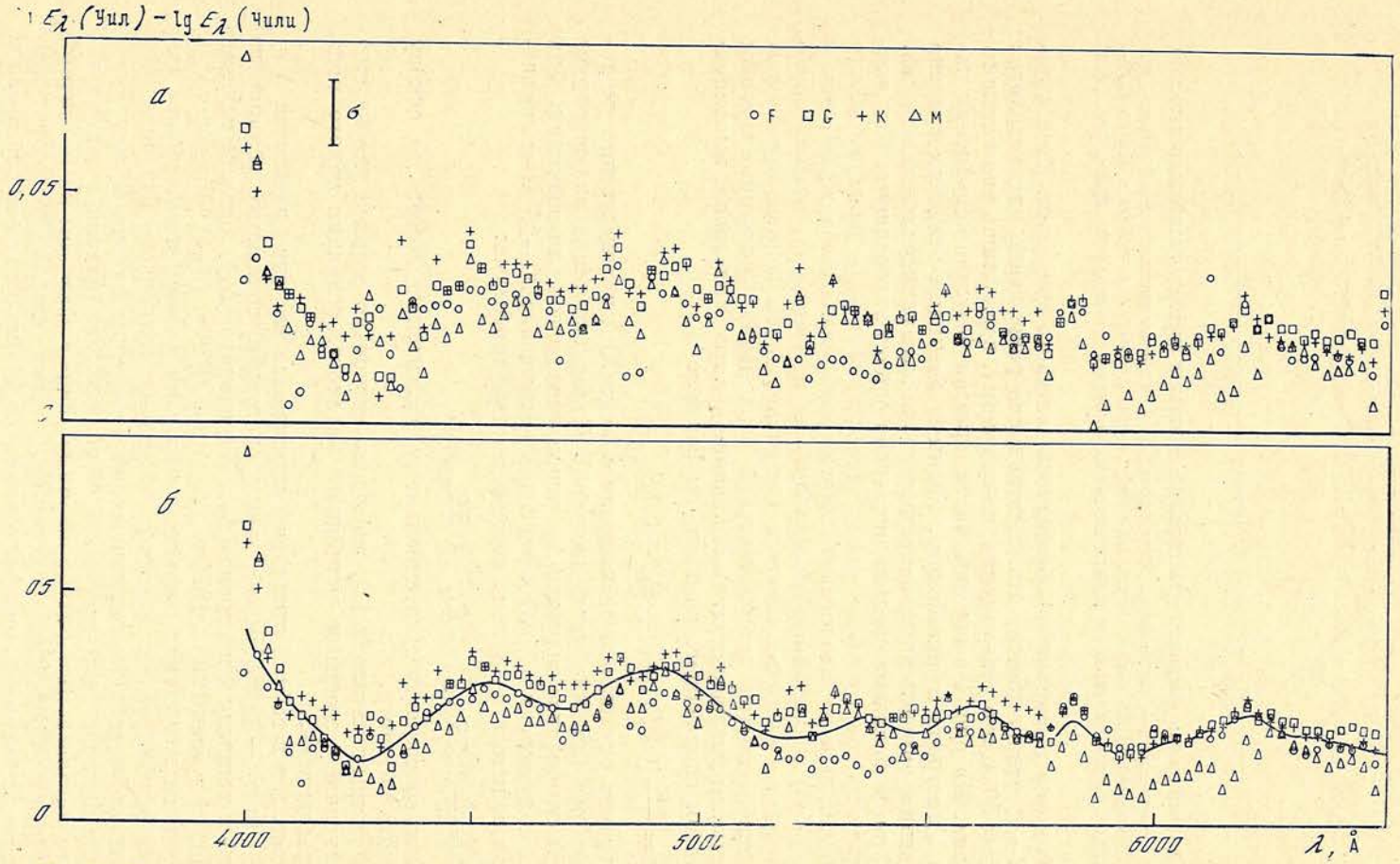


Рис. 1. Сопоставление данных каталога Уилстропа [3] и каталога южных звезд [4], выполненное по 12 звездам класса F, 8 G-звездам, 11 K-звездам и 6 M III — GI-звездам

а — без учета разницы спектральных разрешений, *б* — после приведения к одному спектральному разрешению

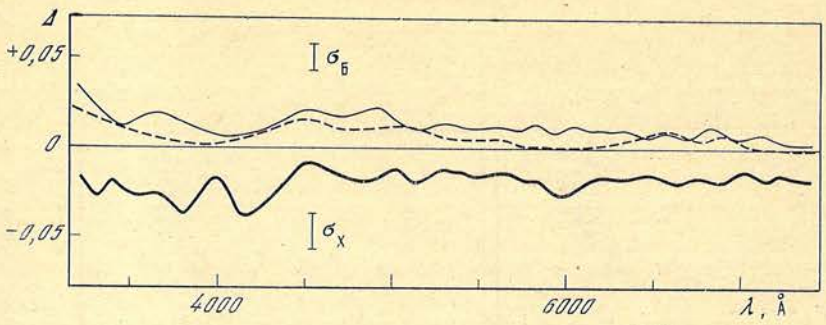


Рис. 2. Редукционные поправки для перевода данных в систему чилийского каталога

Жирная сплошная линия — для каталога Харитонова [2] по 56 общим звездам, тонкая линия — для каталога Бурнашева [5] (20 общих звезд), штриховая — для данных, полученных в КАО в 1977—1978 гг. (четыре звезды). Указана средняя дисперсия σ единичного сравнения по одной общей звезде

факт, на который раньше не обращалось должного внимания. Хотя авторами [2—4] утверждается, что спектральное разрешение для каталогов составляет 50 Å, это утверждение, по-видимому, верно лишь для каталога Уилстропа. На рис. 1 в верхней части показан результат сравнения каталогов Уилстропа и чилийского. Разными значками отмечены средние расхождения, определенные по звездам различных спектральных классов. В левой части показана средняя дисперсия одного определения. Как видно из рисунка, помимо более или менее плавного хода разности между данными чилийского каталога и каталога Уилстропа $\Delta_У = \lg E_\lambda$ (Чили) — $\lg E_\lambda$ (Уил) с длиной волны, вызванного, по-видимому, ошибками абсолютизации, в участках спектра, где расположены полосы или бленды линий, наблюдаются систематические отклонения, вызванные разным спектральным разрешением. Сглаживание данных Уилстропа, выполненное методом скользящего среднего по формуле

$$E_{\lambda_i}^{сгл} = \frac{1}{1,4}(0,2E_{\lambda_i-25Å} + E_{\lambda_i} + 0,2E_{\lambda_i+25Å}),$$

соответствует ухудшению разрешения с 50 до 70 Å и существенно уменьшает разброс (нижняя часть рисунка). Сплошная линия иллюстрирует принятое сглаженное значение $\Delta_У$, использовавшееся для редукции. Для данных, полученных в КАО и имеющих разрешение 30—35 Å, сглаживание производилось с другими весовыми коэффициентами:

$$E_{\lambda_i}^{сгл} = \frac{1}{2}(0,5E_{\lambda_i-25Å} + E_{\lambda_i} + 0,5E_{\lambda_i+25Å}),$$

что также соответствует спектральному разрешению взятого за основу чилийского каталога.

Для данных каталога [2], имеющих несколько худшее разрешение по сравнению с данными чилийского каталога, редукция такого рода не производилась.

На рис. 2 и в табл. 1 приведены сглаженные значения разностей $\Delta = \lg E_\lambda$ (кат) — $\lg E_\lambda$ (Чили) между данными основного чилийского каталога и данными Уилстропа ($\Delta_У$), Харитонова ($\Delta_Х$), а также нашими данными, полученными в 1974 г. ($\Delta_{Б74}$) и в 1978 г. ($\Delta_{Б78}$). Значения Δ в таблице даны в единицах третьего знака. Они и были использованы для редукций опубликованных данных в систему чилийского каталога. Некоторое подобие хода разных кривых, изображенных на рис. 2, может указывать на наличие систематической ошибки абсолютизации в данных чилийского каталога. Все редуцированные данные записаны на магнитный диск и представляют собой значения $\lg E_\lambda$ через интервал 25 Å, приведенные к спектральному разрешению около 75 Å. Значения внеатмосферной монохроматической освещенности E_λ выражены в эрг·с$^{-1}$·см$^{-2}$, отнесенные к интервалу длин волн 1 см. Каталог содержит 1365 таблично заданных кривых распределений энергии в спектрах 1012 звезд в интервале 3200—7350 Å. Для ряда звезд имеется по 2—3 кривых.

Таблица 1

λ, Å	Δy	Δx	ΔБ74	ΔБ78	λ, Å	Δy	Δx	ΔБ74	ΔБ78
3200		−17	33	21	4900	34	−18	21	11
3225		−18	31	20	4925	34	−17	21	11
3250		−21	28	19	4950	33	−16	20	11
3275		−25	25	18	4975	31	−14	18	12
3300		−28	22	17	5000	29	−13	15	12
3325		−25	20	16	5025	27	−13	13	12
3350		−22	17	15	5050	25	−13	11	12
3375		−19	15	14	5075	23	−16	11	12
3400		−20	13	13	5100	22	−19	10	12
3425		−22	12	12	5125	21	−20	9	11
3450		−24	11	11	5150	19	−20	8	11
3475		−25	12	11	5175	19	−19	8	10
3500		−26	13	10	5200	19	−18	9	9
3525		−26	14	9	5225	19	−16	10	8
3550		−28	16	9	5250	19	−15	11	8
3575		−28	17	8	5275	20	−13	12	7
3600		−26	18	7	5300	21	−13	12	6
3625		−25	18	7	5325	22	−14	12	6
3650		−26	19	6	5350	23	−14	11	5
3675		−27	19	5	5375	23	−14	10	5
3700		−29	18	5	5400	23	−14	9	5
3725		−31	16	4	5425	21	−15	9	4
3750		−34	15	4	5450	20	−17	9	4
3775		−37	14	3	5475	20	−17	9	4
3800		−38	13	3	5500	21	−17	10	4
3825		−35	12	3	5525	22	−16	10	4
3850		−32	11	3	5550	24	−16	9	5
3875		−28	10	2	5575	25	−15	9	5
3900		−25	9	2	5600	26	−14	9	5
3925		−22	8	2	5625	26	−14	10	5
3950		−19	7	2	5650	25	−15	11	4
3975		−17	6	2	5675	22	−15	10	3
4000	43	−18	6	2	5700	21	−15	9	3
4025	36	−19	5	2	5725	19	−16	7	2
4050	33	−22	4	3	5750	18	−17	6	1
4075	29	−28	4	3	5775	17	−19	9	1
4100	27	−34	4	4	5800	21	−19	11	1
4125	24	−37	4	4	5825	23	−19	12	1
4150	22	−38	5	5	5850	21	−20	11	1
4175	19	−37	6	6	5875	18	−22	9	0
4200	17	−36	6	6	5900	17	−24	6	0
4225	15	−35	7	7	5925	16	−26	5	0
4250	14	−34	8	8	5950	16	−28	6	0
4275	14	−32	9	9	5975	17	−28	8	0
4300	15	−30	10	10	6000	17	−27	10	0
4325	17	−27	11	11	6025	18	−26	11	0
4350	19	−24	12	12	6050	18	−25	10	1
4375	20	−22	13	13	6075	19	−24	9	1
4400	22	−19	15	13	6100	19	−22	8	1
4425	25	−16	16	14	6125	20	−21	7	2
4450	27	−13	17	15	6150	21	−19	7	2
4475	28	−10	18	15	6175	23	−18	8	2
4500	30	−8	19	15	6200	24	−18	8	2
4525	31	−8	20	15	6225	24	−18	7	3
4550	31	−9	20	15	6250	22	−17	6	3
4575	30	−10	19	14	6275	21	−17	7	3
4600	29	−11	18	13	6300	20	−18	8	3
4625	27	−12	18	13	6325	19	−18	8	4
4650	26	−14	16	12	6350	18	−18	8	4
4675	25	−15	16	11	6375	18	−17	7	4
4700	25	−16	16	10	6400	17	−17	6	5
4725	26	−16	16	10	6425	17	−16	5	5
4750	27	−17	16	10	6450	17	−16	4	6
4775	29	−18	17	10	6475	16	−16	3	7
4800	31	−20	18	10	6500	16	−16	4	8
4825	32	−20	18	10	6525		−18	7	9
4850	33	−20	19	10	6550		−19	8	9
4875	33	−19	20	11	6575		−20	7	10

Таблица 1 (окончание)

λ, Å	Δу	Δх	ΔБ74	ΔБ78	λ, Å	Δу	Δх	ΔБ74	ΔБ78
6600		−21	5	9	7000		−15	3	2
6625		−23	4	8	7025		−13	3	1
6650		−23	4	7	7050		−14	4	0
6675		−22	3	6	7075		−16	5	0
6700		−21	3	6	7100		−18	5	0
6725		−19	4	5	7125		−19	6	−1
6750		−18	5	4	7150		−20	5	−1
6775		−17	7	3	7175		−18	4	−1
6800		−18	9	3	7200		−14	2	−1
6825		−19	11	4	7225		−16	1	−1
6850		−20	11	6	7250		−17	0	−1
6875		−21	9	6	7275		−18	0	−2
6900		−21	6	6	7300		−18	0	−1
6925		−19	4	6	7325		−18	−1	−1
6950		−18	3	5	7350		−18	−1	−1
6975		−17	3	3					

Хотя сводный каталог был задуман вначале как содержащий спектрофотометрические данные для поздних звезд, включение в него общих звезд исходных каталогов, среди которых было много звезд ранних спектральных классов, значительно расширило возможности его использования. Оказалось возможным, в частности, найти среднее распределение энергии в спектрах звезд различных спектральных классов. Для этого звезды каталога были сгруппированы по классам светимости и по спектральным классам и для каждой группы найдено среднее относительное распределение энергии в спектре $(\lg (E_\lambda/E_{\lambda_0})_{ср}$. Нормировка проведена в длине волны $\lambda_0 = 5550$ Å. Данные о спектральных классах конкретных звезд в МК-системе взяты из списка Моргана и Кинана [8] и каталогов [2, 9, 10]. Для учета межзвездного поглощения была принята средняя кривая Уитфорда [11], табулированная Страйжисом [12], нормированная для поглощения в визуальной области спектра: $A_V = 1^m$. Определение A_V для конкретных звезд каталога производилось с помощью карт и таблиц Некеля [13], Фитцжеральда [14] и Кнуде [15]. Были взяты также данные из обзоров: по галактическим скоплениям [16], по планетарным туманностям [17], по шаровым скоплениям [18]. Значения параллаксов взяты из каталога BS [10].

Все вычисления проводились на ЭВМ ЕС-1020 по программам, составленным Б. А. Бурнашевой. Программа вычисления среднего распределения энергии составлена таким образом, что для звезд данного спектрального класса вычисленные средние данные $(\lg (E_\lambda/E_{\lambda_0}))_{ср}$ выводятся как в виде таблицы, так и в виде графика. Кроме того, для каждого из использованных в осреднении конкретных распределений энергии строился график его отклонений в зависимости от длины волны от вычисленного среднего. Это значительно облегчило анализ того, чем эти отклонения вызваны: ошибками спектральной классификации, неправильным учетом межзвездного поглощения или ошибками редукции данной кривой к системе сводного каталога. Средняя дисперсия для отдельного распределения энергии $(\lg (E_\lambda/E_{\lambda_0}))$, использованного в осреднении, в ультрафиолетовой области составляет 0,06; в красном конце спектра 0,04 (или 15 и 10% соответственно). Номера звезд, использованных в осреднении, приведены в табл. 2.

Сравнение полученных данных со средними кривыми, определенными в свое время Страйжисом и Свидерскене [19] и широко применяемыми в различных вычислениях, показало, что для звезд ранних спектральных классов значения $\Delta (\lg (E_\lambda/E_{\lambda_0}))_{ср}$ — расхождения между нашими данными и данными [19] — не превышают 0,05 в ультрафиолетовой области 0,03 в красной области спектра. Следует учесть при этом, что, как вид-

Таблица 2

№ п/п	Sp	BS	№ п/п	Sp	BS	№ п/п	Sp	BS
1	B8 V	3982	15	F8 IV	963	27	K2 III	539
		5685			5986			2040
2	A0 V	3314			7955			3347
		5511	16	G5 IV	566			3614
		5881			6623			4923
3	A3 V	804	17	K0 IV	6102			6241
		1998			6869	28	K3 III	2227
		5107			7957			3845
		8709	18	B9,5 III	718			4630
4	F0 V	1394			7710			6973
		2085	19	F0 III	4733	29	K4 III	3748
5	F6 V	1543			5463			4094
		1983			5747			6217
		3759			8278	30	K5 III	1457
6	F7 V	6927	20	G2 III	5409			1654
		8123			8819			2878
		8665	21	G5 III	1829			5705
7	F8 V	142			4216	31	M0 III	1208
		458			4786			1231
		1101			6322	32	M1 III	585
		7560	22	G7 III	4450			6056
8	G0 V	219			6220			7405
		4983			8852	33	M2 III	45
		5868	23	G8 III	322			911
9	G8 V	509			2035	34	F2 II	1298
		5544			2736			6707
		7665			5020			7264
10	F0 IV	1611			5649	35	F8 II	2803
		6380	24	G9 III	7310			3102
		6561			7328	36	G8 II	4932
		7377			7754			8115
11	F2 IV	21	25	K0 III	402	37	M3 II	4763
		531			754			6832
		4399			1346	38	G0 Ib	1303
		5897			1373			1603
12	F3 IV	4102			1409			8232
		5487			2970	39	G2 Ib	3188
13	F5 IV	2484			3024			8414
		2943			3994	40	K1,5 Ib	8465
		7882			8254			8308
		8315	26	K1 III	8820			
14	F6 IV	544			874			
		5933			1326			
					1862			
					6630			
					7150			
					7234			

но из таблицы, в наших вычислениях для некоторых спектральных классов было взято всего 2—3 звезды. Для поздних звезд расхождения значительно больше, особенно в районах полос и бленд линий, они достигают значений 0,15. В красной области значения $\Delta\,(\lg\,(E_\lambda/E_{\lambda_0}))_{\text{ср}}$ не превышают 0,06. Эти различия вызваны, вероятно, во-первых, разными системами абсолютной калибровки, во-вторых, реальными различиями в распределении энергии в спектрах звезд, использовавшихся в осреднении, в-третьих, различиями в кривых, полученных путем осреднения небольшого количества исходных данных, особенно для сверхгигантов, вызванными различиями в оценке влияния межзвездного поглощения, в-четвертых, тем, что спектральное разрешение данных сводного каталога ниже, чем в каталоге Уилстропа, данные которого были взяты за основу Страй-

жисом и Свидерскене, а также, возможно, тем, что нами взят больший по объему наблюдательный материал. Можно считать, что полученные средние кривые распределения энергии в спектрах звезд сравнимы по точности с широко применяемыми данными Страйжиса и Свидерскене и могут дополнительно с ними использоваться для различных приложений. В силу большей однородности применение наших данных в ряде случаев более предпочтительно. Из-за ограниченного объема данной статьи привести здесь полученные числовые данные и графики не представляется возможным. Поэтому они депонированы в ВИНИТИ [20], откуда могут быть получены заинтересованными лицами.

Таким образом, проведенное сопоставление различных каталогов абсолютного распределения энергии в спектрах звезд позволило построить на их основе однородный сводный каталог. Одним из применений этого каталога стало уточнение средних кривых распределения энергии в спектрах звезд различных спектральных классов.

Автор глубоко благодарен В. Б. Никонову и П. П. Добронравину за ценные советы и замечания, Б. А. Бурнашевой и Г. Е. Лактионовой за помощь в обработке спектрофотометрических данных.

Май 1980 г.

Литература

1. *Страйжис В.*— Бюл. Вильнюсск. обс., 1978, № 45, с. 19.
2. *Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н.* Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978.
3. *Willstrop R. V.*— Mem. Roy. Astr. Soc., 1965, 69, p. 83.
4. *Алексеев Н. А., Алексеева Г. А., Архаров А. А.* и др.— Тр. ГАО, 1978, 83, с. 4.
5. *Бурнашев В. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 57, с. 57.
6. *Бурнашев В. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 62, с. 3.
7. *Wisniewski M. Z., Johnson H. L.*— Sky and Telescope, 1979, 57, p. 4.
8. *Morgan M. M., Keenan P. C.*— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1973, 11, p. 29.
9. *Jamar C., Macau-Hercot D., Monfils A.* et al. Ultraviolet bright-star spectrophotometric catalogue, ESA-SR 27. P., 1976.
10. Catalogue of bright stars/Ed. D. Hoffleit. 3rd ed. New Haven (Connect.), 1964.
11. *Whitford A. E.*— Astron. J., 1958, 63, p. 201.
12. *Страйжис В.*— Бюлл. Вильнюсск. обс., 1964, № 11, с. 11.
13. *Neckel T.*— Veröff. Heidelberg-Königstuhl, 1967, 19, S. 1.
14. *FitzGerald M. P.*— Astron. J., 1968, 73, p. 983.
15. *Knude J.*— Astron. and Astrophys., 1978, 33, p. 347.
16. *Becker M., Fenkart R.*— Astron. and Astrophys., Suppl., 1971, 4, p. 241.
17. *Abell G. O.*— Astrophys. J., 1966, 144, p. 259.
18. *Alcaino G.* Publ. Astron. Soc. Pacif., 1977, 89, p. 491.
19. *Страйжис В., Свидерскене З.*— Бюл. Вильнюсск. обс., 1972, № 35, с. 3.
20. *Бурнашев В. И.* Среднее распределение энергии в спектрах звезд. Представлено Крым. Астрофиз. обс. Депонирована в ВИНИТИ 19.11 1980 г. №4891-80. 78 с.

УДК 524.33+524.352

АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА: AS 353, DI Cep и RY Tau

В. И. Краснобабцев

На основе однородного спектрофотометрического материала, полученного для звезд типа T Tau: AS 353, DI Cep и RY Tau в 1975 г. на 2,6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории со спектрографом, снабженным электронно-оптическим преобразователем, проведено исследование переменности спектров этих звезд. Рассмотрена взаимосвязь переменности различных эмиссионных линий. Для DI Cep обнаружена четкая взаимосвязь между изменением интенсивности эмиссионных линий H и K Ca II и водородной линии H_γ. Отмечается, что при изменении интенсивности эмиссионных линий звезда DI Cep перемещается по зависимостям для набора разных звезд, т. е. разные звезды отражают разные состояния одной звезды.

В одну из ночей у DI Cep обнаружена активность типа выброса, которая проявилась в виде смещенных на —380 км/с эмиссионных компонент линий H и K Ca II. Рассмотрены возможные причины переменности DI Cep и RY Tau от ночи к ночи, и высказаны доводы в пользу того, что эта переменность может быть обусловлена неоднородностью поверхности звезды.

ANALYSIS OF THE SPECTRA OF T TAU-STARS: AS 353, DI CEP AND RY TAU, by *V. I. Krasnobabtsev.*— A study of the variations of the spectra of T Tau-stars: AS 353, DI Cep and RY Tau was carried out using the spectrograms obtained with the image-tube spectrograph at the 2.6 m Shajn telescope of the Crimean Astrophysical Observatory. Relationship between the variation of several emission lines was considered. For DI Cep a clear correlation between intensity variation of the emission lines Ca II (H and K) and hydrogen line H_γ was found. It has been found that the star DI Cep is moving along the dependences for a set of various stars under the intensity variations of the emission lines, i.e. various stars reflect various conditions of one star.

On one night the activity of DI Cep looked like the outburst, that developed as violet-displaced (by —380 km/s) emission components in H and K Ca II lines. It was assumed that the variations of DI Cep and RY Tau from night to night might be probably due to heterogeneous surfaces of these stars.

Звезды AS 353, DI Cep и RY Tau являются типичными звездами типа T Тельца [1]. Однако спектры этих трех звезд довольно существенно различаются. Различие это заключается в первую очередь в разной степени развитости эмиссионного спектра. Так, спектр AS 353 характеризуется наличием очень большого числа эмиссионных линий [1, 2]: в эмиссии наблюдаются водородные линии, линии Fe II, Fe I, Cr II, Ti II и т. д. и отсутствуют фотосферные линии поглощения.

Хотя эмиссионный спектр DI Cep довольно богат [3], интенсивность эмиссионных линий гораздо меньше, чем в спектре AS 353. Спектр DI Cep характеризуется наличием как эмиссионных линий, так и фотосферных линий поглощения.

У RY Tau эмиссионный спектр выражен слабо: в эмиссии обычно наблюдается лишь несколько первых членов бальмеровской серии водорода и H и K Ca II. Фотосферные линии поглощения также имеются.

Интересно посмотреть, хотя бы качественно, каков характер переменности спектров указанных трех звезд. Основой этого рассмотрения явилось изучение переменности DI Cep, так как эта звезда занимает промежуточное положение в смысле развитости эмиссионного спектра между AS 353 и RY Tau.

Материалом настоящего рассмотрения являются спектрограммы, полученные в 1975 г. на 2,6-м телескопе КАО со спектрографом СПЭМ-2 с электронно-оптическим преобразователем. Подавляющее большинство спектрограмм имеют дисперсию около 100 Å/мм; спектральное разрешение 5—6 Å. Для DI Cep имелось около 60 спектрограмм, для AS 353 и RY Tau — 20 и 25 спектрограмм соответственно.

1. Характер спектра DI Cep в 1975 г.

В табл. 1—3 представлены результаты спектрофотометрии DI Cep. В табл. 1 даны эквивалентные ширины наиболее интенсивных (после водорода и Ca II) эмиссионных линий: D Na, He I λ5876 Å, Fe II (42), λλ4924, 5018, 5169Å, в скобках — номер мультиплета. Линия Fe II (42) λ5169 Å — бленда с линиями Mg I λλ5167 и 5172 Å. Числом «5316» обозначена эмиссионная линия, которая по длине волны отождествляется с линиями Fe II (49) 5316,61 Å и Fe II (48) 5316,78 Å. Однако другие линии мультиплетов 48 и 49 Fe II значительно слабее линии λ5316 Å. Такое резкое усиление одной линии по отношению к другим линиям мультиплета может указывать на флюоресцентный характер возбуждения линии λ5316 Å. Какому мультиплету Fe II принадлежит эта линия, 49 или 48, трудно сказать.

В табл. 2 представлены эквивалентные ширины нескольких наименее блендированных линий поглощения в спектре DI Cep.

Таблица 1

Эквивалентные ширины (Å) эмиссионных линий в спектре DI Cep

Дата наблюдений, 1975 г.	Номер спектра	Fe II 4924	Fe II 5018	Fe II 5169	«5316»	He I 5876	D Na
1/2.VIII	1					0,5	2,2
	2					1,9	2,0
	3	0,9	0,9	1,9	1,0		
	4	0,6	0,6	1,4	0,5		
	5	0,8	0,7	1,9	0,9		
2/3.VIII	1	0,4	0,5	0,5	0,9		
	2	0,3		0,6			
	3					0,7	1,2
14/15.VIII	1					2,0	5,3
	2					3,0	6,8
	3					1,8	3,0
	4	0,5	0,8	2,6	1,3		
	5	0,7	1,6	5,4	1,3		
	6	1,0	1,5	4,0	1,3		
	7					1,3	3,0
15/16.VIII	1					0,3	1,7
	3	0,9	1,3	2,2	0,8		
	4	1,0	1,1	3,1	1,0		
16/17.VIII	1					0,7	1,5
	3	0,6	0,6	0,9	0,8		
	4	0,3	0,2	1,5	2,1		
16/17.IX	1					0,6	1,6
	3	–	–	–	–		
	4	–	0,2	–	–		
	6	–	–	–	–		
18/19.IX	1					–	–
	2	0,3	–	–	–		
	3	–	–	–	–		
	4	–	–	–	–		
	5	–	–	–	–		
	6	–	–	–			
	7	0,3					
	8					–	–
12/13.XII	1	0,9	1,2	1,7			
	2	0,4	0,8	0,9			
	3					0,8	1,8
	4	0,6	1,2	1,2			
	5	0,5	0,5	0,9			
	6	0,5					
	7					1,8	4,0
13/14.XII	1						2,5
	3	1,0	1,2	2,4	1,2		
	4	0,8	0,8	2,2			
	5	1,0	1,6	2,2			
	6	1,1	1,3	1,4		0,6	2,5
	7						
21/22.XII	1	1,0	1,6	4,1	1,3		
	2	0,7	1,3	2,5			
	3					1,0	1,8
	4	1,3	1,5	3,4	1,0		
	5	1,0	1,2	3,6	1,3		
	6					1,5	2,2

В табл. 1 и 2 даны индивидуальные измерения W_λ по каждой спектрограмме. Прочерки в некоторых графах этих таблиц означают, что линия не обнаруживается. Буквы «е» и «а» соответствуют эмиссионной или абсорбционной линии. Если указано только «е», то это означает, что линия определенно присутствует (визуально видна), но слаба для определения W_λ.

Таблица 2

Эквивалентные ширины линий поглощения (Å) в спектре DI Cep

Дата наблюдений, 1975 г.	Номер спектра	Ca I 4226	Ca I 6162	Fe I 4325	Fe I 5127	Fe I 5141	Mg I 5183	Fe I 5270
1/2.VIII	1		0,4					
	3				0,8	0,8	0,7a	0,7
	4				0,6	–	0,9a	0,8
	5				0,5	0,5	0,7a	0,9
2/3.VIII	1	0,9		0,8	0,5	–	–	1,0
14/15.VIII	2		0,5					
	3		0,5					
	4	0,5		0,6	0,4	0,8	e	1,3
	5	0,7		0,8	0,4	0,7	e	1,6
	6				–	1,0	e	1,5
	7		0,5					
15/16.VIII	2		0,6					
	3	0,5		0,9	–	0,4	–	1,3
	4				–	–	–	1,5
16/17.VIII	1		0,5					
	2		0,5					
	3	1,0		0,7	0,4	–	–	1,0
	4	0,5		0,6	–	0,7	–	1,5
16/17.IX	1		0,8					
	2		0,8					
	3	0,7		0,8				
	4	0,5		0,6			0,5a	2,0
	5		0,7					
	6	0,5		0,7	0,6	1,1	0,9a	1,5
18/19.IX	1		0,7					
	2	1,3		0,6	–	–		
	3				–	–	0,9a	
	4				–	0,8	0,7a	2,0
	7				0,4	0,4	0,9a	2,4
	8		0,6					
12/13.XII	1	0,6		0,5	0,5	0,5	–	1,8
	3		0,6					
	7		0,8					
13/14.XII	1		0,7					
	2		0,7					
	3	0,5			–	0,7	0,4a	1,5
	5	0,5		0,6				
	8		0,6					
	9		0,7					
	10		0,7					
21/22.XII	1	0,5			0,5	0,6	e	1,5
	4				0,5	–		
	5				–	0,7	0,4e	1,5

Индивидуальные измерения эквивалентных ширин водородных линий и H и K Ca II приведены в [3].

В табл. 3 приведены средние за ночь эквивалентные ширины линий в спектре DI Cep. Подчеркнем, что в этой таблице приведены все интенсивные линии. Таким образом, визуальная часть спектра DI Cep в 1975 г. характеризуется наличием эмиссионных линий бальмеровской серии водорода, нейтрального гелия (He I 5876), D Na, ионизованного кальция (H и K), ионизованного железа (главным образом линии 42 мультиплета). Линия нейтрального магния Mg I λ5183 Å наблюдается как в эмиссии, так и в поглощении. Наблюдается, конечно, целый ряд других эмиссионных линий [3], но все они гораздо слабее.

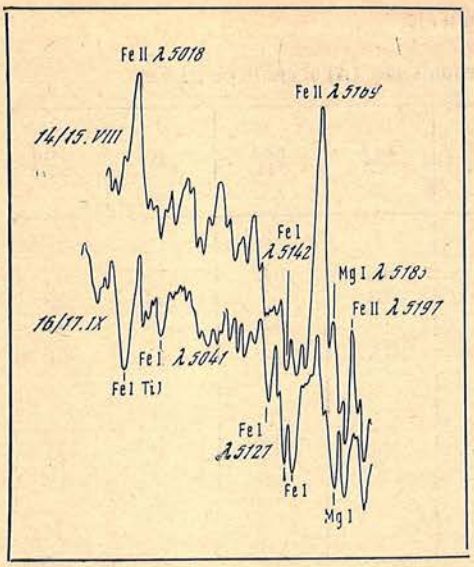


Рис. 1. Регистрограмма участка спектра DI Cep в районе линии Mg I λ5183 Å (запись в пропусканиях)

Данные табл. 3 позволяют рассмотреть переменность спектра DI Cep от ночи к ночи. В этом смысле четко выделяются спектры DI Cep в сентябре и 22/23.VII, когда интенсивности эмиссионных линий имеют минимальные значения за весь период наблюдений 1975 г. Например, в ночи 17/18 и 18/19.IX эмиссионный спектр представлен практически только водородными линиями и линиями H и K Ca II. Причем линии H и K настолько слабы, что эквивалентные ширины этих линий не удается измерить. Примечательно, что столь кардинальное ослабление эмиссионного спектра сопровождается сравнительно слабым изменением спектра поглощения. Исключение, пожалуй, составляет линия поглощения Ca I λ4226 Å. Из табл. 3 видно, что ослабление интенсивности эмиссионных линий H и K Ca II в ночи 22/23.VII и 18/19.IX сопровождается заметным усилением (в 2 раза) линий поглощения Ca I λ4226 Å. Некоторая аналогия есть и в поведении линии Mg I λ5183 Å. В октябре 1975 г., когда эмиссионный спектр был ослаблен, линия Mg I 5183 Å четко видна в поглощении, а 14/15.VIII, когда эмиссионный спектр весьма развит, линия Mg I 5183Å также четко видна в излучении. Это можно видеть на рис. 1, где показаны части регистрограмм спектра DI Cep в районе линий Fe II λ5169 Å (бленда с линиями Mg I λ5167 и 5172 Å) и MgI λ5183 Å. Ясно видно, что на нижнем спектре линия Mg I 5183 Å в поглощении. Но характер поведения этой линии не вполне однозначен. Так, эта линия наблюдается в поглощении на спектрах 1/2.VIII и 13/14.XII, когда эмиссионный спектр довольно хорошо развит. В целом рассмотрение табл. 3 позволяет заключить, что наблюдениями 1975 г. охвачены различные по степени возбуждения состояния звезды.

2. Взаимосвязь переменности различных линий

Рассмотрим, в какой мере изменения интенсивности различных линий взаимосвязаны. Сопоставим вначале изменение эквивалентных ширин линий водорода с изменением излучения в континууме. На рис. 2 предотавлена зависимость показателя цвета $U - B$ от W_λ (H_α) и от W_λ (H_β). На этом графике кружки нанесены по данным табл. 3 и [3]. Из [3] взяты показатели цвета $U - B$ для тех же ночей, когда имеются измерения эквивалентных ширин. Оба графика (*а* и *б*) указывают вполне определенно, что увеличение интенсивности водородных линий сопровождается ростом ультрафиолетового избытка (уменьшением показателя цвета $U - B$). Как на рис. 2, *а*, так и на рис. 2, *б* есть указание на явление «насыщения» в уменьшении показателя цвета $U - B$.

Факт возрастания интенсивности эмиссионной линии H_α с увеличением ультрафиолетового избытка ранее отмечался у других звезд типа T Тельца: RY Tau [6], DF Tau [7], T Tau [8]. Важно подчеркнуть следующее обстоятельство. В [9] по наблюдениям большого количества звезд типа T Тельца была найдена корреляция между потоком излучения за бальмеровским скачком и потоком излучения водородной линии H_α. Подчеркнем, что эта корреляция в [9] определена по разным звездам. Зависимость же на рис. 2 отражает изменение состояния отдельно взятой звезды (DI Cep) и принципиально не отличается от указанной выше корреляции для раз-

Таблица 3

Эквивалентные ширины линий в спектре DI Cep. Усреднение за ночь

Дата наблюдений 1975 г.	H_α (e)	H_β (e)	H_γ (e)	He I 5876 (e)	D Na (e)	Fe II 4924 (e)	Fe II 5018 (e)	Fe II 5169 (e)	«5316» e
14/15.VII			3						
15/16.VII			3						
16/17.VII			6						
22/23.VII			1			0,6	0,3	0,4	
1/2.VIII	123	17	5	1,2	2,1	0,9	0,7	1,7	0,8
2/3.VIII	110	17	4	0,7	1,2	0,4	0,5	0,6	0,9
14/15.VIII	150	28	8	2,0	4,5	0,7	1,3	4,0	1,3
15/16.VIII	185	33	10	0,3	1,7	1,0	1,2	2,6	0,9
16/17.VIII	137	18	7	0,7	1,5	0,4	0,4	1,2	1,5
16/17.IX	92	12	3	0,6	1,6	0,2	–	0,2	
17/18.IX	111	13		–	–	–	–	–	
18/19.IX	129	11	4	–	–	0,3	–	–	–
12/13.XII	182	23	6	1,3	2,9	0,6	0,9	1,2	e
13/14.XII	225	23	6	0,6	2,5	1,0	1,2	2,0	1,2
21/22.XII	183	20	5	1,2	2,0	1,0	1,4	3,4	3,2

Дата наблюдений, 1975 г.	H Ca II e	K Ca II e	Ca I 4226 a	Ca I 6162 a	Mg I 5183	Fe I 4325 a	Fe I 5127 a	Fe I 5141 a	Fe I 5270 a
14/15.VII	7	16	0,4			0,6			
15/16.VII	10	20	0,5			0,6			
16/17.VII	12	21	0,6			0,7			
22/23.VII	3	6	1,2			0,6	0,4	0,5	
1/2.VIII	7	13		0,4	0,8a		0,6	0,6	0,8
2/3.VIII	6	12	0,6		–	0,8	0,5		1,0
14/15.VIII	11	21	0,6	0,5	e	0,7	0,4	0,8	1,5
15/16.VIII	14	26	0,5	0,6	–	0,9		0,4	1,4
16/17.VIII	6	11	0,7	0,5	–	0,7	0,4	0,7	1,3
16/17.IX	e	e	0,6	0,8	0,7a	0,7	0,6	1,1	1,8
17/18.IX									
18/19.IX	e	e	1,3	0,7	0,9a	0,6	0,4	0,6	2,2
12/13.XII	9	16	0,6	0,7	–	0,4	0,5	0,5	1,8
13/14.XII	11	20	0,5	0,7	0,4a	0,6		0,7	1,5
21/22.XII					0,4e		0,5	0,7	1,5

ных звезд. Таким образом, рассмотрение различных состояний одной звезды равносильно рассмотрению разных звезд в данном состоянии; звезда в своей переменности перемещается по зависимости типа рис. 2 для разных звезд.

На рис. 3 показана зависимость W_λ (H_γ) от W_λ (K Ca II). Можно видеть, что корреляция между изменением интенсивности водородной линии и линии K Ca II весьма четкая. Исключение составляют точки *1* и *2* на рисунке. Этим точкам соответствуют две последовательные экспозиции в ночь 15/16.VII 1975 г. Крестики указывают размеры ошибок в определении эквивалентных ширин. Точка *3* соответствует спектру DI Cep в следующую ночь, 16/17.VII. Видно, что в эту ночь соотношение интенсивностей линий K Ca II и H_γ близко к общей зависимости.

На спектрах 15/16.VII (точки *1* и *2* на рис. 3) следует остановиться подробней. На рис. 4 показано состояние блеска DI Cep в ультрафиолетовых лучах в ночь 15/16.VII. Двумя горизонтальными чертами указаны интервалы экспозиций для спектров *1* и *2*, продолжительность каждой экспозиции 1 ч. На первом спектре, полученном до спада блеска в ультрафиолетовых лучах, у линий H и K Ca II имеются эмиссионные компоненты, смещенные в синюю часть спектра. Величина смещения этих эмиссионных компонент составляет —380 км/с (±30 км/с). На рис. 5 показаны регистрограммы (запись в интенсивностях) участка спектра DI Cep в районе линий H и K Ca II. На нижнем спектре четко видны эмиссионные компоненты. Верхний спектр получен спустя 65 мин (промежуток времени меж-

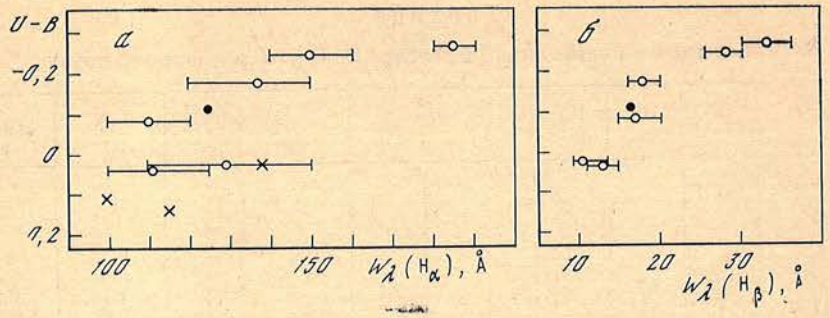


Рис. 2. Зависимость между показателем цвета $U-B$ и эквивалентными ширинами водородных линий H_α и H_β для DI Cep

Точка — данные из [4], крестики — из [5]

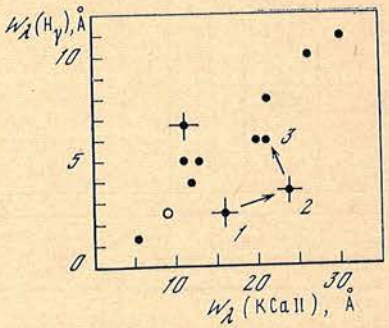


Рис. 3. Зависимость между изменением эквивалентных ширин водородной линии H_γ и K Ca II

ду серединами экспозиций). Эквивалентные ширины эмиссионных линий водорода и линий H и K Ca II на спектрограммах *1* и *2* составляют (в ангстремах):

Номер спектра	H_γ	H_δ	H Ca II	K Ca II	
1	–	–	2,5	4,5	Смещ.
	2,5	1,5	4,0	9,0	Несмещ.
2	3,5	2,0	12,0	24,0	

Отметим, что соотношение интенсивностей смещенных и несмещенных компонент H и K Ca II близко к теоретическому соотношению для случая оптически тонкого слоя.

Если на рис. 3 для нанесения точки *1* использовать не суммарную эквивалентную ширину несмещенной и смещенной компонент, а только несмещенную, т. е. 9 Å, то образующаяся точка (светлый кружок на рис. 3) лежит в точности на средней зависимости. Это вполне понятно, так как здесь устранено влияние избыточного излучения водорода в виде смещенных компонент водородных линий. И в этом же смысле надо понимать отклонение точки *2* от средней зависимости. Вероятно, эквивалентная ширина линии K Ca II на спектре 2 увеличена за счет наличия добавочного излучения в виде компоненты, не разделенной от основной, несмещенной линии, т. е. смещенные компоненты линий H и K Ca II к моменту 2-й экспозиции сдвинулись в красную часть спектра и слились с несмещенными линиями H и K Ca II.

В июле 1975 г. спектрограммы DI Cep были получены с дисперсией около 50 Å/мм. С учетом спектрального разрешения этих спектрограмм (2—3 Å) можно считать, что смещение эмиссионных компонент H и K Ca II в момент получения 2-го спектра не больше 200 км/с. Если появление смещенных компонент считать проявлением выброса, то за 1 ч (промежуток времени между 1-й и 2-й экспозициями) скорость этого выброса уменьшилась по крайней мере в 2 раза.

Четкая линейная зависимость между изменением интенсивности линий водорода и Ca II может означать, что атомы водорода и Ca II излучают в одном и том же объеме. Интересно, что для солнечных флоккулов и вспышек была найдена (по спектрогелиограммам) аналогичная зависимость для яркостей вспышек и флоккулов, измеренных в лучах линий H_α и K Ca II [10].

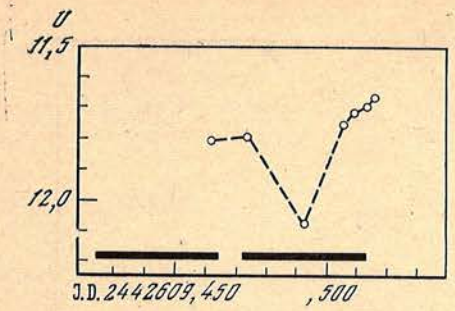


Рис. 4. Обстоятельства получения спектров DI Cep 15/16.VII 1975 г.

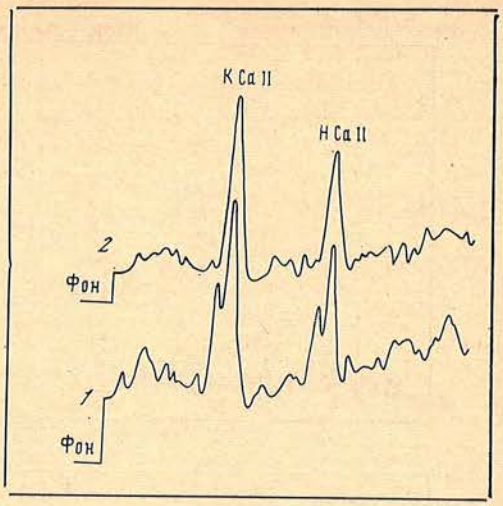


Рис. 5. Регистрограмма спектра DI Cep в районе линий H и K Ca II

На нижнем спектре видны смещенные компоненты

В [3] отмечалось, что линии H и K Ca II, по-видимому, оптически тонкие. Возможно, линейная зависимость на рис. 3 указывает в таком случае на отсутствие самопоглощения и в линиях водорода.

Тогда переменность в линиях водорода и Ca II от ночи к ночи (см. табл. 3) можно представить как изменение площади активных образований за счет вращения звезды.

Сопоставим теперь переменность водородной эмиссии и эмиссионных линий Fe II. На рис. 6 по данным табл. 3 построена зависимость W_λ (Fe II) от W_λ (H_β). Черными прямоугольниками указаны показатели цвета $U - B$, измеренные в те же ночи, когда были получены спектрограммы. Можно видеть, что некоторая зависимость от W_λ (H_β) имеется лишь для бленды Fe II λ 5169 Å + Mg I λ5167, 5169 Å. Видимо, эта зависимость на рис. 6, *а* связана с наличием линий Mg I. Верхние точки на этом графике соответствуют спектрам, когда линия Mg I λ5183 Å четко наблюдается в эмиссии. Поэтому из рис. 6, *а* можно заключить, что изменения интенсивности линий водорода и нейтрального магния взаимосвязаны.

Как можно видеть из рис. 6, *б* и *в*, корреляция между интенсивностью линий Fe II и линией H_β практически отсутствует. Легко видеть, что увеличение W_λ (H_β) от 17 до 33 Å и уменьшение показателя цвета $U - B$ от $-0^m,08$ до $-0^m,26$ не сопровождается увеличением интенсивности линий Fe II. Но уверенно можно отметить такой факт. Когда $U - B > 0$ (0,04—0^m,09 на рис. 6), то W_λ (Fe II) минимальны или эти линии вообще отсутствуют. Впечатление таково, что с появлением ультрафиолетового избытка (уменьшением показателя цвета $U - B$) появляются и эмиссионные линии Fe II, но от величины ультрафиолетового избытка интенсивность линий Fe II не зависит. Возможно, этот факт означает, что атомы Fe II излучают в иной части оболочки, нежели атомы водорода и Ca II или источник возбуждения атомов Fe II отличен от источника возбуждения атомов водорода и Ca II.

