

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XLIII



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1971

Редакционная коллегия:

Академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (отв. ред.),
доктор физ.-матем. наук А. А. БОЯРЧУК, (зам. отв. ред.),
канд. физ.-матем. наук Л. С. ГАЛКИН (отв. секретарь),
канд. физ.-матем. наук П. П. ДОБРОНРАВИН
доктор физ.-матем. наук Э. Е. ДУБОВ, канд. физ.-матем. наук И. Г. МОИСЕЕВ,
член-корр. АН СССР Э. Р. МУСТЕЛЬ, доктор физ.-матем. наук В. Б. НИКОНОВ,
доктор физ.-матем. наук В. К. ПРОКОФЬЕВ,
канд. физ.-матем. наук Н. В. СТЕШЕНКО

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 3,15 см

Н. Н. Ерюшев, М. В. Тинин, Л. И. Цветков

Приведены результаты наблюдений поляризованного по кругу радиоизлучения локальных источников и всплесков на волне 3,15 см, которые проводились в июне-июле 1968 г. на 22-метровом радиотелескопе Крымской обсерватории. Подтверждено, что поляризованное по кругу радиоизлучение локальных источников на Солнце имеет направленность. Однако поляризованное излучение может наблюдаться и в тех случаях, когда активная область находится на лимбе или даже за ним. На основании рассмотрения двух залимбовых активных областей получено, что верхние границы образования поляризованного радиоизлучения располагаются на высотах $16 \cdot 10^3$ и $35 \cdot 10^3$ км над фотосферой. Большее значение высоты соответствует более мощному источнику. Оказалось, что для униполярной группы (в южном полушарии) источник поляризованного излучения в плоскости диска смещен относительно оптически наблюдаемого пятна примерно на $20-30''$ к северо-западу. Во время радиовсплесков 10.VII и 12.VII 1968 г. зарегистрирована смена знаков поляризации. 12.VII замечены изменения интенсивности поляризованного радиоизлучения до всплеска (за несколько часов), а также обнаружены периодические вариации (типа колебаний) поляризованного излучения во время самого всплеска.

THE OBSERVATIONS OF CIRCULAR POLARIZATION OF SOLAR RADIO EMISSION AT 3.15 cm, by N. N. Erjushev, M. V. Tinin, L. I. Tsvetkov. — The observation results of circular polarization of local sources and bursts at 3.15 cm are given. The observations were made with the 22-meter radio telescope at the Crimean observatory during June—July, 1968. It is confirmed that the polarized emission has its directivity. However, the polarized emission may be observed when an active region is either on the Sun limb or behind it. From the observations of the two behind the limb sources it has been obtained that the upper boundary, where the polarized emission is generated, is at the heights $16 \cdot 10^3$ km and $35 \cdot 10^3$ km above the photosphere. The higher altitude corresponds to a more powerful source. It is shown, that the polarized emission source, associated with the unipolar active region (in the South hemisphere) is displaced from the sunspot approximately by $20-30''$ to the North-West. During the radio bursts of July 10th and 12th, 1968 the sign change of polarization was recorded. On July 12th, 1968 the changes of intensity of polarized radio emission were observed some hours before the burst. The periodic variations (oscillation type) of polarized emission were found during the burst itself.

Первые попытки измерения поляризованного радиоизлучения Солнца в сантиметровом диапазоне были сделаны около 20 лет назад [1, 2]. Надежные результаты о поляризованном радиоизлучении локальных источников впервые были получены в 1955—1956 гг. [3]. Регулярные поляризационные наблюдения Солнца на различных длинах волн проводились в период МГГ и МГСС в ГАО АН СССР и в Японии (Nagoya University). Накопленный экспериментальный материал позволил изучить общие характеристики поляризованного по кругу радиоизлучения локальных источников, связанных с группами пятен, и получить некоторые выводы о поляризации всплесков во время солнечных вспышек. Обнаружена тесная связь между поляриностью магнитного поля на уровне фотосферы и знаком поляризованного по кругу излучения. Магнитному полю с N-поляричностью соответствует излучение, поляризованное по правому кругу, S-поляричностью — по левому кругу. Это обстоятельство позволило заключить, что поляризованное по кругу

радиоизлучение локальных источников своим происхождением обязано преобладанию необыкновенной волны [4]. Замечена также сильная направленность поляризованного излучения; на расстоянии $\pm 45^\circ$ от центрального меридиана излучение источников падает в некоторых случаях до нуля [4].

В [5] указывается, что знак поляризованного радиоизлучения во время вспышек (всплесков) совпадает со знаком поляризации локальных источников (*S*-компоненты), где возникают вспышки. Вместе с этим отмечается, что в интервале длин волн 8—15 см наблюдается перемена знака вращения [5, 6]; иногда знак поляризации меняется на спадающей (конечной) части всплеска [5].

Исследованию поляризованной компоненты радиоизлучения Солнца посвящено немало работ, однако многое остается еще далеко не изученным. Практически нет каких-либо определенных мнений о высотах источников излучения над фотосферой. Недостаточно изучены временные изменения, в особенности во время вспышек, и т. п. Как нам кажется, изучение поляризованного радиоизлучения и его связи с явлениями, наблюдаемыми в оптическом диапазоне, в частности с магнитными полями на уровне фотосферы (или на более высоких уровнях), может дать ценную информацию о физике нестационарных процессов на Солнце. Для этого необходимы непрерывные наблюдения на больших радиотелескопах.

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР начаты исследования поляризованного радиоизлучения Солнца на волне 3,15 см. Первые пробные наблюдения сделаны в марте 1968 г. Затем проведены наблюдения в