По данным [11] на рис. 7, *а* построена зависимость W_λ (Fe II 4924) от W_λ (H_β) для разных звезд, причем крестиками выделены звезды, в спектрах которых отсутствуют фотосферные линии поглощения (ниже будем называть такой спектр континуаль-

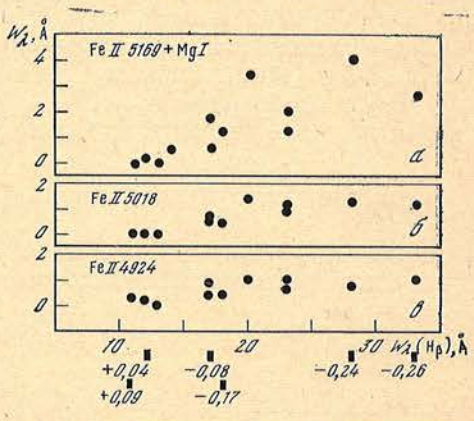


Рис. 6. Зависимость между изменением эквивалентных ширин линий Fe II и водородной линии H_β

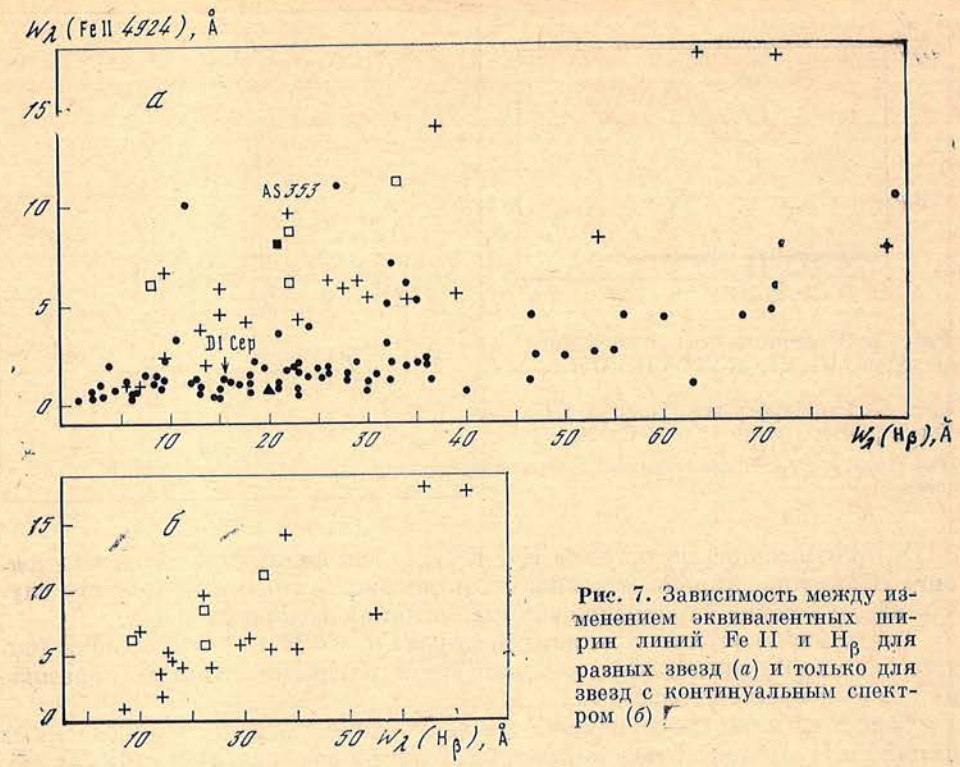


Рис. 7. Зависимость между изменением эквивалентных ширин линий Fe II и H_β для разных звезд (*а*) и только для звезд с континуальным спектром (*б*)

ным). Точками на этом рисунке обозначены звезды, в спектрах которых наряду с эмиссионными линиями есть и линии поглощения (фотосферные). Стрелками отмечено положение звезд DI Cep и AS 353 по данным [11]. Треугольник на рис. 7, *а* соответствует среднему значению W_λ линий H_β и Fe II 4924 в спектре DI Cep в 1975 г. (см. табл. 3), черный квадрат — среднее значение W_λ этих же линий для AS 353 по данным [2]. Квадратики — значения W_λ линий H_β и Fe II 4924 в спектре AS 353 для каждой из четырех ночей в отдельности [2]. Можно видеть, что характер зависимости на рис. 7, *а* довольно сложен. Впечатление таково, что с ростом W_λ (H_β) увеличивается разброс значений W_λ (Fe II). Причем этот разброс характерен главным образом для крестиков, т. е. звезд с континуальным спектром. Подавляющее число точек на рис. 7, *а* не показывает никакой зависимости.

На рис. 7, *б* построена зависимость W_λ (Fe II 4924) от W_λ (H_β) только для звезд с континуальным спектром. Рис. 7, *б* определенно указывает на наличие зависимости, хотя и с довольно большим разбросом точек. Причем зависимость, обусловленная переменностью AS 353 от ночи к ночи (квадратики), совпадает с зависимостью для разных звезд.

Между двумя группами звезд, т. е. звезд типа DI Cep и типа AS 353, вероятно, имеется более или менее плавный переход, отражающий изменение физических условий от звезды к звезде. В пользу этого, возможно, говорят спектры, показанные в [12]. Может быть, следствием плавного перехода от стадии типа DI Cep к стадии AS 353 и объясняется разброс точек на рис. 7, *а*. Важно отметить следующее: большинство точек на рис. 7, *а* относится к звездам типа DI Cep и типа AS 353, что указывает на два неких устойчивых состояния.

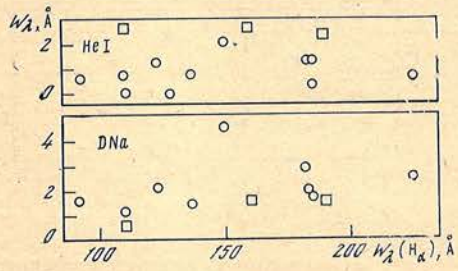


Рис. 8. Соотношение эквивалентных ширин He I 5876, D Na и H_α

На рис. 8 показано соотношение эквивалентных ширин линий He I

5876 и D Na от W_λ (H_α). Там же приведены W_λ этих линий для звезды AS 353 (фотосферные линии в спектре отсутствуют) по данным [2]. Из рис. 8 видно, что какая-либо корреляция между изменением интенсивности линий He I и D Na и водорода отсутствует.

3. О возможной причине переменности DI Cep

Выше отмечалось, что переменность в линиях водорода и Ca II от ночи к ночи можно представить как следствие изменения площади активных образований за счет вращения звезды. В этом случае, очевидно, можно ожидать наличия периодичности в переменности излучения DI Cep. Рассмотрение данных табл. 3 позволяет выделить несколько характерных состояний звезды. Так, 16/17.VII, 14/15.VIII и 13/14.XII интенсивности эмиссионных линий достигали максимальных значений. Промежуток времени между 1-й и 2-й датами 29 сут; между 2-й и 3-й 120 сут. Следует отметить, что усиление интенсивности эмиссионных линий 16/17.VII и 14/15.VIII сопровождалось ростом блеска в ультрафиолетовых лучах и степени поляризации излучения [3]. 13/14.XII фотометрические и поляризационные наблюдения отсутствуют.

Далее, из табл. 3 видно, что в ночи 22/23.VII и 16/17.IX интенсивности эмиссионных линий минимальны. Промежуток времени между этими датами 57 сут. Интересно, что эти три характерных промежутка времени: 29, 120, 57 сут — почти кратные величины. Если усматривать в спектральной переменности периодическую составляющую, то, очевидно, период осевого вращения звезды будет также величиной, кратной перечисленным выше числам 29, 57, 120. Если время жизни активного образования больше периода вращения, то это активное образование можно увидеть по крайней мере дважды. Возможно, именно это явление наблюдалось у DI Cep 17.VII и 15.VIII. В эти ночи спектральные, фотометрические и поляризационные характеристики излучения DI Cep весьма близки между собой [3, рис. 1]: сходно усиление интенсивности эмиссионных линий, блеска в ультрафиолетовых лучах и степени поляризации. Но не исключена возможность того, что 17.VII и 15.VIII мы видели разные активные образования.

В [3] отмечалось, что наблюдаются характерные времена переменности (фотометрической и спектроскопической) порядка нескольких дней. Особенно четко это видно в июле 1975 г., когда интенсивность эмиссионных линий в течение примерно 8 дней сначала выросла до некоторого максимального значения, а затем упала до минимального значения за весь период наблюдений. Этот промежуток времени (8 сут) можно интерпретировать либо как время прохождения активного образования по диску звезды, либо как время жизни этого активного образования. Если справедливо первое, то период вращения DI Cep составляет около 16 сут. Точность фиксации моментов характерных состояний звезды невелика и достигает, видимо, нескольких суток. В пределах этой точности промежуток времени 16 сут также кратен приведенным выше числам. Наиболее существенно здесь то, что величина 16 сут в таком случае — именно период вращения, поскольку выше отмечалось, что 8 сут — это время прохождения активного образования по диску звезды, т. е. по видимой полусфере звезды.

Отметим, что спектроскопические наблюдения большого количества звезд типа T Тельца [11] обнаружили, что многие звезды показывают переменность интенсивности линий поглощения с характерным временем около недели. Этот факт согласуется с моделью прохождения по диску звезды активных областей, холодных либо горячих.

4. О спектральном классе DI Cep в 1975 г.

Для оценки спектрального класса DI Cep можно воспользоваться спектром 22/23.VII 1975 г., когда эмиссионный спектр был наименее развит за весь период наблюдений и можно было ожидать минимального за-

Таблица 4

Эквивалентные ширины линий поглощения в спектре DI Cep 22/23.VII 1975 г. на участке спектра от λ4861 Å до λ5100 Å.

$\lambda_{табл}$, Å	Элемент	Номер мультиплета	W_λ, Å	$\lambda_{табл}$, Å	Элемент	Номер мультиплета	W_λ, Å
4861,31	H I	H_β	e	4981,73	Ti I	38	
4871,32	Fe I	318	0,7	4982,51	Fe I	1067	0,5
4872,14	Fe I	318		4983,26	Fe I	1067	
4875,89	Fe I	687	0,2	4985,55	Fe I	318	0,7
4878,22	Fe I	318	0,2	4989,14	Ti I	173	
4882,15	Fe I	687	0,8	4991,07	Ti I	38	
4890,76	Fe I	318		4994,13	Fe I	16	0,1
4891,50	Fe I	318		4997,10	Ti I	5	0,2
4899,91	Ti I	157	0,2	4999,50	Ti I	38	
4903,32	Fe I	318	0,2	5005,72	Fe I	984	
4905,15	Fe I	986		5006,13	Fe I	318	0,4
4909,39	Fe I	985	0,4	5007,21	Ti I	38	
4910,03	Fe I	687		5012,07	Fe I	16	
4913,62	Ti I	157	0,4	5014,18	Ti I	5	0,6
4919,00	Fe I	318	0,6	5014,28	Ti I	38	
4920,51	Fe I	318		5018,43	Fe II	42	e
4923,92	Fe I	42	e	5022,24	Fe I	965	
4930,33	Fe I	985		5022,87	Ti I	38	
4938,18	Fe I	965		5024,84	Ti I	38	
4938,82	Fe I	318	0,6	5025,57	Ti I	173	
4939,69	Fe I	16		5039,27	Fe I	687	
4957,30	Fe I	318	0,6	5041,07	Fe I	16	0,6
4957,60	Fe I	318		5041,76	Fe I	36	
4966,10	Fe I	687	0,1	5044,22	Fe I	318	0,8
4968,57	Ti I	173	0,2	5049,82	Fe I	114	0,4
				5051,64	Fe I	16	
				5060,08	Fe I	1	0,4
				5068,77	Fe I	383	0,3
				5083,34	Fe I	16	0,6

мывания линий поглощения эмиссией. В табл. 4 приведено отождествление и даны эквивалентные ширины линий и бленд. Для наиболее слабых линий эквивалентные ширины не приводятся, хотя отождествляется такая линия вполне уверенно. Сравнение этих эквивалентных ширин и тех, что приведены в табл. 3, с эквивалентными ширинами таких же линий в спектре звезды BD — 6°6308, спектральный класс которой dK0 (см. табл. 7), показывает, что спектральный класс DI Cep близок к классу G0. Об этом говорит сопоставление и со спектром RY Tau (см. табл. 7).

Согласно [3] показатель цвета $B - V$ в течение всего периода наблюдений меняется незначительно, от $+0^m,8$ до $+0^m,9$. Такому показателю цвета соответствует спектральный класс dK0 — K2. Для 3-го класса светимости указанный показатель цвета соответствует спектральному классу G5—G8 [13]. Можно заключить, что по непрерывному спектру спектральный класс DI Cep оценивается как G8—K2.

5. Спектр RY Tau в 1975 г.

В табл. 5 содержатся данные о спектрограммах RY Tau. В табл. 6 приведены эквивалентные ширины наиболее сильных линий и бленд. Относительная ошибка измерений W_λ линий поглощения около 30%. Главный источник погрешности определения W_λ — блендирование.

В табл. 7 даны усредненные за ночь значения W_λ. В первом столбце табл. 7 приводятся обозначения линий и бленд согласно предыдущей табл. 6. В столбцах 2, 3 дано отождествление, т. е. длина волны и номер мультиплета. В последующих столбцах (4—9) приводятся средние за ночь W_λ линий в спектре RY Tau. В столбце 10 содержатся средние за весь период наблюдений значения $\overline{W}_\lambda$, в столбце 11 эквивалентные ширины в спектре звезды-стандарта.

Таблица 5

Наблюдательный материал для RY Tau

Дата, 1975 г.	Число спектрограмм	Область спектра, Å	Дата, 1975 г.	Число спектрограмм	Область спектра, Å
16/17.IX	3	4200–5500	26/27.XI	2	5800–7000
	3	5800–7000		1	4200–5400
17/18.IX	3	5800–7000	12/13.XII	3	5800–7000
	3	4100–5500		2	4300–5400
18/19.IX	2	5800–7000	13/14.XII	1	4300–5400
	2	4200–5500			

Рассмотрение табл. 7 позволяет выделить спектры RY Tau 19.IX и 13.XII 1975 г. На спектрах 19.IX линия H_α в 2 раза интенсивнее, чем 13.XII. Большинство линий поглощения 19.IX также интенсивнее. Эти значения W_λ в табл. 7 выделены полужирным шрифтом. Часть линий поглощения, по-видимому, не изменяется, и W_λ этих линий постоянны в пределах точности измерений.

Тот факт, что при усилении интенсивности эмиссионной линии H_α интенсивность некоторых линий поглощения также возрастает, весьма интересен. Возрастание интенсивности эмиссионных линий должно сопровождаться уменьшением W_λ фотосферных линий поглощения из-за наложения эмиссии в линии на линию поглощения. Наблюдения RY Tau в 1975 г. (см. табл. 7) указывают, что одновременно с усилением эмиссии в линии H_α эквивалентные ширины большинства (но не всех) линий поглощения также возрастают. Этот факт может означать появление на диске звезды холодных областей на том уровне фотосферы, где эффективно поглощают атомы, выделенные в столбце 6 табл. 7 (D Na, Ca I λ5857 Å, Fe I, Mg I). О том, что на поверхности звезды появляются именно холодные пятна, говорит факт усиления линий поглощения. Изменение интенсивности линии H_α связано, видимо, просто с уменьшением яркости звезды из-за появления холодных пятен на ее поверхности. В пользу этого говорит и поведение линий поглощения H_β и H_γ. Действительно, если бы уменьшение W (H_α) от ночи 19.IX к ночи 13.XII 1975 г. было связано с уменьшением количества излучаемых атомов водорода, наблюдалось бы увеличение W_λ линий поглощения H_β и H_γ из-за уменьшения замытия эмиссией. Однако наблюдается противоположное: линии поглощения H_β и H_γ ослабевают с ослаблением эмиссии в линии H_α. Интенсивности линий поглощения водорода у звезд спектральных классов G—K убывают с уменьшением эффективной температуры [14]. Таким образом, наблюдаемая переменность RY Tau от ночи к ночи (см. табл. 7) обусловлена появлением на поверхности звезды холодных пятен.

В свете сказанного становится понятным различие в оценке спектрального класса RY Tau от G0 до K1 [12]. Видимо, это различие отражает разную степень запятненности звезды. Впрочем, следует иметь в виду возможность изменения степени замытости линий поглощения из-за изменения мощности излучения областей, ответственных за наличие эмиссии в спектре RY Tau. Конечно, эти два типа проявления активности можно отделить друг от друга.

Данные табл. 7 (столбцы 10 и 11) позволяют сделать некоторые заключения о спектральном классе и светимости RY Tau в период наблюдений. Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения RY Tau и BD — 6°6308 (спектральный класс K0) сразу указывает на более ранний спектральный класс RY Tau, чем K0. Действительно, все линии поглощения в спектре RY Tau меньшей интенсивности, чем в спектре BD — 6°6308. Исключение составляют лишь водородные линии поглощения, эквивалентные ширины которых практически одинаковы с W_λ этих линий в спектре BD — 6°6308.

Таблица 6

Эквивалентные ширины линий в спектре RY Tau, Å

Дата, 1975 г.	Номер спектрограммы	H_δ	Ca I 4226	Fe I 4325	H_γ	Fe I 4383	H_β	Fe I 4871	Fe I 4891	Fe I 4920	Mg I 5170	Mg I 5183	Fe I 5227	Fe I 5270	Fe I 5330	Cr I 5345	Fe I 5370	Ca I 5857	D Na	Ca I 6162	H_α	№
16/17.IX	1	1,5	1,5	0,8	1,5	1,5											0,8	1,0	1,8	0,4		4
	2		1,0		1,9	0,8	1,8	1,0	0,5	1,1		1,1	0,5	2,5	0,8	0,5	0,9	0,8	1,2	0,6		5
	3		1,3	0,5	1,7	0,6	1,2	1,0	0,6	0,5	1,0	0,9	0,6	1,6	0,8	0,5	0,9			0,6	29e	6
17/18.IX	4	1,6	1,1	1,0	2,7	1,7	1,2				1,2	1,3	1,2	1,2	1,5	0,7	0,8		1,2	0,8	33e	1
	5	2,0	1,0	0,8	2,0	1,6	1,3				1,3	1,0	0,9	1,8	2,1		0,8	0,7	1,0	0,6	33e	2
	6				2,5	1,0	1,2	1,2	0,8	0,8	1,2	1,3	0,9	2,4	0,8	0,7	0,6			0,7	26e	3
18/19.IX	2			1,0	1,6	1,0	1,0	0,5	0,9	1,2	1,5	2,0	1,2	3,0	1,2	0,5	1,0	1,7	1,5	1,2	39e	1
	3		1,2	1,1	2,2	1,0	1,5	1,2	0,9	1,4	1,1	1,3	1,6	2,8	0,6	0,8	1,0	2,7	2,6	0,5	33e	4
26/27.XI	2				2,5	1,0	2,2	0,6	0,7	0,8	1,5	1,0	0,9	2,1	1,2	0,6	0,9	0,5	0,8		26e	1
	7			1,0	2,0	0,7	1,0	1,0	0,7	1,0	0,8	1,0	0,6	1,6			0,5	0,4	0,6		21e	3
	8			1,0	2,7	0,9	0,9				1,0	1,0	0,5	1,7		0,5	1,0	0,8	1,0		26e	4
																			1,5		27e	5
12/13.XII																		0,5	0,8		22e	6
																					15e	1
	4																			0,5	15e	2
					0,7		0,9		0,7	0,5	0,8	0,8	0,8	1,4		0,6		0,6	1,1	0,4	21e	3
13/14.XII	1				1,0	0,8	1,7	0,8		0,5	0,7	0,8	0,6	2,4	0,8	0,6	0,9					

Таблица 7

Средние за ночь W_λ линий в спектре RY Tau, Å

Обозначение линии	λ, Å	Мультиплет	16/17.IX	17/18.IX	18/19.IX	26/27.XI	12/13.XII	13/14.XII	$\overline{W}_\lambda$, Å	W_λ, Å BD—6° 6308
H_δ			1,5	1,8					1,6	
Ca I 4226	4226,73	3	1,3	1,1	1,2				1,2	
Fe I 4325	4325,76	42	0,7	0,9	1,1				0,9	1,8
H_γ			1,7	2,4	1,9	2,4	0,7	1,0	1,7	1,5
H_β			1,0	1,4	1,0	0,9		0,8	1,0	
Fe I 4383	4383,55	41	1,5	1,2	1,3	1,4	0,9	1,7	1,3	1,4
Fe I 4871	4871,32	318	1,0	1,2	0,9	0,8		0,8	0,9	1,3
	4872,14	318								
Fe I 4891	4890,76	318	0,6	0,8	0,9	0,7	0,7		0,7	1,4
	4891,50	318								
Fe I 4920	4919,00	318	0,8	0,8	1,3	0,9	0,5	0,5	0,8	2,1
	4920,51	318								
Mg I 5170	5167,62	2	1,0	1,2	1,3	1,1	0,8	0,7	1,0	6,0
	5172,68	2								
Mg I 5183	5183,60	2	1,0	1,2	1,7	1,0	0,8	0,8	1,1	3,4
Fe I 5227	5227,19	23	0,6	1,0	1,4	0,5	0,8	0,6	0,8	1,2
Fe I 5270	5269,54	15	2,0	1,8	2,9	1,7	1,4	2,4	2,0	3,5
	5270,36	37								
Fe I 5330	5328,04	15	0,8	1,5	0,9			0,8	1,0	2,7
	5328,53	37								
	5332,90	36								
Cr I 5345	5345,81	18	0,5	0,7	0,7	0,5	0,6	0,6	0,6	1,5
Fe I 5371	5371,49	15	0,9	0,7	1,0	0,7		0,9	0,8	1,2
Ca I 5857	5857,45	47	0,9	0,7	2,2	0,6	0,6		1,0	
D Na	5889,95	1	1,5	1,1	2,0		1,1		1,3	6,5
	5895,92	1								
Ca I 6162	6162,17	3	0,5	0,7	0,9	1,0	0,5		0,6	1,2
H_α			29e	31e	36e	24e	17e			

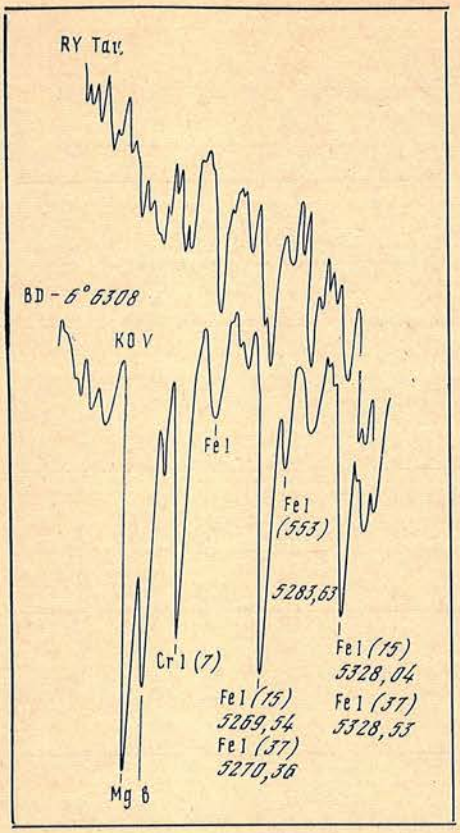


Рис. 9. Регистрограммы спектров RY Tau и звезды стандарта в районе линий Mg b

Наблюдается большое различие интенсивности линий зеленого триплета Mg b (Mg I λλ5170, 5183 Å в табл. 7) в спектре RY Tau и BD — 6°6308. На рис. 9 показаны регистрограммы участка спектра RY Tau и BD—6°6308 в районе линий Mg b. Запись в пропусканиях. Фотографическая плотность спектрограмм, приведенных на этом рисунке, примерно одинакова. Факт значительно меньшей интенсивности линий Mg b в спектре RY Tau рис. 9 отлично иллюстрируется. Известно, что линии Mg b являются хорошим индикатором светимости в том смысле, что у звезд низкой светимости эти линии значительно интенсивнее [15]. Соотношение эквивалентных ширин линий Mg b у RY Tau и BD — 6°6308 (звезда главной последовательности) указывает на повышенную светимость RY Tau по сравнению со звездой-карликом. Аналогичный вывод о повышенной светимости RY Tau в сравнении со звездой главной последовательности получается из сравнения W_λ (D Na). Известно, что линия D Na является очень хорошим индикатором светимости. Причем у звезд низкой светимости линия D Na значительно интенсивнее [16].

Для оценки спектрального типа RY Tau можно воспользоваться имеющимися в [17] значениями эквивалентных ширин для большого набора звезд разных спектральных классов. По приведенным в [17] эквивалентным ширинам были построены зависимости эквивалентных ширин от спектрального типа. С помощью этих графиков по данным табл. 7 были сделаны оценки спектрального класса RY Tau. Получилось, что по линии Ca I λ4226 Å спектральный тип RY Tau около G0, по линии H_δ — около G5. По линии H_β спектральный тип определяется неуверенно из-за слабо выраженной зависимости, но определенно более поздний, чем G5. По зависимости отношения H_δ/Fe I λ4144 Å спектральный тип RY Tau оценивается как G5. Причем, учитывая возможность наличия эмиссии в линии H_δ, можно допустить и более ранний спектральный тип. По аналогичным графикам для линий Fe I λλ4325, 4383 Å спектральный тип оценивается как G0. В целом можно считать, что в период наблюдений спектральный тип RY Tau был G0—G5. Причем по большинству критериев спектральный тип RY Tau ближе к G0.

6. Некоторые выводы

Рассмотренная взаимосвязь переменности различных эмиссионных линий показывает четкую корреляцию между изменением интенсивности эмиссионных линий H и K Ca II в спектре DI Cep.

По характеру свечения в линиях Fe II следует, видимо, различать звезды с континуальным спектром (например AS 353) и звезды, в спектре которых наряду с эмиссионными линиями имеются и фотосферные линии поглощения (например, DI Cep). Это различие заключается в том, что у звезд с континуальным спектром (как AS 353) имеется некоторая корре-

ляция между изменением интенсивности линий Fe II и H_β. В случае звезд типа DI Cep и для самой DI Cep корреляция между изменением интенсивности эмиссионных линий Fe II и H_β отсутствует.

Для всех звезд отсутствует, по-видимому, заметная корреляция между изменением W_λ He I 5876, D Na и водорода.

Весьма важным представляется тот факт, что при изменении интенсивности эмиссионных линий звезда DI Cep перемещается по зависимости для набора разных звезд. Впечатление таково, что разные звезды отражают разные состояния одной звезды.

В одну из ночей (15/16.VII 1975 г.) обнаружена активность DI Cep, которая проявилась в виде эмиссионных смещенных компонент линий H и K Ca II. Примерно через один час смещенные компоненты сдвинулись в красную часть спектра и слились с несмещенными линиями H и K Ca II. Довольно большое отрицательное смещение компонент говорит об активности типа выброса.

Рассмотрена возможная причина переменности DI Cep от ночи к ночи. Высказаны некоторые доводы в пользу возможной периодичности переменности DI Cep. В этом случае переменность DI Cep может быть обусловлена изменением площади активных образований на диске звезды вследствие вращения звезды. Величина периода оценивается примерно в две недели. По спектру поглощения спектральный класс DI Cep оценивается близким к G0, по непрерывному спектру (показателю цвета $B - V$) спектральный класс DI Cep оценивается как G8—K2.

Спектральная переменность RY Tau от ночи к ночи обусловлена, видимо, появлением на поверхности звезды холодных пятен. Спектральный класс RY Tau по спектру поглощения оценивается как G0—G5, но по большинству критериев спектральный класс ближе к G0.

Для более четкого представления различия спектров рассматриваемых звезд составлена табл. 8. В ней приведены эквивалентные ширины, усредненные за весь период наблюдений для наиболее интенсивных эмиссионных и абсорбционных линий. Прочерки в некоторых графах означают отсутствие линии. Буква e означает, что линия видна в эмиссии, но слаба для определения эквивалентной ширины; a — линия в поглощении. Интересно, что W_λ водородных линий H_α и H_β в спектрах AS 353 и DI Cep совершенно одинаковы, а интенсивности линий металлов различаются почти на порядок.

Таблица 8

Эквивалентные ширины (в Å) наиболее интенсивных линий

Линия	AS 353	DI Cep	RY Tau	Линия	AS 353	DI Cep	RY Tau
H_α	150e	150e	26e	He I 5876	2,2e	1,0	–
H_β	21e	20e	1,3a	He I 6678	1,0e	–	–
H_γ	e	5e	1,7a	He I 7065	1,3e	–	–
H_δ	–	2,4e	1,7a	Fe II 4924	8,0e	0,6e	
H Ca II		8,7e	–	Fe II 5018	7,4e	1,0e	
K Ca II	e	16,5e	–	Fe II 5169+Mg I	13,0e	1,9e	1,1a
	1,2e	2,2e		Mg I λ5183	4,2e	0,4e	1,1a
D Na	1,8a		1,3a				

Усреднение за весь период наблюдений.

Автор благодарен Р. Е. Гершбергу за постоянное внимание к работе и многочисленные советы в ходе ее выполнения, Н. И. Шаховской за предоставленные данные по фотометрии DI Cep в ночь 15/16.VII 1975 г. и П. П. Добронравину за ряд ценных замечаний.

Май 1980 г.

Литература

1. *Herbig G. H., Rao N. K.*— Astrophys. J., 1972, **174**, p. 401.
2. *Краснобабцев В. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1981, **63**, с. 93.
3. *Гринин В. П., Ефимов Ю. С., Краснобабцев В. И.* и др.— Переменные звезды, 1981, **21**, с. 247.
4. *Гаам Г., Гершберг Р. Е., Петров П. П.* и др. Переменные звезды, 1979, **20**, с. 381.
5. *Cohen W., Schwartz R. D.*— Mon. Not. Roy Astron. Soc., 1976, **174**, p. 137.
6. *Зайцева Г. В., Лютый В. М., Черепашук А. М.*— Астрофизика, 1974, **10**, с. 357.
7. *Зайцева Г. В., Лютый В. М.*— Переменные звезды, 1976, **20**, с. 266.
8. *Зайцева Г. В.*— Астрофизика, 1978, **14**, с. 17.
9. *Kuhi L. V.*— Astron. and Astrophys. Suppl., 1974, **15**, p. 47.
10. *Цап Т. Т., Крамынин А. П.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **51**, с. 32.
11. *Cohen W., Kuhi L. V.*— Astrophys. J. Suppl., 1979, N 41, p. 743.
12. *Herbig G. H.*— Astrophys. J., 1977, **214**, p. 747.
13. *Аллен К. У.* Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
14. *Keenan P. C.* Basic astronomical data/Ed. K. Aa. Strand. Chicago: Univ. Chicago Press, 1963.
15. *Fith M. S., Morgan W. W.*— Astrophys. J., 1951, **114**, p. 548.
16. *Luyten W. J.*— Publ. Astron. Soc. Pacif., 1923, **35**, p. 175.
17. *Мустель Э. Р., Галкин Л. С., Кумайгородская Р. Н., Боярчук М. Е.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **18**, с. 3.

УДК 523.842

ИССЛЕДОВАНИЕ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА АТМОСФЕР КРАСНЫХ ГИГАНТОВ γAnd и υ^2Cas И СВЕРХГИГАНТА ε Peg

О. Н. Дейниченко

Методом кривых роста был выполнен количественный анализ спектрограмм (дисперсия 6 Å/мм) звезд γ And, υ^2 Cas и ε Peg. Табл. 1 содержит эквивалентные ширины линий. В результате анализа были определены параметры атмосфер (табл. 2) и относительное содержание элементов (табл. 3). В качестве стандартной звезды использовалась звезда ϰ Oph. Найдено, что γ And имеет избыток бария и других тяжелых элементов в 3—4 раза по сравнению с ϰ Oph. υ^2 Cas имеет нормальный химический состав и не является бариевой звездой. Небольшой избыток тяжелых элементов обнаружен в атмосфере звезды ε Peg (рис. 3).

THE INVESTIGATION OF CHEMICAL COMPOSITION OF ATMOSPHERES OF RED GIANTS γ AND AND υ^2 CAS AND OF SUPERGIANT ε PEG, by *O. N. Deynichenko.*— The quantitative analysis of 6 Å/mm-spectrogram of γ And, υ^2 Cas and ε Peg was made. Table 1 contains the equivalent widths of lines. The parameters of atmospheres (table 2) and relative abundances (table 3) were determined. The star ϰ Oph was used as a standard one. It was found that γ And has excess of barium and other heavy elements by factor 3—4 in comparison with ϰ Oph. υ^2 Cas has a normal chemical composition and does not belong to the barium stars. Small excess of heavy elements was found in the atmosphere of ε Peg (Fig. 3).

В статье исследуются гиганты поздних спектральных классов γ And и υ^2 Cas и сверхгигант ε Peg, заподозренные в принадлежности к бариевым звездам. Звезда υ^2 Cas исследовалась Вильямсом [1]. Он оценил методом узкополосной спектрофотометрии содержание бария[1] [Ba/Fe] = +0,7. Вильямс [2] также исследовал γ And и обнаружил в этой звезде большой недостаток железа [Fe/H] = —0,75 и небольшой дефицит бария [Ba/H] = = —0,20. Если же рассмотреть содержание бария относительно железа, то по его данным получим [Ba/Fe] = +0,55, т. е. имеется небольшой избыток бария относительно железа. Более детальных исследований этих звезд не проводилось, поэтому в данной работе поставлена цель исследо-

[1] Здесь и в дальнейшем мы будем использовать обозначение

$$[Ba/Fe] = [\lg \varepsilon (Ba) - \lg \varepsilon (Fe)]_{исслзв} - [\lg \varepsilon (Ba) - \lg \varepsilon (Fe)]_{станд.зв}.$$

вать методом кривых роста по спектрам высокой дисперсии химический состав этих объектов и строение их атмосфер.

Сверхгигант ε Peg изучался многими авторами. Бонсак [3] определил параметры атмосферы и содержание лития в ней. Он считает, что лития в атмосфере ε Peg столько же, сколько и в Солнце. Варрен [4] обнаружил в этой звезде методом узкополосной спектрофотометрии избыток бария [Ba/Fe] = 1,0±0,5. Бакос [5], используя кривые роста, рассчитал химический состав нескольких звезд-гигантов и сверхгигантов и отметил заметное усиление элементов, образовавшихся в результате S-процесса, в сверхгигантах. Среди объектов, исследованных этим автором, была и ε Peg. Ван Парадайс [6] также методом кривых роста оценил содержание бария в этой звезде [Ba/H] = +0,21. В [7] и [8] авторы исследовали содержание бария по нейтральным линиям и получили солнечное содержание этого элемента.

Ламберт и Томкин [9] оценили отношение изотопов углерода в атмосфере ε Peg и нашли $C^{12}/C^{13} = 5{,}1 \pm 0{,}5$. Из этого результата авторы сделали вывод, что атмосфера звезды богата азотом и обеднена углеродом и кислородом. А этот факт согласуется с гипотезой о том, что звезда находится в стадии интенсивного перемешивания. Учитывая это, можно ожидать в ее атмосфере повышенное содержание тяжелых элементов. Лук в [10] также исследовал химический состав ε Peg и не обнаружил увеличения обилия элементов, производимых в звездах S-процессом. Им найдено общее усиление всех металлов в ε Peg примерно в 2 раза относительно Солнца. Противоречивые результаты, полученные разными авторами, привели к необходимости исследовать эту звезду.

Наблюдения

Спектрограммы всех трех звезд были получены на спектрографе куде телескопа Крымской астрофизической обсерватории с диаметром зеркала 2,6 м на пластинках 103 aF с дисперсией 6 Å/мм. Обработка проводилась обычным образом. Спектрограммы были измерены на микрофотометре МФ-4, регистрирующем непосредственно в интенсивностях с увеличением в 50 раз для звезды γ And и в 100 раз для υ^2 Cas и ε Peg. Отождествление спектральных линий проводилось с помощью таблиц Мур [11] и таблиц солнечного спектра Мур и др. [12]. Затем по спектрограммам отбирались наиболее чистые, с правильным контуром линии, для них измерялись центральные глубины и площади. Строился график зависимости логарифма площади от глубины линии. Измерив глубины всех остальных линий, по графику определяли логарифмы площадей. Учитывая дисперсию спектрограмм, по известным логарифмам площадей вычисляли эквивалентные ширины линий. В табл. 1 дан список линий по элементам. В первой колонке длина волны, во второй — название элемента, в третьей — потенциал возбуждения нижнего уровня, в четвертой — шестой даны эквивалентные ширины линий в спектрах исследованных звезд.

Метод исследования

Анализ химического состава атмосфер звезд проводился методом кривых роста. Предварительно определялась температура возбуждения по спектральному классу и светимости звезды. Затем по кривым роста, построенным по большому числу линий (Fe I, Cr I, V I, Ti I, Ni I), определялась поправка к температуре возбуждения $\Delta\Theta_в$ и турбулентная скорость. В дальнейших расчетах использовалась средняя величина турбулентной скорости. По кривым роста, построенным для одного и того же элемента в двух стадиях ионизации (Fe I и Fe II, Ti I и Ti II, Sc I и Sc II), вычислялось электронное давление при помощи формулы Саха. Ионизационная температура определялась из соотношения $T_в = 0{,}92 T_и$. Коэффициент непрерывного поглощения взят из [13]. Силы осцилляторов взяты из тех же источников, что и в работе [14]. Суммы по состояниям для

Таблица 1

λ, Å	Элемент	Потенциал возбуждения, эВ	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^3$		
			γ And	υ^2 Cas	ε Peg
6707,74	Li I	0,00	0,70	0,64	1,00
5682,65	Na I	2,10	1,60	1,51	1,74
5688,22		2,10	1,48	1,52	1,70
5889,95		0,00	2,54	2,10	2,53
5895,92		0,00	2,36	2,05	2,34
6154,23		2,10	1,32	0,99	1,51
6160,57		2,10	1,45	1,14	1,56
5711,09	Mg I	4,34	1,52	1,27	1,60
6318,71		5,11	1,16	1,07	1,29
6319,24		5,11	1,02	0,86	1,21
6696,03	Al I	3,14	1,23	1,08	1,48
6698,67		3,14	1,00	0,96	1,32
5645,62	Si I	4,93	1,12	–	1,26
5665,56		4,92	1,18	–	1,34
5684,49		4,95	1,44	1,24	1,50
5690,43		4,93	1,23	1,37	1,28
5772,15		5,08	1,09	1,22	1,40
5793,08		4,93	1,21	1,27	1,15
5948,55		5,08	1,23	1,28	1,40
6125,03		5,61	1,05	0,64	1,25
6131,86		5,61	1,07	0,86	–
6142,49		5,62	0,92	0,96	0,75
6145,02		5,61	1,03	0,80	0,87
6155,14		5,62	1,30	1,37	1,32
6237,33		5,61	1,17	1,05	1,25
6243,82		5,61	1,10	0,85	1,22
6244,48		5,61	0,87	0,85	1,13
5857,46	Ca I	2,93	1,62	1,48	1,69
5867,57		2,93	1,18	1,15	1,30
6102,73		1,88	1,64	1,55	1,81
6122,23		1,89	1,83	1,50	1,86
6161,29		2,52	1,45	1,30	1,59
6162,18		1,90	1,88	1,69	1,84
6166,44		2,52	1,50	1,29	1,58
6169,04		2,52	1,60	1,39	1,64
6169,56		2,52	1,60	1,46	1,70
6439,08		2,52	1,60	1,54	1,77
6455,60		2,52	1,28	1,18	1,46
6471,67		2,52	1,50	1,34	1,67
6493,79		2,52	1,56	1,43	1,67
6499,65		2,52	1,46	1,28	1,57
6508,85		2,52	1,01	0,67	1,28
6572,79		0,00	1,60	1,25	1,75
5671,83	Sc I	1,45	1,44	1,06	1,60
5717,31		1,44	0,94	0,91	0,99
6210,67		0,00	1,48	0,88	1,56
6239,36		0,00	1,33	0,63	1,39
6276,32		0,02	0,98	0,63	1,22
6305,67		0,02	1,54	0,63	1,65
6413,32		0,02	1,05	0,38	1,29
5640,97	Sc II	1,50	1,40	–	–
5657,88		1,51	1,49	–	1,54
5667,15		1,50	1,33	–	1,46
5669,04		1,50	1,37	1,16	1,55
5684,20		1,51	1,40	1,34	1,57
6245,62		1,51	1,36	1,22	1,48
6279,74		1,50	1,08	1,29	1,48
6300,68		1,51	0,83	1,03	1,25
6309,88		1,50	1,04	0,88	1,32
6320,84		1,50	0,83	1,07	1,25
6604,60		1,36	1,23	1,07	1,48
5644,15	Ti I	2,27	1,35	–	1,46
5648,58		2,49	1,04	–	1,32
5662,16		2,32	1,47	–	1,57
5675,43		2,30	1,48	1,33	1,48
5679,93		2,47	1,31	0,99	1,22
5689,48		2,30	1,40	1,03	1,34

Таблица 1 (продолжение)

λ, Å	Элемент	Потенциал возбуждения, эВ	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^3$		
			γ And	υ^2 Cas	ε Peg
5720,45	Ti I	2,29	0,86	1,03	1,15
5739,48		2,25	1,05	1,03	1,22
5739,99		2,24	0,94	0,95	1,18
5766,33		3,29	1,01	0,95	1,09
5774,04		3,30	1,05	1,01	1,21
5812,84		3,32	0,82	0,98	0,88
5813,97		1,07	0,86	1,08	1,22
5823,69		2,27	1,22	1,21	1,26
5866,46		1,07	1,65	1,44	1,71
5880,27		1,05	1,29	1,21	1,51
5899,30		1,05	1,58	1,40	1,69
5903,33		1,07	1,20	1,35	1,32
5906,51		1,46	0,81	1,00	1,10
5918,55		1,07	1,41	1,07	1,56
5922,12		1,05	1,51	1,19	1,65
5937,81		1,07	1,29	1,02	1,48
5940,66		0,05	1,27	0,94	1,45
5941,76		1,05	1,52	1,24	1,60
5944,68		0,00	1,13	0,51	1,33
5953,17		1,89	1,43	1,31	1,60
5965,83		1,88	1,47	1,14	1,58
5978,55		1,87	1,45	1,08	1,52
5988,56		1,89	1,12	0,86	1,15
5999,05		2,17	0,89	0,80	1,17
5999,70		2,24	1,08	0,86	1,24
6064,63		1,05	1,33	1,07	1,48
6085,26		1,05	1,63	1,21	1,62
6091,18		2,27	1,22	1,21	1,41
6098,66		3,06	1,05	0,83	1,12
6121,07		1,88	1,09	0,74	1,33
6126,22		1,07	1,47	1,31	1,67
6258,11		1,44	1,63	1,33	1,72
6258,71		1,46	1,72	1,35	1,84
6261,11		1,43	1,71	1,34	1,76
6303,77		1,44	1,33	1,10	1,45
6312,24		1,46	1,16	0,85	1,46
6325,17		0,02	1,18	0,85	1,46
6336,11		1,44	1,22	0,47	1,41
6419,09		2,17	0,94	0,84	1,19
6497,68		1,44	1,05	–	1,28
6508,15		1,43	1,09	0,81	1,28
6554,24		1,44	1,35	1,17	1,53
6556,08		1,46	1,37	0,98	1,54
6599,11		0,90	1,33	0,92	1,54
6666,54		1,46	0,84	0,76	1,09
6743,13		0,90	1,41	1,29	1,66
6491,58	Ti II	2,06	1,21	1,16	1,43
6559,58		2,05	0,95	1,15	1,35
6607,00		2,06	0,80	0,67	1,19
6680,26		3,08	0,44	0,50	0,94
5670,86	V I	1,08	1,51	1,33	1,63
5698,53		1,06	1,58	–	1,73
5703,59		1,05	1,48	1,62	1,64
5727,06		1,08	1,48	1,32	1,81
5727,66		1,05	1,36	1,10	1,51
5731,22		1,06	1,50	1,18	1,65
5737,07		1,06	1,44	1,23	1,57
5743,43		1,08	1,55	1,22	1,61
5776,74		1,08	0,94	0,88	1,41
5817,08		1,89	0,98	1,05	1,06
6039,74		1,06	1,41	0,84	1,50
6058,17		1,04	1,22	–	1,43
6081,45		1,05	1,45	0,81	1,57
6087,50		1,05	0,55	0,90	0,94
6090,22		1,08	1,47	1,31	1,64
6111,65		1,04	1,42	1,06	1,60

Таблица 1 (продолжение)

λ, Å	Элемент	Потенциал возбуждения, эВ	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^1$		
			γ And	v^2 Cas	ε Peg
6119,53	V I	1,06	1,59	1,18	1,66
6135,37		1,05	1,37	0,89	1,54
6150,15		0,30	1,55	1,20	1,64
6199,19		0,29	1,73	1,13	1,71
6213,87		0,30	1,39	0,86	1,64
6216,36		0,28	1,61	1,30	1,73
6224,50		0,29	1,40	0,90	1,60
6233,20		0,28	1,47	0,96	1,57
6240,16		0,27	1,43	0,79	1,59
6251,82		0,29	1,60	0,91	1,67
6256,88		0,28	1,43	0,68	1,57
6266,33		0,28	1,31	0,88	1,53
6268,87		0,30	1,46	0,88	1,60
6274,66		0,27	1,38	0,79	1,62
6285,16		0,28	1,37	1,07	1,63
6292,82		0,29	1,53	1,10	1,65
6326,82		1,87	1,10	0,68	1,14
6349,48		1,85	1,04	0,58	1,09
6357,29		1,85	0,74	–	0,93
6452,32		1,19	1,17	0,45	1,47
6466,99		1,05	1,01	0,68	1,30
6504,18		1,18	1,17	0,94	1,35
6531,43		1,22	1,20	0,83	1,48
6543,51		1,19	0,90	0,66	1,27
6565,90		1,18	0,92	1,13	1,22
6605,92		1,19	1,15	0,76	1,42
6812,36		1,04	0,91	0,36	1,08
5664,01	Cr I	3,43	1,37	–	1,35
5712,78		3,01	1,46	1,01	1,34
5783,07		3,32	1,17	1,10	1,34
5785,74		3,32	1,64	1,16	1,66
5787,02		3,01	1,11	0,71	1,14
5787,93		3,32	1,23	1,10	1,48
5788,39		3,01	1,01	0,98	1,23
5790,99		3,32	1,57	1,41	1,68
5843,23		3,01	0,81	1,04	0,78
5844,61		3,01	1,04	–	0,99
5884,44		3,01	0,76	0,87	0,89
6330,10		0,94	1,43	1,19	1,63
6362,87		0,94	1,45	1,19	1,61
6501,20		0,98	1,03	0,62	1,28
6537,94		1,00	1,04	0,56	1,35
6630,03		1,03	1,30	0,79	1,46
6661,08		4,19	0,80	0,54	1,03
6669,31		4,17	0,71	0,54	0,89
6195,18	Cr II	4,76	0,92	0,89	–
6013,50	Mn I	3,07	1,61	1,36	1,63
6016,65		3,07	–	–	1,64
6021,80		3,07	1,58	1,43	1,64
6440,93		3,77	0,51	0,57	0,96
5649,99	Fe I	5,10	1,10	–	1,32
5650,69		5,08	0,95	–	1,16
5651,48		4,47	–	–	1,20
5652,33		4,26	0,78	–	1,29
5653,87		4,39	1,12	–	1,30
5655,18		5,06	1,44	–	1,43
5661,35		4,28	1,10	–	1,33
5662,52		4,18	1,51	–	1,69
5679,03		4,65	1,50	1,19	1,33
5680,25		4,19	–	–	1,22
5691,50		4,30	1,39	1,43	1,42
5701,55		2,56	1,63	1,59	1,66
5705,47		4,30	1,27	1,45	1,36
5717,84		4,28	1,40	1,39	1,53
5731,77		4,26	1,07	1,41	1,41
5741,85		4,26	1,05	1,03	1,32

Таблица 1 (продолжение)

λ, Å	Элемент	Потенциал возбуждения, эВ	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^5$		
			γ And	υ^2 Cas	ε Peg
5752,04	Fe I	4,55	1,34	1,05	1,40
5753,13		4,26	1,42	1,51	1,53
5760,36		3,64	1,21	1,01	1,32
5763,00		4,21	1,57	1,38	1,64
5775,09		4,22	1,29	1,27	1,44
5778,46		2,59	1,34	0,95	1,46
5793,92		4,22	1,21	1,03	1,30
5806,73		4,61	1,21	1,30	1,27
5809,22		3,88	1,38	1,16	1,47
5811,92		4,14	0,86	0,98	1,13
5814,81		4,28	1,09	1,08	1,18
5816,38		4,55	1,34	1,32	1,54
5827,88		3,28	1,06	1,30	1,19
5833,94		2,61	1,10	0,94	1,31
5849,69		3,69	0,85	0,97	0,93
5852,22		4,55	1,45	1,24	1,49
5853,16		1,48	1,35	0,97	1,40
5855,09		4,61	1,04	1,15	1,02
5856,09		4,29	1,20	1,28	1,31
5858,78		4,22	1,06	1,07	1,05
5862,36		4,55	1,42	1,32	1,49
5883,81		3,96	1,40	1,36	1,50
5905,68		4,65	1,04	1,22	1,30
5909,98		3,21	1,26	1,43	1,48
5916,25		2,45	1,42	1,40	1,62
5927,80		4,65	1,03	1,19	1,26
5929,68		4,55	1,15	1,24	1,26
5934,66		3,93	1,47	1,43	1,60
5952,73		3,98	1,42	1,32	1,49
5956,70		0,86	1,67	1,36	1,76
5976,78		3,94	1,37	1,23	1,49
5983,69		4,55	1,31	1,29	1,46
5987,07		4,79	1,35	1,29	1,44
5997,78		4,61	1,37	1,13	1,42
6003,02		3,88	1,45	1,19	1,56
6020,18		4,61	1,54	1,49	1,58
6024,07		4,55	1,43	1,46	1,67
6027,06		4,07	1,38	1,19	1,46
6056,01		4,73	1,33	1,26	1,36
6065,49		2,61	1,65	1,52	1,80
6078,50		4,79	1,28	1,28	1,43
6079,02		4,65	1,22	1,12	1,25
6093,65		4,61	1,08	0,97	1,18
6094,38		4,65	0,76	0,90	0,85
6096,67		3,98	1,04	1,17	1,27
6102,18		4,83	1,40	1,37	1,51
6151,62		2,18	1,53	1,36	1,63
6157,73		4,07	1,45	1,39	1,57
6165,36		4,14	1,25	1,18	1,37
6173,34		2,22	1,62	1,37	1,72
6180,21		2,73	1,49	1,30	1,64
6188,00		3,94	1,36	1,20	1,44
6200,32		2,61	1,52	1,33	1,68
6213,44		2,22	1,61	1,47	1,74
6219,29		2,20	1,73	1,45	1,81
6220,79		3,88	1,17	0,99	1,34
6226,74		3,88	1,15	0,99	1,30
6229,23		2,84	1,30	0,96	1,51
6232,65		3,65	1,62	1,34	1,62
6240,65		2,22	1,48	1,24	1,62
6246,33		3,60	1,56	1,46	1,67
6252,56		2,40	1,73	1,52	1,80
6254,25		2,28	1,65	1,42	1,74
6265,14		2,18	1,71	1,46	1,77
6270,23		2,86	1,44	1,29	1,56
6271,28		3,33	1,14	0,92	1,33

Таблица 1 (продолжение)

λ, Å	Элемент	Потенциал возбуждения, эВ	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^3$		
			γ And	υ^2 Cas	ε Peg
6280,62	Fe I	0,86	1,75	1,40	1,85
6290,97		4,73	1,27	1,12	1,44
6297,80		2,22	1,62	1,34	1,79
6301,50		3,65	1,45	1,40	1,69
6302,50		3,69	1,43	1,28	1,58
6311,50		2,83	1,27	1,00	1,52
6315,81		4,07	1,12	1,05	1,37
6318,02		2,45	1,62	1,41	1,77
6322,69		2,59	1,44	1,44	1,68
6335,34		2,20	1,61	1,46	1,79
6344,15		2,43	1,53	1,24	1,67
6355,04		2,84	1,56	1,24	1,67
6358,69		0,86	1,71	1,44	1,84
6380,75		4,19	1,33	1,13	1,40
6393,61		2,43	1,65	1,51	1,83
6409,03		3,69	1,45	1,31	1,62
6411,66		3,65	1,47	1,32	1,63
6419,96		4,73	1,28	1,25	1,51
6421,36		**2,28**	1,69	1,56	1,79
6430,85		2,18	1,74	1,51	1,87
6475,63		2,56	1,46	1,21	1,61
6481,88		2,28	1,55	1,27	1,66
6494,99		2,40	1,68	1,61	1,85
6495,74		4,83	1,01	1,09	1,26
6496,47		4,79	1,25	1,14	–
6498,95		0,96	1,39	1,31	1,71
6518,37		2,83	1,38	1,27	1,56
6533,94		4,56	0,85	1,05	1,35
6546,25		2,76	1,56	1,39	1,70
6569,22		4,73	1,40	1,16	1,54
6574,25		0,99	1,43	1,26	1,70
6575,04		2,59	1,53	1,33	1,67
6581,22		1,48	1,38	1,09	1,61
6591,32		4,59	0,76	0,46	1,17
6592,92		2,73	1,52	1,45	1,76
6593,88		2,43	1,53	1,29	1,74
6608,04		2,28	1,30	1,02	1,49
6609,11		2,56	1,49	1,29	1,65
6627,56		4,55	0,88	0,85	1,19
6703,57		2,76	1,33	1,26	1,56
6750,16		2,42	1,52	1,34	1,70
6786,88		4,19	0,96	0,91	1,32
6820,37		4,64	1,23	0,88	1,23
6828,60		4,64	1,16	1,09	1,37
6837,01		4,59	0,98	0,64	1,08
6839,83		2,56	1,35	0,91	1,45
6841,34		4,61	1,35	1,17	1,41
6842,69		4,64	1,09	0,83	1,27
6843,66		4,55	1,31	1,19	1,38
6857,25		4,07	0,69	0,65	1,22
6858,16		4,61	1,19	0,74	1,31
5991,38	Fe II	3,15	1,02	1,01	1,08
6084,10		3,20	0,61	0,75	0,97
6238,39		3,89	0,91	0,79	1,28
6247,56		3,89	0,91	0,82	1,22
6369,46		2,89	0,60	0,79	–
6416,92		3,89	0,73	1,02	1,16
6432,68		2,89	0,78	0,99	1,21
6456,39		3,90	0,99	1,16	1,29
6516,08		2,89	1,19	1,25	1,41
5637,71	Co I	4,15	0,87	–	–
5647,24		2,28	0,91	–	1,29
5915,56		2,14	1,18	1,19	1,28
6093,15		1,74	1,29	0,90	1,42
6117,00		1,78	1,09	0,93	1,36
6189,00		1,71	1,38	0,99	1,52

Таблица 1 (продолжение)

λ, Å	Элемент	Потенциал возбуждения, эВ	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		
			γ And	υ^2 Cas	ε Peg
6347,86	Co I	4,39	0,52	0,73	0,78
6395,15		3,81	0,53	0,72	–
6429,90		2,14	0,73	0,72	1,14
6490,37		2,04	0,82	0,69	1,35
6595,88		3,71	0,52	0,51	0,97
6632,47		2,28	1,01	0,95	1,38
6770,97		1,88	1,43	1,11	1,66
6814,96		1,96	1,36	1,17	1,47
5638,75		3,90	0,51	–	–
5641,89	Ni I	4,10	1,12	–	–
5682,21		4,10	1,47	1,21	1,37
5748,36		1,68	1,46	1,38	1,67
5754,66		1,93	1,74	1,61	1,72
5760,84		4,10	1,31	1,13	1,25
5796,09		1,95	1,09	1,16	1,27
5805,22		4,17	0,86	0,98	1,10
5847,00		1,68	1,33	1,38	1,50
5892,88		1,99	1,74	1,65	1,69
6007,31		1,68	1,22	1,07	1,43
6053,69		4,23	0,97	–	0,97
6086,29		4,26	1,12	1,14	1,26
6108,12		1,68	1,49	1,46	1,69
6111,08		4,09	1,05	1,13	1,25
6128,98		1,68	1,38	1,33	1,55
6130,14		4,26	0,96	0,99	1,10
6175,37		4,09	1,19	1,03	1,32
6176,82		4,09	1,39	1,25	1,44
6177,25		1,83	1,30	0,83	1,46
6183,87		4,17	1,09	–	1,17
6186,72		4,10	1,05	1,06	1,27
6204,61		4,09	0,92	0,64	1,12
6223,99		4,10	1,11	0,93	1,13
6230,10		4,10	1,11	0,96	1,24
6259,59		4,09	1,04	0,68	1,78
6314,67		1,93	1,47	1,36	1,68
6322,17		4,15	0,87	0,79	1,12
6327,60		1,68	1,40	1,40	1,60
6370,36		3,54	1,16	–	1,20
6378,26		4,15	1,02	–	1,20
6482,81		1,93	1,35	1,25	1,56
6532,88		1,93	1,18	1,23	1,45
6586,32		1,95	1,33	1,38	1,55
6598,61		4,23	0,65	0,95	–
6635,14		4,42	0,80	0,85	1,17
6643,63		1,68	1,56	1,45	1,74
6767,78		1,83	1,56	1,37	1,72
6772,32		3,66	1,16	1,43	1,49
6850,44		3,68	0,74	0,68	0,80
5782,14	Cu I	1,64	1,57	1,44	1,73
6222,61	Y I	0,00	0,75	0,54	1,05
6435,05		0,07	1,07	0,78	1,39
6687,51		0,00	0,57	0,30	1,21
5728,88	Y II	1,84	0,50	1,03	1,06
6795,43		1,73	0,64	0,53	1,02
5664,52	Zr I	0,63	0,78	–	1,19
5680,91		0,54	1,20	0,99	1,11
5735,71		0,00	1,21	0,85	1,31
5879,79		0,15	1,18	1,17	1,39
5885,63		0,07	–	–	1,06
6127,48		0,15	1,32	0,80	1,45
6134,57		0,00	1,19	0,64	1,45
6140,46		0,52	0,84	–	0,88
6143,18		0,07	1,25	0,54	1,49
6313,03		1,58	0,83	0,58	1,24
6445,72		1,00	0,51	0,05	0,68
6470,23		1,58	0,51	0,46	0,84

Таблица 1 (окончание)

λ, Å	Элемент	Потенциал возбуждения, эВ	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10$		
			γ And	υ^2 Cas	ε Peg
5853,69	Ba II	0,60	1,60	1,36	1,72
6141,73		0,70	1,73	1,46	1,88
6496,91		0,60	1,69	1,46	1,83
5808,31	La II	0,00	0,81	1,01	1,13
6262,25		0,40	1,20	0,68	1,45
6320,43		0,17	1,10	–	1,39
6390,49		0,32	0,97	–	1,29
6774,33		0,13	1,06	0,42	1,42
5768,90	Ce II	1,32	0,98	0,95	1,25
5975,82		1,33	–	–	0,70
6043,40		1,21	0,56	0,62	0,79
5740,87	Nd II	1,16	0,82	0,74	0,93
5842,38		1,28	0,56	0,97	0,94
6049,50	Eu II	1,27	0,34	–	0,66
6437,70		1,32	0,07	0,78	0,96
6645,13		1,38	0,65	0,85	1,19

большинства элементов из [15], и только для Ce II, Nd II и Eu II они вычислялись по полиномам, взятым в [16]. Объединенные кривые роста показаны на рис. 1.

Результаты исследования и обсуждение

В табл. 2 представлены параметры атмосфер исследованных звезд. В колонках 5—9 даны для сравнения параметры ε Peg, полученные другими авторами.

В качестве звезды сравнения была взята звезда ϰ Oph, исследованная в [17], и сокращенная запись [Fe/H] означает $(\lg N^*_{Fe} - \lg N^*_H) - (\lg N^{\varkappa\,Oph}_{Fe} - \lg N^{\varkappa\,Oph}_H)$. Сравнение параметров атмосферы звезды ε Peg, полученных разными авторами, показывает расхождение в величине турбулентной скорости, есть несоответствие и в оценке содержания железа. Результаты исследования химического состава атмосфер звезд представлены в табл. 3.

Рассмотрим химический состав каждой звезды. Учтем, что метод, примененный в данной работе, позволяет оценить содержание элемента с точностью до ±0,3 в логарифме.

γ And. Данные табл. 3 показывают, что почти все элементы имеют такое же содержание, что и в звезде ϰ Oph, кроме Y II, Zr I, Ba II, La II, Ce II, Nd II и Eu II, которые заметно усилены, т. е. усилены элементы,

Таблица 2

Параметры атмосферы	γ And	υ^2 Cas	ε Peg	ε Peg	
				[3]	[5]
Sp	K0 III	K0 III	K2 Ib		
$\Theta_{воз}$	1,30±0,02	1,30±0,02	1,37±0,02	1,61	1,32
$\Theta_{ион}$	1,22±0,02	1,22±0,02	1,26±0,03	1,50	
$\lg P_e$	−0,60±0,08	−1,24±0,06	−1,28±0,10	−2,2; −1,6; −2,0	−2,55
v_t	3,12±0,10	1,90±0,10	3,60±0,10	2,7	7,6
$\lg \varkappa$	−25,39±0,08	−26,00±0,10	−26,02±0,10		
[Fe/H]	0,0±0,30	−0,14±0,30	+0,19±0,30		
[Ba/Fe]	+0,59	+0,35	+0,68		
$T_{эф}$, K	4730	4730	4490		

Таблица 3

Элемент	$\left[\frac{\text{Элем}}{\text{H}}\right]^{\gamma\text{And}}_{\varkappa\text{Oph}}$	$\left[\frac{\text{Элем}}{\text{H}}\right]^{\upsilon^2\text{Cas}}_{\varkappa\text{Oph}}$	$\left[\frac{\text{Элем}}{\text{H}}\right]^{\varepsilon\text{Peg}}_{\varkappa\text{Oph}}$	$\left[\frac{\text{Элем}}{\text{H}}\right]^{\varepsilon\text{Peg}}_{\odot}$	
				[6]	[10]
Li I	−0,34:	−0,22:	−0,09:	–	–
Na I	−0,16	−0,42	+0,28	+0,37	+0,85
Mg I	−0,28	−0,38	+0,12	+0,22	+0,22
Al I	−0,18	−0,04	+0,52	–	+0,91
Si I	+0,14	−0,13	+0,25	+0,13	+0,23
Ca I	−0,27	−0,09	+0,16	−0,10	+0,31
Sc I	+0,01	−0,52	+0,14	−0,23	+0,52
Sc II	+0,22	−0,24	+0,27	0,00	+0,71
Ti I	+0,01	−0,17	+0,51	+0,10	+0,37
Ti II	−0,03	−0,19	+0,36	+0,10	+0,44
V I	+0,16	−0,51	+0,37	−0,07	+0,16
Cr I	+0,02	−0,58	+0,14	+0,02	+0,20
Cr II	–	–	–	+0,04	+0,23
Mn I	−0,28	−0,11	+0,07	−0,04	−0,42
Fe I	−0,08	−0,21	+0,15	+0,01	+0,20
Fe II	−0,01	−0,05	+0,36	−0,18	+0,03
Co I	−0,05	−0,12	+0,45	+0,03	+0,09
Ni I	+0,11	+0,07	+0,33	−0,02	+0,16
Cu I	−0,21	−0,03	+0,07	+0,22	+0,53
Y I	−0,17	−0,30	+0,39	−0,06	+0,23
Y II	+0,48	−0,13	+0,62	+0,04	+0,11
Zr I	+0,34	−0,31	+0,73	−0,25	+0,06
Ba II	+0,59	+0,21	+0,87	+0,21	−0,01
La II	+0,75	−0,27	+0,74	+0,37	+0,72
Ce II	+0,51	−0,09	+0,18	+0,26	−0,16
Pr II	–	–	–	+0,13	+0,74
Nd II	+0,57	+0,11	+0,65	+0,10	+0,35
Eu II	+0,31	+0,09	+0,50	+0,10	–

образованные в результате S-процесса. Увеличение содержания тяжелых элементов в этой звезде невелико, их примерно в 3—4 раза больше, чем в звезде сравнения. По-видимому, α And нужно отнести к бариевым звездам, имеющим по Варрену тип BaO.

υ^2 Cas. Содержание большинства элементов относительно водорода ниже, чем в звезде сравнения, примерно на 0,2 в логарифме. Можно отметить заметный дефицит Mg, Sc, V и Cr и очень небольшой избыток бария. По всей вероятности, эта звезда ошибочно отнесена к бариевым звездам.

ε Peg. Она исследовалась несколькими авторами, но определение содержания многих элементов сделано только в двух работах (см. табл. 3). Сравнение наших эквивалентных ширин с данными Ван Парадайса [18] показывает хорошее совпадение (см. рис. 2). Для большого числа линий расхождение не более 5%.

ε Peg		
[6]	[7]	[10]
1,32		1,34
3,5		2,6
0,00	+0,4	+0,17
+0,21	0,0	0,00
4225	4130	4375

Анализ табл. 3 позволяет сделать вывод, что атмосфера звезды заметно обогащена тяжелыми элементами. Усилены Y I, Y II, Zr I, Ba II, La II, Nd II и Eu II. Можно отметить повышенное содержание алюминия, титана и кобальта.

На рис. 3 показан график зависимости $[\text{элем/Fe}]^{\varepsilon\,\text{Peg}}_{\varkappa\,\text{Oph}}$ от потенциала возбуждения нижнего уровня.

Здесь крестиками обозначено относительное содержание элемента, который наблюдается по спект-

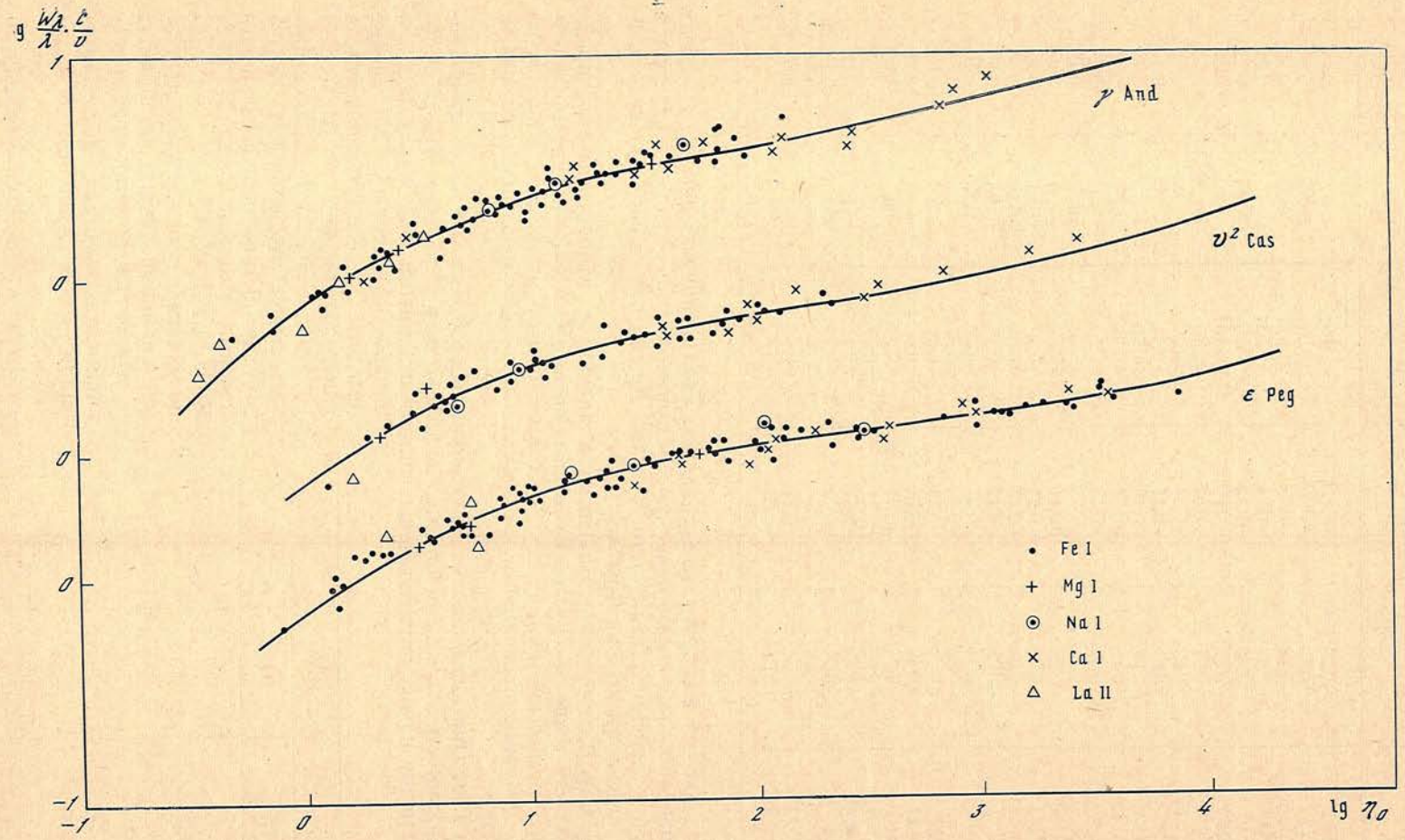


Рис. 1. Кривые роста для звезд γ And, v^2 Cas и ε Peg

ральным линиям той стадии ионизации, в какой он в основном содержится в атмосфере, точки используются тогда, когда наблюдаются линии нейтральных атомов, а в атмосфере атомы элемента находятся в основном в ионизованном состоянии. Отсутствие явного раздвоения точек и крестиков на рис. 3 означает, что нет существенных ошибок в определении электронного давления. По графику видно, что усилены элементы в основном с малым потенциалом возбуждения. Это может быть не только при действительном избытке этих элементов, но и при выборе завышенного значения температуры возбуждения. Поэтому были сделаны расчеты содержания элементов при $\Theta_в = 1{,}45$, т. е. при температуре заведомо более низкой, чем она может быть для данного спектрального класса. Эти величины отмечены на рисунке значками, обведенными кружками. Избыток тяжелых элементов сохраняется даже при такой низкой температуре возбуждения.

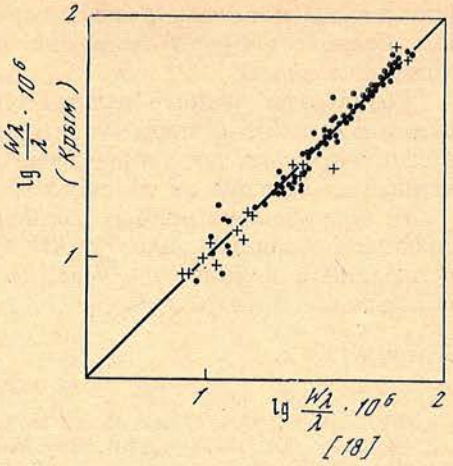


Рис. 2. Сравнение эквивалентных ширин линий в спектре звезды ε Peg, определенных в Крыму и Ван Парадайсом [18]

Точками обозначены линии Ca I, Cr I и Fe I, крестиками — линии Y I, Y II. Zr I, Ba II, La II, Nd II, Eu II

Если же рассчитать содержание тяжелых элементов, положив $\Theta_в = \Theta_и$, то избыток тяжелых металлов еще увеличивается. Итак, можно сделать вывод, что повышенное седержание элементов, возникающих в результате S-процесса, в ε Peg реально.

Сравнение данных в колонках 4—6 табл. 3 осложняется тем, что содержание элементов в этой работе оценивалось относительно звезды ϰ Oph, а другие авторы определили содержание элементов относительно Солнца. Но если принять, что химический состав атмосферы ϰ Oph близок к солнечному, то можно провести сравнение наших данных с данными других авторов. В работе [10] отмечалось усиление натрия, алюминия, титана, лантана, празеодима и немного неодима, что и подтверждается в данной работе. Но в [10] отмечено еще усиление скандия, меди и небольшое ослабление марганца, а это в данном исследовании не обнаружено. Ван Парадайс [6] получил избыток натрия, лантана и меди; скандий, марганец и все тяжелые элементы, кроме лантана, имеют солнечное содержание.

Сравнение эквивалентных ширин линий Y I, Y II, Zr I, Ba II, La II, Na II и Eu II, полученных в этой работе, с данными Ван Парадайса [6]

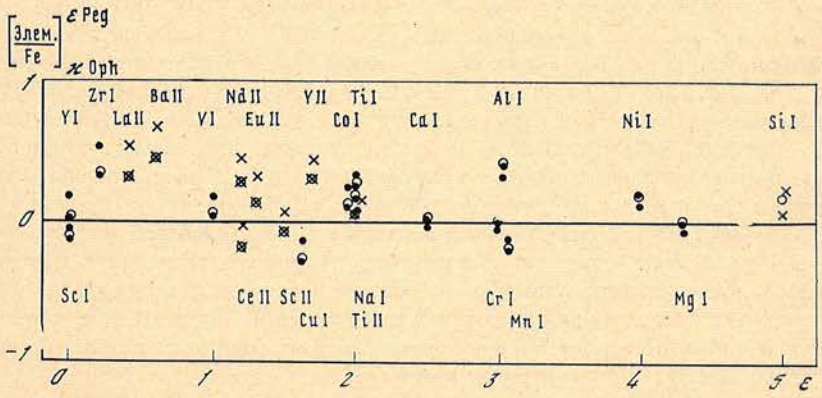


Рис. 3. Сравнение химического состава атмосфер звезд ε Peg и ϰ Oph

(см. рис. 2) показывает очень хорошее совпадение, а если учесть, что и параметры атмосферы очень близки, то причина упомянутого выше расхождения неясна.

Результаты данного исследования подтверждают общее заключение, сделанное в [5], об избытке элементов, образующихся путем S-процесса, в сверхгигантах, но количественные оценки не совпадают, так как полученный здесь избыток тяжелых элементов заметно меньший, чем в [5].

В заключение приношу большую благодарность научному руководителю члену-корреспонденту АН СССР А. А. Боярчуку за ценные консультации и помощь в работе, Г. Н. Шараповой за большую помощь в оформлении статьи.

Декабрь 1979 г.

Литература

1. *Williams P. M.*— Observatory, 1971, **91**, N 980, p. 37.
2. *Williams P. M.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1975, **170**, p. 343.
3. *Bonsack W. K.*— Astrophys. J., 1959, **130**, p. 843.
4. *Warren P. R.*— Observatory, 1970, **90**, N 976, p. 101.
5. *Bakos J.*— J. Roy. Astron. Soc. Can., 1971, **65**, p. 222.
6. *Van Paradijs J.*— Astron. and Astrophys., 1973, **23**, p. 369.
7. *Hyland A. R.*, *Mould J. R.*— Astrophys J., 1974, **187**, p. 277.
8. *Van Paradijs J.*— Astron. and Astrophys., 1975, **44**, p. 295.
9. *Lambert D. L.*, *Tomkin J.*— Astrophys. J., 1974, **194**, p. L89.
10. *Luck R. E.*— Astrophys. J., 1977, **212**, p. 743.
11. *Moore Ch.* Revised multiplet table.— Contribs Princeton Univ. Observ., 1945, N 20.
12. *Moore C. E.*, *Minnaert M. G. J.*, *Houtgast J.*— Monograph 61, Nature Bund. Standart. Wash.: U. S. Govt Print. Office, 1966.
13. *Bode G.*— Die kontinuierliche Absoption von Sternatmosphären in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Elementhäufigkeiten — Inst. Theor. Phys. und Sternwarte. Univ. Kiel, 1965.
14. *Kurucz R. L.*, *Peytremann E.*— Smithsonian Astrophys. Observ. Spec. Rept, 1975, N 362.
15. *Cayrel R.*, *Jugaku J.*— Ann. astrophys., 1963, **26**, p. 495.
16. *Aller W. F.*, *Everett C. H. M.*— Astrophys. J., 1972, **172**, p. 447.
17. *Дейниченко О. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1979, **60**, с. 56.
18. *Van Paradijs J.*— Astron. and Astrophys. Suppl. Ser., 1973, **11**, p. 25.

УДК 523.841

ИССЛЕДОВАНИЕ БЫСТРОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ Ар-ЗВЕЗД 53 Cam, 41 Tau и β CrB ПО ЛИНИЯМ К Ca II и H_δ

В. М. Кувшинов, С. И. Плачинда

С использованием фотоэлектрического сканера-магнитографа 2,6-м рефлектора КАО исследованы относительные потоки I_λ/I_c в центре линии К Ca II — в спектральной полосе $\Delta\lambda = 3{,}2$ Å для трех Ар-звезд 53 Cam, 41 Tau и β CrB в течение нескольких ночей. Для 41 Tau измерялись также потоки в линии H_δ. Временнóе разрешение (интервалы между моментами вывода данных на перфоленту и цифропечать) равно $69^s{,}7$ для 53 Cam и $20^s{,}5$ для остальных звезд. Полное время наблюдений составило $18^h{,}9$ для 53 Cam, $15^h{,}7$ для 41 Tau и $27^h{,}5$ для β CrB. Для оценки атмосферно-аппаратурных эффектов наблюдались также нормальные звезды α CMi ($T_{набл} = 9^h{,}4$) и α Lyr ($2^h{,}9$).

На основании наблюдательного материала показана переменность потоков с фазой периода осевого вращения, которая в случае 53 Cam и β CrB носит плавный характер и хорошо коррелирует с напряженностью среднего поверхностного магнитного поля H_S. Для звезды 53 Cam аналогичная зависимость эквивалентной ширины линии К Ca II от фазы периода вращения была получена ранее Фараггианой [18]. Интересно то, что знак корреляции между потоком в К-линии и напряженностью среднего поверхностного магнитного поля для 53 Cam и β CrB разный. В случае 41 Tau, как и для эффективного магнитного поля H_e, по-видимому, нет плавной зависимости потоков в линиях К Ca II и H_δ от фазы периода вращения.

Анализ дисперсий измеренных в течение ночи относительных потоков в линиях показал наличие дополнительного по сравнению с атмосферно-аппаратурными эффектами

и эффектами статистики фотонов источника дисперсии, который может быть отнесен за счет реальной переменности потоков. Не найдено какой-либо зависимости быстрой (в течение ночи) переменности потоков от фазы периода вращения для 41 Tau и β CrB. В случае 53 Cam наблюдательного материала недостаточно для определенного вывода.

Исследование характера быстрой переменности по всему наблюдательному материалу с использованием метода периодограмм и метода перебора периодов [26, 27] показало, что лишь для звезды 53 Cam в одну из ночей флюктуации относительного потока в линии K Ca II носят синусоидальный характер с периодом $P_1 = 28^m,7 \pm \pm 1^m,4$ и кратным ему периодом $P_2 = 2P_1 = 57^m,5 \pm 1^m,4$ и амплитудами 5 и 6% соответственно. Для четырех остальных звезд практически всегда присутствует период $P = 2^m$, который вероятно носит атмосферно-аппаратурный характер, но причина его пока неясна.

THE STUDY OF RAPID VARIATIONS OF Ap-STARS 53 CAM, 41 TAU AND β CRB OVER K Ca II AND H_δ-LINES, by *V. M. Kuvshinov* and *S. I. Plachinda*.— Using the photoelectric scanner-magnetograph of 2.6-m reflector at the Crimean Astrophysical Observatory, the relative fluxes I_λ/I_c located in the center of K Ca II line of the spectral range $\Delta\lambda = 3.2$ Å were considered in a matter of several nights for three Ap-stars: 53 Cam, 41 Tau and β CrB. For 41 Tau the fluxes in H_δ-line were also estimated. The time resolution (the brakes when the information was recorded on punch-tape and digitally produced), equals to $69^s.7$ for 53 Cam and $20^s.5$ for the other stars. The overall time of observations was $18^h.9$ for 53 Cam, $15^h.7$ for 41 Tau and $27^h.5$ for β CrB. The normal stars α CMi ($T_{obs} = 9^h.4$) and α Lyr ($2^h.9$) were also observed to estimate the atmospheric-instrumental effects.

Basing on the observational data, the variation in fluxes with the phase of axial rotation has been established, which appeared to be regular in the case of 53 Cam and β CrB and nicely agreed with the strength mean surface magnetic field of H_S. For 53 Cam the analogous dependence of the equivalent width of K Ca II line on the phase of rotation period was obtained earlier in [18]. It is noteworthy, that the sign of correlation between the flux in K-line and the strength mean surface magnetic field for 53 Cam and β CrB is different. In case of 41 Tau as well as of the effective magnetic field H_e, there is no obvious regular flux dependence in K Ca II and H_δ-lines on the phase of rotation period.

The analysis of dispersion of relative fluxes in the lines (measured during one night of observations), showed the availability of additional, if compared with the atmospheric-instrumental effects and the photon-counting effects, source of dispersion, which might be accounted for the real variation of fluxes. No dependence of rapid (during a night) variation of fluxes on the phase of rotational period for 41 Tau and β CrB has been found. In case of 53 Cam we lack the observational data to make any definite conclusion.

The study of the nature of rapid variations using periodograms and superimposed epoch analysis [26, 27] over the whole observational data has shown that only for 53 Cam the oscillations of relative flux during a night in K Ca II line was sinusoidal-type with the period $P_1 = 28^m.7 \pm 1^m.4$ and $P_2 = 2P_1 = 57^m.5 \pm 1^m.4$ and the amplitudes 5 and 6%, respectively. For four other stars the period $P = 2^m$ has been present practically always, hence being suspected to have an atmospheric-instrumental behaviour, but its origin is not yet clear.

В последние годы заметно увеличилось количество работ по поиску быстрой переменности излучения Ар-звезд, не связанной с периодом вращения. В результате этих работ у некоторых звезд была обнаружена переменность блеска с характерным временем $\Delta T \sim 10^m$ и спектральная переменность с характерным временем $\Delta T \sim 1^h$. Так, Банер и Мавридис [1] нашли период $P \approx 32^m$ у Ар-звезды 21 Com. Амплитуда изменений блеска составила $\Delta m \approx 0^m,01$ в видимой области спектра. Подобный же период $P = 30^m$, 5 у 21 Com был найден Перси [2, 3]. Амплитуда Δm составила $0^m,015$ в фильтре V.

Недавно Куртц и Вегнер [4] нашли период $P = 12^m,141 \pm 0^m,003$ в излучении Ар-звезды HD 101065. Наблюдения проводились в фильтрах U, B, V и y, и амплитуда изменений блеска составила около $0^m,02$ в спектральных областях U и B.

Кратковременные изменения блеска в фильтрах B и V с характерным временем $\Delta T \sim 10^m$ и амплитудой $\Delta m = 0^m,02$, носящие, вероятно, ир-

регулярный характер, найдены Ракошем [5] и Перси [3] для Ар-звезды HD 224801. Однако следует отметить, что из довольно большого количества исследовавшихся Ар-звезд быстрая переменность блеска найдена лишь у немногих. Например, Перси [3] исследовал 15 звезд, и только у двух (21 Com и HD 224801) такая переменность подтверждена. Этот факт может быть следствием либо редкости явления, либо малой амплитуды переменности.

Быстрая спектральная переменность Ар-звезд в основном отмечалась для водородных линий и линии K Ca II. Так, Вуд [6] нашел изменения линии H_β на 12% за время $\Delta T = 4^m$ у звезды ε UMa. Изменение бальмеровских линий и линии K Ca II на временно́й шкале от нескольких минут до одного часа отмечалось для звезды 73 Dra [6—8], а также для звезд HD 224801 [9], HD 51418 [10], HD 215441 [11—12] и 53 Cam [13].

В то же время высокоточные измерения профилей водородных и кальциевых линий, выполненные Брегером [14] и Вильямсом и др. [15] с помощью фотоэлектрического сканера для звезд ε UMa и 73 Dra и φ Dra, 4 Cyg и HD 221568 соответственно, показали отсутствие какой-либо переменности в пределах точности измерений.

Таким образом, вопрос о быстрой спектральной переменности Ар-звезд остается до некоторой степени открытым. В этой связи нами была предпринята попытка изучить быструю спектральную переменность ряда Ар-звезд, которые уже изучались другими авторами. Были выбраны 53 Cam и 41 Tau, для которых Полосухина и др. [13] обнаружили быструю переменность с характерным временем $\Delta T \sim 1^m$, и хорошо известная Ар-звезда β CrB, быстрая переменность которой еще не исследовалась.

1. Аппаратура и методика наблюдений

Наблюдения проводились на сканере-магнитографе 2,6-м рефлектора КАО [16, 17]. В отличие от исследований, выполненных Брегером [14] и Вильямсом и др. [15], нами изучались не контуры линий, а относительные потоки I_λ/I_c от центральных частей профилей в полосе $\Delta\lambda = 3{,}2$ Å. Здесь I_λ — измеряемый поток в канале спектра, I_c — поток в канале сравнения, собираемый со спектрального участка $\Delta\lambda = 42$ Å вблизи исследуемой линии. При этом спектральное разрешение, определяемое входной щелью спектрографа, составляло 0,74 Å. Подобная методика позволила реализовать приемлемую статистическую точность одного измерения около ±1% для звезд β CrB и 41 Tau и ±3% для 53 Cam при времени накопления сигнала 16,4 и $65^s{,}6$ соответственно. С учетом затрат времени на вывод информации на цифропечать и перфоленту параллельно временно́е разрешение составило $20^s{,}5$ для ярких звезд и $69^s{,}7$ для 53 Cam. В процессе наблюдений делалась максимально возможная непрерывная запись потока от линии с указанным выше временны́м разрешением. Как правило, она составляла несколько сотен измерений.

Здесь также важно отметить, что входные щели фотометра (фотоумножителя) канала сравнения во всех случаях выставлялись одинаковым образом относительно входной щели фотометра канала спектра. Для этого входная щель фотометра канала спектра с учетом соответствующих поправок за лучевые скорости звезды и Земли устанавливалась на центр излучаемой линии. В конечном итоге это позволило изучать не только относительные световые потоки I_λ/I_c внутри одного ряда, но и сравнивать потоки в линиях, полученные в разные ночи.

Для оценки влияния возможных инструментальных эффектов помимо трех Ар-звезд в те же ночи наблюдалась звезда α CMi в качестве тестовой звезды, и однажды в течение $2^h{,}89$ была записана Вега. Однако наш выбор тестовых звезд оказался не очень удачным из-за их большой яркости. Дело в том, что для столь ярких звезд главную роль в флуктуациях измеряемых потоков играют не эффекты статистики фотонов, а эффекты гидирования и атмосферного дрожания изображения звезды на входной щели спектрографа [17]. Надо сказать, что подобная картина, вероятно, имеет место при любых фотоэлектрических наблюдениях [14, 15].

2. Наблюдения и обработка результатов

Согласно приведенным выше результатам других авторов по исследованию быстрой спектральной переменности наибольший эффект обнаруживают водородные линии и линия K Ca II. В частности, у звезды 53 Cam наиболее переменной является линия K Ca II. Эта же линия была выбрана нами для исследования всех трех Ap-звезд. Кроме того, в случае 41 Tau также регистрировалась интенсивность линии H_δ. У α CMi по возможности регистрировался поток от обеих линий последовательно в течение ночи. Для α Lyr была практически измерена интенсивность непрерывного спектра в области λ4254 Å.

В табл. 1 приведены общие сведения для каждой из исследовавшихся звезд: название, визуальная величина, спектральный класс, тип пекулярности, пределы изменения эффективного магнитного поля и период вращения.

Таблица 1

Звезда	V	Sp(HD)	Тип пекулярности	H_e, Гс	Период
53 Cam	6,01	A2p	Sr, Cr, Eu	−5390+3750	8^d,0278
41 Tau	5,19	A0p	Si, 4012, 4077	−530+700	7,227424
β CrB	3,66	F0p	Sr, Cr, Eu, 4063	−960+1020	18,4856
α CMi	0,48	F5	–	<100	–
α Lyr	0,14	A0	–	<100	–

Основные данные наблюдений приведены в табл. 2. Здесь первая колонка — порядковый номер измерения, далее идут название звезды, юлианская дата, фаза φ периода вращения, исследуемая спектральная область, временнóе разрешение ΔT, количество непрерывных измерений потока n, общее время наблюдения T, среднее значение измеренного потока $\overline{I_\lambda/I_c}$, соответствующая средняя квадратическая ошибка $\overline{\sigma}_m$, найденная по внутренней сходимости, та же средняя квадратическая ошибка $\overline{\sigma}'_m$ после удаления тренда (см. ниже), средняя ошибка $\overline{\sigma}_s$, вычисленная на основе статистики фотонов, и, наконец, коэффициент корреляции между потоками в канале спектра и канале сравнения $r\,(I_\lambda,\ I_c)$ (см. ниже). Поскольку наблюдения проводились и при весьма посредственной прозрачности неба, а также из-за нестабильных изображений звезды поток через входную щель спектрографа был, как правило, переменным (иногда до 10 раз и более). Поэтому приведенные в табл. 2 значения $\overline{I_\lambda/I_c}$ и $\overline{\sigma}_m$ являются средневзвешенными, где в качестве веса брались величины [1] I/σ_s^2.

На рис. 1, *а* показан пример типичной записи относительного потока в линии K (Ca II) для звезды β CrB. Для суждения о характере переменности относительного потока в линии важно знать поведение потоков в канале спектра и в канале сравнения в отдельности. В этой связи проводилось вычисление нормированных потоков в каждом канале:

$$I_\lambda^0 = (I_\lambda)_i/(I_\lambda)_1, \quad I_c^0 = (I_c)_i/(I_c)_1, \tag{1}$$

где i — порядковый номер измерения. Величины I_λ^0 и I_c^0 приведены на рис. 1, *б* и *в* соответственно [2]. Как видно из рисунков, вычисление величин I_λ^0 и I_c^0 дает наглядное представление о характере изменения потоков в каждом канале, их связи между собой, а также связи измеряемых относительных потоков I_λ/I_c с потоками в каждом канале. Для количествен-

[1] Вся обработка результатов проводилась на ЭВМ ЕС-1020. Исходный массив вводился с перфоленты.

[2] Подобные картинки строятся на графопостроителе с использованием ЭВМ для каждой даты наблюдений.

Таблица 2

№ п/п	Звезда	J. D. —2443000	φ	Спектральная область	ΔT, с	n	T, мин	$\overline{(I_\lambda/I_c)}\cdot 10^3$	$\bar{\sigma}_m\cdot 10^3$	$\bar{\sigma}'_m\cdot 10^3$	$\bar{\sigma}'_s\cdot 10^3$	$r(I^o_\lambda, I^o_c)$
1	53 Cam	881,544	0,796	K Ca II	69,7	254	294,8	402,0	±1,83	±1,57	±0,50	0,97
2	(18^h,9)	891,588	0,043	–	–	199	231,0	303,9	±1,58	±1,56	±0,64	0,96
3		933,495	0,267	–	–	126	146,2	236,6	±1,39	±1,36	±0,66	0,98
4		934,431	0,384	–	–	95	110,3	288,4	±1,19	±1,12	±0,66	0,98
5		935,485	0,515	–	–	122	141,6	342,0	±2,10	±2,10	±1,04	0,98
6		936,427	0,633	–	–	79	91,7	398,4	±2,07	±2,00	±0,96	0,95
7		936,579	0,651	–	–	101	117,2	384,7	±1,96	±1,82	±1,25	0,98
1	41 Tau	882,237	0,313	H_δ	69,7	89	102,2	140,5	±0,21	±0,20	±0,12	1,00
2	(15^h,7)	882,293	0,321	–	20,5	84	28,7	141,5	±0,15	±0,15	±0,12	0,99
3		882,316	0,324	–	–	76	25,9	140,9	±0,18	±0,17	±0,14	1,00
4		886,274	0,872	K Ca II	–	96	32,8	541,7	±2,30	±2,30	±1,18	1,00
5		887,840	0,089	–	–	94	32,1	572,0	±1,71	±1,70	±0,92	1,00
6		888,204	0,139	–	–	240	81,9	556,9	±1,47	±1,47	±0,38	0,97
7		888,274	0,149	H_δ	–	248	84,7	142,9	±0,42	±0,29	±0,13	0,99
8		891,223	0,557	K Ca II	–	212+33	83,6	506,4	±0,73	±0,53	±0,30	0,99
9		891,292	0,566	H_δ	–	247	84,3	138,8	±0,20	±0,20	±0,10	1,00
10		933,223	0,368	K Ca II	–	238	81,2	555,9	±1,12	±0,94	±0,37	0,93
11		933,293	0,378	H_δ	–	241	82,3	164,4	±0,41	±0,25	±0,16	1,00
12		934,252	0,510	K Ca II	–	360	122,9	566,2	±1,76	±1,61	±0,31	0,98
13		938,226	0,060	–	–	291	99,3	522,4	±1,68	±0,82	±0,31	0,99

Таблица 2 (окончание)

№ п/п	Звезда	J. D.—2443000	φ	Спектральная область	ΔT, с	n	T, мин	$\overline{(I_\lambda/I_c)}\cdot 10^3$	$\bar{\sigma}_m\cdot 10^3$	$\bar{\sigma}'_m\cdot 10^3$	$\bar{\sigma}_s\cdot 10^3$	$r(I_\lambda^0,\ I_c^0)$
1	β CrB	936,655	0,769	K Ca II	20,5	185	63,1	196,7	±0,21	±0,20	±0,16	1,00
2	(27^h,5)	4031,412	0,895	–	–	384	131,1	268,4	±0,43	±0,39	±0,12	0,91
3		4031,521	0,901	–	–	432	147,5	240,9	±0,34	±0,24	±0,12	0,99
4		4042,419	0,489	–	–	801+49	290,1	199,3	±0,17	±0,11	±0,05	1,00
5		4043,417	0,545	–	–	1045	356,7	200,2	±0,16	±0,11	±0,04	1,00
6		4057,357	0,298	–	–	464	158,8	212,4	±0,29	±0,17	±0,07	0,97
7		4057,473	0,305	–	–	341	116,4	203,6	±0,29	±0,29	±0,11	1,00
8		4058,379	0,354	–	–	421	143,7	211,7	±0,20	±0,20	±0,07	0,99
9		4058,487	0,359	–	–	340	116,1	209,6	±0,46	±0,46	±0,14	1,00
10		4059,385	0,408	–	–	374	127,7	210,6	±0,24	±0,24	±0,08	0,99
1	α CMi	888,	–	K Ca II	20,5	83+53	46,4	134,6	±0,62	±0,55	±0,07	0,99
2	(9^h,4)	888,269	–	H_δ	12,3	123	25,2	193,1	±1,19	±1,01	±0,10	0,97
3		891,381	–	–	20,5	153	52,2	172,8	±0,26	±0,26	±0,04	1,00
4		891,	–	K Ca II	–	57+72	44,0	112,3	±0,30	±0,22	±0,04	0,99
5		933,377	–	H_δ	–	324	110,6	206,3	±0,58	±0,48	±0,05	0,96
6		934,342	–	K Ca II	–	297	101,4	127,7	±0,21	±0,21	±0,03	0,99
7		935,384	–	–	–	157	53,6	132,0	±0,46	±0,36	±0,04	0,92
8		936,353	–	H_δ	–	242	82,6	170,0	±0,15	±0,14	±0,04	1,00
9		936,284	–	K Ca II	–	76	25,9	118,2	±0,41	±0,41	±0,04	0,97
10		936,301	–	–	–	66	22,5	117,9	±0,60	±0,59	±0,05	0,93
	α Lyr (2^h,9)	4030,465	–	Континуум	20,5	508	173,2	328,2	±0,49	±0,36	±0,03	0,99

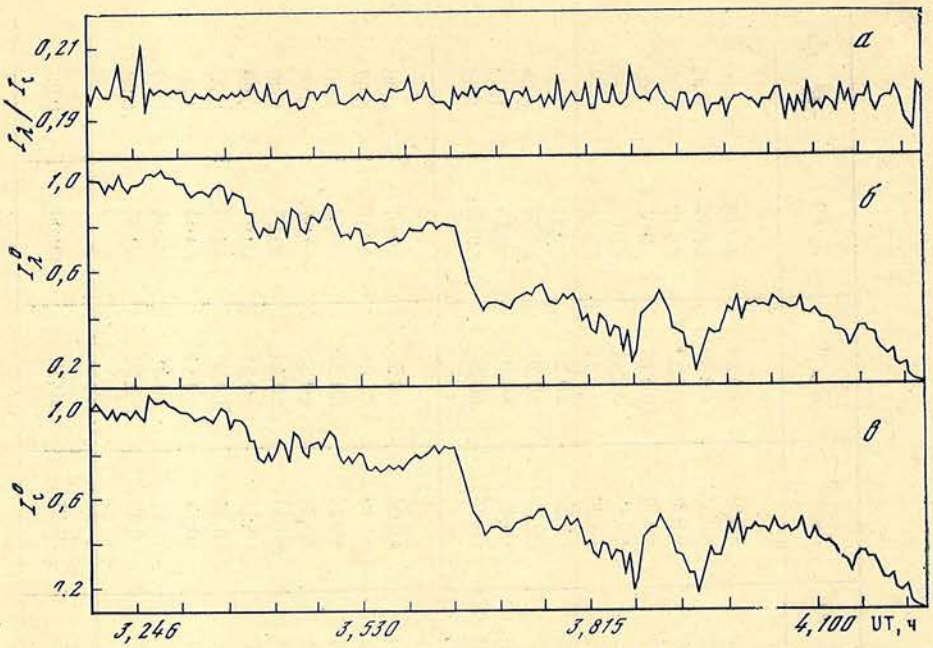


Рис. 1. Пример записи относительного потока I_λ/I_c (*а*) в К-линии и нормированных потоков в канале спектра (*б*) и канале сравнения (*в*) для звезды β CrB J. D. 2443936,655 (φ = 0,769). По оси абсцисс отложено всемирное время

ного анализа связи потоков в канале спектра и в канале сравнения вычислялись коэффициенты корреляции r между I_λ^0 и I_c^0. Эти значения r (I_λ^0, I_c^0) приведены в последней колонке табл. 2. Как видно из таблицы, во всех случаях r практически равно единице, что свидетельствует об отсутствии влияния колебаний прозрачности атмосферы, дифференциальной экстинции и атмосферной дисперсии на измеренные относительные потоки I_λ/I_c.

Кроме коэффициентов корреляции r (I_λ^0, I_c^0), вычислялись также коэффициенты корреляции между относительными потоками I_λ/I_c и потоками в каждом из двух каналов, т. е. r (I_λ/I_c, I_λ^0) и r (I_λ/I_c, I_c^0). Удивительным оказалось то, что при r (I_λ^0, I_c^0) ≈ 1 величины r (I_λ/I_c, I_λ^0) и r (I_λ/I_c, I_c^0) в большинстве случаев оказались статистически значимыми. Анализ индивидуальных измерений в течение ночи показал, что этот факт является, вероятно, результатом селективного пропускания световодов канала сравнения, поскольку с зенитным расстоянием изменяется спектральный состав падающего излучения. Таким образом, измеряемые относительные потоки I_λ/I_c имеют некоторый временной тренд (см., например, рис. 1, *а*), однако величина его очень мала и в худших случаях достигает 5% от среднего значения $\overline{I_\lambda/I_c}$ за ночь.

3. Общий анализ результатов наблюдений

Чтобы убедиться в реальности измеряемых нами величин потоков I_λ/I_c в линиях К Ca II и H_δ, мы сравнили их с результатами других авторов. На рис. 2, *г* показан ход с периодом вращения эквивалентных ширин W_λ линии К Ca II для звезды 53 Cam, измеренных Фараггианой [18], и на рис. 2, *д* (кружки) изменение с тем же периодом потоков I_λ/I_c в линии К Ca II, измеренных нами. Фаза φ вычислена согласно эфемериде

$$\text{J.D. (pos. crossov.)} = 2436120{,}3 + 8{,}0278\,E, \qquad (2)$$

приведенной в [19]. Как следует из рис. 2, *г*, полная амплитуда изменения потоков составляет 52%, а сравнение рис. 2, *г* и 2, *д* показывает,

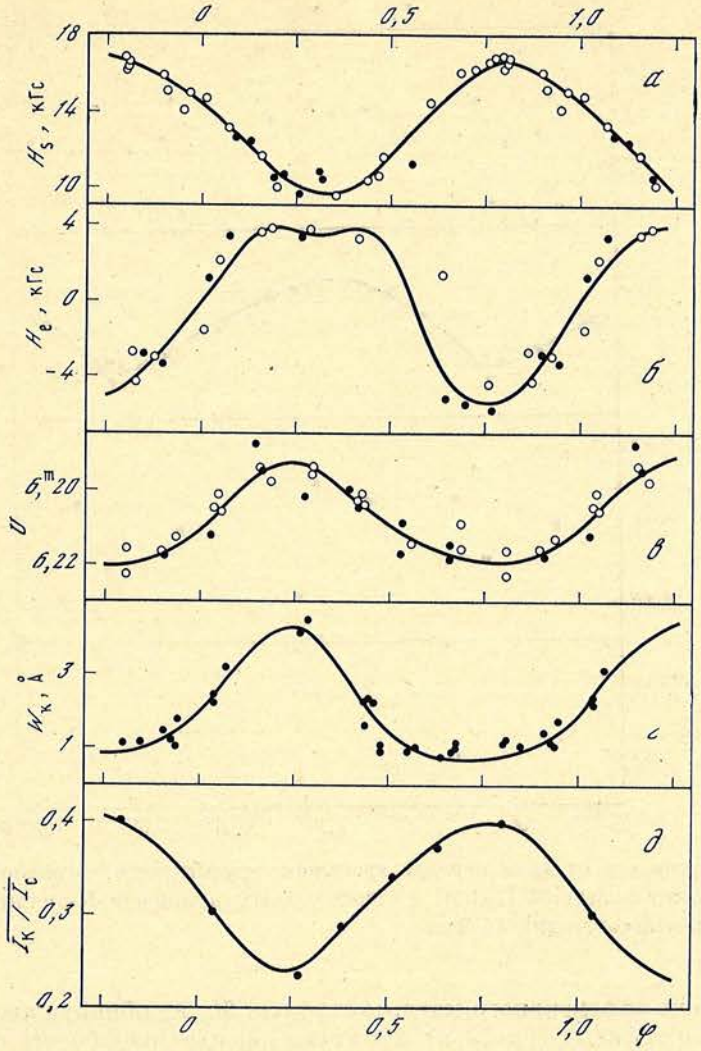


Рис. 2. Зависимость от фазы периода вращения среднего поверхностного магнитного поля H_s [20] (*а*), эффективного магнитного поля H_e [19] (*б*), блеска в фильтре U [19] (*в*), эквивалентной ширины W_λ линии K Ca II [18] (*г*) и относительного потока в этой линии согласно измерениям авторов (*д*) для 53 Cam

что имеется хорошее согласие в форме кривых: минимум потока соответствует максимуму эквивалентной ширины, и наоборот. Различие же амплитуд приблизительно в 2,5 раза объясняется различием измерявшихся величин: полная эквивалентная ширина W_λ и поток I_λ/I_c в полосе $\Delta\lambda = 3{,}2$ Å.

Особый интерес представляет сам характер изменения с фазой величины I_λ/I_c и эквивалентной ширины W_λ. Поток в линии максимален в фазе максимума поверхностного магнитного поля [20] (рис. 2, *а*), максимума отрицательного эффективного поля H_e (рис. 2, *б*) и минимума блеска в фильтре U (рис. 1, *в*) [19]. Этот факт, вероятно, свидетельствует о поверхностной температурной неоднородности звезды, связанной с магнитными полюсами.

В случае 41 Tau, к сожалению, отсутствуют измерения эквивалентных ширин линий K Ca II и H_δ в зависимости от фазы вращения. Согласно данным Абта и Сноудена [21], эта звезда является спектрально-двойной, и период ее осевого вращения равен орбитальному

$$\text{J. D. (periastr. pas.)} = 2421944{,}74 + 7{,}227424\,E. \qquad (3)$$

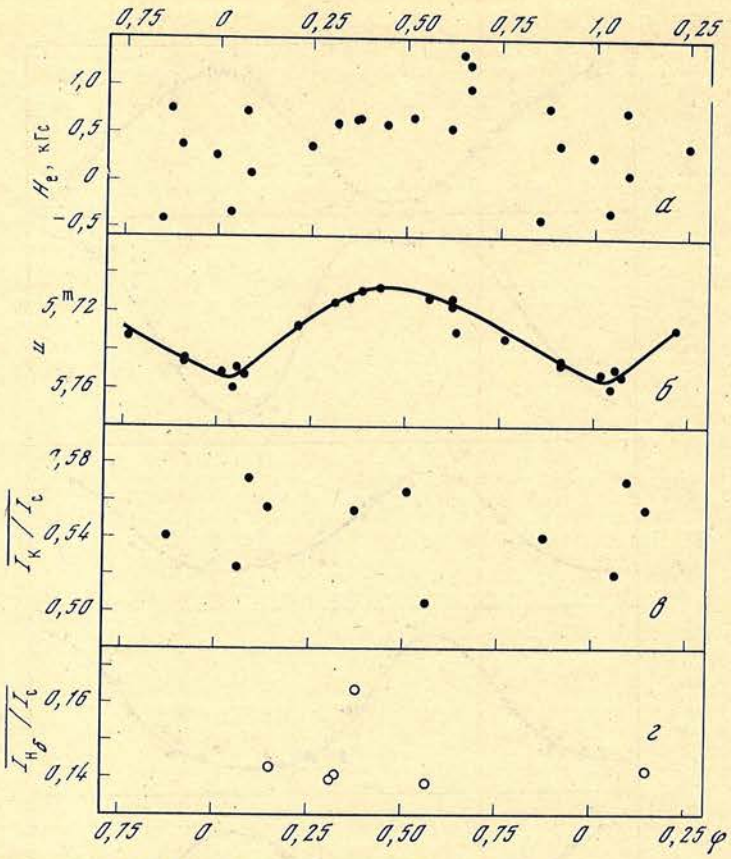


Рис. 3. Зависимость от фазы периода вращения эффективного магнитного поля H_e [22] (*а*), блеска в фильтре U [22] (*б*) и относительных потоков в К-линии (*в*) и H_δ (*г*) по измерениям авторов для 41 Tau

Изменение эффективного магнитного поля H_e не обнаруживает четкой зависимости от фазы φ (рис. 3, *а*), в то время как изменения блеска (рис. 3, *б*) показывают обычную одиночную волну [22]. На рис. 3, *в* и *3*,*г* показан ход с фазой потоков в линиях К Ca II и H_δ соответственно. Как и в случае эффективного магнитного поля H_e, нет плавной завсимости от фазы φ. Полная амплитуда изменений потоков составляет около 12% для К CaII и 17% для H_δ. Однако анализ хода со временем средних за ночь значений $\overline{I_\lambda/I_c}$ для 41 Tau и α CMi показывает, что есть некоторая синхронность в их изменении. Следовательно, разброс величин $\overline{I_\lambda/I_c}$ от ночи к ночи отчасти обусловлен аппаратурными эффектами. Поэтому если пронормировать потоки для 41 Tau к соответствующим потокам от α CMi для измерений в одну и ту же ночь, то полная амплитуда изменения потоков ото дня ко дню составит около 8% как для К Ca II, так и H_δ, т.е. она существенно меньше той, что имеет место в случае 53 Cam. К сожалению, недостаточное количество измерений 41 Tau и α CMi в одну и ту же ночь не позволяет проделать подобную операцию для всех величин $\overline{I_\lambda/I_c}$, полученных для 41 Tau, и тем самым сделать определенный вывод о характере переменности с фазой.

Обратимся теперь к β CrB. Здесь также не исследовалось поведение эквивалентной ширины линии К Ca II в зависимости от фазы периода вращения другими авторами. На рис. 4, *а* — *г* показана зависимость от фазы φ среднего поверхностного магнитного поля H_s [23], эффективного магнитного поля H_e [24], блеска в фильтре B [25] и средней полуширины линий Fe, Cr и др., использовавшихся для измерения магнитного поля

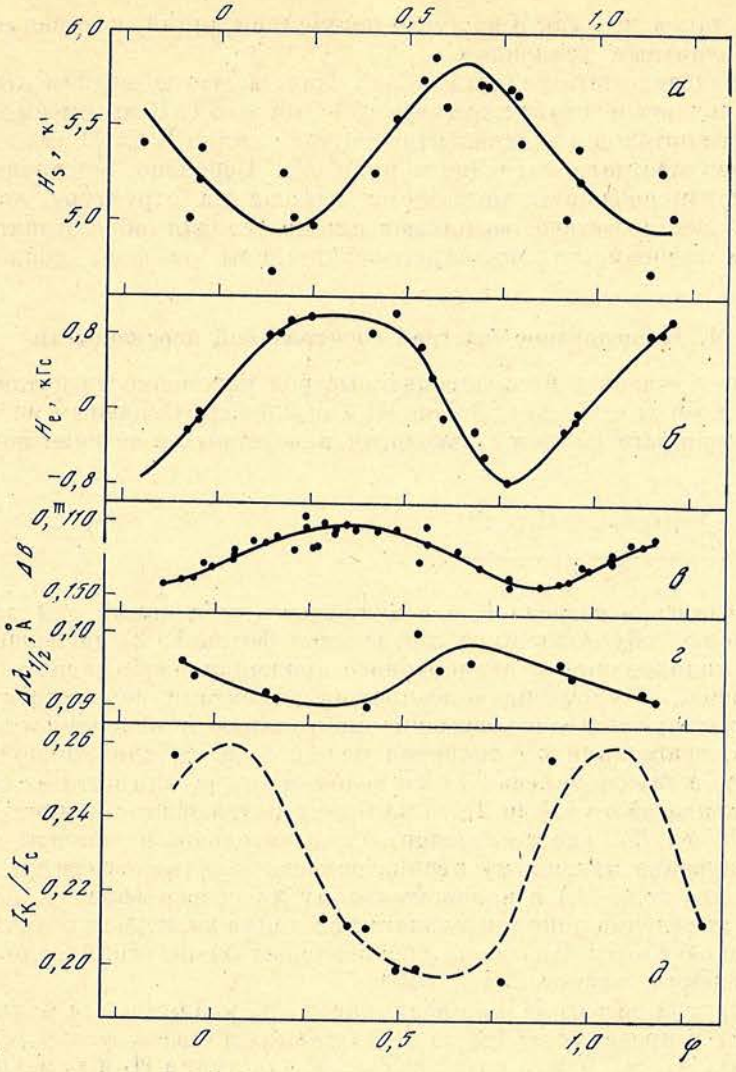


Рис. 4. Зависимость от фазы периода вращения среднего поверхностного магнитного поля H_s [23] (*а*), эффективного магнитного поля H_e [24] (*б*), блеска в фильтре B [25] (*в*), средней полуширины линий Fe, Cr и др. [24] (*г*) и относительного потока в K-линии (*д*) для β CrB по измерениям авторов.

[24]. Эфемерида взята согласно Престону и Старчу [24]

$$\text{J. D. (pos. crossov.)} = 2434217{,}5 + 18{,}4856\,E. \qquad (4)$$

Из приведенных здесь зависимостей особый интерес представляет переменность полуширин линий, которая объясняется их магнитным усилением [24].

На рис. 4, *д* показана зависимость от фазы φ средних за ночь потоков $\overline{I_\lambda/I_c}$ в линии K Ca II, измеренных нами. Полная амплитуда изменений составляет около 20%, однако из-за отсутствия измерений в те же ночи стандартной звезды нельзя определенно сказать, какова реальная амплитуда. Тем не менее в противоположность 41 Tau зависимость $\overline{I_\lambda/I_c}$ от фазы имеет, по-видимому, плавный вид, причем она хорошо коррелирует с напряженностью поверхностного магнитного поля H_s. Но эта корреляция противоположна той, что имеется в случае 53 Cam: максимум потока соответствует минимуму поверхностного поля H_s, а минимум потока — максимуму H_s. Следовательно, характер зависимости эквивалентных ши-

рин будет такой же, как и в случае полуширин линий, которая объясняется их магнитным усилением.

В заключение этого раздела можно сказать, что во всяком случае для двух из трех исследовавшихся звезд 53 Cam и β CrB мы имеем два типа зависимости потоков и эквивалентных ширин линии K Ca II от напряженности поверхностного магнитного поля H_s. Вероятно, магнитные поля различной напряженности по-разному влияют на структуру атмосферы звезды, и, как следствие, возникают разные условия образования линии K Ca II и зависимости эквивалентной ширины от фазы периода вращения.

4. Исследование быстрой спектральной переменности

Перейдем теперь к исследованию быстрой переменности потоков I_λ/I_c в линиях K Ca II и H_δ для 53 Cam, 41 Tau и β CrB. Основным источником этой переменности является дисперсия измеренных в течение ночи потоков [1]

$$\sigma_m^2 = \frac{\sum_{i=1}^{n} [(I_\lambda/I_c)_i - \overline{(I_\lambda/I_c)}]^2}{n-1}. \qquad (5)$$

Как отмечалось в разделе 1, она включает в себя целый ряд эффектов: 1) дисперсию, обусловленную статистикой фотонов, 2) дисперсию из-за эффектов гидирования и атмосферного дрожания изображения звезды и 3) дисперсию, обусловленную реальными эффектами переменности, если они присутствуют. Непосредственно информацию о переменности можно получить, анализируя соотношение между σ_s и σ_m для каждой звезды. Например, в случае звезды 53 Cam величина σ_m/σ_s для пяти из семи массивов изменяется от 1,5 до 2,1 а для двух ночей она составляет 3,1 и 2,4 ($\varphi = 0{,}796$ и 0,043 соответственно). Следовательно, в моменты времени, соответствующие максимуму отрицательного поля (максимум среднего поверхностного поля H_s) и положительному кроссовер-эффекту, можно говорить о появлении дополнительного источника дисперсии величин I_λ/I_c, который может быть отнесен за счет реальных флюктуаций потока за время наблюдения, равное 295 и 231^m.

Для другой звезды 41 Tau величина σ_m/σ_s меняется для большинства измерений в пределах от 1,2 до 2,0. Однако для фазы $\varphi = 0{,}139$ (линия K Ca II) $\sigma_m/\sigma_s = 3{,}9$, в то время как σ_m/σ_s для линии H_δ в ту же ночь равна 2,2. Такая же картина имеет место и в другую ночь ($\varphi = 0{,}368$), когда последовательно регистрировались потоки в обеих линиях. Здесь σ_m/σ_s равно 2,5 и 1,6 для линий K Ca II и H_δ соответственно. Практически такое же значение $\sigma_m/\sigma_s = 2{,}6$ получилось в фазе $\varphi = 0{,}060$, а самую большую величину 5,2 оно имело в фазе $\varphi = 0{,}510$. К сожалению, в эту ночь поток регистрировался лишь в K-линии. Из сказанного следует, что наиболее реальной является переменность только в линии K Ca II, и, вероятно, нет какой-либо зависимости быстрой переменности от фазы периода осевого вращения, поскольку другие наши наблюдения в близкие фазы показали нормальное соотношение между σ_m и σ_s (см. табл. 2).

Приблизительно такая же ситуация имеет место и для β CrB. И хотя здесь большая часть наблюдений приходится на моменты положительного (N) поля или близкие к положительному и отрицательному кроссовер-эффекту, измерения в фазах $\varphi = 0{,}895$ ($T_{набл} = 131^m$) и $\varphi = 0{,}901$ ($T_{набл} = 148^m$), выполненные в одну ночь, дают σ_m/σ_s, равное 3,3 и 2,0. Так как $\sigma_m/\sigma_s = 2{,}0$ является характерным соотношением между ошибками для наших измерений, по-видимому, можно говорить как о реальности эффекта быстрой переменности, так и об отсутствии зависимости этой переменности от фазы периода вращения. Такой же величины σ_m/σ_s достигает в фазы $\varphi = 0{,}408$, соответствующие максимуму N-поля.

[1] При вычислении σ_m^2 из наблюдаемых рядов был удален тренд величин I_λ/I_c (см. разд. 2).

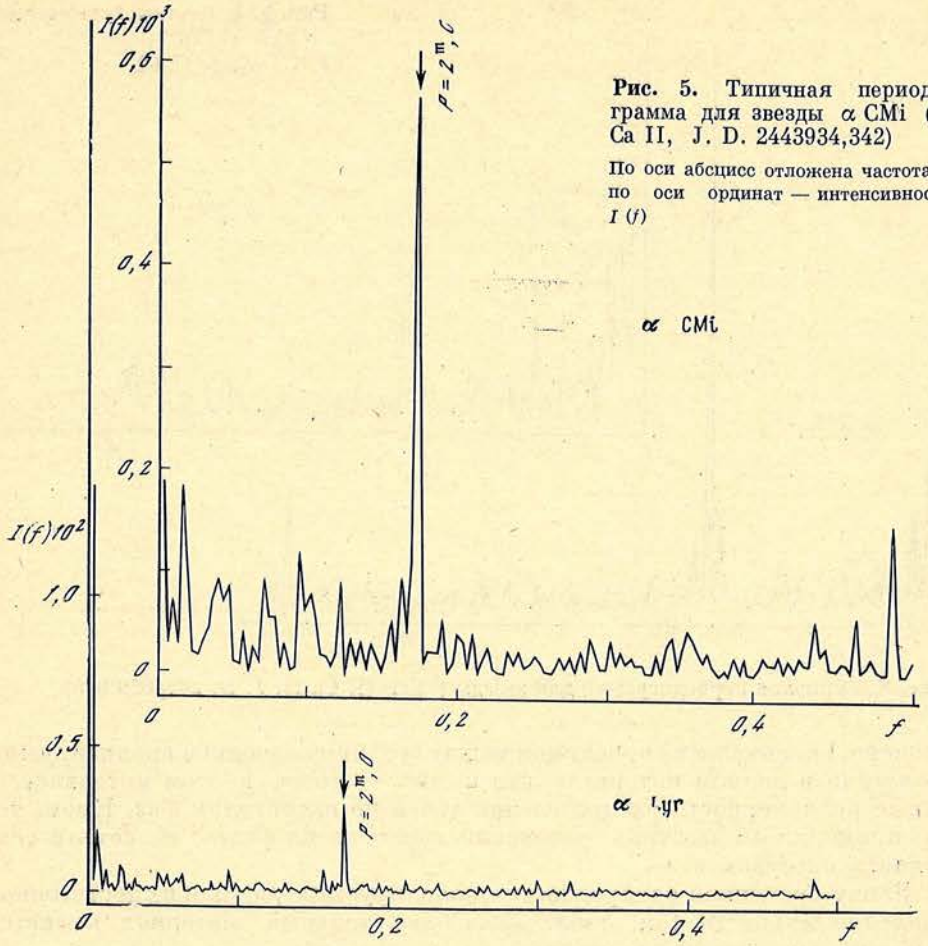


Рис. 5. Типичная периодограмма для звезды α CMi (K Ca II, J. D. 2443934,342)

По оси абсцисс отложена частота f, по оси ординат — интенсивность $I(f)$

Рис. 6. Периодограмма для звезды α Lyr (λ4254 Å, J. D. 2444030,465)

Итак, на основании проведенного рассмотрения соотношений между σ_m и σ_s для трех исследовавшихся звезд 53 Cam, 41 Tau и β CrB можно сделать вывод о существовании в некоторые ночи дополнительного источника дисперсии измеряемых потоков I_λ/I_c, который может быть отнесен за счет реального эффекта их переменности. Не найдено какой-либо зависимости быстрой переменности от фазы периода вращения для 41 Tau и β CrB. Вопрос о такой зависимости для звезды 53 Cam остается открытым, поскольку имеющихся наблюдений недостаточно для более определенного заключения.

5. Поиск короткопериодических изменений потоков

В предыдущем разделе было показано, что в ряде случаев имеет место переменность потоков в линии K Ca II за время наблюдений в течение ночи. Весьма интересен вопрос о характере кратковременной переменности исследуемых Ap-звезд: является ли она иррегулярной или носит периодический характер. С этой целью был проведен соответствующий анализ всего наблюдательного материала (см. табл. 2) с использованием двух методов: а) метода периодограмм и б) метода перебора периодов в той его форме, которая была предложена Юркевичем [26] и затем реализована Баско [27] [1]. Однако в программе поиска периодов методом перебора, используемой нами, для каждого периода, удовлетворяющего критерию

[1] Программы для ЭВМ ЕС-1020 с использованием метода перебора периодов были составлены Ю. Л. Зыскиным и В. П. Маланушенко.

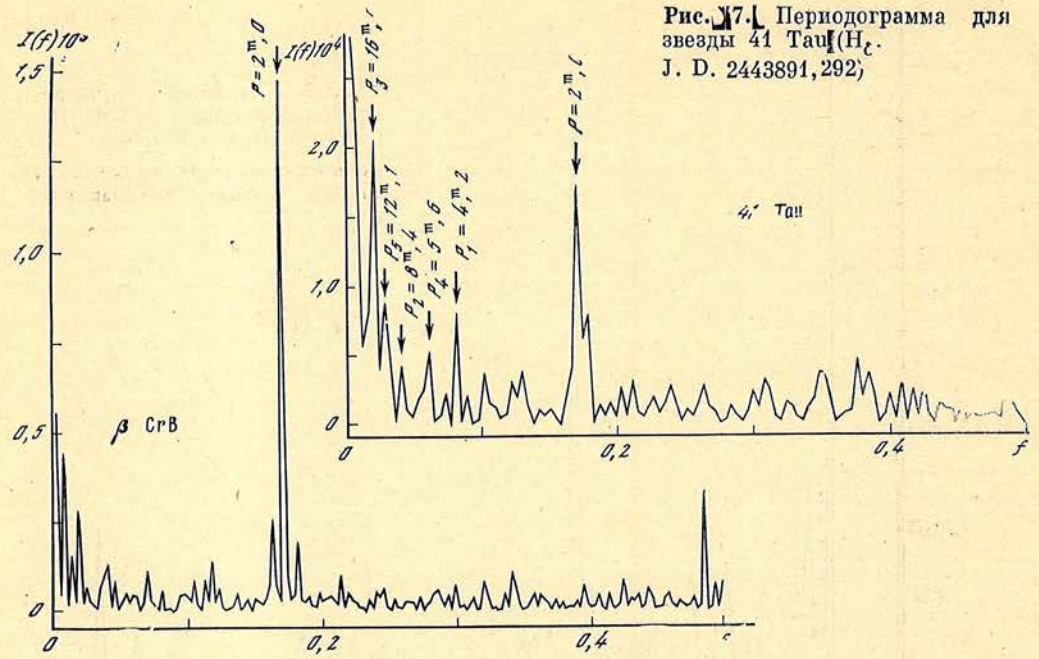


Рис. 7. Периодограмма для звезды 41 Tau (H_β. J. D. 2443891,292)

Рис. 8. Типичная периодограмма для звезды β CrB (K Ca II, J. D. 2444059,385)

Фишера, оценивалась корреляция между средним значением анализируемого потока в данном интервале фаз и числом точек в этом интервале, а также равномерность распределения точек по интервалам фаз. Кроме того, применялось два типа разбиений периодов по фазам: на семь и семнадцать интервалов.

Ввиду временнóй однородности анализируемых рядов и их достаточной продолжительности (см. табл. 2) наблюдательный материал является удобным для подобного анализа.

В первую очередь представляют интерес результаты анализа для тестовых звезд α CMi и α Lyr. На рис. 5 показана типичная периодограмма для α CMi, а на рис. 6 — для α Lyr.

Здесь по оси абсцисс отложена частота f, а по оси ординат интенсивность $I(f_i)$, равная

$$I(f_i) = \frac{n}{2}(a_i^2 + b_i^2), \tag{6}$$

где a_i и b_i — амплитудные коэффициенты фурье-разложения, n — количество точек в массиве. Как видно из рисунков, наиболее значимым является пик на частоте f_i, где период $P = 2^m$. Поиск периодов методом перебора в случае α CMi дает гладкую волну синусоидального типа также с периодом $P_1 = 2^m,0$ и волну с двумя максимумами и двумя минимумами с кратным периодом $P_2 = 4^m,0$. Однако ввиду присутствия периода $P_1 = 2^m,0$ на периодограмме α Lyr (см. рис. 6), а также на периодограммах других звезд, о чем будет сказано ниже, можно сделать вывод, что этот период является ложным. Правда, нам не удалось выяснить причин его возникновения. Вероятно, они носят атмосферно-аппаратурный характер. Других значимых периодов для α CMi и α Lyr ни периодограммный анализ, ни метод перебора не дали.

Такой же, в сущности, отрицательный результат дали оба метода для Ар-звезд 41 Tau и β CrB. На рис. 7 и 8, где показаны периодограммы для них, видно, что наиболее значимым является ложный период $P = 2^m,0$. Здесь полезно отметить на примере рис. 7, как осторожно надо подходить к интерпретации периодограмм. Период $P_1 = 4^m,22$, ложность которого доказана методом перебора периодов, дал кратные периоды $P_2 = 2P_1 = 8^m,44$ и $P_3 = 4P_1 = 16^m,88$, который сравним по мощности с периодом

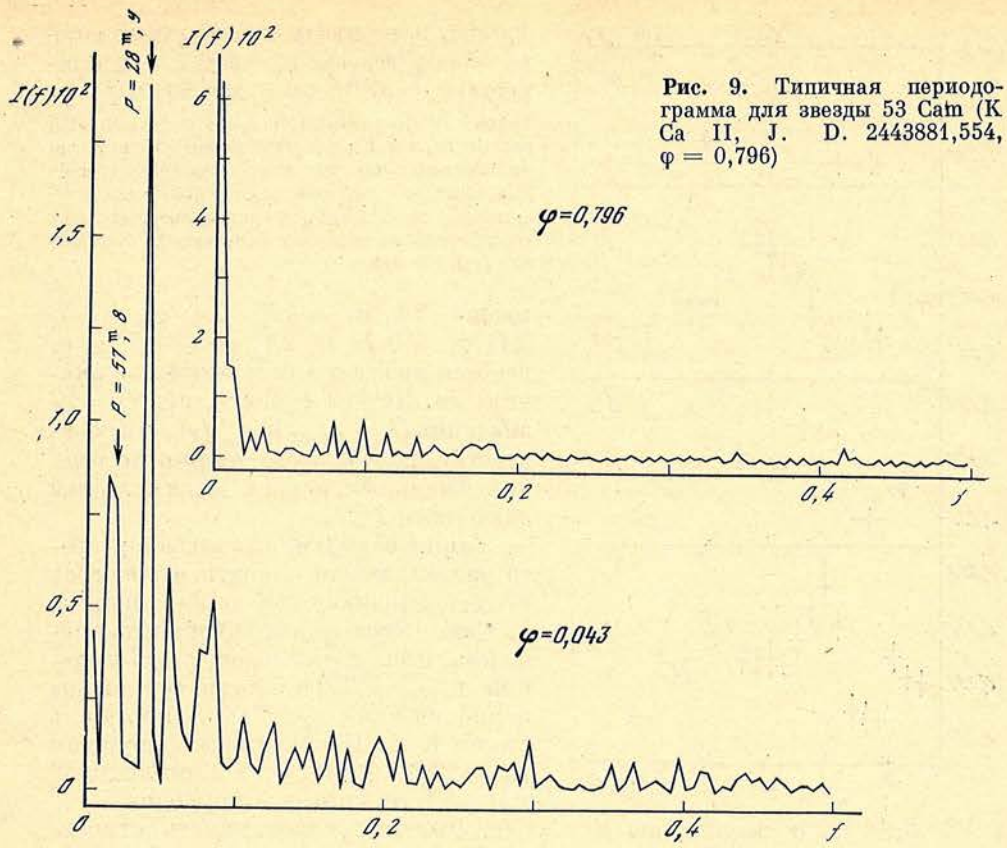


Рис. 9. Типичная периодограмма для звезды 53 Cam (K Ca II, J. D. 2443881,554, φ = 0,796)

Рис. 10. Периодограмма для 53 Cam (K Ca II, J. D. 2443891,558, φ = 0,043)

$P = 2^m,01$. В свою очередь P_2 и P_3 дали сопряженный период $P_4 = 5^m,63$. Период $P_5 = 12^m,06$ согласно методу перебора периодов является также ложным.

Итак, использование периодограмм и метода перебора периодов для анализа периодичности не дало значимых результатов для тестовых звезд α CMi и α Lyr и Ap-звезд 41 Tau и β CrB.

Иная картина наблюдается в случае Ap-звезды 53 Cam. Расчет периодограмм и метод перебора периодов для шести из семи непрерывных рядов в течение шести ночей не дали значимых периодов (см., например, рис. 9). Однако для J.D. = 2443891,558 (φ = 0,043) периодограмма имеет мощный пик для $P_1 = 28^m,9$ и второй по мощности пик для кратного периода $P_2 = 57^m,8$ (рис. 10). При обработке методом перебора периодов было получено семейство гладких кривых для относительных потоков I_λ/I_c синусоидального характера вблизи периода $P_1 = 28^m,9$ и кривых с двумя максимумами и двумя минимумами в районе периода $P_2 = 57^m,8$. Причем эти кривые I_λ/I_c сохраняются при разном числе L разбиений периода на интервалы. На рис. 11, *а* и *б* показаны кривые I_λ/I_c для периодов $P_1 = 28^m,74$ ($L = 7$) и $P_2 = 28^m,82$ ($L = 17$), а на рис. 11, *в* и *г* — кривые I_λ/I_c для кратных периодов $P_3 = 57^m,37$ ($L = 7$) и $P_4 = 57^m,69$ ($L = 17$). Амплитуды изменения относительных потоков, равные

$$A = \frac{(I_\lambda/I_c)_{max} - (I_\lambda/I_c)_{min}}{(I_\lambda/I_c)_{max} + (I_\lambda/I_c)_{min}}, \tag{7}$$

составляют $A_1 = 4,7\%$ для P_1, $A_2 = 5,3\%$ для P_2, $A_3 = 5,6\%$ для P_3 и $A_4 = 6,7\%$ для P_4, а удвоенные амплитуды в единицах σ, где

$$\sigma = \pm\sqrt{\sigma^2_{(I_\lambda/I_c)_{max}} + \sigma^2_{(I_\lambda/I_c)_{min}}}, \tag{8}$$

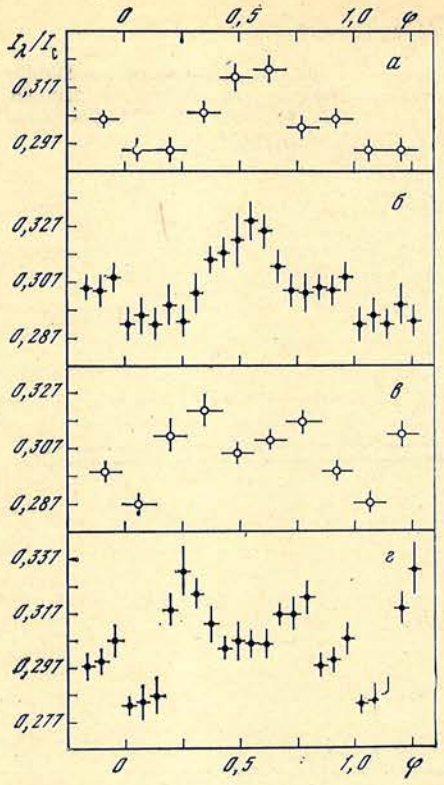


Рис. 11. Зависимость относительного потока от фазы периода $P_1 = 28^m,7$ (*а*, *б*) и периода $P_2 = 57,^m5$ (*в*, *г*) для 53 Cam

Графики *а* и *б*, соответственно *в* и *г* отличаются разным числом L разбиений периода на интервалы. Вертикальные черточки — удвоенное среднеквадратичное отклонение среднего значения относительного потока I_λ/I_c в данном интервале фаз, горизонтальные черточки — интервалы усреднения I_λ/I_c по фазам

равны $2A_1/\sigma_1 = 4,8$; $2A_2/\sigma_2 = 3,4$; $2A_3/\sigma_3 = 5,7$ и $2A_4/\sigma_4 = 4,5$, т. е. все они являются статистически значимыми. Кстати сказать, при $L = 17$ значения $(I_\lambda/I_c)_{max}$ и $(I_\lambda/I_c)_{min}$ и соответствующие σ определялись по трем максимальным и трем минимальным значениям I_λ/I_c.

Таким образом, в заключение этого раздела можно сказать, что из трех исследовавшихся Ар-звезд лишь у 53 Cam в фазе $\varphi = 0,043$ периода вращения при длительности наблюдения $T_{набл} = 231^m$ зарегистрированы периодические колебания потока в линии K Ca II с основным периодом $P_1 = 28^m,7 \pm 1^m,4$ и амплитудой $A_1 = 5\%$ и кратным периодом $P_2 = 57^m,5 \pm 1^m,4$ и амплитудой $A_2 = 6\%$. Быстрая переменность относительных потоков в K-линии, присутствие которой в отдельные ночи для 53 Cam, 41 Tau и β CrB было установлено в предыдущем разделе, вероятно, носит в основном иррегулярный характер.

6. Основные выводы

Подводя итоги проведенного исследования переменности относительных потоков I_λ/I_c в линиях K Ca II и H_δ на временных шкалах порядка суток (от ночи к ночи) и часов (в течение ночи) для трех Ар-звезд 53 Cam, 41 Tau и β CrB, можно сделать следующие выводы.

1. Вероятно, зависимость относительных потоков, соответственно и эквивалентных ширин W_λ в K-линии от фазы периода осевого вращения определяется поверхностным магнитным полем звезды, его напряженностью. Это иллюстрирует пример двух Ар-звезд 53 Cam и β CrB.

2. Анализ дисперсий σ_m^2 для потоков I_λ/I_c в линии K Ca II, регистрируемых в течение ночи, показал наличие дополнительного, помимо эффектов статистики фотонов, гидирования и дрожания изображений, источника этой дисперсии в отдельные даты. Эта дополнительная дисперсия может быть отнесена за счет реальных флюктуаций потоков в течение ночи. Не установлено какой-либо зависимости быстрой переменности от фазы периода вращения для 41 Tau и β CrB, а вопрос о 53 Cam остается открытым ввиду недостаточного объема наблюдательных данных для близких фаз.

3. Анализ характера быстрой переменности методом периодограмм и перебора периодов показал, что переменность потоков в течение ночи носит в основном иррегулярный характер. Только лишь для 53 Cam в одну из ночей $T_{набл} = 231^m$ найдено синусоидальное изменение потока с основным периодом $P_1 = 28^m,7 \pm 1^m,4$ и амплитудой $A_1 = 5\%$ и кратным периодом $P_2 = 57^m,5 \pm 1^m,4$ и амплитудой $A_2 = 6\%$.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. Б. Северному за полезное обсуждение данной работы, а также благодарят В. П. Маланушенко за помощь в обработке наблюдательного материала.

Декабрь 1979 г.

Литература

1. *Bahner K., Mawridis L.*— Ztschr. Astrophys., 1957, **41**, S. 254.
2. *Percy J. R.*— Astron. and Astrophys., 1973, **22**, p. 381.
3. *Percy J. R.* Astron. J., 1975, **80**, p. 698.
4. *Kurtz D., Wegner G.*— Astrophys. J., 1979, **232**, p. 510.
5. *Rakos K. D.*— Lowell Observ. Bull., 1963, **6**, p. 91.
6. *Wood H. J.*— Publ. Astron. Soc. Pacif., 1964, **76**, p. 158.
7. *Honeycutt R. K.*— Publ. Astron. Soc. Pacif., 1966, **7**, p. 153.
8. *Bonsack W. K., Markowitz A. H.*— Publ. Astron. Soc. Pacif., 1967, **79**, p. 235.
9. *Wood H. J.*— Astrophys. J., 1968, **152**, p. 117.
10. *Gulliver A., Winzer J. E.*— Astrophys. J., 1973, **183**, p. 701.
11. *Wood H. J.* In magnetic and related stars/Ed. R. C. Cameron. Baltimore: Mono Book Corp., 1967, p. 485.
12. *Polosuchina N. S., Chuvaev K. K.*— Nature, 1974, **251**, p. 693.
13. *Полосухина Н. С., Чуваев К. К., Маланушенко В. П.*— Изв. КАО, **64**.
14. *Bregger M.*— Astrophys. J., 1974, **192**, p. 75.
15. *Williams W. E., Frantz R. L., Bregger M.*— Astron. and Astrophys., 1974, **35**, p. 381.
16. *Букач А. Б., Границкий Л. В., Комиссаров В. Н., Кувшинов В. М.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **57**, с. 209.
17. *Кувшинов В. М., Плачинда С. И.*— Наст. том, с. 128.
18. *Faraggiana R.*— Astron. and Astrophys., 1973, **22**, p. 265.
19. *Preston G. W., Stepien K.*— Astrophys. J., 1968, **151**, p. 583.
20. *Huchra J.*— Astrophys. J., 1972, **174**, p. 435.
21. *Abt H. A., Snowden M. S.*— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1973, **25**, p. 137.
22. *Wolff S. C.*— Astrophys. J., 1973, **186**, p. 951.
23. *Wolff S. C., Wolff R. J.*— Astrophys. J., 1970, **160**, p. 1049.
24. *Preston G. W., Sturch C.* In: Magnetic and related stars/Ed. R. C. Cameron. Baltimore: Mono Book Corp., 1967, p. 111.
25. *Бродская Э. С.*— Астрон. ж., 1970, **47**, с. 662.
26. *Jurkevich J.*— Astrophys. Space Sci., 1971, **13**, p. 154.
27. *Баско М. М.*— Переменные звезды, 1976, **2**, с. 337.

УДК 524.354/35

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПОЛЯРА AM Her

Ю. С. Ефимов, Н. М. Шаховской

В течение 11 ночей с апреля по сентябрь 1978 г. проводились фотометрические и поляризационные наблюдения поляра AM Her в желтой области спектра с временны́м разрешением около 4 мин. Результаты наблюдений подтверждают обнаруженную ранее фотометрическую переменность блеска и линейной поляризации звезды. Максимум степени поляризации в большинстве случаев не превышал уровня 1,3%. Повышение максимума линейной поляризации до 2% наблюдалось только во время повышенного блеска звезды. При пониженном блеске звезды быстрые изменения блеска и степени поляризации не коррелированы. Определен ход средних параметров поляризации с фазой орбитального периода. Векторная диаграмма поляризации интерпретируется в рамках модели поляра со смещенным дипольным магнитным полем с полюсами разной силы.

POLARIMETRY AND PHOTOMETRY OF THE POLAR AM HERCULIS, by *Yu. S. Efimov* and *N. M. Shakhovskoy*.— The results of the polarimetry and photometry of AM Her obtained during 11 nights from April to September 1978 are presented. The observations were carried out in *V* spectral region with time resolution of about four minutes. Photometric and polarimetric activity of the star is in agreement with previous observations. The polarization maximum being mostly on the 1.3% level was rising up to 2% only at active state of the star. No correlation was found between rapid variations of light and linear polarization in the inactive state of the star. The phase dependence of mean polarization parameters is revealed. The discentred dipole magnetic field with different strength on the poles is assumed for the polar model to interpret the phase-locked diagram of polarization.

AM Her является прототипом недавно открытого класса переменных звезд, получивших название «поляров». В настоящее время к этому классу объектов относятся четыре звезды: AM Her, AN UMa, VV Pup и 2A 0311—227. Как переменная AM Her названа с 1924 г. Вначале она была отнесена к полуправильным переменным [1], затем — к новоподобным [2]. Вскоре было найдено, что звезда обладает быстрыми (в шкале минут) колебаниями блеска [3] и является, кроме того, правильной переменной с периодом 3,1 ч. С тем же периодом меняются круговая и линейная поляризация ее излучения [4] и лучевые скорости [5]. Круговая поляризация меняется от +5 до —15%, линейная — от 0 до 6% [4]. Большая круговая поляризация связывается с наличием у этой звезды сильного магнитного поля с напряженностью порядка 10^8 Гс [4]. Звезда может быть в состоянии повышенного блеска и, реже, в состоянии пониженного блеска [6].

После отождествления AM Her с источником рентгеновского излучения 3U 1813 + 50 [7] и обнаружения его переменности с тем же периодом [8] началось интенсивное изучение этой звезды, которое привело к созданию нескольких моделей поляров. В основе их лежит базовая модель, согласно которой поляры являются тесными двойными системами, состоящими из нормального красного карлика и белого карлика с чрезвычайно большим ($\sim 10^8$ Гс) магнитным полем. Поляризованное излучение возникает в области магнитных полюсов (или одного полюса) при аккреции на них вещества от красного компонента.

Краткий обзор состояния наблюдательных данных и моделей сделан Крушевским [9]. Надо отметить, что первоначально простая и ясная модель этих объектов по мере получения новых данных стала усложняться. В то же время ощущается недостаток данных, позволяющих определить более точно важные геометрические параметры системы (например, угол наклона орбиты к лучу зрения, угол между осью вращения и магнитной осью и др.). В принципе такую информацию могут дать наблюдения линейной поляризации излучения этой звезды. Поэтому нами были начаты наблюдения линейной поляризации излучения AM Her, целью которых было изучение поведения линейной поляризации и блеска звезды в одной спектральной области за достаточно большой интервал времени.

Наблюдения

Наблюдения проводились с фильтром V ($\lambda_{эф} = 5450$ Å) на одноканальном поляриметре Крымской астрофизической обсерватории в течение 11 ночей с начала апреля по конец сентября 1978 г. Поляриметр был установлен в кассегреновском фокусе 2,6-м телескопа ЗТШ. Описание аппаратуры дано в [10] и в ссылках к ней. Использовалась диафрагма 10″. Продолжительность одной экспозиции составляла около 62 с ($4 \cdot 10^3$ циклов модуляции). Звездой сравнения служила звезда d на карте Лиллера с $V = 13^m,10$ [11]. Наблюдения AM Her велись сериями по четыре измерения в каждой серии, перемежаемых поочередно наблюдениями фона неба и звезды сравнения. Инструментальная поляризация определялась и учитывалась по наблюдениям стандартных звезд с хорошо известной поляризацией. Каждое наблюдение AM Her обрабатывалось отдельно, после чего для каждой серии вычислялись средние значения параметров поляризации и блеска звезды по отношению к звезде сравнения. Среднеквадратичные ошибки измерения степени и позиционного угла плоскости поляризации определялись по статистике счета импульсов согласно [12]. Все наблюдения были свернуты с периодом $0^d,128927$ [13] и начальной эпохой максимума линейной поляризации H.J.D. = 2443014,765 по Тапиа [4]. В [14] показано, что за три года наблюдений этой звезды ее период не изменился. Результаты наблюдений сведены в табл. 1, в столбцах которой последовательно даны: 1) календарная дата, 2) гелиоцентрический юлианский момент середины наблюдения в серии, 3) фаза f в долях периода, вычисленная по указанным выше элементам, 4) яркость Δm_V звезды по отношению к яркости звезды сравнения в звездных величинах, 5) и 6) безразмер-

Таблица 1

Дата 1978 г.	H. J. D. 2443000+	f	Δm_V	q, %	u, %	p, %	σ_{0p}, %	$\theta°$	$\sigma^{\circ}_{0\theta}$
10.VI	670,3596	0,0066	−0,722	0,846	−1,613	1,821	0,236	148,8	3,7
27.IX	779,3031	0,0078	−0,070	0,550	−0,427	0,696	0,262	161,1	10,8
02.VII	692,4070	0,0133	−0,089	1,104	−0,994	1,486	0,239	159,0	4,6
09.VI	669,4585	0,0172	−0,472	0,700	−0,802	1,064	0,215	155,6	5,8
01.VIII	722,4476	0,0175	−0,057	0,434	−0,004	0,434	0,275	151,7	18,2
05.V	634,5204	0,0254	−0,230	0,281	−0,226	0,361	0,237	160,6	18,8
28.IX	780,3369	0,0262	0,016	0,160	−0,191	0,249	0,274	155,0	31,5
31.VII	721,4176	0,0286	−0,103	0,672	−0,289	0,732	0,246	168,4	9,6
02.VIII	723,3524	0,0358	−0,007	0,304	−0,176	0,351	0,261	165,0	21,3
01.IV	600,4856	0,0410	0,129:	−0,338:	0,349:	0,486:	0,336:	67,0	19,8
02.VII	692,4113	0,0467	−0,221	0,882	−0,662	1,103	0,224	161,6	5,8
11.VI	671,3967	0,0500	−0,718	1,090	−0,421	1,168	0,211	169,4	5,2
27.IX	779,3088	0,0520	−0,104	0,885	−0,588	1,063	0,251	163,2	6,8
10.VI	670,3656	0,0529	−0,362	0,943	−0,205	0,965	0,290	173,9	8,6
09.VI	669,4632	0,0533	−0,468	0,618	−0,554	0,830	0,217	159,1	7,5
01.VIII	722,4524	0,0552	0,032	0,589	−0,169	0,613	0,297	172,0	14,7
31.VII	721,4224	0,0657	−0,213	0,507	−0,385	0,637	0,233	161,4	10,5
28.IX	780,3420	0,0661	−0,022	0,294	−0,276	0,404	0,271	158,4	19,2
01.IV	600,4903	0,0770	−0,113	−0,281	−0,432	0,515	0,281	118,5	15,6
05.V	634,5271	0,0777	−0,191	0,367	−0,175	0,407	0,241	167,3	17,0
02.VII	692,4163	0,0854	−0,307	1,459	−1,413	2,031	0,216	158,0	3,0
10.VI	670,3699	0,0863	−0,415	0,393	−0,177	0,431	0,280	167,9	18,6
11.VI	671,4014	0,0867	−0,732	1,096	−0,601	1,250	0,210	165,6	4,8
27.IX	779,3139	0,0913	−0,119	0,208	−0,549	0,587	0,243	145,4	11,9
02.VIII	723,3605	0,0988	−0,022	0,718	−0,368	0,807	0,256	166,4	9,1
01.VIII	722,4583	0,1010	0,029	−0,040	−0,610	0,611	0,300	133,1	14,1
31.VII	721,4269	0,1013	−0,206	0,677	−0,456	0,816	0,234	163,0	8,2
28.IX	780,3478	0,1108	0,046	−0,133	−0,245	0,279	0,282	120,8	29,0
05.V	634,5320	0,1154	−0,145	0,109	0,091	0,142	0,246	19,9	49,6
02.VII	692,4208	0,1205	−0,488	1,298	−0,184	1,311	0,198	176,0	4,3
09.VI	669,4719	0,1211	−0,367	0,215	0,701	0,733	0,228	36,5	8,9
01.IV	600,4961	0,1220	−0,132	−0,313	0,456	0,553	0,268	62,2	13,9
10.VI	670,3749	0,1240	−0,457	0,435	0,127	0,453	0,268	188,1	17,0
11.VI	671,4064	0,1255	−0,715	0,828	0,403	0,921	0,212	13,0	6,6
02.VIII	723,3658	0,1397	−0,220	0,404	−0,198	0,450	0,232	167,0	14,8
28.IX	780,3529	0,1501	−0,041	0,055	0,046	0,072	0,252	19,9	—
02.VII	692,4255	0,1566	−0,517	1,149	−0,317	1,192	0,196	172,3	4,7
11.VI	671,4106	0,1578	−0,409	0,896	0,244	0,929	0,285	7,6	8,8
01.VIII	722,4657	0,1581	−0,027	0,619	−0,491	0,790	0,287	160,8	10,4
31.VII	721,4343	0,1584	−0,159	0,332	0,468	0,574	0,241	27,3	12,0
10.VI	670,3794	0,1601	−0,538	0,288	0,372	0,470	0,253	26,1	15,4
01.IV	600,5012	0,1616	−0,118	−0,430	0,058	0,434	0,266	86,2	17,6
05.V	634,5380	0,1623	−0,239	0,128	0,163	0,207	0,235	25,9	32,5
09.VI	669,4773	0,1626	−0,496	−0,273	0,183	0,329	0,212	73,1	18,5
27.IX	779,3250	0,1780	−0,119	0,158	−0,488	0,513	0,249	144,0	13,9
02.VIII	723,3711	0,1807	−0,144	0,003	0,437	0,437	0,242	44,8	15,9
02.VII	692,4297	0,1894	−0,387	0,579	0,106	0,589	0,209	5,2	10,2
01.VIII	722,4701	0,1925	0,018	0,164	−0,236	0,288	0,304	152,4	30,2
31.VII	721,4390	0,1945	−0,124	0,267	0,225	0,349	0,248	20,1	20,4
10.VI	670,3846	0,1999	−0,384	−0,368	0,324	0,490	0,269	69,3	15,7
01.IV	600,2037	0,2037	−0,042	0,005	0,709	0,709	0,275	44,8	11,1
02.VIII	723,3757	0,2162	−0,249	−0,097	0,152	0,180	0,257	61,3	40,9
27.IX	779,3301	0,2173	−0,180	−0,224	−0,165	0,278	0,241	108,2	24,8
02.VII	692,4344	0,2260	−0,431	0,408	0,800	0,898	0,206	31,5	6,6
31.VII	721,4439	0,2327	−0,096	0,190	0,238	0,304	0,253	25,7	23,8
01.VIII	722,4754	0,2335	−0,142	−0,385	0,054	0,389	0,326	86,0	24,0
10.VI	670,3890	0,2344	−0,435	−0,509	0,416	0,657	0,261	70,4	11,4
09.VI	669,3578	0,2362	−0,303	−0,518	0,323	0,610	0,242	73,9	11,3
01.IV	600,5130	0,2532	−0,152	−0,174	0,521	0,549	0,263	54,2	13,7
27.IX	779,3355	0,2593	−0,202	−0,466	0,354	0,585	0,237	71,4	11,6
02.VII	692,4390	0,2610	−0,707	−0,433	1,013	1,102	0,180	56,6	4,7
02.VIII	723,3818	0,2636	−0,198	−0,130	0,706	0,718	0,238	50,2	9,5
10.VI	670,3939	0,2721	−0,337	−0,155	−0,122	0,197	0,272	109,1	39,6
09.VI	669,3625	0,2722	−0,188	0,022	0,543	0,543	0,255	43,8	13,4
31.VII	721,4493	0,2747	−0,055:	−0,409	0,026	0,410	0,238	88,2	16,6
01.VIII	722,4810	0,2771	0,070:	−1,710	0,295:	1,735:	0,558:	85,1:	9,2:
02.VII	692,4436	0,2966	−0,690	−0,682	0,819	1,066	0,181	64,9	4,9
02.VIII	723,3862	0,2981	−0,356	−0,058	0,844	0,846	0,220	47,0	7,4
27.IX	779,3406	0,2986	−0,242	0,159	0,409	0,439	0,230	34,4	15,0

Таблица 1 (продолжение)

Дата 1978 г.	H. J. D. 2443000+	f	Δm_V	q, %	u, %	p, %	σ_{0p}, %	$\theta°$	$\sigma°_{0\theta}$
01.IV	600,5191	0,3006	−0,252	−0,193	0,593	0,624	0,247	54,0	11,3
10.VI	670,3984	0,3071	−0,298	−0,865	0,353	0,934	0,276	78,9	8,5
09.VI	669,3677	0,3126	−0,083	−0,105	−0,149	0,182	0,268	117,4	42,2
31.VII	721,4549	0,3178	−0,101:	0,358	−0,020	0,358	0,257	178,4	20,6
02.VII	692,4481	0,3316	−0,773	−0,796	0,850	1,164	0,174	66,5	4,3
02.VIII	723,3914	0,3379	−0,254	−0,059	0,172	0,182	0,232	54,5	36,5
11.VI	671,4338	0,3382	−0,559	−0,399	−0,357	0,535	0,246	110,9	13,2
02.VII	692,3202	0,3400	−0,468:	−0,134	0,853	0,863	0,222	49,5	7,4
01.IV	600,5246	0,3432	−0,294	0,269	0,124	0,296	0,241	12,4	23,3
10.VI	670,4032	0,3443	−0,330	−0,279	−0,029	0,280	0,270	93,0	27,6
09.VI	669,3722	0,3477	−0,117	−0,068	0,058	0,089	0,262	69,8	84,3
27.IX	779,3474	0,3509	−0,100	0,275	0,375	0,465	0,248	26,9	15,3
31.VII	721,4592	0,3518	–	−0,428	0,874	0,973	0,378	58,0	11,1
02.VII	692,4528	0,3688	−0,508	−1,165	0,653	1,335	0,198	75,4	4,2
11.VI	671,4383	0,3732	−0,541	−0,065	−0,047	0,080	0,260	107,9	93,1
02.VIII	723,3959	0,3735	−0,215	−0,136	−0,202	0,244	0,235	118,0	27,6
02.VII	692,3249	0,3766	−0,513:	−1,360	0,942	1,654	0,205	72,6	5,9
10.VI	670,4077	0,3793	−0,264	0,127	0,008	0,127	0,279	1,8	62,9
01.IV	600,5298	0,3836	−0,159	−0,145	−0,322	0,353	0,253	122,9	20,5
09.VI	669,3774	0,3880	−0,056	0,217	−0,563	0,603	0,269	145,5	12,8
27.IX	779,3527	0,3924	−0,070	0,140	0,287	0,319	0,254	32,0	22,8
02.VII	692,4574	0,4038	−0,407	−1,723	0,142	1,729	0,208	87,6	3,4
11.VI	671,4436	0,4142	–	0,433	−0,066	0,438	0,384	175,7	25,1
02.VII	692,3301	0,4170	−0,311	−0,401	0,283	0,491	0,222	72,4	13,0
01.IV	600,5343	0,4186	−0,108	0,152	−0,178	0,234	0,259	155,2	31,7
02.VIII	723,4019	0,4198	−0,040	−0,343	−0,198	0,396	0,256	105,0	18,5
09.VI	669,3817	0,4214	0,039	−0,522	−0,376	0,643	0,282	107,9	12,6
01.VIII	722,3713	0,4261	0,130	0,024	−0,173	0,175	0,274	138,9	44,8
27.IX	779,3578	0,4317	−0,053	−0,089	0,031	0,094	0,267	80,3	81,4
10.VI	670,4150	0,4358	−0,130	−0,041	0,136	0,142	0,297	53,4	59,9
11.VI	671,4479	0,4476	–	0,187	−0,396	0,438	0,407	147,6	26,6
02.VII	692,3346	0,4515	−0,106	0,648	−0,059	0,651	0,244	177,4	10,7
28.IX	780,2629	0,4520	0,164	0,165	−0,202	0,261	0,280	154,6	30,7
02.VIII	723,4064	0,4548	0,073	−0,265	−0,506	0,571	0,272	121,2	13,6
01.IV	600,5395	0,4590	0,031	−0,114	−0,158	0,195	0,277	117,1	40,7
09.VI	669,3866	0,4592	−0,001	−0,133	−0,174	0,219	0,276	116,3	36,1
01.VIII	722,3762	0,4643	0,097	0,272	−0,574	0,635	0,269	147,7	12,1
10.VI	670,4199	0,4741	0,039	0,300	−0,365	0,472	0,325	154,7	19,7
27.IX	779,3635	0,4759	−0,083	0,047	0,144	0,151	0,274	36,0	51,6
02.VIII	723,3911	0,4942	0,172	−0,016	−0,425	0,425	0,289	133,9	19,5
09.VI	669,4115	0,4942	0,014	0,032	−0,366	0,367	0,278	137,5	21,7
02.VII	692,3402	0,4951	−0,012	0,310	0,288	0,423	0,256	21,4	17,3
01.IV	600,5444	0,4967	0,115	0,181	−0,163	0,244	0,291	159,0	34,2
28.IX	780,2689	0,4989	0,243	0,458	0,178	0,491	0,296	190,6	17,3
01.VIII	722,3809	0,5004	0,210	0,547	0,083	0,553	0,287	184,3	14,9
10.VI	670,4252	0,5150	−0,069	0,044	0,324	0,327	0,308	41,1	27,0
05.V	634,4551	0,5191	−0,128	0,247	0,322	0,406	0,205	26,2	17,6
02.VIII	723,4161	0,5297	0,238	0,081	0,112	0,138	0,302	27,1	62,7
02.VII	692,3448	0,5307	0,050	0,119	0,278	0,302	0,261	33,4	24,8
01.VIII	722,3853	0,5343	0,218	0,255	−0,329	0,416	0,289	153,9	19,9
01.IV	600,5495	0,5360	0,255	0,029	0,480	0,481	0,310	43,3	18,5
28.IX	780,2793	0,5377	0,317	−0,350	−0,455	0,574	0,312	116,2	15,6
09.VI	669,3981	0,5486	−0,078	0,084	0,061	0,104	0,264	18,0	72,7
10.VI	670,4298	0,5506	−0,042	−0,377	−0,182	0,419	0,312	102,9	21,3
05.V	634,4599	0,5568	−0,045	−0,079	−0,640	0,645	0,261	131,5	11,6
02.VIII	723,4211	0,5685	0,328	0,480	−0,466	0,669	0,320	157,9	13,7
02.VII	692,3498	0,5694	0,122	−0,216	0,167	0,273	0,269	71,1	28,2
01.IV	600,5542	0,5726	0,190	0,185	0,210	0,280	0,300	24,3	30,7
01.VIII	722,3907	0,5763	0,371	0,243	−0,336	0,415	0,316	152,9	21,8
28.IX	780,2793	0,5797	0,373	−0,313	−0,266	0,411	0,323	110,2	22,5
09.VI	669,4025	0,5830	−0,084	0,032	−0,613	0,614	0,262	136,5	12,2
10.VI	670,4347	0,5888	−0,090	−0,005	−0,031	0,031	0,302	130,4	–
02.VII	692,3537	0,5996	0,188	0,275	0,326	0,426	0,321	24,9	21,6
05.V	634,4659	0,6032	0,174	0,600	−0,513	0,789	0,291	159,7	10,6
02.VIII	723,4259	0,6062	0,314	−0,132	−0,273	0,303	0,319	122,1	30,2
01.VIII	722,3953	0,6119	0,379	0,465	−0,209	0,510	0,316	167,9	17,8
01.IV	600,5592	0,6120	0,128	−0,212	0,421	0,476	0,291	58,4	17,7
28.IX	780,2843	0,6185	0,390	−0,367	−0,228	0,432	0,326	105,9	21,6
10.VI	670,4398	0,6281	−0,077	0,367	−0,122	0,287	0,303	170,8	22,4

Таблица 1 (продолжение)

Дата 1978 г.	H. J. D. 2443000+	f	Δm_V	q, %	u, %	p, %	σ_{0p}, %	$\theta°$	$\sigma^{\circ}_{0\theta}$
09.VI	669,4084	0,6288	−0,088	0,165	0,138	0,215	0,260	19,9	34,6
05.V	634,4706	0,6398	0,031	0,194	−0,086	0,212	0,270	168,0	36,5
01.VIII	722,3998	0,6469	0,483	0,607	0,362	0,707	0,396	15,4	16,0
01.IV	600,5638	0,6475	0,094	−0,463	0,444	0,641	0,286	68,1	12,8
02.VII	692,3599	0,6475	0,189	0,365	0,115	0,383	0,278	8,7	20,8
28.IX	780,2902	0,6642	0,490	0,398	0,076	0,405	0,344	5,4	24,3
09.VI	669,4130	0,6644	−0,191	−0,091	0,045	0,102	0,247	76,8	69,4
05.V	634,4758	0,6796	0,141	0,007	−0,337	0,337	0,285	135,6	24,2
02.VII	692,3642	0,6815	0,200	−0,037	0,360	0,362	0,278	47,9	22,0
09.VI	669,4173	0,7015	−0,199	0,038	0,020	0,043	0,245	13,9	—
28.IX	780,2956	0,7057	0,503	0,049	0,009	0,050	0,345	5,2	—
31.VII	721,3762	0,7075	—	0,712	−0,193	0,738	0,321	172,4	12,5
05.V	634,4804	0,7157	0,068	−0,048	0,320	0,324	0,274	49,3	24,2
02.VII	692,3692	0,7197	0,255	0,288	0,511	0,586	0,285	30,3	13,9
09.VI	669,4221	0,7349	−0,333	−0,275	0,154	0,315	0,230	75,4	20,9
02.VIII	723,3151	0,7465	0,165	0,294	−0,561	0,633	0,265	148,8	12,0
10.VI	670,3268	0,7518	−0,196	0,357	0,161	0,392	0,324	12,1	23,7
02.VII	692,3736	0,7536	0,224	−0,378	0,552	0,669	0,281	62,2	12,0
05.V	634,4863	0,7610	0,058	−0,444	0,081	0,451	0,272	84,8	17,3
11.VI	671,3603	0,7683	−0,271	0,176	0,287	0,337	0,272	29,2	23,1
28.IX	780,3040	0,7709	0,300	0,414	0,423	0,592	0,310	22,8	15,0
09.VI	669,4271	0,7737	−0,387	0,155	−0,010	0,155	0,224	178,2	41,4
01.VIII	722,4171	0,7816	0,125	−0,160	0,026	0,162	0,298	85,4	52,7
02.VIII	723,3201	0,7853	0,301	0,546	−0,180	0,575	0,307	170,9	15,3
10.VI	670,3314	0,7873	−0,338	0,691	−0,040	0,692	0,298	178,4	12,3
02.VII	692,3783	0,7903	0,040	0,281	0,056	0,286	0,256	5,5	25,6
05.V	634,4904	0,7928	−0,013	0,581	−0,127	0,595	0,263	173,8	12,7
11.VI	671,3653	0,8071	−0,156	0,096	−0,102	0,140	0,246	156,6	50,3
09.VI	669,4317	0,8093	−0,411	−0,056	0,384	0,388	0,222	49,2	16,4
28.IX	780,3093	0,8118	0,097	0,432	0,140	0,454	0,276	9,0	17,4
31.VII	721,3911	0,8234	0,170	−0,541	−0,404	0,675	0,293	108,3	12,4
02.VII	692,3827	0,8248	−0,058	−0,023	−0,106	0,108	0,244	128,9	64,7
10.VI	670,3362	0,8250	−0,397	0,178	0,033	0,181	0,289	185,2	45,7
02.VIII	723,3252	0,8252	−0,086	−0,219	−0,722	0,754	0,247	126,6	9,4
01.VIII	722,4232	0,8284	−0,062	−0,184	−0,052	0,191	0,252	97,9	37,8
05.V	634,4960	0,8364	−0,225	−0,336	−0,038	0,338	0,238	93,2	20,2
11.VI	671,3701	0,8438	−0,422	0,370	−0,449	0,582	0,260	154,8	12,8
28.IX	780,3148	0,8549	0,131	−0,469	0,015	0,469	0,282	89,1	17,2
10.VI	670,3408	0,8600	−0,527	−0,068	−0,097	0,118	0,270	117,5	65,5
02.VII	692,3876	0,8625	−0,124	−0,270	−0,316	0,416	0,236	114,8	16,2
01.VIII	722,4279	0,8650	−0,037	−0,218	−0,347	0,410	0,256	118,9	17,9
02.VIII	723,3304	0,8656	−0,027	−0,161	−0,427	0,456	0,254	124,7	16,0
09.VI	669,4394	0,8690	−0,550	0,257	−0,961	0,995	0,208	142,5	6,0
27.IX	779,2853	0,8699	0,158	−0,355	−0,278	0,451	0,278	109,0	17,7
31.VII	721,3975	0,8729	0,072	0,136	0,292	0,322	0,274	32,5	24,3
05.V	634,5008	0,8741	−0,225	−0,072	−0,076	0,105	0,239	113,3	65,2
11.VI	671,3746	0,8793	−0,649	−0,003	−0,297	0,297	0,231	134,7	22,3
28.IX	780,3202	0,8964	0,020	0,055	−0,786	0,788	0,265	137,0	9,6
10.VI	670,3455	0,8972	−0,480	−0,242	−0,414	0,480	0,275	119,8	16,4
02.VII	692,3921	0,8975	−0,089	−0,080	−0,217	0,231	0,239	124,9	29,6
09.VI	669,4439	0,9035	−0,450	0,336	−0,717	0,792	0,219	147,6	7,9
02.VIII	723,3354	0,9038	−0,083	−0,162	−0,744	0,761	0,247	128,9	9,3
01.VIII	722,4332	0,9065	−0,124	0,282	−0,254	0,379	0,247	159,0	18,7
27.IX	779,2906	0,9108	0,084	−0,205	0,205	0,290	0,291	112,5	28,7
31.VII	721,4025	0,9117	−0,098	0,178	−0,314	0,361	0,250	149,8	19,8
05.V	634,5058	0,9123	−0,343	−0,054	−0,524	0,527	0,225	132,1	12,2
11.VI	671,3796	0,9181	−0,400:	0,060	−0,397	0,402	0,262	139,3	18,7
10.VI	670,3502	0,9333	−0,542	0,847	−0,518	0,993	0,264	164,3	7,6
02.VIII	723,3400	0,9394	−0,152	0,233	−0,430	0,489	0,238	149,2	13,9
09.VI	669,4487	0,9407	−0,420	0,675	−0,761	1,017	0,222	155,8	6,2
01.VIII	722,4378	0,9415	−0,169	0,007	0,043	0,044	0,244	40,3	—
28.IX	780,3260	0,9416	−0,127	0,438	−1,130	1,212	0,246	145,6	5,8
02.VII	692,3981	0,9443	−0,130	0,267	−0,766	0,811	0,271	144,6	9,6
31.VII	721,4069	0,9456	−0,247	0,569	−0,290	0,639	0,229	166,5	10,3
05.V	634,5104	0,9479	−0,366	0,050	−0,696	0,698	0,222	137,1	9,1
11.VI	671,3950	0,9596	—	0,360	−1,267	1,317	0,456	142,9	9,9
27.IX	779,2971	0,9615	−0,040	−0,024	−0,046	0,052	0,274	120,9	—
10.VI	670,3555	0,9748	−0,774	0,275	−2,191	2,208	0,235	138,6	3,0
02.VII	692,4022	0,9761	−0,048	0,716	−0,216	0,748	0,244	171,6	9,3

Таблица 1 (окончание)

Дата 1978 г.	H. J. D. 2443000+	f	Δm_V	q, %	u, %	p, %	σ_{0p}, %	$\theta°$	$\sigma°_{0\theta}$
09.VI	669,4532	0,9762	−0,411	0,647	−0,603	0,884	0,222	158,5	7,2
01.VIII	722,4430	0,9825	−0,035	0,383	−0,295	0,483	0,269	161,2	16,0
28.IX	780,3314	0,9837	−0,026	0,937	−0,523	1,073	0,264	165,4	7,0
02.VIII	723,3459	0,9851	−0,095	0,852	−0,629	1,059	0,231	161,8	6,2
31.VII	721,4125	0,9892	−0,083	0,500	−0,688	0,850	0,249	153,0	8,4
05.V	634,5161	0,9926	−0,234	0,215	0,098	0,236	0,237	12,2	28,8

ные параметры Стокса $q = p\cos 2\theta$, $u = p\sin 2\theta$, где p — степень линейной поляризации, а θ — позиционный угол плоскости поляризации, 7) и 8) степень линейной поляризации p и среднеквадратичная ошибка ее определения σ_{0p}, 9) и 10) позиционный угол плоскости поляризации θ в экваториальной системе отсчета и его среднеквадратичная ошибка $\sigma_{0\theta}$.

Фотометрия

Для удобства обозрения кривые блеска, полученные в близкие ночи, собраны по группам и показаны на рис. 1. Хотя статистика импульсов позволяла получить высокую точность индивидуальных измерений блеска (ошибка не более $0^m,005$), однако, из-за быстрых флуктуаций блеска звезды разброс оценок в группе из четырех измерений может, в некоторых случаях, достигать $0^m,1$. Из сопоставления кривых на рис. 1 видно, что их форма меняется от ночи к ночи. Меняются как пределы изменения блеска, так и характер его поведения: если главный минимум (фазы 0,4—0,7) довольно гладкий, то в максимуме наблюдается наибольшая нестабильность блеска. Характерной особенностью фотометрического поведения AM Her является неустойчивость вторичного минимума, расположенного

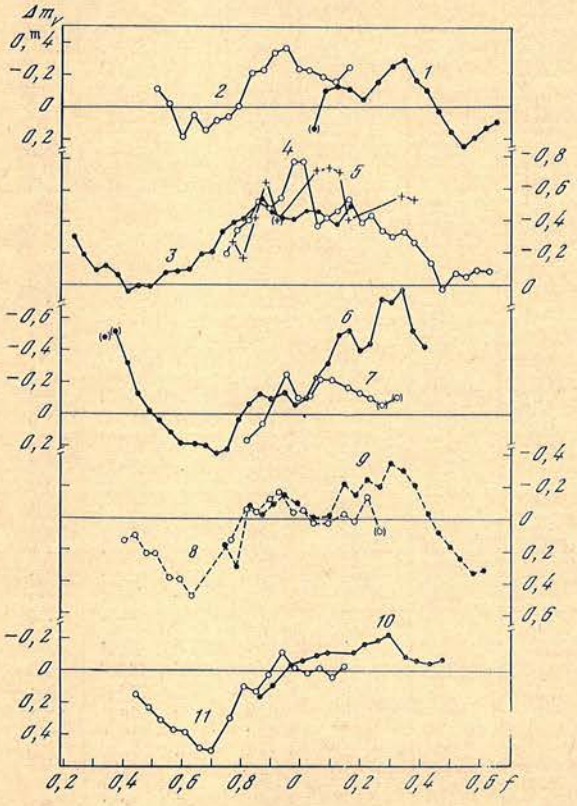


Рис. 1. Изменение формы кривой блеска AM Her в разные ночи

По оси абсцисс отложены фазы орбитального периода. Нулевая фаза соответствует максимуму линейной поляризации. По оси ординат — блеск Δm_V AM Her по отношению к блеску звезды сравнения, выраженный в звездных величинах. Номера у кривых соответствуют следующим датам наших наблюдений: *1* — 1.IV 1978 г., *2* — 5.V, *3* — 9.VI, *4* — 10.VI, *5* — 11.VI, *6* — 2.VII, *7* — 31.VII, *8* — 1.VIII, *9* — 2.VIII, *10* — 27.IX, *11* — 28.IX. Каждая точка — среднее по группе из четырех измерений. Скобками отмечены неуверенные наблюдения

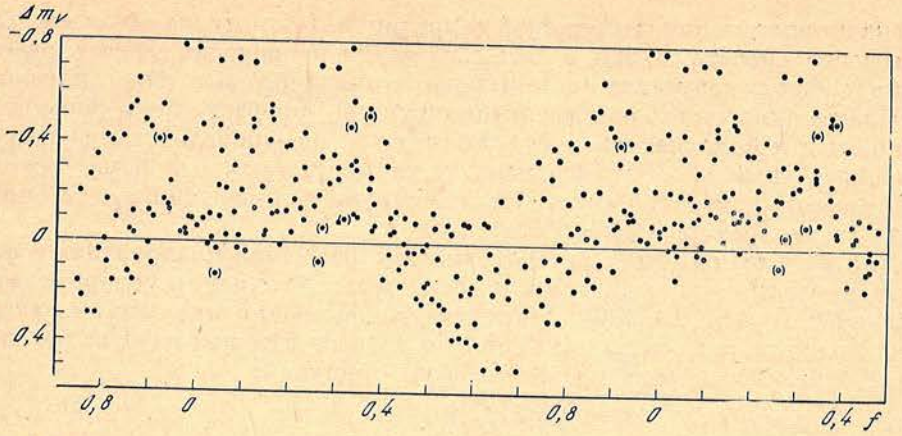


Рис. 2. Сводная кривая блеска AM Her, построенная по всем нашим наблюдениям Обозначения те же, что и на рис. 1

в районе фаз 0,1—0,2: то он хорошо выражен на кривых блеска [15], то он исчезает [16, 17] и в то же время исчезает рентгеновское излучение [13]. Из данных, приведенных в [13], следует, что с ростом общей яркости звезды (звезда в состоянии повышенного блеска) вторичный минимум мельчает и может совсем отсутствовать. Во время наших наблюдений вторичный минимум был плохо заметен. Фаза первичного минимума не была постоянной, смещаясь в пределах $0^p,1$. Из сводной кривой блеска AM Her (рис. 2), построенной по нашим наблюдениям, видно, что флюктуации блеска звезды довольно велики (до $0^m,8$) на всех фазах, кроме области фаз около фазы 0,4 на нисходящей части кривой блеска. Аналогичная картина наблюдалась Ольсоном в 1976 г. [16].

Таким образом, общее поведение блеска AM Her в 1978 г. подтверждает сделанные ранее другими авторами заключения о нестабильности блеска звезды в короткой (минуты) и длинной (месяцы) шкале времени, накладывающейся на его периодические вариации.

Поляриметрия

Во время первых поляризационных наблюдений Тапиа AM Her в 1976 г. максимальная величина пика линейной поляризации достигала 6% [4]. Но уже через год она понизилась и редко превышала 2% [18, 19]. Понижение уровня максимума линейной поляризации заметно затруднило изучение зависимости поляризации от фазы и от длины волны, тем более что на фазовую зависимость поляризации накладываются ее быстрые флюктуации, меняющиеся от цикла к циклу. Временами наблюдалось даже раздвоение поляризационного максимума [19], а форма зависимости линейной поляризации от фазы менялась от ночи к ночи, тогда как зависимость круговой поляризации от фазы оставалась практически без изменения. Во время наших наблюдений в 1978 г. средний уровень максимума поляризации был несколько выше 1%, и лишь два раза (10.VI и 2.VII 1978 г.) превышал 2% (см. табл. 1). Звезда в это время находилась в состоянии повышенного блеска. Сопоставление фазовых зависимостей блеска и поляризации излучения AM Her в разные даты показало, что в ряде случаев подъем блеска в максимуме сопровождался «всплеском» поляризации (9—11.VI и 2.VII 1978 г.). Один из таких случаев показан на рис. 3. Аналогичное явление отмечалось Бэйли и др. [19]. Это дает основания заподозрить существование связи между степенью поляризации и блеском звезды.

Из сравнения фотометрических и поляризационных данных по нашим наблюдениям видно, что большие (более 1%) величины поляризации наблюдались только при повышенном блеске звезды (рис. 4), тогда как при пониженном блеске поляризация тоже невелика, и между изменениями

блеска и поляризации нет никакой корреляции. Поэтому мы полагаем, что повышение яркости звезды в фазе максимума происходит за счет добавления к общему излучению системы поляризационного излучения, идущего из области аккреции вблизи магнитных полюсов, а нерегулярные флюктуации блеска и поляризации могут вызываться неоднородностями аккрецируемого вещества. Эти неоднородности могут быть одной из причин наблюдаемых изменений амплитуды максимума поляризации и нестабильности вторичного минимума блеска звезды.

Для выявления общих закономерностей изменения поляризации с фазой параметры поляризации q и u после предварительного поворота осей координат на угол $\theta = 160°$, соответствующий позиционному углу максимума поляризации, были усреднены по равным фазовым интервалам шириной 0,05. Усреднение проводилось по формулам:

$$\bar{q} = \sum_i q_i n_i \Big/ \sum_i n_i, \qquad \bar{u}_i = \sum_i u_i n_i \Big/ \sum_i n_i,$$

$$\bar{p}_i = \sqrt{\bar{q}_i^2 + \bar{u}_i^2}, \qquad \bar{\theta}_i = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\bar{u}_i}{q_i},$$

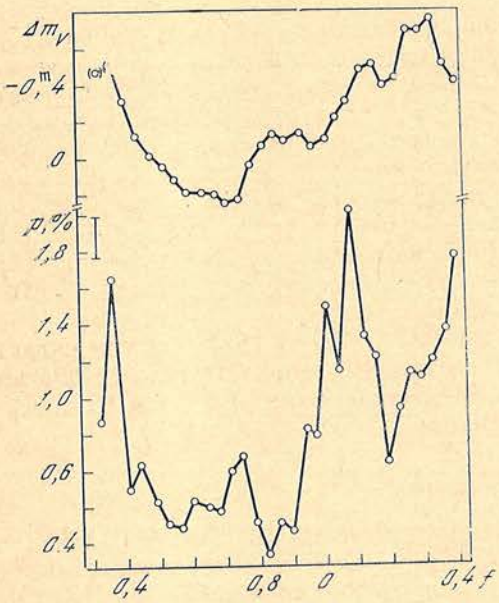


Рис. 3. Изменения блеска Δm (вверху) и степени линейной поляризации p (внизу) излучения AM Her с фазой f орбитального периода по нашим наблюдениям 2.VII 1978 г.

Вертикальной черточкой обозначена величина типичной среднеквадратичной ошибки изменения степени поляризации. Неуверенные наблюдения отмечены скобками

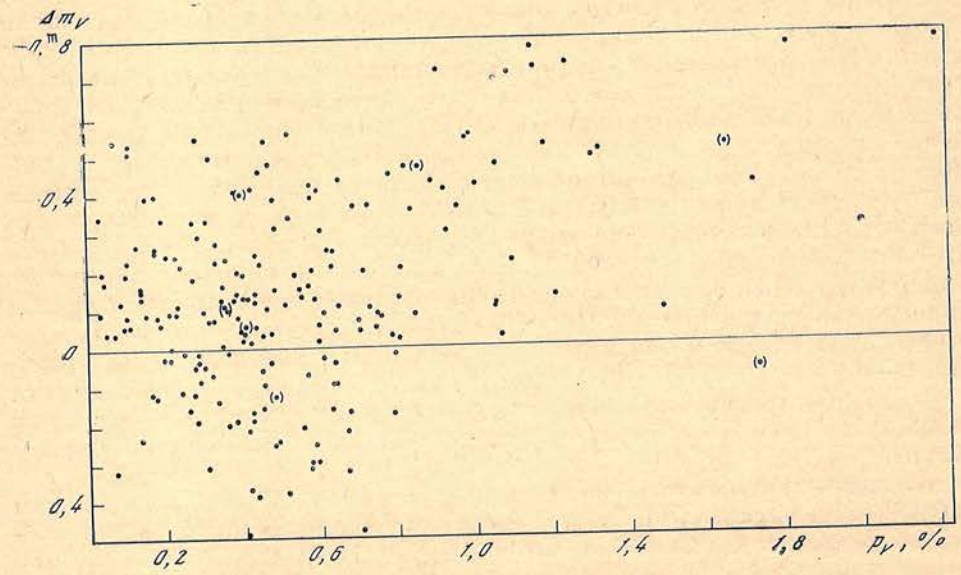


Рис. 4. Сопоставление результатов измерения блеска Δm и степени поляризации p излучения AM Her по нашим наблюдениям

Скобками отмечены результаты неуверенных наблюдений

Таблица 2

f	n	$\bar{q}$	$\bar{u}$	$\bar{p}$	$\bar{\theta}$	f	n	$\bar{q}$	$\bar{u}$	$\bar{p}$	$\bar{\theta}$
0,00	13	**0,936**	−0,132	0,945	176,0	0,50	8	0,154	0,181	0,238	24,8
0,05	13	**0,654**	0,131	0,667	5,8	0,55	11	0,061	−0,044	0,075	162,1
0,10	16	**0,553**	0,164	0,577	8,2	0,60	10	0,154	−0,096	0,181	162,1
0,15	10	**0,236**	0,250	0,344	23,3	0,65	8	0,183	0,196	0,268	23,5
0,20	10	−0,005	0,127	0,127	46,1	0,70	7	0,028	0,162	0,164	40,1
0,25	12	−0,485	0,206	0,527	78,5	0,75	9	−0,076	0,114	0,137	61,8
0,30	7	−0,471	0,227	0,523	102,9	0,80	11	0,172	0,048	0,178	7,8
0,35	12	−0,453	0,057	0,456	86,4	0,85	13	0,107	−0,260	0,281	146,2
0,40	11	−0,390	−0,240	0,458	105,8	0,90	10	0,301	−0,312	0,434	157,0
0,45	12	0,152	−0,049	0,160	171,1	0,95	10	0,609	−0,234	0,652	169,5

где q_i, u_i — соответственно средние в i-серии значения параметров поляризации q и u, а n_i — блеск звезды в имп/с. Результаты усреднения даны в табл. 2, где для середины каждого фазового интервала указано число n серий, вошедших в усреднение, и величины усредненных параметров поляризации (крестики на рис. 5—8). Так как каждый из параметров $\bar{q}$ и $\bar{u}$ является периодической функцией фазы f орбитального периода, то для представления хода кривых $\bar{q}$ (f), $\bar{u}$ (f) естественно использовать технику гармонического анализа, позволяющую разложить эти функции на постоянные и периодические компоненты. Ввиду значительного разброса исходных данных, по-видимому, нецелесообразно выделять гармоники высоких частот. Поэтому мы ограничились представлением кривых $\bar{q}$ (f) и $\bar{u}$ (f) разложениями вида

$$\tilde{q} = q_0 + q_1 \cos 2\pi f + q_2 \sin 2\pi f + q_3 \cos 4\pi f + q_4 \sin 4\pi f,$$

где f — фаза орбитального периода (аналогично и для параметра $\bar{u}$). Коэффициенты разложений были получены стандартными методами гармонического анализа и равны: $q_0 = 0{,}121$, $q_1 = 0{,}321$, $q_2 = -0{,}159$, $q_3 = 0{,}324$, $q_4 = 0{,}165$, $u_0 = 0{,}025$, $u_1 = -0{,}039$, $u_2 = 0{,}084$, $u_3 = -0{,}0111$, $u_4 = 0{,}143$. По полученным значениям $\tilde{q}$ и $\tilde{u}$ вычислены степень $\tilde{p}$ и позиционный угол $\tilde{\theta}$ плоскости поляризации.

Результаты этой процедуры показаны на рис. 5—8. Обращает на себя внимание волнообразное изменение обоих параметров с фазой. Такое поведение их приводит к двугорбому виду зависимости степени поляризации от фазы (рис. 7) с максимумами поляризации на фазах 0 и 0,3, разделенными минимумом на фазе 0,2. В интервале фаз от 0,4 до 0,8 поляризация держалась примерно на уровне 0,15%. Характерно, что минимум поляризации на фазе 0,2 приходится на область вторичного минимума блеска, а оба максимума совпадают с фазами максимумов блеска. Наличие постоянных (не зависящих от фазы f) компонентов в параметрах $\tilde{q}$ и $\tilde{u}$ может быть связано с постоянной линейной поляризацией излучения AM Her, возникающей как в межзвездной среде, так и в самой системе или являющейся их суммой.

Недостаток данных о межзвездной поляризации в окрестностях Солнца, с одной стороны, и сложность самой системы AM Her, с другой, пока не позволяют достоверно определить вклад каждой из этих компонент в постоянную часть линейной поляризации излучения звезды. Однако оценки возможной величины межзвездной поляризации на расстоянии AM Her (около 100 пс), сделанные на основе имеющихся данных о зависимости линейной поляризации от расстояния в ближайших окрестностях Солнца [20—22], приводят к величинам порядка 0,1%, что сравнимо с наблюдаемой величиной для AM Her. Поэтому можно полагать, что постоянный член линейной поляризации излучения AM Her в значительной степени обусловлен межзвездной средой.

Сравнивая ход линейной поляризации с фазой по нашим данным с ходом круговой поляризации из [23], нетрудно заметить, что между ними

имеется определенная связь: нулевым значениям круговой поляризации на фазах 0 и 0,2 соответствуют экстремальные значения параметров линейной поляризации q и u. Второй (на фазе 0,3) максимум линейной поляризации соответствует максимуму отрицательной круговой поляризации. Плоскость поляризации излучения вблизи этой фазы почти перпендикулярна плоскости поляризации в фазе главного максимума поляризации (см. рис. 8). В области фаз от 0,45 до 0,80, где круговая поляризация меняется в широких пределах, линейная поляризация меняется очень слабо. Такие фазовые соотношения между круговой и линейной поляризацией не укладываются в модель поляра с симметричным центрированным дипольным магнитным полем.

Для объяснения различия величин максимумов круговой поляризации Предгорский и Кшеминьский [13] предложили модель поляра с дипольным полем, но с разной напряженностью поля на полюсах. Однако эта модель тоже не может объяснить отмеченные выше особенности поведения линейной поляризации со временем и фазовые соотношения между круговой и линейной поляризациями, особенно в интервале фаз от 0,45 до 0,80.

Наблюдаемые особенности можно было бы хотя бы частично объяснить, отнеся их за счет видимости в окрестности фазы 0,80 одного из магнитных полюсов. Такое предположение равносильно предположению о том, что центр диполя не совпадает с центром звезды («смещенный диполь»). Модели со смещенным диполем [24] успешно применялись для анализа изменений линейной поляризации излучения некоторых магнитных звезд по форме траекторий конца вектора поляризации на плоскости параметров Стокса q, u («петельные диаграммы»)

Как показано в [24], петельные диаграммы для магнитных звезд имеют вид улиток Паскаля. Их форма определяется в основном величиной и направлением смещения центра магнитного диполя с центра звезды и геометрическими факторами (углом наклона оси вращения звезды к лучу зрения и углом

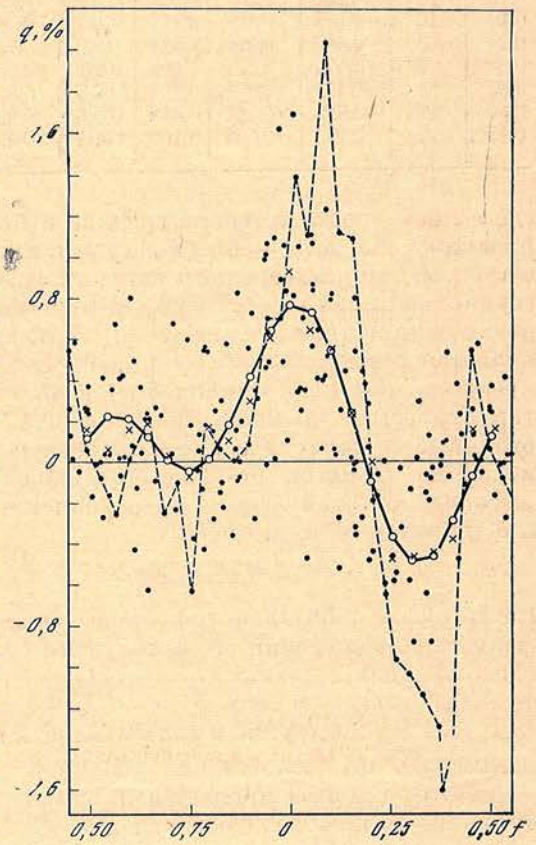


Рис. 5

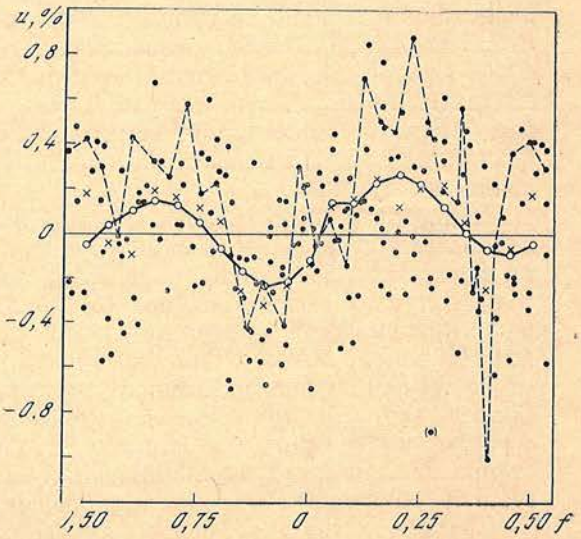


Рис. 6

наклона магнитной оси к оси вращения и др.). Асимметрия петельных диаграмм вызывается разной величиной напряженности поля на полюсах диполя, а их сплюснутость растет с ростом угла наклона оси вращения к лучу зрения.

Вид петельной диаграммы для AM Her, построенной по нашим наблюдениям (рис. 9), дает основания для ее интерпретации в рамках модели звезды со смещенным диполем с магнитными полюсами разной силы. Судя по степени сплюснутости этой диаграммы, можно полагать, что ось вращения звезды наклонена к лучу зрения на достаточно большой угол, порядка 40—60°. Направление движения по орбите в проекции на картинную плоскость определяется направлением обхода диаграммы. Из-за большого разброса наблюдаемых величин максимума поляризации от ночи к ночи и быстрых флюктуаций поляризации в пределах орбитального цикла более детальный анализ поведения линейной поляризации излучения системы AM Her представляется весьма затруднительным. Можно лишь отметить, что линейная поляризация, по-видимому, более чувствительна к разного рода вариациям физических условий в зоне ее образования, чем круговая поляризация.

←

Рис. 5. Изменение параметра поляризации $q = p \cos 2\theta$ с фазой f орбитального периода по нашим наблюдениям

Точки — средние значения параметра q в серии из четырех измерений. Крестики — значения q полученные усреднением по фазовым интервалам шириной 0,05. Светлые кружки, соединенные сплошной линией,— результаты представления хода параметра q с фазой f с помощью ряда Фурье, содержащего постоянный компонент и две первых гармоники. Штриховой линией показан ход параметра q с фазой f по наблюдениям 2.VII 1978 г., когда наблюдались наибольшие величины поляризации и блеска звезды

Рис. 6. Изменения параметра поляризации $u = p \sin 2\theta$ с фазой f орбитального периода по нашим наблюдениям

Обозначения те же, что на рис. 5

Рис. 7. Изменения степени поляризации p излучения AM Her с фазой f орбитального периода по нашим наблюдениям

Вертикальной черточкой показана величина типичной среднеквадратичной ошибки измерения степени поляризации в группе из четырех измерений. Остальные обозначения те же, что на рис. 5

Рис. 8. Изменение позиционного угла плоскости поляризации θ (градусы) излучения AM Her с фазой f орбитального периода по нашим наблюдениям

Крестики и кружки обозначают то же, что на рис. 5

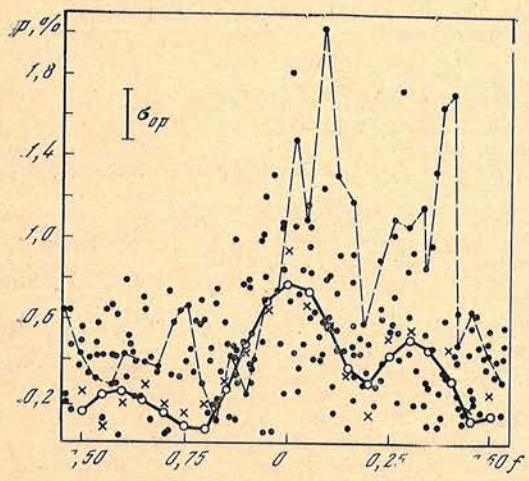


Рис. 7

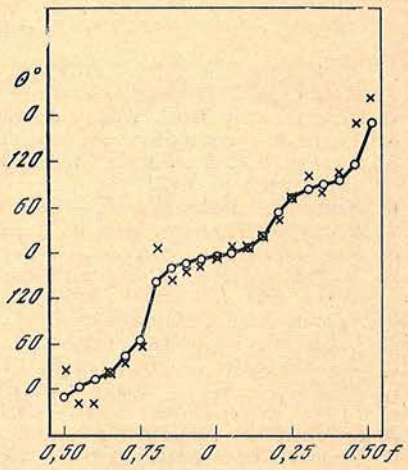


Рис. 8

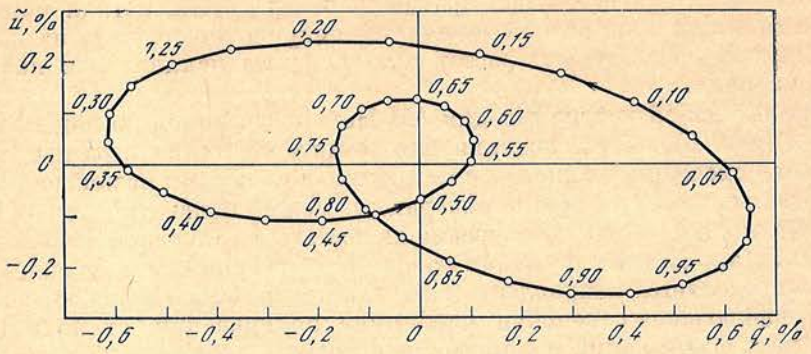


Рис. 9. Векторная диаграмма, показывающая движение конца вектора линейной поляризации на плоскости параметров q, u с изменением фазы f орбитального периода

Диаграмма построена по параметрам q, u, полученным в результате применения гармонического анализа. Начало координат сдвинуто на величину постоянной составляющей по каждому из параметров (см. текст). Цифрами обозначены фазы орбитального периода. Стрелками показано направление обхода диаграммы, соответствующее направлению движения звезды по орбите в проекции на картинную плоскость

Выводы

Основным результатом наших наблюдений AM Her в 1978 г. следует считать выявление общего характера изменений блеска и линейной поляризации ее излучения с фазой орбитального периода за довольно большой (шесть месяцев) промежуток времени. Вид векторной диаграммы линейной поляризации дает основания предположить модель поляра со смещенным дипольным магнитным полем с разной напряженностью поля на полюсах. Такая модель лучше согласуется с опубликованными к настоящему времени результатами фотометрических и поляризационных наблюдений AM Her. Кроме того, получены новые данные, указывающие на связь «всплесков» поляризации с быстрым, типа вспышки, увеличением блеска звезды в максимуме, когда звезда находится в активном состоянии. При пониженном блеске звезды эта связь исчезает, а изменения блеска и линейной поляризации не коррелированы. Вместе с тем наши наблюдения показали, что сложность поведения блеска и линейной поляризации излучения этой звезды являются одной из ее характерных особенностей и нуждаются в более обстоятельном изучении.

Авторы благодарят Н. Н. Петрову, Н. В. Киселеву и В. Т. Жоголеву за большую помощь в обработке наблюдений и подготовке иллюстраций.

Май 1980 г.

Литература

1. *Meinunger L.*— Mitt. veränderl. Sterne, 1960, N 523.
2. *Bond H. E.*, *Tifft W. G.*— Publ. Astron. Soc. Pacif., 1974, 86, p. 981.
3. *Berg R. A.*— Bull. Amer. Astron. Soc., 1975, 7, p. 512.
4. *Tapia S.*— Astrophys. J., 1977, 212, p. L125.
5. *Greenstein J. L.*, *Sargent W. L. W.*, *Boroson T. A.*, *Boksenberg K.*— Astrophys. J., 1977, 218, p. L121.
6. *Hudec R.*, *Meinunger L.*— Inform. Bull. Var. Stars, 1976, N 1184.
7. *Hearn D. R.*, *Richardson J. A.*, *Clark G. W.*— Astrophys. J., 1976, 210, p. L23.
8. *Hearn D. R.*, *Richardson J. A.*— Astrophys. J., 1977, 213, p. L115.
9. *Kruszewski A.*— In: Nonstationary Evolution of Close Binaries/Ed. A. N. Zytkow. W-wa: Pol. Sci. Publ., 1978, s. 55.
10. *Ефимов Ю. С.*, *Нарижная Н. В.*, *Шаховской Н. М.*—Астрон. ж., 1977, 54, с. 494.
11. *Liller W.*— Sky and Telescope, 1977, 53, p. 351.
12. *Шаховской Н. М.*, *Ефимов Ю. С.* — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 54, с. 99.
13. *Priedhorsky W. C.*, *Krzeminski W.*— Astrophys. J., 1978, 219, p. 597.
14. *Young P.*, *Schneider D. P.*— Astrophys. J., 1979, 230, p. 502.
15. *Gilmozzi R.*, *Messi R.*, *Natali G.*— Astron. and Astrophys., 1978, 68, p. L1.
16. *Olson C. E.*— Astrophys. J., 1977, 215, p. 166.
17. *Priedhorsky W. C.*, *Krzeminski W.*— Bull. Amer. Astron. Soc., 1976, 8, p. 510.
18. *Priedhorsky W. C.*, *Matthews K.*, *Neugebauer G.* et al.— Astrophys. J., 1978, 226, p. 397.

19. *Bailey J. A., Jones D. H. P., Parkes G. E., Mason K. O.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, 184, p. 73P.
20. *Behr A.*— Nachr. Akad. Wiss. Göttingen. II Math.-phys. Kl., 1959, N 7, S. 185.
21. *Appenzeller I.*— Astron. and Astrophys., 1975, 38, p. 313.
22. *Piirola V.*— Astron. and Astrophys. Suppl., 1977, 30, p. 213.
23. *Priedhorsky W. C., Krzeminski W., Tapia S.*— Astrophys. J., 1978, 225, p. 542.
24. *Finn G. D., Kemp J. C.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1974, 167, p. 375.

УДК 523.84

О СОБСТВЕННЫХ ЦВЕТАХ $(U-B)$, $(B-V)$ В МАКСИМУМАХ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV Cet

П. Ф. Чугайнов

Проведен анализ собственных цветов $(U-B)$, $(B-V)$, наблюдаемых в максимумах вспышек звезд типа UV Cet (цветов избыточного излучения). Показано, что средние значения составляют приблизительно $(U-B)=-0{,}9$, $(B-V)=+0{,}2$. Пределы реального разброса составляют $\pm 0^m{,}2$ для $(U-B)$ и $\pm 0^m{,}3$ для $(B-V)$. Собственные цвета $(B-V)$ увеличиваются примерно на $0^m{,}1$ от наиболее мощных до слабых вспышек. Из сопоставления с теоретическими цветами вспышек получены кинетические температуры 10^5—10^6 K для оптически тонкого слоя и порядка 10^4 K для слоя, полупрозрачного или непрозрачного за бальмеровским пределом. Сделаны некоторые замечания о моделях вспышек.

ON INTRINSIC $(U-B)$, $(B-V)$ COLOURS IN MAXIMA OF FLARES OF UV CET TYPE STARS, by *P. F. Chugainov.*— The analysis is made of intrinsic $(U-B)$, $(B-V)$ colours observed in maxima of flares of UV Cet type stars (colours of excess radiation). It is shown that mean values are approximately $(U-B)=-0{,}9$, $(B-V)=+0.2$. The limits of the real scatter are $\pm 0^m.2$ for $(U-B)$ and $\pm 0^m.3$ for $(B-V)$. Intrinsic $(B-V)$ colours increase about by $0^m.1$ from the most powerful to weak flares. Kinetic temperatures obtained from the comparison with theoretical colours of flares are of order 10^5—10^6 K for the optically thin layer and 10^4 K for the layer semi-opaque or opaque in the Balmer continuum. Some remarks are made about flare models.

Собственные цвета в максимумах вспышек звезд типа UV Cet (цвета избыточного излучения) являются важной характеристикой, по которой можно судить о физических условиях в областях вспышек. Анализ соответствующих данных наблюдений проводился Мирзояном [1], Кристальди и Родоно [2], Моффеттом [3], Грининым и Соболевым [4] и другими авторами. Большинство авторов считают, что разброс наблюдаемых собственных цветов вспышек $(U-B)$, $(B-V)$ свидетельствует о различии физических условий в тех областях, в которых возникает оптическое излучение. Однако указанные исследования имеют существенный недостаток, так как в них не даются оценки разброса цветов, вызываемого ошибками наблюдений. Все авторы рассматривают цвета, ошибки определения которых различаются в больших пределах. Но только в [4] вспышки разделены на две группы в зависимости от амплитуды блеска ΔV и точности определения величин V, однако ошибки собственных цветов вспышек $(U-B)$, $(B-V)$ в [4] не определяются.

Здесь проведено специально рассмотрение собственных цветов $(U-B)$, $(B-V)$ в максимумах вспышек звезд типа UV Cet с учетом ошибок их определения. Соответствующий анализ данных наблюдений проведен в п. 1. Учитывая результаты, полученные нами [5, 6], а также Боппом и Моффеттом [7], мы предполагаем, что в максимумах вспышек эти показатели цвета в основном характеризуют распределение энергии в оптическом континууме, а влияние на них эмиссионных линий мало. В п. 2 сопоставлены наблюдаемые показатели цвета с теоретическими показателями для непрерывного излучения, вычисленными по моделям вспышек, и сделаны некоторые заключения.

1. Наблюдаемые собственные цвета и их ошибки

Ошибки измерения потоков и показателей цвета избыточного излучения вспышек звезд типа UV Cet могут быть найдены по ошибкам измерения потока I_0 от звезды при отсутствии вспышек. Все опубликованные результаты наблюдений вспышек звезд типа UV Cet в системе UBV содержат определения относительных ошибок σ_{I_0}/I_0. Можно предположить, что ошибка суммарного потока от звезды во время вспышки I_{0+f} следующим образом связана с ошибкой потока I_0:

$$\sigma_{I_{0+f}} = \left(\frac{I_{0+f}}{I_0}\right)^{1/2} \sigma_{I_0}. \tag{1}$$

Это соотношение подтверждается по измерениям постоянных звезд, полученным при тех же условиях, при которых обычно производятся наблюдения вспышек, и такой же яркости, как вспыхивающие звезды. Если относительные потоки избыточного излучения вспышки определить как

$$i = (I_{0+f} - I_0)/I_0 \tag{2}$$

и обозначить их как i_U, i_B, i_V соответственно для полос U, B, V, то мы получим, что

$$\left(\frac{\sigma_i}{i}\right)^2 = \frac{\left(\frac{I_{0+f}}{I_0}+1\right)\left(\frac{\sigma_{I_0}}{I_0}\right)^2}{i^2} + \left(\frac{\sigma_{I_0}}{I_0}\right)^2, \tag{3}$$

$$(U - B) = -2{,}5 \lg i_U/i_B + \text{const}, \quad (B - V) = -2{,}5 \lg i_B/i_V + \text{const}, \tag{4}$$

$$\sigma_{(U-B)} = 1{,}086\left[\left(\frac{\sigma_{i_U}}{i_U}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{i_B}}{i_B}\right)^2\right]^{1/2}, \tag{5}$$

$$\sigma_{(B-V)} = 1{,}086\left[\left(\frac{\sigma_{i_B}}{i_B}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{i_V}}{i_V}\right)^2\right]^{1/2}, \tag{6}$$

где $(U - B)$, $(B - V)$ — собственные цвета избыточного излучения вспышек. С помощью этих соотношений мы определили ошибки σ_{i_B}, $\sigma_{(U-B)}$, $\sigma_{(B-V)}$ в звездных величинах для максимумов вспышек по данным [3, 8—18].

Оценки реального разброса собственных цветов в максимумах вспышек нами были получены следующим образом. Сначала предположим, что разброс показателей цвета вызван только ошибками наблюдений, и проверим эту гипотезу на основе критерия «хи-квадрат». Если критерий не выполняется, то это должно означать, что реальный разброс существует и он может быть оценен количественно. Каждому определенному из наблюдений показателю цвета C был придан вес

$$p_C = \sigma_C^{-2}, \tag{7}$$

где $C = (U - B)$ или $(B - V)$. Затем были определены средневесовые значения

$$\bar{C} = \sum p_{Ck} C_k / \sum p_{Ck}, \tag{8}$$

взвешенные среднеквадратичные ошибки

$$\sigma_C = \left(\sum p_{Ck}\sigma^2_{Ck} / \sum p_{Ck}\right)^{1/2} = \left(n / \sum p_{Ck}\right)^{1/2} \tag{9}$$

и среднеквадратичные ошибки средневесовых показателей цвета

$$\sigma_{\bar{C}} = \sigma/\sqrt{n}, \tag{10}$$

где $\sum = \sum\limits_{k=1}^{n}$, n — число наблюдений. Значения n, i_B (крайние пределы), $\overline{(U - B)}$, $\overline{(B - V)}$, σ_C, $\sigma_{\bar{C}}$ приведены для пяти звезд типа UV Cet в табл. 1.

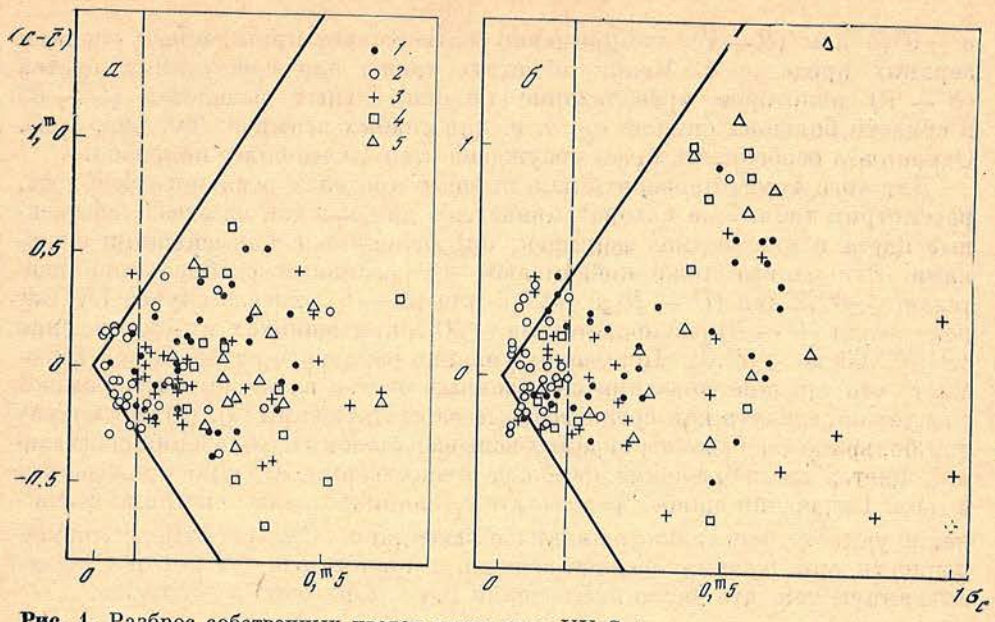


Рис. 1. Разброс собственных цветов звезд типа UV Cet

а — для $(U-B)$, *б* — для $(B-V)$; *1* — YZ CMi, *2* — EV Lac, *3* — AD Leo, *4* — UV Cet, *5* — CN Leo. Штриховой линией показана граница, за которой ошибки измерений превышают реальный разброс собственных цветов

Для того чтобы проверить критерий «хи-квадрат», мы определили суммы

$$\chi^2 = \sum \frac{(C_k - \bar{C})^2}{\sigma^2_{Ck}} \tag{11}$$

и, сопоставив их с табличными значениями для данного n, нашли, что они больше критических значений при доверительной вероятности свыше 0,995, т. е. критерий не выполняется. Однако различие между вычисленными и критическими табличными значениями χ^2 невелики, и поэтому можно предположить, что реальный разброс хотя и существует, но не превышает существенно ошибки наблюдений.

Таблица 1

Звезда	n	i_B	$\overline{(U-B)}$	σ_C	$\overline{(B-V)}$	σ_C	r
YZ CMi	36	0,1–4,0	$-0^m,91\pm0,02$	$0^m,12$	$+0^m,18\pm0,04$	$0^m,14$	−0,44
EV Lac	29	0,1–2,9	−0,93±0,03	0,06	+0,15±0,04	0,04	−0,48
AD Leo	27	0,1–13,9	−1,03±0,04	0,16	+0,26±0,05	0,11	−0,42
UV Cet	14	0,2–4,5	−0,60±0,09	0,26	+0,02±0,07	0,14	−0,07
CN Leo	14	0,1–4,5	−0,84±0,06	0,28	+0,17±0,08	0,22	−0,42

Более определенно величина реального разброса может быть оценена по рис. 1. Прямые линии ограничивают области, в которых разности $(C-\bar{C})$ не превышают 3σ. Как видно из рис. 1, при ошибках σ_C более $0^m,10$ для $(U-B)$ и $0^m,15$ для $(B-V)$ разности $(C-\bar{C})$ почти не выходят за пределы областей, ограниченных прямыми линиями. Отсюда следует, что среднеквадратичные уклонения δ реального разброса не превышают $0^m,10$ для $(U-B)$ и $0^m,15$ для $(B-V)$. Кроме того, видно, что при ошибках σ_C, меньших $0^m,10$ и $0^m,15$ соответственно для $(U-B)$ и $(B-V)$, разности $(C-\bar{C})$ не превышают $\pm0^m,3$ для $(U-B)$ и $\pm0^m,4$ для $(B-V)$. Исходя из данных значений, мы оцениваем пределы реального разброса, составляющие от $\pm2\delta$ до $\pm3\delta$, как приблизительно $\pm0^m,2$ для $(U-B)$

и $\pm 0^m,3$ для $(B-V)$, что примерно соответствует приведенным оценкам верхних пределов δ. Можно отметить также для собственных цветов $(B-V)$ некоторое преобладание положительных разностей $(C-\bar{C})$ в области больших ошибок σ_C, т. е. для слабых вспышек (см. рис. 1, *б*). Однако эта особенность будет обсуждена нами далее более подробно.

Для того чтобы проверить наш вывод о пределах реального разброса, рассмотрим табл. 2, в которой приведены для каждой из звезд собственные цвета в максимумах вспышек, определенные с наименьшими ошибками. Эти данные тоже показывают, что реальный разброс приблизительно $\pm 0^m,2$ для $(U-B)$ и $\pm 0^m,3$ для $(B-V)$, хотя в случае EV Lac показатели $(U-B)$ различаются на $\pm 0^m,3$ при ошибках их определения от $\pm 0^m,03$ до $\pm 0^m,04$. Полученные оценки реального разброса подтверждают, что средние значения собственных цветов в максимумах вспышек следует определять как средневесовые из соотношений (7), (8), поскольку для большинства рассматриваемых вспышек ошибки определения собственных цветов из наблюдений наиболее существенны. Однако приведенные в табл. 1 значения ошибок результата $\sigma_{\bar{C}}$ занижены, так как при их вычислении учитывались только ошибки наблюдений σ_C. Следует отметить неуверенность определения средневзвешенных цветов для UV Cet и CN Leo, вызванную тем, что число наблюдений мало, а их ошибки большие.

Таблица 2

Звезда	$(U-B)$	$(B-V)$	Звезда	$(U-B)$	$(B-V)$
YZ CMi	−0,90±0,04	0,0±0,05	UV Cet	−0,8±0,20	−0,1±0,08
	−0,94±0,09	+0,1±0,07		−0,7±0,21	+0,2±0,09
	−0,77±0,09	+0,1±0,10		−0,6±0,22	−0,1±0,11
	−1,09±0,10	+0,47±0,10		−0,5±0,24	−0,2±0,11
	−0,87±0,11	+0,62±0,12		−0,2±0,24	0,0±0,12
EV Lac	−0,78±0,03	−0,07±0,02	CN Leo	−0,8±0,18	+0,1±0,08
	−0,93±0,03	+0,31±0,02		−0,4±0,23	0,0±0,19
	−0,77±0,03	+0,26±0,02		−1,1±0,25	−0,1±0,29
	−0,76±0,04	+0,26±0,02		−0,9±0,29	+0,3±0,30
	−1,40±0,04	−0,09±0,02		−1,0±0,30	+0,1±0,32
AD Leo	−0,58±0,09	+0,07±0,04			
	−1,09±0,10	+0,67±0,07			
	−1,08±0,12	+0,65±0,07			
	−0,95±0,12	+0,03±0,09			
	−1,03±0,12	+0,38±0,10			

Рассматриваемые статистические данные были использованы нами также для определения коэффициентов корреляции r между $(U-B)$, $(B-V)$ и i_B, которые мы находили на основе следующих соотношений:

$$\bar{i}_B = \frac{\sum p_{Ck} i_{Bk}}{\sum p_{Ck}}, \quad \bar{C} = \frac{\sum p_{Ck} C_k}{\sum p_{Ck}},$$

$$b_{C/i_B} = \frac{\sum p_{Ck} i_{Bk} C_k - \bar{i}_B \bar{C} \sum p_{Ck}}{\sum p_{Ck} (i_{Bk} - \bar{i}_B)^2},$$

$$\bar{i}_B = \frac{\sum p'_k i_{Bk}}{\sum p'_k}, \quad \bar{C} = \frac{\sum p'_k C_k}{\sum p'_k}, \quad b_{i_B/C} = \frac{\sum p'_k i_{Bk} C_k - \bar{i}_B \bar{C} \sum p'_k}{\sum p'_k (C_k - \bar{C})^2},$$

$$r = (b_{C/i_B} b_{i_B/C})^{1/2}. \tag{12}$$

Здесь b_C/i_B — коэффициент регрессии $(U-B)$ или $(B-V)$ на i_B; b_{iB}/c — коэффициент регрессии i_B на $(U-B)$ или $(B-V)$; p' — вес i_B, который определялся как

$$p' = (\sigma_{i_B}/i_B)^{-2}. \tag{13}$$

Полученные значения r для показателя $(B - V)$ даны в столбце 8 табл. 1. Для $(U - B)$ значения r не приведены, так как для каждой из рассматриваемых звезд они оказались очень близкими к нулю.

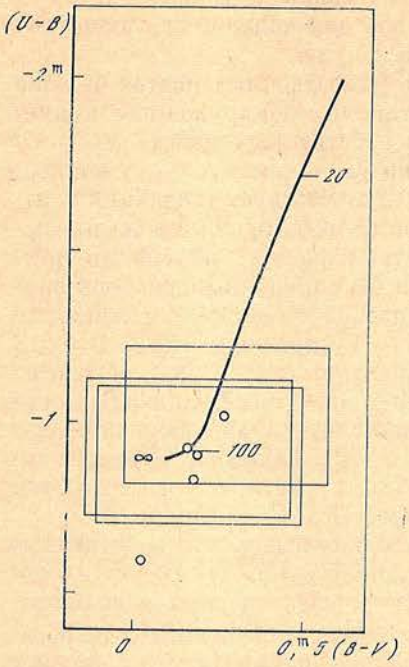
Как уже было нами отмечено, дисперсия δ собственных цветов больше для $(B - V)$, чем для $(U - B)$. С другой стороны, обнаруженная корреляция показывает, что реальный разброс собственных цветов $(B - V)$ частично вызван тем, что они систематически увеличиваются с уменьшением i_B. Однако можно утверждать лишь, что существует тенденция к изменению $(B - V)$ при изменении i_B. Коэффициент корреляции не превышает 0,48, и, следовательно, величина систематических изменений примерно такая же, как ошибки наблюдений и беспорядочный разброс значений $(B - V)$. Зависимость собственных цветов от мощности вспышки можно характеризовать как изменение $(B - V)$ примерно на $0{,}1-0^m{,}2$ при изменении i_B в 10—100 раз. Общий характер этой зависимости и ее реальность следуют из того, что для всех пяти звезд коэффициент r отрицателен и у четырех звезд он близок к одинаковому значению —0,4. При изменении $(B - V)$ остается постоянным $(U - B)$. Такой же характер зависимости собственных цветов $(U - B)$, $(B - V)$ от мощности вспышки впервые был отмечен Грининым и Соболевым [4].

Результаты проведенного нами анализа показывают, что собственные цвета в максимумах вспышек пяти звезд типа UV Cet заключены в довольно узких областях, характеризуемых, во-первых, средневзвешенными значениями цветов $(\overline{U - B})$, $(\overline{B - V})$ и, во-вторых, пределами разброса. Средневзвешенные собственные цвета несколько различаются у разных звезд и составляют для $(U - B)$ от —0,6 до —1,0, для $(B - V)$ от 0,0 до +0,3. Пределы разброса, как было показано, составляют $\pm 0^m{,}2$ для $(U - B)$ и $\pm 0^m{,}3$ для $(B - V)$; в случае $(B - V)$ указанные пределы включают систематическое изменение этого показателя в зависимости от i_B. С учетом того, что данные по UV Cet и CN Leo имеют низкую точность, пределы $(\overline{U - B})$, $(\overline{B - V})$ могут быть еще меньше, чем указанные. Для YZ CMi, EV Lac и AD Leo значения $(\overline{U - B})$ заключены в пределах от —0,91 до —1,03, а значения $(\overline{B - V})$ — от +0,15 до +0,26. Следует отметить, что в [2—4] были найдены и рассматривались более широкие пределы собственных цветов в максимумах вспышек звезд типа UV Cet: для $(U - B)$ от 0,0 до —1,5 и для $(B - V)$ от —0,5 до +1,5. Такой большой разброс собственных цветов, вероятно, нереален.

2. Сопоставление с теоретическими показателями цвета

Мы рассмотрим модели, объясняющие оптическое излучение в максимумах вспышек звезд типа UV Cet как свечение водородного газа, оптически тонкого [19, 20] или полупрозрачного [4] в континууме. Модели [19, 20] основаны на предположении, что энергия вспышки первоначально освобождается в верхних слоях звезды. Температура газа в этих моделях возрастает с высотой и в самых верхних слоях достигает 10^7-10^8 К. В пользу такого предположения свидетельствует рентгеновское излучение, обнаруженное во время вспышек звезд типа UV Cet.

Модель Муллана [19] основана на расчетах, проведенных Шмелевой и Сыроватским [21] применительно к солнечным вспышкам. В этой модели оптическое излучение в момент максимума вспышки возникает в высокоионизованном газе с температурой 10^5-10^7 К и электронной плотностью порядка 10^{13} см$^{-3}$. Модель Кодаира [20] сходна с моделью [19] и предложена для объяснения оптических наблюдений наиболее мощных вспышек EV Lac, а также наблюдаемого во вспышках звезд типа UV Cet отношения потоков оптического и рентгеновского излучений. Кодаира считает, что наблюдаемое распределение в максимумах вспышек соответствует оптически тонкому слою с температурой 10^5 К и электронной плотностью $5 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$.



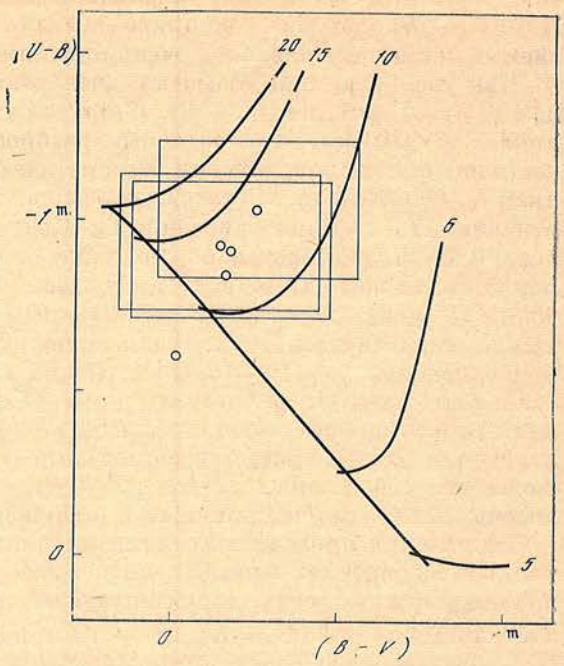


Рис. 2. Сопоставление наблюдений с моделью оптически тонкого слоя

Рис. 3. Сопоставление наблюдений с моделью полупрозрачного или непрозрачного за бальмеровским пределом слоя

В моделях Муллана [19] и Кодаира [20] оптическое излучение объясняется переносом энергии из верхних слоев в нижние путем теплопроводности. Как показано Мулланом, этот механизм следует считать основным, но не единственным, вызывающим оптическое излучение вспышек звезд типа UV Cet.

Другим механизмом может быть преобразование рентгеновского излучения в оптическое, происходящее в оболочке звезды [22]. Последний механизм эффективен при больших плотностях и меньших температурах, чем те, которые рассмотрены в [19]. Кроме того, относительная эффективность указанных двух механизмов может быть обусловлена также геометрией предполагаемого арочного магнитного поля во внешних слоях звезды.

В [4] в отличие от других исследований плотность газа, излучающего в оптической области, принята значительно большей, порядка 10^{15} см$^{-3}$ (для водородных атомов), что при температуре $\sim 10^4$ К обеспечивает непрозрачность за бальмеровским скачком при очень малой линейной толщине слоя. Источник энергии оптического излучения в [4] не рассматривается. Лифшиц и др. [23] нашли плотности и температуры, близкие к рассматриваемым в [4], в предположении, что во время вспышек звезд типа UV Cet происходит нагрев и сжатие хромосферных слоев звезды в результате проникновения в них быстрых электронов с энергиями $E \geqslant 10$ кэВ и прохождения ударной волны.

На рис. 2 линией показана согласно [4,19,24] зависимость собственных цветов $(U - B)$, $(B - V)$ для случая, когда водородный газ изотермический, оптически тонкий в континууме и вклад эмиссионных линий малый. Числами 100 и 20 отмечены точки, соответствующие температурам 10^5 и $2 \cdot 10^4$ К. Кружками нанесены значения $(\overline{U - B})$, $(\overline{B - V})$ из табл. 1, прямоугольниками показаны пределы разброса собственных цветов вспышек для YZ CMi, EV Lac и AD Leo. Следует отметить, что в [19] расчеты проведены для различных температур, но в них учитывался вклад только свободно-свободных переходов; поэтому результаты [19] точны только для температур $T \geqslant 10^6$ К. В [24] вычисления проведены для $T \leqslant 8 \cdot 10^4$ К,

учитывались свободно-свободные и свободно-связанные переходы. В [4] рассмотрен интервал $5\cdot10^3 \leqslant T \leqslant 2\cdot10^4$ K и учтен вклад отрицательных ионов водорода, который становится существенным при плотностях атомов водорода $n_{\rm H} \approx 10^{15}$ см$^{-3}$. Чтобы найти промежуточные значения $(U-B)$, $(B-V)$ в интервале $8\cdot10^4 \leqslant T \leqslant 10^6$ K, мы провели расчеты по той же методике, что в [4, 19, 24], используя точное спектральное распределение непрерывного излучения водородного газа при $T = 1{,}58\cdot10^5$K согласно [25].

На рис. 3 приведены теоретические зависимости $(U-B)$, $(B-V)$ для полупрозрачного или непрозрачного за бальмеровским скачком газа по Гринину и Соболеву [4]. Цифрами 20, 15, 10, 6 и 5, обозначающими температуру в тысячах градусов, отмечены кривые, соответствующие постоянной температуре и изменяющейся оптической толщине светящейся области. Оптическая толщина увеличивается к левым нижним частям этих кривых, которые ограничены кривой, соответствующей планковскому распределению. Точки и прямоугольники на рис. 2 то же, что и на рис. 1.

Как на рис. 2, так и на рис. 3 точка, соответствующая собственным цветам $(U-B)$, $(B-V)$ вспышек UV Cet (левая нижняя точка), сильно отклоняется от теоретических зависимостей и от точек для других звезд. Вероятно, это отклонение вызвано большими ошибками в определении собственных цветов для вспышек UV Cet, но оно может быть и реальным, особенно если учесть, что светимость этой звезды аномально низкая, а ее вспышки аномально быстрые.

Как видно из рис. 2, показатели цвета, вычисленные для оптически тонкого слоя при температурах от 10^5 K до бесконечно больших и электронных плотностях порядка 10^{13} см$^{-3}$, близки к средневзвешенным (наиболее вероятным) собственным цветам в максимумах вспышек. Изменения вычисленных цветов с температурой составляют для $(B-V)$ около $0^m{,}1$, а для $(U-B)$ близки к нулю. Таким образом, можно предположить, что наблюдаемое систематическое увеличение собственных цветов $(B-V)$ с уменьшением амплитуды i_B при постоянном $(U-B)$ вызвано тем, что температура оптической плазмы больше у сильных вспышек, чем у слабых. Результаты рентгеновских наблюдений исключают возможность того, что плазма с температурой $T \geqslant 10^7$ K дает заметный вклад в оптическое излучение в максимумах вспышек звезд типа UV Cet. При температуре 10^7 K отношение потоков F_ν в рентгеновской и оптической областях, рассчитанных на единичный интервал частоты, близко к 1, однако наблюдения дают согласно [26] F_ν (рентг.)/F_ν (оптич.) $\approx 10^{-3}$ и согласно [27] F_ν (рентг.)/F_ν (оптич.) $\approx 10^{-2}$. Таким образом, приемлемые температуры оптической плазмы находятся в пределах 10^5—10^6 K. В интервале температур 10^5—10^6 K объемная светимость водородного газа в полосе B изменяется всего в несколько раз (см. формулы, приведенные, например, в [25]), причем она увеличивается с уменьшением температуры. Поэтому наблюдаемые различия потоков вспышек i_B в 10—100 раз, вероятно, вызваны в основном различием меры эмиссии $n_e^2 V$, где n_e — электронная плотность, V — объем оптической плазмы. Согласно Муллану [19] температура 10^5 K является предельно низкой, при которой можно считать, что нагрев оптической плазмы осуществляется путем теплопроводности. В настоящее время только наличие линии He II λ4686 в спектрах двух вспышек UV Cet независимо от колориметрических наблюдений указывает, что температура слоя, в котором возникает оптическое излучение, может быть $\geqslant 3\cdot10^4$ K. Эти результаты наблюдений содержатся в [28, 29].

Кроме того, необходимо объяснить, чем вызвана наблюдаемая дисперсия собственных цветов $(U-B)$, $(B-V)$. Предварительно укажем два возможных объяснения. Вероятно, не изменяя основного предположения, что оптическая толща в континууме мала, можно найти такие значения оптической толщи в линиях, при которых вклад линий, хотя и мал, но не одинаков для разных вспышек. Этот эффект уже обсуждался в более ранних моделях [30] как причина разброса собственных цветов в максимумах вспышек, но применительно к рассматриваемой модели такие расчеты

не проводились. Мы уже отмечали результат, полученный Мулланом [22], что оптическое излучение вспышек звезд типа UV Cet может возникать как вследствие теплопроводности, так и вследствие преобразования рентгеновского излучения. Эти два механизма дают существенно различающиеся спектральные распределения оптического излучения. В результате преобразования рентгеновского излучения, как показывают расчеты [31], оптическое излучение напоминает по спектральному распределению рекомбинационное при температуре $\sim 10^4$ К. Сопоставление с результатами рентгеновских наблюдений вспышек звезд типа UV Cet дает некоторые указания, что оптическое излучение возникает в одних случаях в основном за счет теплопроводности, а в других — за счет преобразования рентгеновского излучения [27]. Если результаты [27] будут подтверждены, то это даст еще одну возможность для объяснения дисперсии собственных цветов вспышек в предположении, что слой оптически тонкий для непрерывного излучения и температура слоя не менее 10^5 К. Не исключено, однако, что данная модель и при указанных двух источниках дополнительного излучения все же может объяснить только те собственные цвета, которые попадают в центральную, левую и верхнюю части прямоугольников на рис. 2. Цвета в правой нижней части прямоугольников, вероятно, характерны только для низкотемпературных источников, на что впервые было указано Кункелем [30].

Перейдем к рассмотрению гипотезы Гринина и Соболева, согласно которой слой, в котором возникает оптическое излучение вспышек, полупрозрачный или непрозрачный в бальмеровском континууме, более плотный и менее горячий, чем рассмотренный выше. Эта гипотеза дает возможность полностью объяснить разброс собственных цветов в максимумах вспышек. Как было отмечено выше, пределы разброса нами определены лишь приблизительно, но все же имеющиеся данные показывают, что разброс не может быть в 2—3 раза больше принятых нами значений. Таким образом, для модели Гринина и Соболева наиболее приемлемыми следует считать температуры в пределах $(1—2)\cdot 10^4$ К. С учетом неопределенности пределов разброса собственных цветов пределы температур могут быть $7\cdot 10^3$ — $2\cdot 10^4$ К, но не $5\cdot 10^3 - 2\cdot 10^4$ К, как полученные в [4]. Вероятно, механизм нагрева слоя должен быть иным, чем теплопроводность или преобразование рентгеновского излучения. Отметим, что для механизма, рассмотренного Кацовой и др., из приведенных расчетов [23] были получены теоретические собственные цвета $(U - B)$, $(B - V)$, которые соответствуют только граничным (наименее вероятным) значениям наблюдаемых собственных цветов. Таким образом, необходимо выяснить, можно ли на основе данного механизма при различных начальных условиях, в частности плотности и температуре, объяснить всю совокупность наблюдаемых собственных цветов.

Мы считаем, что гипотеза Муллана и Кодаира совместима с гипотезой Гринина и Соболева, поскольку в ней предполагается, что излучающий слой с температурой не менее 10^5 К прозрачен и менее плотный, т. е. расположен выше слоя, который рассматривают Гринин и Соболев. Таким образом, излучение обоих слоев может наблюдаться одновременно.

Автор благодарен В. П. Гринину и Н. М. Шаховскому за обсуждение статьи.

Май 1980 г.

Литература

1. *Мирзоян Л. В.*— Астрофизика, 1966, 2, с. 121.
2. *Cristaldi S.*, *Rodono M.* Variable stars and stellar evolution/Ed. V. E. Sherwood, L. Plaut. Dordrecht—Holland: D. Reidel Publ. Co, 1975, p. 75.
3. *Moffett T. J.*— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1974, 29, p. 1.
4. *Гринин В. П.*, *Соболев В. В.*— Астрофизика, 1977, 13, с. 587.
5. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, с. 200.
6. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, 40, с. 33.
7. *Moffett T. J.*, *Bopp B. W.*— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1976, 31, p. 61.
8. *Cristaldi S.*, *Rodono M.*— Inform. Bull. Var. Stars, 1971, N 525.
9. *Cristaldi S.*, *Rodono M.*— Inform. Bull. Var. Stars, 1971, N 600.

10. *Osawa K., Ichimura K., Shimizu Y.*— Inform. Bull. Var. Stars, 1972, N 608.
11. *Osawa K., Ichimura K., Shimizu Y.* et al.— Inform. Bull. Var. Stars, 1972, N 635.
12. *Osawa K., Ichimura K., Shimizu Y.* et al.— Inform. Bull. Var. Stars, 1972, N 666.
13. *Cristaldi S., Rodono M.*— Inform. Bull. Var. Stars, 1972, N 682.
14. *Cristaldi S., Rodono M.*— Inform. Bull. Var. Stars, 1973, N 759.
15. *Cristaldi S., Rodono M.*— Inform. Bull. Var. Stars, 1973, N 836.
16. *Osawa K., Ishimura K., Okada T.* et al. — Inform. Bull. Var. Stars, 1974, N 876.
17. *Cristaldi S., Rodono M.*— Astron. and Astrophys. Suppl., 1973, **10**, p. 47.
18. *Ichimura K., Shimizu Y.*— Tokyo Astron. Bull. 2nd Ser., 1978, N 255.
19. *Mullan D. J.*— Astrophys. J., 1976, **210**, p. 702.
20. *Kodaira K.*— Astron. and Astrophys., 1977, **61**, p. 625.
21. *Shmeleva O. P., Syrovatski S. I.*— Solar Phys., 1973, **33**, p. 341.
22. *Mullan D. J.*— Astrophys. J., 1977, **212**, p. 171.
23. *Лифшиц М. А., Бадалян О. Г., Косовичев А. Г., Кацова М. М.*— ИЗМИРАН, Препринт № 7 (273), 1980.
24. *Гершберг Р. Е.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **36**, с. 216.
25. *Brussaard P. J., Hulst H. C. Van de.*— Rev. Mod. Phys., 1962, **34**, p. 507.
26. *Heise J., Brinkman A. C., Schrijver J.* et al.— Astrophys. J., 1975, **202**, p. L73.
27. *Kahn S. M., Linsky J. L., Mason K. O.*— Astrophys. J., 1979, **234**, p. L107.
28. *Joy A. H., Humason M. L.*— Publ. Astron. Soc. Pacif., 1949, **61**, p. 133.
29. *Гершберг Р. Е., Чугайнов П. Ф.*— Астрон. ж., 1967, **44**, с. 260.
30. *Kunkel W. E.*— Astrophys. J., 1970, **161**, p. 503.
31. *Mullan D. J., Tarter C. B.*— Astrophys. J., 1977, **212**, p. 179.

УДК 524.354/358

НАЧАЛЬНЫЙ ПЕРИОД И ВОЗРАСТ ПУЛЬСАРА

С. А. Герасимов, Ю. И. Нешпор, А. А. Степанян

Рассмотрено влияние начального периода на определение возраста пульсара. Найдено, что характеристический возраст пульсара значительно превышает его истинный возраст, а начальный период пульсара близок к наблюдаемому. Обнаружена корреляция между магнитным полем и периодом вращения нейтронной звезды.

INITIAL PERIOD AND PULSAR'S AGE, by *S. A. Gerasimov, Yu. I. Neshpor, A. A. Stepanian.*— It has been shown that while estimating the age of pulsar it is urgent to take account of initial the period. Therefore, the characteristic age significantly excesses the actual one. It has been found that initial periods of pulsars are close to observed ones. Correlation between magnetic field and period of neutron star rotation is found.

За последнее десятилетие радиопульсары как астрофизические объекты вызывают большой интерес среди астрофизиков, так как они являются нейтронными звездами и имеют сверхсильные магнитные поля [1]. Пульсары являются также источниками гамма-квантов сверхвысокой энергии [2]. К настоящему времени открыто уже более 300 пульсаров [3—5]. Многие из них исследованы в широком диапазоне радиочастот [6]. Для 84 пульсаров измерены скорости изменения периода [7]. Однако ряд параметров пульсаров исследован недостаточно полно. К таким параметрам относятся, например, возраст пульсара, начальный период вращения, связь магнитного поля с периодом. Точные значения величин возрастов пульсаров позволят найти генетическую связь с остатками сверхновых, решить вопрос об эволюции пульсаров и выяснить другие особенности их параметров.

Ниже приводятся результаты анализа взаимосвязи между некоторыми параметрами пульсаров. Для этой цели был использован каталог пульсаров, опубликованный в [7].

1. Характеристическое время и его связь с возрастом пульсара

На ранней стадии исследования пульсаров, после того как для некоторых из них была измерена скорость изменения периода, многие авторы [1, 3, 6] в качестве возраста пульсара использовали величину

$$\tau = {}^1/_2\, P/\dot{P}, \qquad (1)$$

где P — период пульсара, $\dot{P}$ — скорость изменения периода, τ — характеристический возраст. При этом было обращено внимание [7] на тот факт, что характеристический возраст τ для некоторых пульсаров достигает величины 10^8—10^9 лет.

Заметим, что средний кинематический возраст пульсаров равен $4 \cdot 10^6$ лет [8, 9]. Анализ данных показывает, что большие значения характеристического возраста не связаны с ошибками определения производной периода $\dot{P}$. Далее, для пульсара PSR 0531 + 21 в Крабовидной туманности характеристический возраст превышает истинный более чем на 35%. Уже из этого можно заключить, что соотношение (1) дает завышенное значение истинного возраста. Соотношение (1) было получено в [1] при следующих предположениях: 1) гравитационное излучение много меньше магнитодипольного; 2) нейтронные звезды образуются с очень малым начальным периодом вращения; 3) магнитное поле пульсара не изменяется со временем.

Интересно отметить, что все три предположения ведут к увеличению значения характеристического возраста [1]. Авторы [7] предлагают уменьшить характеристический возраст пульсаров, введя предположение об изменении магнитного поля нейтронной звезды со временем. Они считают, что можно записать следующее соотношение:

$$P\dot{P} = K_0 \exp(-2t/\tau_m), \tag{2}$$

где K_0 — коэффициент пропорциональности, τ_m — время затухания магнитного поля, t — истинный возраст.

Тогда с учетом выражения (1) было получено

$$t = \frac{1}{2}\tau_m \ln\left(\frac{2\tau}{\tau_m} + 1\right). \tag{3}$$

Такой подход к определению возраста пульсара позволяет уменьшить его по сравнению с характеристическим возрастом до величины, сравнимой с τ_m. В [1, 10] полагают, что $\tau_m \approx 10^6$ лет. В таком случае t будет близко к среднему кинематическому возрасту [9]. Однако для того, чтобы истинный возраст пульсара в Крабовидной туманности (925 лет) совпал с возрастом, определенным из выражения (3), необходимо, чтобы $\tau_m \approx \approx 3{,}5 \cdot 10^3$ лет, т. е. по крайней мере на два порядка меньше значения τ_m, которое предлагают в [1, 8, 10]. Таким образом, используя соотношение (3) и одно значение τ_m для всех пульсаров, правильно определить возраст пульсара не представляется возможным.

Предположение о том, что все пульсары рождаются с очень малым периодом, а затем эволюционируют в соответствии с простым законом, описывающим потери энергии вращающимся магнитным диполем, легко проверить, сопоставив характеристический возраст пульсара с его периодом. На рис. 1 представлена зависимость характеристического возраста τ от периода пульсара P. Зависимость построена для 84 пульсаров, для которых к настоящему времени известен их характеристический возраст [7]. Из рис. 1 видно, что связи между этими величинами (коэффициент корреляции $r = 0{,}33 \pm 0{,}06$) практически нет. Если же из рассмотрения исключить всего два пульсара (пульсар PSR 0531 + 21 в Крабовидной туманности и пульсар PSR 0833—45 — Vela-X), то коэффициент корреляции $r = 0{,}12 \pm 0{,}07$.

Таким образом, можно заключить, что связи между периодом пульсара и характеристическим возрастом не наблюдается. Следовательно, предположение о том, что все пульсары рождаются с очень малыми периодами, по-видимому, не соответствует действительности. В [11] отмечалось, что начальное значение периода может быть большим и что учет этого обстоятельства уменьшает характеристический возраст пульсара. Поскольку определить начальное значение периода P_0 для каждого пульсара не представляется возможным, рассмотрим связь величины P_0 с параметрами частотного распределения пульсаров по наблюдаемым значениям периодов и их производных.

2. Начальное значение периода пульсара

Если потери энергии dE/dt звездой, которую будем рассматривать как вращающийся диполь с магнитным моментом m, обусловлены только электромагнитным излучением, то можно записать [1]

$$-\frac{dE}{dt} = I\omega\dot{\omega} = \frac{2}{3} m^2 \sin^2\psi\omega^4 c^{-3}, \tag{4}$$

где ω — угловая скорость вращения звезды, ψ — угол между осью вращения и магнитным моментом нейтронной звезды, I — момент инерции, m — магнитный момент.

Решая уравнение (4), находим

$$P(t) = \sqrt{P_0^2 + \int_{t_0}^{t} 2Q_0 \sin^2\psi\, dt},$$

где $Q_0 = \frac{8}{3}\pi^2 \frac{m^2}{Ic^2}$, $P(t) = 2\pi/\omega$, P_0 — начальное значение периода в момент времени $t = t_0$.

В первом приближении будем считать, что величина Q_0 от времени не зависит; тогда можно записать

$$P(t) = \sqrt{P_0^2 + 2Q_0 \overline{\sin^2\psi}\,(t - t_0)}, \tag{5}$$

с другой стороны,

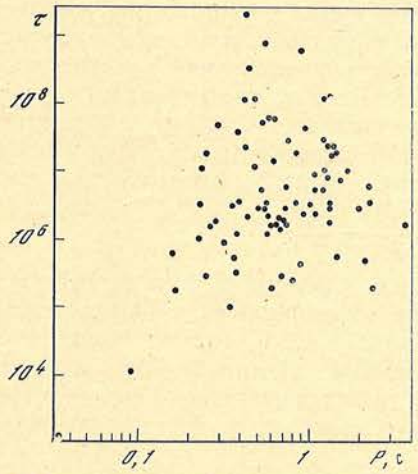
$$\dot{P}(t) = \frac{Q_0 \sin^2\psi}{P(t)}. \tag{6}$$

Рассмотрим теперь частотное распределение величин $P(t)$ и $\dot{P}(t)$ (рис. 2). Из рис. 2 видно, что эти два распределения различаются между собой величиной дисперсии. Причем дисперсия $D(\lg \dot{P}) = 0{,}96 \pm 0{,}14$ почти на порядок выше дисперсии $D(\lg P) = 0{,}13 \pm 0{,}02$. Попытаемся это различие объяснить, сопоставляя выражения (5) и (6).

Предположим, что $P_0^2 \ll 2Q_0 \overline{\sin^2\psi}\,(t - t_0)$. Тогда

$$\lg P = \frac{1}{2}\lg Q_0 + \frac{1}{2}\lg\overline{\sin^2\psi} + \frac{1}{2}\lg(t - t_0) + \frac{1}{2}\lg 2, \tag{7}$$

$$\lg \dot{P} = \frac{1}{2}\lg Q_0 - \frac{1}{2}\lg\overline{\sin^2\psi} - \frac{1}{2}\lg(t - t_0) - \frac{1}{2}\lg 2 + 2\lg\sin\psi. \tag{8}$$



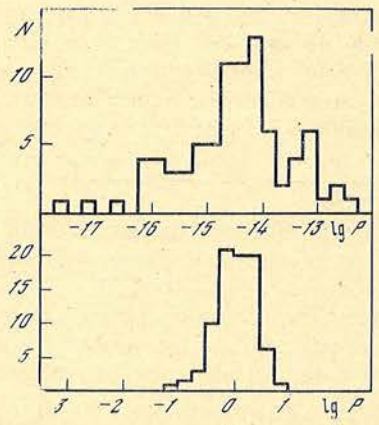


Рис. 1. Сопоставление характеристического возраста τ с периодом P пульсаров

Рис. 2. Частотное распределение пульсаров по производным периода (вверху) и по периоду (внизу)

Величины $Q_0 \sin^2\psi$ и $(t - t_0)$ — независимые переменные, а дисперсия двух независимых величин равна сумме дисперсий этих величин. Тогда из выражений (7) и (8) следует, что дисперсия $\lg \dot{P}$ отличается от дисперсии $\lg P$ на величину дисперсии $\lg \sin\psi$. Расчеты показывают, что для рассматриваемых нами 84 пульсаров [7] дисперсия величины $\lg \sin\psi$ незначительна ($D(\lg \sin\psi) = 0{,}09 \pm 0{,}02$). Таким образом, можно считать, что в этом случае дисперсии величин $\lg P$ и $\lg \dot{P}$ практически одинаковы, что противоречит наблюдательным данным.

Если же предположить, что $P_0^2 \gg 2\, Q_0\, \overline{\sin^2\psi}\, (t - t_0)$, то

$$\lg P = \lg P_0, \tag{9}$$

$$\lg \dot{P} = \lg Q_0 \sin^2\psi - \lg P_0. \tag{10}$$

Используя соотношение (6), мы нашли, что для 84 пульсаров [7] дисперсия величины $\lg Q_0 \sin^2\psi$ ($D(\lg Q_0 \sin^2\psi) = 1{,}04 \pm 0{,}15$) почти на порядок выше дисперсии величины $\lg P$, и, следовательно, в этом случае $D(\lg \dot{P}) > D(\lg P)$, что хорошо согласуется с наблюдениями. Это в свою очередь означает, что второе предположение ближе к истине, чем первое.

Мы рассмотрели только два крайних случая, однако уже такое рассмотрение дает основание сделать вывод о том, что в эволюции пульсара начальное значение периода P_0 играет определенную роль, а величина его сравнима с наблюдаемым периодом пульсара. Каждому пульсару соответствует свое значение начального периода, и при определении возраста пульсара необходимо учитывать величину P_0. При определении истинного возраста T с учетом конечной величины P_0 в первом приближении будем считать, что величина $Q \sin^2\psi$ от времени не зависит. Тогда, решая уравнение (4) и используя (6), получим

$$T = \tau - \frac{P_0^2}{2Q}, \tag{11}$$

где $Q = Q_0 \sin^2\psi$.

Из выражения (11) ясно видно, что характеристическое время τ в среднем значительно больше истинного. Используя соотношения (6) и (1), преобразуем (11) к виду

$$\tau = T \Big/ \left(1 - \frac{P_0^2}{P^2}\right).$$

Так как выше было показано, что значение P_0 близко к P, то это означает, что характеристический возраст τ всегда больше истинного и, как правило, значительно больше. Исключение, видимо, составляют пульсары с очень малым значением начального периода, таким, как у пульсара PSR 0531 + 21. Но и в этом случае характеристический возраст на 35% больше истинного. Возможно, это связано с тем, что характеристический возраст не имеет прямого отношения к возрасту пульсара. Его физический смысл легко понять, если найти отношение вращательной энергии пульсара $E = I\omega^2/2$ к скорости ее потерь dE/dt. Действительно,

$$\frac{E}{-dE/dt} = -\frac{\omega}{2\dot{\omega}} = \frac{P}{2\dot{P}} = \tau, \qquad -\frac{dE}{dt} = \frac{E}{\tau}. \tag{12}$$

Таким образом, τ есть величина, характеризующая темп потери звездой своей вращательной энергии. Если начальные периоды вращения пульсаров действительно близки к наблюдаемым, то возникает вопрос: куда расходуется вращательная энергия звезды. Бисноватый-Коган [12] в 1970 г. рассмотрел влияние магнитного поля на движение оболочки сверхновой и высказал предположение о ее ускорении за счет вращательной энергии звезды.

В следующем параграфе нами приводятся данные, которые свидетельствуют в пользу этой гипотезы. Одновременно становится понятным, почему начальные периоды пульсаров оказываются близкими к наблюдаемым.

3. Магнитное поле и начальный период пульсара

Изменение периода вращения нейтронной звезды в случае, когда потери вращательной энергии обусловлены магнитодипольным излучением, описывается выражением $P\dot{P} = Q$, где $Q = \frac{8\pi^2}{3}\frac{m^2}{Ic^3}\sin^2\psi$.

Таким образом, можно написать следующее выражение для магнитного момента нейтронной звезды:

$$m = \sqrt{\frac{3c^3}{8\pi^2}}\sqrt{I}\frac{\sqrt{P\dot{P}}}{\sin\psi}. \qquad (13)$$

Величины P и $\dot{P}$ определяются из наблюдений, момент инерции можно в первом приближении считать одинаковым для всех пульсаров, что же касается значения $\sin\psi$, то его можно найти из выражения, полученного в [13, 14]:

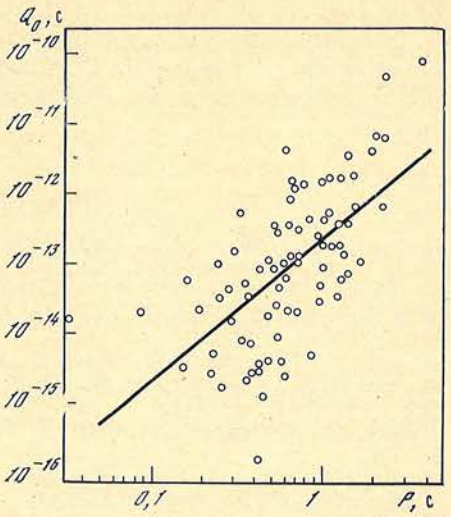


Рис. 3. Соотношение между периодом и параметром Q

Шкалы логарифмические. Сплошная линия — прямая регрессии

$$\sin\psi = \frac{AP^{13/42}}{W}, \qquad (14)$$

где A — коэффициент пропорциональности, W — длительность импульса пульсара, измеренная в секундах.

Поскольку $Q_0 \sim m^2$ (где $Q_0 = \frac{8}{3}\pi^2\frac{m^2}{Ic^3}$), то в дальнейшем мы будем пользоваться величиной Q_0. Для Q_0, используя соотношения (14) и (6), можно записать, что

$$Q_0 = \dot{P}P^{0,38}W^2. \qquad (15)$$

На рис. 3 приведены результаты сопоставления величины Q_0, определенной по соотношению (15), и периода P для 84 пульсаров. Видно, что с увеличением периода пульсара растет и значение Q_0. Найденный нами коэффициент корреляции между $\lg Q_0$ и $\lg P$ оказался равным $r = 0{,}63 \pm 0{,}04$.

Мы уже показали, что наблюдаемые значения периодов для большинства пульсаров близки к начальным. Отсюда следует, что бо́льшим величинам начального периода соответствуют бо́льшие значения магнитного момента звезды. Такую корреляцию следует ожидать из модели Бисноватого-Когана [12]. Действительно, чем больше напряженность магнитного поля, тем сильнее и дольше действует механизм передачи вращательной энергии от звезды к оболочке и тем медленнее звезда будет вращаться после окончания действия этого механизма.

Выводы

Таким образом, из анализа данных наблюдений [7] можно сделать следующие выводы.

1. Для большинства пульсаров начальный период их вращения близок к наблюдаемому.

2. Характеристический возраст пульсаров не отражает истинного, в среднем значительно больше его и характеризует темп потерь вращательной энергии звезды.

3. Наблюдаемые значения периодов пульсаров коррелируют с их магнитными моментами, что является убедительным аргументом в пользу механизма ускорения оболочек, предложенного Бисноватым-Коганом [12].

Безусловно, эти выводы были получены при определенных предположениях. В частности, мы считали, что магнитное поле нейтронной звезды не изменяется со временем. Возможно, дальнейшие исследования параметров пульсаров позволят сделать более определенные выводы об их эволюции.

Май 1980 г.

Литература

1. *Ostriker J. P., Gunn J. E.*— Astrophys. J., 1969, **157**, p. 1395.
2. *Lamb R. C.*— Nature, 1978, **272**, p. 429.
3. *Tayler J. H., Manchester R. N.*— Astron. J., 1975, **80**, p. 794.
4. *Manchester R. N., Lyne A. G., Tayler J. H.* et al.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, **185**, p. 409.
5. *Damashek M., Tayler J. H., Hulse R. A.*— Astrophys. J., 1978, **225**, p. L31.
6. *Kuzmin A. D., Malofeev V. M., Shitov Yu. P.* et al.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, **185**, p. 441.
7. *Lyne A. G., Ritchings R. T., Smith F. G.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1975, **171**, p. 579.
8. *Tayler J. H., Manchester R. N.*— Astrophys. J., 1977, **215**, p. 885.
9. *Manchester R. N.*— Austral. J. Phys., 1979, **32**, p. 1.
10. *Ferguson D. C.*— Astron. J., 1979, **84**, p. 621.
11. *Мнацаканян М. А.*— Астрофизика, 1979, **15**, с. 515.
12. *Бисноватый-Коган Г. С.*— Астрон. ж., 1970, **47**, с. 813.
13. *Ruderman M. A., Sutherland P. G.*— Astrophys. J., 1975, **196**, p. 51.
14. *Jones P. B.*— Astrophys. J., 1976, **209**, p. 602.

УДК 52–3/–7

СКОРОСТИ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ И ТЕРМОХИМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ АТМОСФЕР ХОЛОДНЫХ СВЕРХГИГАНТОВ

В. П. Гринин, В. В. Цымбал

Рассматриваются скорости основных релаксационных процессов в атмосферах холодных сверхгигантов. Показано, что характерное время установления диссоциативного равновесия в верхних слоях атмосфер значительно превышает время температурной релаксации. Это может приводить к заметным отклонениям от ЛТР в атмосферах звезд, в которых происходят (квази)периодические изменения температуры. К числу таких звезд относятся долгопериодические переменные (мириды) и родственные объекты.

VELOCITIES OF THE RELAXATION PROCESSES AND TERMOCHEMICAL EQUILIBRIUM IN THE ATMOSPHERES OF COOL SUPERCIANTS, by *V. P. Grinin* and *V. V. Tsimbal*.— The velocities of the main relaxational processes in the atmospheres of cool supergiants are considered. It is shown that the characteristic time of the attainment of the dissociation equilibrium in the external layers of the atmospheres substantially exceed the characteristic time of the temperature relaxation. It may lead to the deviations from LTR in the atmospheres of the stars where the (quasi) periodical temperature perturbations are taking place. The Mira variables and the related objects apply to such stars.

Как известно, в основе современной теории звездных спектров лежит предположение о локальном термодинамическом равновесии вещества и излучения в атмосферах звезд (гипотеза ЛТР). Эта фундаментальная гипотеза позволяет исследовать процесс переноса излучения в звездной атмосфере и на протяжении уже многих лет используется при интерпретации спектров звезд различных типов. В последние годы выполнен ряд работ (см. обзор Калкофена [1]) с целью выяснить, насколько хорошо эта гипотеза оправдывает себя и к каким изменениям в моделях атмосфер приводит отказ от нее. В этих работах рассматривались преимущественно атмосферы горячих звезд, где основной причиной отклонений от ЛТР, является отклонение распределения энергии в спектре звезды от план-

ковского, обусловленное выходом излучения через границу атмосферы, в сочетании с преобладающей ролью радиативных процессов возбуждения и ионизации газа над столкновительными процессами.

Ниже обсуждается принципиально иной механизм отклонений от ЛТР, который может иметь место в атмосферах холодных сверхгигантов. Этот механизм связан с нестационарными процессами, протекающими в атмосферах этих звезд (микротурбулентность, (квази)периодическое прохождение ударных волн и т. п.), и обусловлен большими характерными временами установления диссоциативного равновесия вещества при низких температурах и давлениях.

1. Основные типы релаксационных процессов в атмосферах холодных звезд

При наличии ЛТР состояние газа в каждой точке атмосферы, т. е. молекулярный состав, распределение электронов по уровням атомов и молекул и степень ионизации газа, определяется локальными значениями температуры и плотности вещества. Допустим, что под действием некоторого фактора, например в результате прохождения ударной волны в атмосфере звезды, возникло температурное возмущение, и рассмотрим процесс релаксации газа в исходное равновесное состояние.

В сложной многомолекулярной смеси, каковой является газ атмосфер холодных звезд, можно выделить три основных типа релаксационных процессов.

1. Температурная релаксация, определяемая преимущественно диффузией излучения. Характерное время релаксации оптически тонкого температурного возмущения определяется выражением (Шпигель [2])

$$t_{\mathrm{R}} = \frac{C_p}{16\sigma\varkappa T^3}, \tag{1}$$

где σ — постоянная Стефана—Больцмана, C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, $\varkappa$ — коэффициент поглощения на единицу массы, T — невозмущенное значение температуры.

Эта величина является одним из основных характерных времен и определяет время затухания начального температурного возмущения в e раз.

2. Процесс релаксации колебательных термов молекул с характерным временем t_{K}, определяемым соотношением (Зельдович и Райзер [3]):

$$t_{\mathrm{K}} = [zp\,(1 - e^{-h\nu/kT})]^{-1}, \tag{2}$$

где z — число столкновений молекулы с возмущающей частицей, p — вероятность дезактивации колебательного уровня при одном столкновении, ν — частота рассматриваемого перехода, h — постоянная Планка, k — постоянная Больцмана.

В ряде случаев рассматриваются также времена релаксации вращательных и вращательно-колебательных термов. Однако в нашем случае основной интерес представляет наибольшее из них — время колебательной релаксации. Если окажется, что $t_{\mathrm{K}} \ll t_{\mathrm{R}}$, то в этом случае в процессе температурной релаксации населенности колебательных уровней молекул в каждый момент времени будут соответствовать мгновенному значению температуры. Напротив, при $t_{\mathrm{K}} \gg t_{\mathrm{R}}$ релаксация колебательных уровней будет отставать от изменения температуры газа.

3. Процесс установления диссоциативного равновесия, т. е. в условиях рассматриваемой задачи — процессы образования молекул, разрушенных в результате теплового возмущения. Обычно при определении характерного времени образования i-й молекулы в реакции

$$\mathrm{X}_i + \mathrm{X}_j \rightleftarrows \mathrm{X}_k + \mathrm{X}_l \tag{3}$$

используется метод, в котором предполагается, что релаксация i-й молекулы происходит на фоне равновесных концентраций остальных реагентов, участвующих в реакции (3). В этом случае релаксационный процесс

описывается уравнением

$$\frac{d\tilde{X}_i}{dt} = \tilde{X}_i X_j \alpha_{ij} - X_k X_l \alpha_{kl}, \tag{4}$$

в котором $\tilde{X}_i$ — возмущенное значение концентрации i-й молекулы, α_{ij} и α_{kl} — константы скорости прямой и обратной реакции, связанные между собой принципом детального равновесия

$$\alpha_{ij}/\alpha_{kl} = X_l X_k / X_i X_j = K(T), \tag{5}$$

где $K(T)$ — константа равновесия в реакции (3), зависящая от температуры и сорта взаимодействующих молекул.

Переписывая уравнение (4) с учетом (5) в виде

$$\frac{d\tilde{X}_i}{dt} = \tilde{X}_j \alpha_{ij} (\tilde{X}_i - X_i), \tag{6}$$

находим, что процесс приближения концентрации i-й молекулы к равновесному значению характеризуется временем

$$t_0 = 1/\alpha_{ij} N_j, \tag{7}$$

равным среднему времени свободного пробега i-й молекулы относительно j-го реагента в реакции (3); принимая во внимание соотношение (5), его можно представить также в виде

$$t_0 = t_{kl}^i = (1/\alpha_{kl})(X_i/X_k X_l). \tag{8}$$

Последнее соотношение также имеет весьма простой физический смысл: оно указывает характерное время, необходимое для достижения равновесной концентрации i-й молекулы в реакции $X_k + X_l$.

Поскольку образование молекулы в сложных смесях может одновременно происходить по нескольким каналам, соответствующее эффективное время будем определять следующим образом:

$$t_i^{-1} = \sum_{k,\,l} (t_{kl}^i)^{-1}. \tag{9}$$

Согласно (9) значение $t_i \approx (t_{kl}^i)_{\min}$, т. е. определяется реакцией, идущей в данных условиях с максимальной скоростью.

Очевидно, что, рассматривая релаксацию газа для каждой из степеней свободы в отдельности, в качестве характерного времени установления термохимического равновесия следует принять максимальное из перечисленных выше значений

2. Каналы химических реакций

Как показывают многочисленные экспериментальные и теоретические исследования (см., например, Ватсон [4]), основными типами реакций образования молекул в условиях атмосфер холодных звезд являются.

а. Реакции газового обмена $A + BC \rightarrow AB + C$, где A и C — атомы, BC и AB — молекулы. Константа скорости в этом случае определяется формулой

$$\alpha = A \exp(-E/kT) \ [\text{см}^3/\text{с}]. \tag{10}$$

Здесь A — множитель Аррениуса, медленно возрастающий с увеличением температуры, E — энергия активации молекулы BC.

Большинство химических реакций, представляющих астрофизический интерес, являются экзотермическими и, следовательно, не очень сильно зависят от температуры. В этом случае в первом приближении можно принять $\alpha \sim A \cdot 4 \cdot 10^{-11}$ (Ленг [5]).

б. Ион-молекулярные реакции с участием как положительных, так и отрицательных ионов: $A + B \rightarrow C + D$, где A — ион, B и C — атом или молекула, D — ион или другая заряженная частица. Характерное значение константы скорости для реакций этого типа: $\alpha \sim 10^{-9}$ [4, 5].

в. Реакции с участием третьей частицы: $A + B + M \rightarrow AB + M$. Константа скорости определяется в этом случае соотношением [2]

$$\alpha = \beta\sigma_{\text{г}}\bar{v}\,(4\pi r^3/3)\,N. \tag{11}$$

Здесь $\sigma_{\text{г}}$ — газокинетическое сечение, $\bar{v}$ — средняя тепловая скорость атома A, β — вероятность рекомбинации при тройном столкновении, r — радиус молекулы, N — число частиц в 1 см^3.

В отличие от двух предыдущих типов реакций константа скорости при тройных столкновениях зависит от плотности газа, и этот канал становится существенным лишь при достаточно больших давлениях.

г. Радиационный захват: $A + B \rightarrow AB + h\nu$. Скорость реакций этого типа порядка $10^{-16} - 10^{-18}$ см^3/с.

д. Образование молекул на поверхности пылевых частиц. Согласно [5] константа скорости реакций этого типа может быть представлена в виде

$$\alpha = sw\pi r_{\text{п}}^2\bar{v}, \tag{12}$$

где s — коэффициент прилипания атома A с образованием молекулы, w — вероятность перехода образовавшейся молекулы с поверхности пылинки в газовую фазу, $r_{\text{п}}$ — радиус пылевых частиц.

Из перечисленных выше типов химических реакций наибольшими константами скоростей обладают ион-молекулярные процессы. Однако эффективность этих реакций зависит также от того, насколько быстро происходит ионизация нейтральных атомов, образующихся при распаде молекул. При низких давлениях образование положительных ионов осуществляется в основном при фотоионизациях. Характерное время этого процесса равно

$$t_{\text{ион}}^{(+)} = \left[4\pi W(r)\int_{\nu_0}^{\infty} B_\nu(T)\,k_\nu\frac{d\nu}{h\nu}\right]^{-1}, \tag{13}$$

где ν_0 — частота, соответствующая энергии ионизации, B_ν — функция Планка, k_ν — сечение фотоионизации, W — коэффициент дилюции.

Соответствующее характерное время пробега атома до момента рекомбинации с образованием отрицательного иона

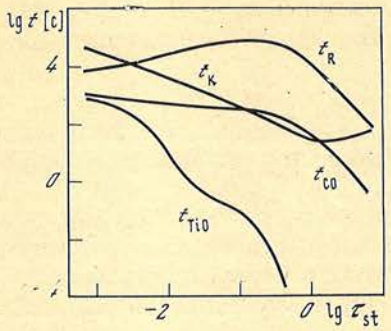
$$t_{\text{ион}}^{(-)} = (N_e\alpha_{\text{рек}})^{-1}, \tag{14}$$

где $\alpha_{\text{рек}}$ — коэффициент рекомбинации (в большинстве случаев порядка 10^{-15} см^3/с), N_e — электронная концентрация.

3. Результаты вычислений

При рассмотрении характерных времен химической релаксации мы ограничились двумя молекулами: TiO и CO, полосы поглощения которых присутствуют в спектрах большинства звезд поздних спектральных классов. Приводимые ниже данные получены на основе моделей атмосфер Джонсона [6]. При решении уравнений состояния было учтено 58 химических элементов и образование 227 молекул. Полученная система нелинейных алгебраических уравнений решалась методом Ньютона—Рафсона на ЭВМ ЕС-1040, обилия элементов брались из обзора Хауга и Ингволда [7], суммы по состояниям — по данным Куруча [8], константы диссоциации для молекул — по данным Цуджи [9]. Рассчитанные для двух рассматриваемых ниже моделей атмосфер ($T_{\text{эф}} = 3000$ К и $\lg g = 1$, $T_{\text{эф}} = 2000$ К и $\lg g = 0$) логарифмы парциальных давлений компонент газа приведены в Приложении в конце статьи.

При вычислении характерного времени температурной релаксации мы использовали значения росселандова среднего $\varkappa_{\text{R}}$ по данным Цуджи [10]. Удельная теплоемкость вычислялась по приближенной формуле $C_p \simeq (5/2)\,(R/\mu)$, где R — газовая постоянная, μ — молекулярный вес.



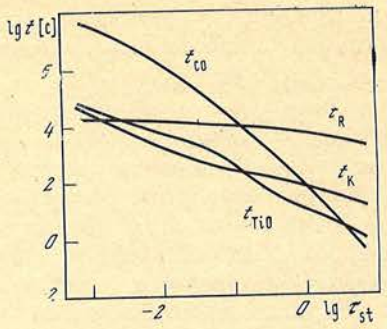


Рис. 1. Характерные времена термохимической релаксации в атмосфере сверхгиганта при $T_{эф} = 3000$ К, $\lg g = 1$

t_R и t_K — характерные времена температурной и колебательной (молекула CO) релаксации, t_{TiO} и t_{CO} — характерные времена образования молекул TiO и CO соответственно, τ_{st} — оптическая глубина на $\lambda = 1$ мкм

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для атмосферы с $T_{эф} = 2000$ К и $\lg g = 0$

Приводимые ниже характерные времена образования молекул TiO и CO получены по формулам (8) и (9) с учетом соответственно десяти и пятнадцати каналов реакций. В тех случаях, когда нам не удалось найти в литературных источниках данных о константах скоростей, последние принимались равными средним значениям для соответствующих типов реакций (см. п. 2).

Как показывают расчеты, в атмосферах холодных сверхгигантов основными процессами, приводящими к образованию окиси титана, являются реакции газового обмена Ti + CO, Ti + OH ($\alpha \sim 4 \cdot 10^{-11}$), а также ион-молекулярная реакция Ti + CO ($\alpha \sim 10^{-9}$).

Образование молекулы CO происходит в основном в реакциях: $H + CO_2$ ($\alpha \approx 2 \cdot 10^{-12}$ при $T = 1500$ К), O + HCO, O + CS, C + OH, O + CH ($\alpha \sim 4 \cdot 10^{-11}$), O + CN ($\alpha = 10^{-11} \exp(-1200/T)$, [5, с. 223]), $CO^+ + H$ ($\alpha = 10^{-9}$, [4, с. 291]).

Мы оценили также возможный вклад в образование молекул реакций на поверхности пылинок. Поскольку концентрация пыли в атмосферах холодных сверхгигантов неизвестна, было принято верхнее значение в предположении, что все вещество атмосферы сосредоточено в пылевых частицах. Принимая значение $r_п \sim 5 \cdot 10^{-5}$ см, в этом случае имеем $N_п \approx \approx 10^{-14} N_H^0$, где $N_H^0 = N_H + 2N_{H_2}$ — полное число атомов водорода в 1 см^3. Для оценки скорости реакции в (12) было принято $s = w = 1$. Полученная таким путем оценка характерного времени образования молекул TiO и CO соответствует, очевидно, нижней границе этой величины. Вычисления показали, что даже в этом случае эффективность реакций на поверхности пылинок на несколько порядков ниже по сравнению с указанными выше реакциями.

На рис. 1 и 2 представлены характерные времена образования молекул TiO и CO, а также характерные времена температурной и колебательной релаксации для принятых выше моделей атмосфер. Видно, что t_{TiO} и t_{CO} монотонно растут при переходе в поверхностные слои атмосферы, что отражает уменьшение концентраций реагентов в соответствующих реакциях с уменьшением температуры и давления газа. При этом для каждой из представленных выше моделей $t_{TiO} \ll t_R$. Это означает, что скорость образования окиси титана достаточно высока и в каждый момент времени концентрация молекулы будет соответствовать равновесному значению для данного мгновенного значения температуры.

Иначе обстоит дело с молекулой CO. Согласно рис. 2 характерное время образования окиси углерода в верхних слоях атмосферы с $T_{эф} = = 2000$ К и $\lg g = 0$ достигает весьма внушительных значений, так что с большим запасом выполняется обратное неравенство: $t_{CO} \gg t_R$. Иными

словами, образование молекулы CO в процессе температурной релаксации в этом случае не успевает «следить» за изменением температуры, и, следовательно, ее концентрация может существенно отклоняться от равновесной.

Расчеты диссоциативного равновесия показывают (см. Приложение), что в атмосферах холодных звезд углерод, как и большинство других атомов, связан в молекулы, причем основной углеродсодержащей молекулой является именно окись углерода. Следовательно, заметные отклонения от равновесных концентраций возникнут в этом случае также и у других молекул, содержащих углерод.

По этой же причине даже незначительные отклонения концентраций основных молекул от равновесных значений должны приводить к ощутимым изменениям парциального давления входящих в них нейтральных атомов. В процессе релаксации возвращение избыточных концентраций атомов в молекулярную фазу быстрее всего происходит в реакциях газового обмена. Существенно, однако, что реакции этого типа приводят лишь к перераспределению возмущенных концентраций различных элементов, не меняя их полного числа. Поэтому полная релаксация смеси нейтральных атомов идет либо в медленно протекающих реакциях с радиационным захватом, либо путем образования ионов с последующим образованием молекул в ион-молекулярных реакциях (см. по этому поводу п. 6).

Оценки по формуле (14) дают в моделях с $T_{эф} = 3000$ и 2000 К (см. ниже табл. 1) на уровне $\tau_{st} = 1$ среднее время пробега атома до момента рекомбинации с образованием отрицательного иона порядка 10^4 и 10^6 с соответственно. Из-за уменьшения электронного давления эта величина растет с уменьшением τ_{st}. Согласно формуле (13) соответствующие характерные времена фотоионизации элемента с энергией связи $\chi = 6$ эВ и $k_{\nu_0} \sim 10^{-17}$ см^2 порядка $2 \cdot 10^2$ и $3 \cdot 10^7$ с (при $W = 1/2$) и быстро растут как при переходе к элементам с более высокими значениями χ, так и при переходе в более высокие слои атмосферы (вследствие уменьшения фактора дилюции).

Таким образом, вследствие низкого электронного давления и низкой плотности ионизующего излучения образование ионов в атмосферах холодных сверхгигантов идет весьма медленно. Поэтому характерным признаком отсутствия диссоциативного равновесия в атмосферах холодных звезд должно быть избыточное парциальное давление нейтральных атомов.

Следующий вопрос состоит в том, как соотносятся между собой характерные времена температурной и колебательной релаксации. Для оценки по формуле (2) времени t_K мы воспользовались экспериментальными данными о вероятности дезактивации колебательных уровней молекулы CO при столкновениях CO—CO, приведенными в [2]. Как следует из рис. 1 и 2, почти на всем протяжении атмосфер значения $t_K < t_R$. Если учесть, что колебательная релаксация CO осуществляется (и притом, повидимому, более эффективно) также при столкновениях с другими молекулами, концентрация которых в атмосфере выше, чем концентрация CO, то на основании этого можно заключить, что релаксация колебательных уровней молекул в атмосферах холодных сверхгигантов протекает быстрее, чем температурная релаксация.

4. Результаты других авторов

Методом, аналогичным принятому выше, скорости образования отдельных молекул в атмосферах холодных сверхгигантов оценивались также Хойлом и Викрамасинге [11], Цуджи [12] и Томпсоном [13]. В первой из упомянутых работ в связи с проблемой образования графитовых частиц рассматривалось образование молекулы C_2 в реакциях с участием третьей частицы. Значение t_{C_2} на уровне $\tau \sim 1$ оказалось порядка 10^{10} с. Впоследствии Цуджи [12] существенно уменьшил эту величину до значения $t_{C_2} \sim 10^3$ с, приняв во внимание реакции газового обмена.

Томпсоном детально исследовались условия возбуждения вращательных, вращательно-колебательных и колебательных термов молекулы CO. Было показано, что вследствие низкого давления в атмосферах холодных сверхгигантов могут иметь место отклонения от ЛТР температуры возбуждения колебательных термов молекулы, обусловленные преобладающей ролью радиативных переходов над столкновительными. Наряду с этим Томпсоном рассматривалась также скорость образования молекулы CO в реакциях $O + CS \rightleftarrows CO + S$ и $CO + N \rightleftarrows CN + O$. Однако соответствующие оценки были сделаны лишь для одного значения температуры $T = 4000$ K и газового давления $\lg P_g = 3$.

5. Кинетика газовых реакций в приближении малых возмущений

Как уже отмечалось, принятый в п. 1 (а также в работах, перечисленных в п. 4) метод оценки скорости образования молекул основан на предположении о том, что релаксация i-й молекулы происходит на фоне равновесных концентраций реагентов, участвующих в образовании рассматриваемой молекулы. Тем самым этот метод игнорирует связь между параллельно протекающими реакциями, отдавая при этом предпочтение реакции, идущей с максимальной скоростью. Очевидно, что строгое решение вопроса о скоростях химической релаксации может быть получено лишь с учетом кинетики совместно протекающих реакций.

Ниже на основе линеаризованных уравнений газовых реакций мы рассмотрим некоторые примеры, иллюстрирующие взаимное влияние реакций с разными константами скорости.

Рассмотрим газовую систему, состоящую из N химических реагентов и находящуюся в термодинамическом равновесии. Допустим, что в момент времени $t = 0$ под действием температурного возмущения или внешнего излучения произошло нарушение диссоциативного равновесия, в результате которого концентрации реагентов получили приращение x_i (0). Предполагая выполнение условия малости возмущений $|x_i|/X_i \ll 1$ и суммируя все реакции с участием i-й молекулы, систему линеаризованных уравнений газовой кинетики можно записать следующим образом:

$$\frac{dx_i}{dt} = \sum_{k=1}^{N} a_{ik} x_k, \tag{15}$$

где коэффициенты a_{ik} определяются соотношениями

$$a_{ik} = \sum_{j(i)} (-1)^{\alpha} X_j \alpha_{ij}. \tag{16}$$

Выбор знака в правой части (16) ($\alpha = 1$ или 0) зависит от того, приводит ли данная реакция к увеличению или уменьшению концентрации i-го реагента.

В процессе релаксации полные концентрации химических элементов (с учетом элементов, входящих в состав молекул) должны сохраняться. Если газовая система состоит из M химических элементов ($M < N$), то уравнения сохранения числа атомов i-го элемента имеют вид

$$\sum_{j=1}^{n_i} x_j m_{ij} = 0, \quad i = 1, \ldots, M, \tag{17}$$

где m_{ij} — число атомов i-го элемента в составе j-й молекулы, n_i — число реагентов, включающих в себя i-й элемент.

Комбинируя уравнения (15) и (17), ранг системы (15) можно понизить до $N - M$:

$$\frac{dx_i}{dt} = \sum_{k=1}^{N-M} b_{ik} x_k. \tag{18}$$

Здесь b_{ik}^{*} — коэффициенты, получающиеся после перегруппировки членов в правой части (15) с учетом соотношений (17).

Система линейных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами (18) описывает, таким образом, процесс приближения сложной атомно-молекулярной смеси к термодинамически равновесному состоянию. Ее решение, как известно, имеет вид (см., например, [14])

$$x_i(t) = \sum_{k=1}^{N-M} C_k A_k^i e^{\lambda_k t}, \tag{19}$$

где λ_k — корни характеристического уравнения

$$\| B - \lambda I \| = 0, \tag{20}$$

B — матрица коэффициентов b_{ik}, I — единичная матрица. Коэффициенты A_k^i являются решениями системы линейных уравнений

$$(B - \lambda_k I) A_k = 0, \tag{21}$$

где A_k — вектор с компонентами A_k^i.

После вычисления корней λ_k и коэффициентов A_k^i коэффициенты C_k находятся их системы (19) при $t = 0$ с учетом соответствующих начальных условий.

6. Кинетика параллельно протекающих реакций с разными константами скорости

Рассмотрим в качестве примера кинетику параллельно протекающих реакций

$$CO + OH \rightleftarrows CO_2 + H, \tag{22}$$

$$O + H \rightleftarrows OH + h\nu, \tag{23}$$

$$O + e \rightleftarrows O^- + h\nu, \tag{24}$$

$$O^- + H \rightleftarrows OH + e. \tag{25}$$

С точки зрения образования молекулы гидроксила радиативная ассоциация O + H малоэффективна из-за чрезвычайно низкого сечения реакции (константа скорости $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-20}$ см³/с [5]). Константа скорости соответствующей ион-молекулярной реакции $O^- + H$ довольно велика ($\sim 10^{-9}$). Однако вследствие низкой скорости образования отрицательных ионов кислорода в реакции (24) и низкой концентрации их в атмосферах холодных звезд (см. Приложение) эффективность этой реакции по сравнению с реакцией газового обмена также весьма мала. Тем не менее, как будет показано ниже, учет последних трех реакций (23)—(25) необходим не только с точки зрения кинетики диссоциативного равновесия молекулы OH, но и с точки зрения релаксации других молекул, участвующих в реакции (22).

Рассмотрим сначала кинетику первых двух реакций (22) и (23), считая для простоты, что в исходном равновесном состоянии все атомы кислорода связаны в молекулы. Обозначим равновесные концентрации реагентов через $X_1 = [CO]$, $X_2 = [OH]$, $X_3 = [CO_2]$, $X_4 = [H]$ и $X_5 = [O]$ ($X_5 = 0$). Пусть в момент времени $t = 0$ под действием внешнего излучения произошла фотодиссоциация молекулы гидроксила: $x_2(0) = -1$, $x_4(0) = 1$, $x_5(0) = 1$. Обозначая через α_{12} и α_{34}—константы скорости прямой и обратной реакций в (22), через α_{45} — константу скорости радиативной ассоциации O + H, линеаризованные уравнения кинетики двух параллельно протекающих реакций можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= -(x_1X_2 + x_2X_1)\alpha_{12} + (x_3X_4 + x_4X_3)\alpha_{34}, \\ \frac{dx_2}{dt} &= (x_1X_2 + x_2X_1)\alpha_{12} - (x_3X_4 + x_4X_3)\alpha_{34} - x_5X_4\alpha_{45}. \end{aligned} \tag{26}$$

С учетом уравнений сохранения числа частиц

$$(\text{C}):\ x_1 + x_3 = 0,\ (\text{O}):\ x_1 + x_2 + 2x_3 + x_5 = 0,\ (\text{H}):\ x_2 + x_5 = 0 \quad (27)$$

система уравнений (26) приводится к каноническому виду (18) при $N - M = 2$, где

$$b_{11} = -(X_2\alpha_{12} + X_4\alpha_{34}); \quad b_{12} = X_1\alpha_{12} + X_3\alpha_{34};$$
$$b_{21} = -b_{11} - X_4\alpha_{45}; \quad b_{22} = -b_{12} - X_4\alpha_{45}. \quad (28)$$

Согласно изложенному выше решение этой системы при начальных условиях $x_1(0) = 0$ и $x_2(0) = -1$ имеет вид

$$x_i(t) = \sum_{k=1}^{2} C_k A_k^i e^{\lambda_k t}, \quad (29)$$

где λ_k — корни характеристического уравнения (20):

$$\lambda_1 = b_{11} - b_{12}; \quad \lambda_2 = b_{11} + b_{21} = -X_4\alpha_{45}, \quad (30)$$

коэффициенты A_k^i связаны между собой соотношениями

$$A_1^1 = -A_2^1; \quad A_1^2 = A_2^2 \frac{b_{12}}{b_{21}};$$
$$C_1 A_2^1 = \frac{b_{12}}{b_{12} + b_{21}}; \quad C_2 A_2^2 = -\frac{b_{21}}{b_{12} + b_{21}}. \quad (31)$$

Учитывая реальные соотношения между парциальными давлениями молекул в атмосферах холодных сверхгигантов ($X_1 \gg X_2$ и $X_4 \gg X_3$, см. Приложение), отсюда получаем два предельных случая:

1. $|b_{11}/b_{12}| = a = (X_4/X_1)\,K(T) \gg 1$. В этом случае выражения (29) с учетом полученных выше соотношений приводятся к виду

$$x_1(t) = a^{-1}(-e^{\lambda_1 t} + e^{\lambda_2 t}),$$
$$x_2(t) = -a^{-1}e^{\lambda_1 t} + (a^{-1} - 1)\,e^{\lambda_2 t} \approx -e^{\lambda_2 t}, \quad (32)$$

где $\lambda_1 = -X_4\alpha_{34}$, $\lambda_2 = -X_4\alpha_{45}$, откуда следует, что отношение $\lambda_1/\lambda_2 = \alpha_{34}/\alpha_{45} \sim 10^8$.

Согласно (32) в первые моменты времени система реагирует на диссоциацию молекулы OH быстрым уменьшением концентраций CO_2 и H в результате замедления прямой реакции CO + OH. Время этого процесса $t_0 = |\lambda_1|^{-1}$ равно минимальному характерному времени свободного пробега реагентов в обменной реакции (22). Последующая релаксация возмущений $x_i(t)$ к нулевым значениям происходит за счет значительно более медленной реакции радиационного захвата (23) и характеризуется временем $t_0 = |\lambda_2|^{-1}$, равным среднему времени свободного пробега атома кислорода относительно водорода с образованием молекулы OH.

Из (32) следует далее, что при $a \gg 1$ диссоциация OH слабо влияет на равновесие молекулы CO. Однако относительное изменение концентрации CO_2 ($x_3 = -x_1$) получается примерно такого же порядка, что и для молекулы гидроксила. Действительно, принимая во внимание, что по определению $K(T) = (X_1X_2)/(X_3X_4)$, имеем $a = X_2/X_3$. С учетом этого из (32) получаем, что в интервале $|\lambda_2|^{-1} \gg t \gg |\lambda_1|^{-1}$ отношение $|x_3|/X_3 \sim |x_2|/X_2$.

2. $a \ll 1$. Как показывают оценки, этот случай реализуется в верхних слоях атмосфер сверхгигантов с $T_{эф} \lesssim 3000$ K. При выполнении этого условия выражения (29) приводятся к виду

$$x_1(t) = -e^{\lambda_1 t} + e^{\lambda_2 t},$$
$$x_2(t) = -(1 - a)\,e^{\lambda_1 t} - ae^{\lambda_2 t}, \quad (33)$$

где $\lambda_1 = -X_1\alpha_{12}$, λ_2 по-прежнему определяется формулой (30).

Из (33) следует, что, как и в предыдущем случае, процесс установления диссоциативного равновесия в реакциях (22) и (23) определяется характерным временем $t_0 = |\lambda_2|^{-1}$. Меняются лишь амплитудные множи-

тели перед экспоненциальными членами. В частности, в отличие от (32) релаксация молекулы гидроксила при $a \ll 1$ происходит в основном за счет реакции газового обмена и лишь на уровне a от начального значения $x_2(0)$ «включается» реакция радиационного захвата (23).

В качестве примера в таблице приведены значения $t_0 = |\lambda_2|^{-1}$ для двух моделей атмосфер: $T_{эф} = 2000$ К, $\lg g = 0$ и $T_{эф} = 3000$ К, $\lg g = 1$. Там же для сравнения приведены значения характерного времени температурной релаксации. Видно, что в атмосфере с $T_{эф} = 3000$ К начиная с $\tau_{st} \sim 10^{-2}$ значение $t_0 \gg t_R$, для модели с $T_{эф} = 2000$ К это неравенство выполняется практически на всем протяжении атмосферы, причем уже на уровне $\tau_{st} \sim 0{,}1$ время установления диссоциативного равновесия порядка $3 \cdot 10^7$ с, т. е. сравнимо с периодом пульсаций блеска мирид.

Параметр	Модель							
	$T_{эф} = 2000$ К, $\lg g = 0$ для $\lg \tau_{st}$				$T_{эф} = 3000$ К, $\lg g = 1$ для $\lg \tau_{st}$			
	—3	—2	—1	0	—3	—2	—1	0
$\lg t_R$ [с]	4,3	4,2	3,9	3,7	3,9	4,4	4,9	4,0
$\lg t_0$ [с]	10,1	9,0	7,2	5,7	6,7	5,9	5,1	4,2
$\lg t^{(-)}_{ион}$ [с]	10,6	9,6	7,8	6,1	7,8	6,8	5,8	1,1

Рассмотрение кинетики обменной реакции (22) в сочетании с реакциями (24) и (25) показывает, что в этом случае процесс установления диссоциативного равновесия описывается уравнениями, аналогичными (32) и (33), и характеризуется временем свободного пробега атома кислорода до момента рекомбинации с образованием отрицательного иона O^-, т. е. величиной $t^-_{ион} = 1/(N_e \alpha_{рек})$. Вычисления показывают (см. таблицу), что при $\alpha_{рек} \sim 10^{-15}$ характерное время образования отрицательного иона кислорода в атмосфере с $T_{эф} = 2000$ К примерно в 3—4 раза превышает время радиативной ассоциации на соответствующих глубинах, что свидетельствует об относительно низкой роли ион-молекулярной реакции $O^- + H$ в процессе образования молекулы гидроксила. В атмосфере с $T_{эф} = 3000$ К на глубине $\tau_{st} \sim 1$ обе реакции идут примерно с одинаковой скоростью, однако в верхних слоях атмосферы процесс установления диссоциативного равновесия в реакциях (22) — (25) по-прежнему определяется радиативной ассоциацией.

7. Обсуждение

Рассмотренные выше примеры кинетики параллельно протекающих реакций представляют интерес в двух отношениях: во-первых, из них следует, что радиативная ассоциация $O + H$ оказывает существенное влияние на процесс установления диссоциативного равновесия как самой молекулы OH, так и других молекул и атомов, связанных с ней реакциями газового обмена. Роль последних сводится при этом к быстрой перестройке концентраций атомов и молекул, отвечающей некоторому новому квазиравновесному состоянию, характеризующемуся новой температурой диссоциативного равновесия. Полная же релаксация газа в исходное состояние определяется такими процессами, как радиативные ассоциации, образование ионов, которые в условиях атмосфер холодных сверхгигантов протекают весьма медленно.

Во-вторых, из выражений (32) и (33) следует, что в рассмотренных в п. 6 примерах процесс восстановления диссоциативного равновесия в реакциях (22) — (25) не зависит от двух исходных параметров — концентраций молекул OH и CO_2. Это означает, что требование малости возмущений ($|x_i|/X_i \ll 1$) применительно к этим молекулам в данном случае не является необходимым условием. То же самое относится и к атомарному

кислороду, равновесная концентрация которого по условию была равна нулю. Следовательно, существует принципиальная возможность исследовать на основе линейных уравнений газовой кинетики (18) релаксацию атомно-молекулярных смесей, в которых относительные возмущения концентраций реагентов с низким парциальным давлением могут быть сколь угодно большими.

При совпадении основного вывода о том, что процесс установления диссоциативного равновесия в верхних слоях атмосфер холодных сверхгигантов характеризуется весьма низкой скоростью, использованные выше два разных подхода к оценке скорости химической релаксации обладают одним весьма важным отличием. При определении скорости релаксации молекул первым методом большие характерные времена установления диссоциативного равновесия могут быть получены лишь для молекул с большим парциальным давлением. Тогда как применение второго, более последовательного подхода показывает, что время установления диссоциативного равновесия может оказаться большим для целого комплекса молекул и атомов, связанных между собой реакциями газового обмена, независимо от их парциального давления.

Хотя ни один из этих методов не дает ответа на вопрос, во сколько раз концентрация той или иной молекулы или атома отклоняется от равновесного значения, тем не менее, зная характерное время термохимической релаксации, можно сказать, в каких случаях эти отклонения будут иметь место, а в каких нет.

Поскольку из-за наличия микротурбулентности, порождаемой, например, конвективными движениями, температура и плотность в каждой точке атмосферы флюктуируют относительно среднего значения, причем характерным временным масштабом затухания температурных флюктуаций является время t_R, отклонения от ЛТР будут заведомо малы, если время установления диссоциативного равновесия $t_0 \ll t_R$. В противном случае химическое равновесие будет отставать от температурной релаксации. Усреднение по всему диску приведет к тому, что в тех слоях атмосферы, где $t_0 \gg t_R$, будет присутствовать смесь различных состояний диссоциативного равновесия, не соответствующих, вообще говоря, значениям температуры и плотности на этом уровне.

Другим фактором, приводящим к отклонениям от ЛТР, обусловленным нарушением диссоциативного равновесия, являются крупномасштабные температурные возмущения, связанные с периодическим распространением по атмосфере холодного сверхгиганта ударных волн. Нестационарные процессы такого рода, как известно, наблюдаются в атмосферах долгопериодических переменных (мириды).

Звезды этого типа относятся к числу самых холодных звезд, наблюдаемых на небе обычными спектроскопическими методами. Согласно Меррилу [15] их эффективные температуры в максимуме блеска порядка 2000 К, сила тяжести на поверхности составляет 10^{-4} от силы тяжести на поверхности Солнца (т. е. параметры атмосфер близки к параметрам рассмотренной выше модели с $T_{эф} = 2000$ К и $\lg g = 0$). Спектры мирид показывают большое число меняющихся со временем атомных и молекулярных линий (как в эмиссии, так и в поглощении) и характеризуются разного рода аномалиями, которые в настоящее время приписываются отклонениям химического состава их атмосфер от стандартного. В ряде случаев изменение линейчатого спектра с фазой не удается объяснить (на основе гипотезы ЛТР) изменением температуры атмосферы при фиксированном обилии химических элементов. Некоторые авторы полагают в связи с этим (см., например, [15]), что в таких случаях имеют место реальные изменения химического состава с фазой блеска.

Поскольку, как было показано выше, характерное время химической релаксации в верхних слоях атмосферы с $T_{эф} = 2000$ К и $\lg g = 0$ сравнимо с периодом пульсаций блеска мирид ($\sim 3 \cdot 10^7$ с), представляется возможным другое объяснение, а именно, что в протяженных атмосферах таких звезд имеют место отклонения от диссоциативного равновесия.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ЛОГАРИФМЫ ПАРЦИАЛЬНЫХ ДАВЛЕНИЙ КОМПОНЕНТ ВЕЩЕСТВА

Элемент	−4	−3	−2	−1	0	1
			Модель *J* 30; $T_{эф}$=3000 К; lg *g*=1			
H	−1,079	−0,061	0,732	1,583	2,448	3,702
C	−16,791	−14,727	−11,229	−8,539	−4,177	0,093
N	−9,506	−8,127	−6,107	−4,495	−2,189	−0,398
O	−4,659	−3,738	−2,737	−1,882	−0,976	0,500
Ti	−11,136	−9,720	−7,561	−6,008	−5,535	−6,275
H_2	−1,863	−0,618	−0,650	−0,084	−0,218	−0,446
H_2O	−4,980	−3,697	−4,526	−4,365	−5,646	−7,389
CO	−4,555	−3,469	−2,834	−1,999	−1,151	−1,856
CO_2	−8,299	−7,223	−7,472	−7,098	−7,475	−9,773
C	−17,281	−15,195	−12,438	−10,072	−6,556	−5,082
CH	−19,751	−17,288	−14,260	−11,608	−7,841	−4,469
OH	−5,285	−4,123	−3,917	−3,327	−3,387	−3,348
TiO	−8,156	−7,070	−6,469	−5,865	−7,453	−11,120
MgH	−11,405	−9,662	−8,978	−7,821	−7,082	−7,806
H^+	−23,073	−20,762	−16,087	−12,848	−7,896	−0,691
C^+	−32,396	−29,434	−22,854	−18,337	−10,800	−1,907
O^+	−26,701	−24,485	−19,595	−16,348	−11,347	−3,955
Ti^+	−14,371	−12,801	−9,076	−6,756	−4,829	−3,498
H^-	−14,053	−12,167	−10,869	−9,337	−7,573	−5,042
C^-	−28,490	−25,641	−20,343	−18,555	−13,486	−8,218
O^-	−15,570	−13,897	−12,633	−11,266	−9,735	−7,379
Ti^-	−24,607	−22,262	−19,482	−17,164	−15,654	−14,917
P_e	−6,680	−5,615	−4,693	−3,705	−2,269	−0,073
T, К	1883,3	2009,6	2326,6	2615,1	3274,9	5163,4
			Модель *J* 24; $T_{эф}$=2000 К; lg *g*=0			
H	−4,143	−3,438	−2,368	−0,547	0,924	2,758
C	−25,549	−23,995	−21,486	−16,996	−13,401	−8,613
N	−16,862	−15,885	−14,116	−10,668	−7,923	−4,107
O	−12,669	−12,128	−10,737	−7,493	−4,945	−1,139
Ti	−14,001	−12,848	−11,732	−9,288	−7,568	−5,534
H_2	−0,900	0,030	0,933	1,689	2,359	2,639
H_2O	−4,068	−3,138	−2,235	−1,478	−0,801	−0,485
CO	−4,198	−3,269	−2,366	−1,609	−0,931	−0,440
CO_2	−7,504	−6,610	−5,798	−5,243	−4,707	−4,366
C	−21,141	−19,443	−17,309	−14,364	−11,935	−9,123
CH	−26,041	−24,157	−21,453	−17,483	−14,189	−10,216
OH	−9,394	−8,621	−7,375	−5,145	−3,355	−1,043
TiO	−7,798	−6,869	−5,966	−5,209	−4,532	−4,055
MgH	−10,892	−9,476	−8,064	−6,795	−5,679	−4,912
H^+	−64,946	−64,946	−64,943	−64,918	−24,118	−13,884
C^+	−86,352	−85,503	−84,061	−39,829	−31,945	−20,438
O^+	−73,472	−73,636	−73,312	−71,864	−30,036	−17,817
Ti^+	−25,592	−24,410	−22,108	−17,393	−13,538	−7,960
H^-	−17,995	−16,691	−14,828	−11,873	−9,595	−6,959
C^-	−37,370	−35,268	−32,099	−26,783	−22,621	−17,387
O^-	−23,381	−22,314	−20,319	−16,379	−13,366	−9,265
Ti^-	−28,894	−27,105	−25,102	−21,303	−18,604	−15,515
P_e	−9,197	−8,492	−7,425	−5,630	−4,278	−2,605
T, К	1200,2	1230,6	1316,4	1571,2	1851,4	2512,8

Заключение

Таким образом, проведенный выше анализ скоростей термохимической релаксации указывает на возможность существования отклонений состояния газа от ЛТР в верхних слоях атмосфер холодных сверхгигантов, обусловленных нарушением диссоциативного равновесия, что заставляет относиться с некоторой осторожностью к результатам исследований химического состава таких звезд методами ЛТР-моделей. В плане дальнейшего исследования этого вопроса представляет интерес изучение кинетики совокупности молекул, атомов и их ионов, важных с точки зрения диссоциативного равновесия, в поле периодически меняющихся со временем температурных возмущений. К рассмотрению этой задачи мы предполагаем вернуться в одной из следующих работ.

Ноябрь 1979 г.

Литература

1. *Kalkofen W.*— Astrophys. J., 1968, **151**, p. 317.
2. *Spiegel E. A.*— Astrophys. J., 1957, **126**, p. 202.
3. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
4. *Watson W. D.* Atomic and molecular physics and interstellar matter/Ed. R. Balian et al., 1975, p. 174.
5. *Ленг К.* Астрофизические формулы. М.: Мир, 1978.
6. *Jonson H. R.* Model atmospheres for cool stars, NCAR-TN/STR-95, 1974.
7. *Hauge O., Engvold O.* Inst. theoret. astrophys. Blindern, 1975, rept N 49.
8. *Kurucz R. L.*— Smitson. Astrophys. obs. Spec. Rep., 1970, N 309.
9. *Tsuji T.*— Astron. and Astrophys., 1973, **23**, p. 411.
10. *Tsuji T.*— Publ. Astron. Soc. Jap., 1973, **23**, p. 553.
11. *Hoyle F., Wickramasinghe N. C.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1962, **124**, p. 417.
12. *Tsuji T.*— Ann. Tokyo Astron. Observ., 1964, Second ser., 9, N 1.
13. *Tompson R. I.*— Astrophys. J., 1973, **181**, p. 1039.
14. *Камке Э.* Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1971.
15. *Меррил П.*— В кн.: Звездные спектры/Под ред. Дж. Л. Гринстейн. М.: Изд-во иностр. лит., 1963, с. 501.

УДК 681.3.06

ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕГРОПОКАЗАТЕЛЬНОЙ ФУНКЦИИ С ПОВЫШЕННОЙ ТОЧНОСТЬЮ

Д. Н. Рачковский

Предложен алгоритм расчета вещественной интегропоказательной функции $E_1(x)$, обеспечивающий в области $0{,}5 < x < 16$ точность порядка 10^{-14}.

COMPUTATION OF THE EXPONENTIAL INTEGRAL FUNCTION WITH HEIGHTENED ACCURACY, by *D. N. Rachkovsky*.— The algorithm for high accuracy computation of the exponential integral is proposed. It gives an accuracy of about 10^{-14} in the range $0.5 < x < 16$. For smaller and larger values of an argument well known expressions are used.

При численном решении интегральных уравнений переноса излучения бывает необходимо вычислять интегропоказательную функцию

$$E_1(x) = \int_x^\infty \frac{e^{-y}}{y}\, dy. \tag{1}$$

При этом обычно используют представление этой функции [1]:

$$\begin{aligned} E_1(x) &= -\ln x + \sum_{n=1}^{6} A_n x^{n-1}, \quad x < 1, \\ E_1(x) &= x^{-1} e^{-x} \sum_{n=1}^{5} B_n x^{n-1} \Big/ \sum_{n=1}^{4} C_n x^{n-1}, \quad x \geqslant 1, \end{aligned} \tag{2}$$

здесь

$A_{1-6} = \{-0{,}5772156;\ +0{,}99999193;\ -0{,}24991055;\ +0{,}05519968;\ -0{,}0097604;\ +0{,}00107857\}$,

$B_{1-5} = \{0{,}2677737343;\ +8{,}6347608925;\ +18{,}059016973;\ +8{,}5733287401;\ +1\}$,

$C_{1-4} = \{3{,}958496228;\ +21{,}0996530827;\ +8{,}5733287401;\ +1\}$.

Выражения (2) обеспечивают точность вычисления $E_1(x)$ порядка 10^{-8}. Обычно это оказывается достаточным для хорошо отлаженных задач. Однако в некоторых случаях, особенно при разработке новых методов численного решения интегральных уравнений переноса излучения, бывает необходимо вычислять функцию с большей точностью.

С целью получить более точный метод вычислений функции $E_1(x)$ интервал $0 < x < 16$ был разделен на 12 отрезков (см. таблицу). На участке $0 < x < 0{,}5$ использовалось известное разложение [2]

$$E_1(x) = -C - \ln x + \sum_{n=1}^{K} (-1)^{n-1} \frac{x^n}{n \cdot n!} \tag{3}$$

параметр K приведен в таблице.

На участках $0{,}5 < x < 4{,}0$ подынтегральное выражение в (1) разлагалось в степенной ряд по x, а затем интегрировалось. Функция $E_1(x)$ представлялась в виде ряда

$$E_1(x) = D_1 + D_2 \ln x + \sum_{n=1}^{K} D_{n+2} x^n. \tag{4}$$

Здесь D_n — некоторые коэффициенты, значения которых приведены в прилагаемой ниже программе.

В области $4 < x < 16$ лучшее приближение дает ряд по степеням $1/x$:

$$E_1(x) = D_1 - D_2 \ln x + \sum_{n=1}^{K} D_{n+2} x^{-n}. \tag{5}$$

В области $x > 16$ использовалась формула [2]

$$E_1(x) = x^{-1} e^{-x} \sum_{n=1}^{8} G_n x^{-n}, \tag{6}$$

здесь

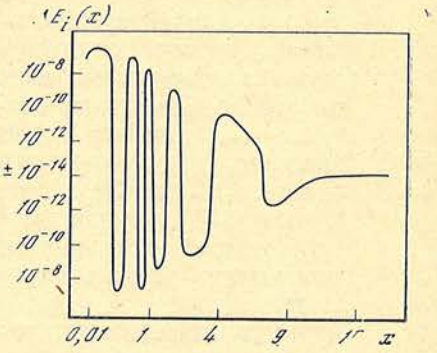
$G = \{0{,}9999965;\ -0{,}9989710;\ +1{,}9487646;\ -4{,}9482092;\ +11{,}7850792;\ -20{,}452384;\ +21{,}1491469;\ -9{,}524041\}$.

В четвертом столбце таблицы приведены точности аппроксимации производной $E_1(x)$ на соответствующем участке.

Произвольные постоянные D_1 в рядах (4), (5) находились сшиванием функции $E_1(x)$ на границах отрезков. Начальное значение $E_1(x)$ при $x = 0{,}5$ вычислялось по разложению (3).

Ошибку вычисления функции $E_1(x)$ на участках, где существуют более точные разложения, чем наше, дает пятый столбец таблицы.

В заключение мы приводим график (см. рисунок) отклонений значений $\Delta E_i(x)$, вычисленных по нашему методу и алгоритму [1]. Как видим, при $x > 16$ точность [1] достаточно высокая.



Сравнение значений функций $E_1^*(x)$, вычисленных по предлагаемому методу, и функции $E_1(x)$, вычисленной согласно [1]

По оси ординат отложена разность значений $E_1^*(x) - E_1(x)$

```
      DOUBLE PRECISION FUNCTION EI(X)
      DOUBLE PRECISION C(56), D(59), E(21), X, Y, Z
      DIMENSION KO(20), NO(20)
      DATA NO/1,1,16,27,38,50,61,72,83,94,3*105,6*117,129/
      DATA KO/10,13,9,9,10,5*9,9*10,7/
      DATA C/-5.772156649015325D-1,-1.,1.,-2.5E-1,5.555555555555555D-2,
     *-1.041666666666667D-2,1.666666666666666D-3,-2.314814814814815D-4
     *,2.834467120181405D-5,-3.100198412698412D-6,3.061924358220653D-7
     *,-2.755731922398588D-8,2.277464398676519D-9,-1.739729748989008D-
     *10,1.235311064370893D-11,-5.771712831571801D-1,-9.99986642256111
     *5D-1,9.998033312836688D-1,-2.493583111254929D-1,5.39316244506250
     *6D-2,-7.452673927115027D-3,-2.169765456925875D-3,3.2074750781982
     *11D-3,-2.004487236948114D-3,7.105945091358924D-4,-1.125740871128
     *425D-4,-5.763361880739172D-1,-9.997043179273667D-1,9.96924422217
     *7204D-1,-2.429007331870974D-1,4.282774718743607D-2,6.06343169680
     *3977D-3,-1.348656466329600D-2,9.431157868996096D-3,-4.0403585214
     *07118D-3,1.015840517346791D-3,-1.148206470629825D-4,-5.772145695
     *857761D-1,-9.999995918683745D-1,9.999967978418737D-1,-2.49994307
     *4683717D-1,5.554747697436490D-2,-1.040807433045370D-2,1.65983299
     *0882561D-3,-2.274168411278687D-4,2.654770653211683D-5,-2.5185569
     *25778799D-6,1.718526791594384D-7,-6.188154609086133D-9,-5.766978
     *157927531D-1,-9.997483935746436D-1,9.989451088891116D-1,-2.49000
     *5787032887D-1,5.480225160870712D-2,-9.992870404426431D-3,1.48917
     *4307537928D-3/
      DATA D/-1.760963222527787D-4,1.550235216073901D-5,-8.9668903657
     *65680D-7,2.530373489673003D-8,-5.717382317123536D-1,-9.968215881
     *396817D-1,9.904467865986328D-1,-2.434806365068353D-1,5.199395830
     *022576D-2,-8.951945602950765D-3,1.212700659118297D-3,-1.2470085
     *42533333D-4,9.134692876143736D-6,-4.231764034279103D-7,9.2819840
     *82915961D-9,8.954601111929 15D-2,1.997225860461237D-2,-9.26617967
     *6050779D-1,9.190392976296705D+0,-6.706168107445 91D+1,3.293487832
     *378828D+2,-1.069179684042748D+3,2.323406681144236D+3,-3.28989450
     *1952449D+3,2.76492817627251D+3,-1.051622371917079D+3,4.687700271
     *918686D-2,1.044149351700058D-2,-4.808122009506923D-1,4.555036328
     *386609D+0,-2.956108914520487D+1,1.098425960207573D+2,-1.55067210
     *7613438D+2,-3.215143649038035D+2,1.773125673743315D+3,-3.0096745
     *74274564D+3,1.923750132013685D+3,-1.182701571901017D-2,-2.304064
     *469026235D-3,1.978539735871304D-1,-3.489183651980891D+0,4.472661
     *748559408D+1,-3.871746134797283D+2,2.213689034484527D+3,-8.17503
     *1018993955D+3,1.902007861454037D+4,-2.560318310101432D+4,1.53099
     *4651901523D+4,1.432702112838615D-4,-2.215222853311312D-5,-2.1931
     *75503231090D-2,9.496184178126384D-1,-2.317402190228195D+1,3.5870
     *48008022422D+2,-3.665042926104450D+3,2.488064738071073D+4,-1.107
     *378521597964D+5,3.130009487280002D+5,-5.134860992950059D+5/
      DATA E/3.745622194329463D+5,-8.032572794451085D-4,-1.4219331235
     *46604D-4,2.146117133252993D-2,-7.195318284760663D-1,1.8774162467
     *63831D+1,-3.549982776058810D+2,4.797308528662400D+3,-4.556285089
     *421055D+4,2.948138757885908D+5,-1.230425451647308D+6,2.990072037
     *140101D+6,-3.225710004550399D+6,9.999964999999998D-1,-9.98970999
     *9999998D-1,1.9487646D+0,-4.948209200D+0,1.17850792D+1,-2.0452384
     *D+1,2.11491469D+1,-9.524040999999998D+0/
      IF (X.GE.16.0) GO TO 11
      IF (X.LT.4.0) GOTO 10
      I1=X+4
      Y=1.0X
      GOTO 12
```

```
10 IF (X LE 1 0) GOTO 9
   I1=X+4
   Y=X
   GOTO 12
 9 I1=4 0*X+1
   Y=X
   GOTO 12
11 I1=20
   N=NO (I1)
   K=KO (I1)
   Y=1.0/X
   Z=C (N+K)
   DO 8 J=1,K
 8 Z=Z*Y+C (N+K−J)
   Z=DEXP (−X) *Y*Z
   GOTO 13
12 N=NO (I1)
   K=KO (I1)
   Z=C (N+K+1)
   DO 7 J=2,K
 7 Z=Z*Y+C (N+K−J+2)
   Z=Z*Y+C (N+1) *DLOG (Y)
   Z=Z+C (N)
13 EI=Z
   RETURN
   END
```

Интервал	Порядок полинома	Номер разложения	Ошибка производной	Ошибка
0–0,25	10	3		
0,25–0,5	13	3		
0,5–0,75	9	4	$\pm 8\cdot 10^{-14}$	$\pm 7\cdot 10^{-15}$
0,75–1,0	9	4	$\pm 8\cdot 10^{-14}$	$\pm 7\cdot 10^{-15}$
1,0–2,0	10	4	$\pm 1\cdot 10^{-14}$	
2,0–3,0	9	4	$\pm 4\cdot 10^{-14}$	
3,0–4,0	9	4	$\pm 5\cdot 10^{-14}$	
4,0–5,0	9	5	$\pm 3\cdot 10^{-14}$	
5,0–6,0	9	5	$\pm 1\cdot 10^{-15}$	
6,0–7,0	9	5	$\pm 6\cdot 10^{-16}$	
7,0–10,0	10	5	$\pm 2\cdot 10^{-14}$	
10,0–16,0	10	5	$\pm 3\cdot 10^{-14}$	$\pm 2\cdot 10^{-14}$
>16,0	7	6		

Выше дается фортран-программа процедуры вычисления функции $E_1(x)$.

Май 1980 г.

Литература

1. *Агеев М. И., Алик В. И., Галис Р. М., Марков Ю. И.* Библиотека алгоритмов 1б—50б. М.: Сов. радио, 1976.
2. *Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф.* Специальные функции. М.: Наука, 1964.

УДК 522.2

НОВЫЕ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТИВЫ-АПОХРОМАТЫ

Г. М. Попов

Рассчитаны на ЭВМ ЕС-1020 новые объективы-апохроматы из двух линз. Использованы особые стекла ОК1 и ОФ6, обеспечивающие хорошее исправление вторичного спектра в видимой области. Относительное отверстие рассчитанных объективов составляет от 1 : 6 до 1 : 20 при фокусных расстояниях 0,8—20 м. Все объективы свободны от комы и имеют дифракционное изображение на оси в спектральном интервале от C до F.

NEW ASTRONOMICAL APOCHROMATS, by *G. M. Popov*.— By means of electronic computer ES-1020 new lenses-apochromats consisting of two simple lenses, were designed. Special glasses OK1 and OF6 (Soviet marks) were used for good correction of secondary spectrum in visual spectral region. The speed of these lenses is from f/6 to f/20 with the focal length of about 0,8—20 meters. All lenses are coma-free and have diffraction-limited image on axis from C to F spectral lines.

Линзовые объективы широко используются до настоящего времени для солнечных и планетных исследований, а также в качестве объективов астрографов. Ценными качествами этих объективов являются: а) малое светорассеивание, б) стабильность оптических характеристик, поскольку линзы не меняют практически своего светопропускания и центрировку с течением времени и мало чувствительны к разгрузке (в отличие от зеркал), в) применение объектива позволяет герметизировать трубу телескопа и даже создать в ней вакуум, как это предполагается сделать в солнечном телескопе ∅ 700 мм обсерватории СибИЗМИРа, что приводит к устранению конвекции воздуха в трубе и резко улучшает изображение (разрешение инструмента).

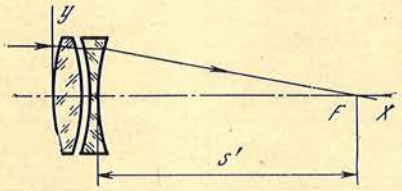


Рис. 1

Однако применявшиеся до настоящего времени ахроматические [1] объективы-ахроматы, а тем более одиночные линзы (в коронографах) обладают значительным хроматизмом, что существенно ограничивает область их применения. Как известно, в обычных объективах-ахроматах возможно свести в один общий фокус лучи только двух цветов, но невозможно направить в тот же фокус остальные лучи спектра [1]. В результате имеет место остаточный хроматизм положения — так называемый вторичный спектр. До настоящего времени все попытки создать новые сорта оптических стекол, позволяющих уменьшить вторичный спектр, либо приводили к незначительному его уменьшению, либо вызывали появление сферохроматической аберрации, обесценивающей этот выигрыш. Однако в последние годы отечественная промышленность освоила изготовление ряда особых кронов (ОК1, ОК2) и особых флинтов (ОФ3, ОФ4, ОФ5, ОФ6) [2]. Естественно было бы попытаться применить эти стекла для расчета астрономического объектива-апохромата, выбрав наиболее простую схему из двух линз (рис. 1). Предварительное изучение показало, что наиболее рационально использовать для положительной линзы стекло ОК1, для отрицательной — ОФ6, так как это приводит к наименьшим оптическим силам линз.

1. Методика расчета

Для расчета астрономической оптики мы составили специальную автоматизированную программу для ЭВМ ЕС-1020, пригодную для любой ЭВМ серии ЕС и написанную на языке высокого уровня *PL*/I. С помощью этой программы могут рассчитываться не только апохроматы, но и любые центрированные оптические системы, составленные как из сферичес-

ких, так и из асферических поверхностей, причем число поверхностей ограничено только оперативной памятью машины и может достигать 1000 (это может потребоваться для расчетов систем, содержащих эталоны Фабри—Перо, лазерные резонаторы, например, в системах лазерной локации ИСЗ и планет и т. п.). Учитывая высокие требования к качеству коррекции астрономической оптики, вычисления производятся с 16-разрядными десятичными знаками, что обеспечивает высокую точность конечного результата. В отличие от традиционных программ мы не используем оценочную функцию (обычно это сумма квадратов аберраций с некоторыми весами), так как при пользовании этой функцией качество изображения часто бывает заниженным, в особенности вблизи от центра поля. Кроме того, практика показала, что, наблюдая за ходом исправления аберраций на каждом шаге итераций, можно сделать выводы об ошибочном задании (требование исправить какую-либо аберрацию невыполнимо). Число исправленных аберраций может быть доведено до 63, причем в качестве коррекционных параметров могут использоваться любые конструктивные элементы системы, включая показатели преломления. Важной особенностью программы является возможность учета различных условий, связывающих параметры системы, например выведенных из оптики Гаусса или теории аберраций. Для удобства задания наиболее употребительные аберрации вычисляются по специальным подпрограммам; при одном задании можно рассчитать несколько систем с различными характеристиками, например отличающихся светосилой или полем зрения и т. д. Через рассчитанную систему можно «пропустить» любое число лучей для любых заданных наклонов и найти остаточные аберрации ее.

В основу программы положен обычный сдерживающий метод наименьших квадратов [3], причем используются два вида сдерживания — автоматическое, ход которого не зависит от оптика-конструктора, и неавтоматическое, при котором ход процесса итераций определяется заданием двух чисел — сдерживающих коэффициентов. В отличие от существующих программ процесс итераций на отдельных этапах может и расходиться (т. е. значения всех аберраций могут возрастать), сменяясь в дальнейшем сходящимся процессом.

Заметим, что для метода наименьших квадратов количество исправляемых аберраций должно превышать число коррекционных параметров либо равняться ему. Наш опыт показал, однако, что это затруднение легко обойти, введя дополнительное количество одинаковых аберраций (для скорости вычисления), так чтобы число аберраций было равно числу коррекционных параметров. Этот прием значительно упрощает программу, не лишая ее универсальности,— обычно практикуемое использование метода условных множителей Лагранжа [3] сильно усложняет программу. К тому же метод Лагранжа не дает решения при наличии взаимно зависимых аберраций — это часто встречается на практике. Мы не будем подробно описывать программу, а ограничимся приведенными выше сведениями, отличающими нашу программу от существующих программ для расчетов астрооптики.

Расчет объектива-апохромата из двух линз производился следующим образом. Прежде всего была выбрана конструкция объектива типа «крон впереди», т. е. линза из ОК1 обращена к объекту (во всех случаях предполагалось, что объект находится на бесконечности). Затем вручную по параксиальным формулам были определены оптические силы линз, устраняющие хроматизм для лучей C, F, в предположении, что они являются тонкими и соприкасающимися; форма линз в исходной системе выбиралась так, чтобы обеспечить в первом приближении коррекцию комы,— как известно, при этом отрицательная линза должна приблизительно иметь плоско-вогнутую форму (плоскость обращена к изображению), а положительная линза имеет двояковыпуклую форму, причем кривизна второй поверхности (по ходу луча) почти совпадает с кривизной третьей поверхности. Фокусное расстояние исходной системы принято около 0,8 м. При задании на расчет системы на ЭВМ вводились конечные тол-

щины линз, а в качестве коррекционных параметров использовались радиусы кривизны, а в некоторых случаях — и расстояние между линзами. Расстояние s' от последней поверхности системы до фокуса F не менялось в процессе расчета. Исправлению подлежали: сферическая аберрация для лучей C, F на заданной зоне отверстия, кома для заданного угла поля W, вычисленная по трем лучам, а также (при использовании в качестве коррекционного параметра расстояния между линзами) хроматическая разность сферических аберраций на заданной зоне для лучей C, F. Сходимость процесса последовательных приближений получалась весьма хорошей — обычно требовалось от одного до пяти приближений, что отнимало всего несколько минут машинного времени на ЭВМ ЕС-1020.

2. Результаты расчетов

В результате расчетов на ЭВМ ЕС-1020 было получено несколько систем с различными относительными отверстиями и фокусными расстояниями и имеющими апохроматическую коррекцию в видимой области спектра (предмет находится на бесконечности). Относительное отверстие рассчитанных систем — от 1 : 6 до 1 : 20. У светосильных систем исправлена не только сферическая, но и сферохроматическая аберрация для лучей C, D, e, F, благодаря чему кривые сферической аберрации для этих длин волн практически совпадают. Неисправленной оказывается только коротковолновая область спектра (лучи g, h), создающая значительный сине-фиолетовый ореол вокруг изображения звезды, как это имеет место и в обычных апохроматах, например трехлинзовых апохроматах фирмы К. Цейс [3]. Кома исправлена у всех систем для угла поля $W = 58'$; астигматизм и кривизна поля не могут быть исправлены и имеют приблизительно такую же величину, как и у обычных объективов-ахроматов из двух тонких линз. Заметим, однако, что сагиттальная кривизна поля практически равна нулю у всех систем, рассчитанных нами; меридиональная кривизна поля отрицательна.

Для удобства сравнения аберраций фокусные расстояния почти всех систем в первом приближении одинаковы и составляют около 0,8—0,85 м. Рассмотрим полученные системы в порядке убывания их светосилы.

а. Системы с исправленной сферохроматической аберрацией. *Система № 1.* Конструктивные элементы ее приведены в табл. 1 (рис. 1). Все размеры в таблицах даны в дециметрах, это упрощает выражение для асферической поверхности.

Таблица 1

r	d	Среда	r	d	Среда
2,97445	0,30	ОК1	−2,06306	0,04	ОФ6
−2,22753	0,11	Воздух	37,2578		
$A = 1 : 6$; $s' = 7{,}666$ дм; $f_0' = 8{,}45$ дм.					

Здесь r — радиусы кривизны, d — толщины, A — относительное отверстие.

Графики аберраций этой системы даны на рис. 2. Очевидно, что хроматические аберрации для видимой области спектра исправлены безупречно (кривые поперечной сферической аберрации $\delta g'$ для лучей C, D, e, F практически совпадают), но остаточная сферическая аберрация дает пятно диаметром порядка 0,07 мм, что значительно превышает диаметр дифракционного кружка (для $\lambda = 5550$ Å он равен 8,1 мкм). Эта аберрация при необходимости может быть исправлена посредством сравнительно простой ретуши (т. е. асферизации) одной из поверхностей объектива, причем наибольшее отклонение от сферы при этом порядка 1 мкм.

Если асферической является первая поверхность объектива, то ее уравнение имеет вид

$$x = 0{,}169276y^2 + 0{,}0056y^4 + 0{,}00001707y^6 - 0{,}00040179y^8 - 0{,}00075318y^{10}.$$

Хроматическая аберрация увеличения δl для угла поля $W = 1°$ для лучей g, C равна 20,5 мкм, что вполне допустимо. Заметим, что если пропорционально уменьшить параметры системы так, чтобы ее фокусное расстояние получилось порядка 1 дм, то изображение будет дифракционным и без ретуши. Подобные светосильные объективы-апохроматы ($f_0' = 100 \div 1000$ мм) представляют большой интерес как для астрономии (кометоискатели, астрометрические инструменты, астрографы), так и для обычный оптотехники — объективы биноклей, зрительных труб и т. п. Следует также заметить, что существующие апохроматы сравнимой светосилы [3, с. 117] обладают значительно более сложной конструкцией — имеют большое число линз, следовательно, бóльший вес и светопотери.

Графики аберраций системы с асферикой даны на рис. 3. *Система № 2.* Параметры этой системы даны в табл. 2 (здесь и в дальнейшем опускаем третью колонку таблицы, содержащую прежние данные).

Таблица 2

r	d	r	d
2,87667 −2,16656	0,3000 0,13931	−1,96413 27,6671	0,0400

$A = 1:8{,}5$; $s' = 7{,}762$ дм; $f_0' = 8{,}58$ дм.

Графики аберраций этой системы представлены на рис. 4. Очевидно, что сферохроматическая аберрация для лучей C, D, e, F пренебрежимо мала и диаметр пятна наименьшего рассеивания не превышает 14 мкм для всего диапазона от лучей C до F, т. е. он того же порядка, что и диаметр дифракционного кружка для $\lambda = 5550$ Å, который равен 13 мкм. В лучах g диаметр пятна рассеивания возрастает приблизительно вдвое из-за фиолетового ореола, что, как и у предыдущего объектива, объясняется несовпадением относительных частных дисперсий стекол ОК1 и ОФ6 в синей части спектра. По-прежнему можно улучшить качество объектива, ретушируя одну из поверхностей его до полного исчезновения сферической аберрации на оси в диапазоне длин волн от C до F; впрочем, в нашем случае это излишне, так как объектив дает дифракционное изображение. Хроматизм увеличения при $W = 1°$ равен 30 мкм для линий g и C. Отметим, что хроматизм увеличения линейно зависит от угла поля зрения, обращаясь в нуль в центре поля.

Система № 3. Данные этой системы приведены в табл. 3.

Аберрации этой системы даны на рис. 5, из которого ясно, что как поперечная сферическая, так и сферохроматическая аберрации объектива

Таблица 3

r	d	r	d
2,82132 −2,13500	0,3 0,15564	−1,91176 23,790	0,04

$A = 1:12$; $s' = 7{,}7479$ дм; $f_0' = 8{,}66$ дм.

пренебрежимо малы, так как не превышают нескольких микрометров в области от лучей C до F; более того, в расширенном спектральном интервале от линии C до линии g изображение также оказывается дифракционным. Хроматизм увеличения δl этого объектива составляет 30 мкм при $W = 1°$ для спектрального интервала от C до g, что вдвое превышает диаметр дифракционного кружка (он равен 16 мкм для $\lambda = 5550$ Å). Это обстоятельство позволяет использовать объектив при значительно большем фокусном расстоянии путем увеличения r и d, приведенных в табл. 3. Например, вполне допустимо увеличить фокусное расстояние этого объектива до 3 м при прежнем относительном отверстии 1 : 12 и дифракционном качестве на оси в спектральной области от C до F.

Система № 4. Конструктивные элементы этого объектива приведены в табл. 4.

Таблица 4

r	d	r	d
2,87662 −2,22092	0,1 0,164072	−1,98762 27,9703	0,04
$A=1:13,5$; $s'=7,93039$ дм; $f_0'=8,655$ дм.			

Графики аберраций этой системы даны на рис. 6. Аберрации этой системы почти такие же, как и системы № 3, но хроматизм увеличения при $W = 1°$, $\delta l = 24$ мкм. Уменьшив относительное отверстие системы до 1 : 16, можно увеличить фокус системы до 8 м при диаметре 0,5 м; сохранив дифракционное качество изображения на оси в спектральном интервале от C до F. Подобный объектив можно было бы использовать как для планетных, так и для солнечных наблюдений (коронографы); наличие воздушного промежутка между линзами позволит производить чистку объектива без его разборки, как это и делается в объективах-ахроматах Кларка.

б. Системы с исправленным хроматизмом увеличения. Рассмотренные выше системы, обладая хорошим исправлением сферохроматической аберрации в широком спектральном интервале, имеют значительный хроматизм увеличения, что объясняется большим воздушным промежутком между линзами, введение которого позволяет исправить сферохроматическую аберрацию. При средних и малых относительных отверстиях объектива и наибольших фокусных расстояниях его порядка нескольких метров нет необходимости в идеальном исправлении сферохроматической аберрации, что дает возможность резко улучшить исправление хроматизма увеличения, а следовательно, повысить качество изображения на краю поля, что важно, например, для астрографов и солнечных телескопов. Между линзами объектива целесообразно оставить небольшой воздушный промежуток, позволяющий в процессе доводки и сборки объектива компенсировать влияние отклонений показателей преломления стекол от значений, указанных в каталоге,— для этого достаточно изменить расстояние между линзами, добиваясь оптимального исправления хроматической аберрации на оси и исправляя затем, если это необходимо, остаточную сферическую аберрацию посредством ретуши одной из поверхностей объектива.

Система № 5. Графики аберраций этой системы даны на рис. 7; параметры — в табл. 5. Хроматизм увеличения при $W = 1°$ для области g, C не превышает 3 мкм. Из рис. 7 видно, что кривые поперечной сферической аберрации имеют различный вид для лучей C, D, e, F в отличие от систем № 1—4, где они практически совмещены; однако полный диаметр пятна рассеивания и в этом случае не превышает 5 мкм для спектрального интервала от C до F и 15 мкм — для интервала C, g, что сравнимо с диаметром дифракционного кружка (13,4 мкм для $\lambda = 5550$ Å). Поэтому

Рис. 2

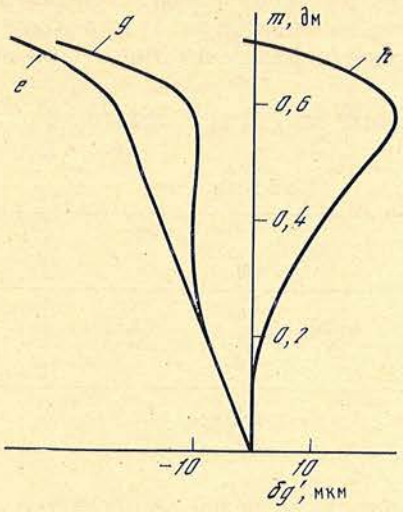


Рис. 3

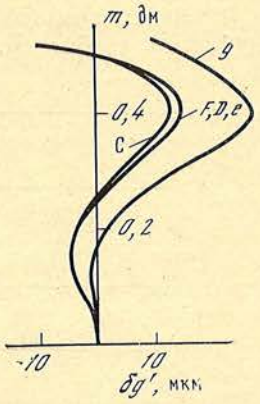


Рис. 4

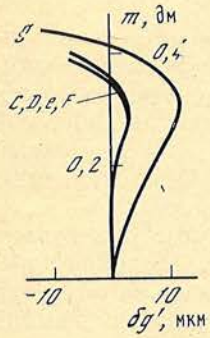


Рис. 5

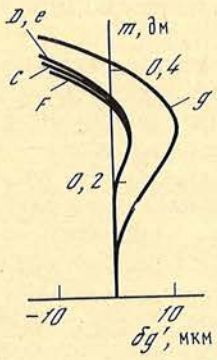


Рис. 6

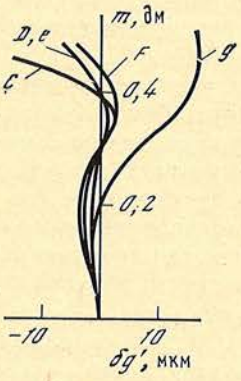


Рис. 7

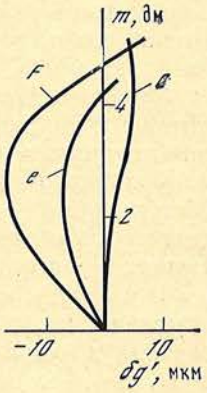


Рис. 8

вполне допустимо увеличить фокусное расстояние системы в 2,5 раза при прежнем относительном отверстии (1 : 10), сохранив дифракционное качество изображения на оси в интервале C, F. Подобный объектив можно использовать в качестве объектива астрографа для звездных, солнечных и планетных наблюдений (астероиды).

Таблица 5

r	d	r	d
4,38484 −1,95529	0,1 0,02	−1,97527 −13,8111	0,04
$A=1:10$; $s'=7{,}7382$ дм; $f_0'=7{,}876$ дм			

Система № 6. Выше были рассмотрены апохроматы высокой и средней светосилы; наряду с ними целесообразно рассмотреть апохромат малой светосилы, но имеющий большое фокусное расстояние (десятки метров) и диаметр отверстия до 1 м. Подобные объективы необходимы для солнечных телескопов, где требуется большое изображение Солнца с высоким

разрешением деталей и минимальным светорассеиванием, что не могут обеспечить существующие, как правило, чисто зеркальные солнечные телескопы. Применение линзового объектива весьма просто решает вопрос об уменьшении конвекционных потоков воздуха в трубе телескопа (герметичная труба) или их полной ликвидации при использовании вакуумной трубы телескопа.

Приведем конструктивные элементы объектива с $A = 1 : 20$ при $f_0' = 200$ дм (табл. 6).

Таблица 6

r	d	r	d
112,48 −49,963	0,88375 0,505	−49,528 −340,85	0,505
$A=1:20$, $s'=197{,}66$ дм; $f_0'=200$ дм.			

Графики аберраций приведены на рис. 8; очевидно, что диаметр аберрационного пятна на оси в спектральном интервале от C до F соизмерим с диаметром дифракционного кружка (он равен 27 мкм для $\lambda = 5550$ Å). Поперечный хроматизм увеличения составляет 58 мкм для спектрального интервала от C до g при $W = 1°$.

Максутов [1] отмечает, что обычный ахроматический объектив с отверстием 1 м должен иметь фокусное расстояние порядка 436 м, чтобы влиянием вторичного спектра можно было бы пренебречь; в действительности наибольший из работающих объективов-ахроматов — объектив Иеркской обсерватории — имеет фокусное расстояние 18,9 м, а его вторичный спектр в 22 раза превосходит допустимый, определенный по критерию Релея. Преимущество апохромата перед ахроматом очевидно.

В заключение заметим, что кома для всех рассмотренных объективов исправлялась для угла поля $W = 1°$ (т. е. выполнялось требование пересечения в одной точке трех параллельных лучей, падающих на объектив под углом 1° к оси) при условии, что входной зрачок совмещен с вершиной первой поверхности объектива.

Отметим также, что существующие объективы-апохроматы [3] не выдерживают сравнения с нашими, поскольку имеют сложную (как правило, не менее 3—4 линз) конструкцию (при относительном отверстии 1 : 6 — 1 : 10), что затрудняет их применение в астрофизике. Только объективы-полуапохроматы Цейса имеют двухлинзовую конструкцию при малых относительных отверстиях (1 : 15 — 1 : 20) [3, с. 111] и значительных остаточных аберрациях.

В заключение заметим, что при расчетах нами использовались следующие значения показателей преломления стекол ОК1 и ОФ6 (табл. 7).

Таблица 7

Стекло	h	g	F	e	D	C
ОК1	1,53375	1,53071	1,52702	1,52389	1,5222	1,52018
ОФ6	1,62187	1,61646	1,61002	1,60463	1,60172	1,59824

Май 1980 г.

Литература

1. *Максутов Д. Д.* Астрономическая оптика. Л.: Наука, 1979.
2. Каталог «Оптическое стекло», СССР—ГДР, Машприборинторг. Gotha, Ag 41/45/75.
3. *Слюсарев Г. Г.* Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969.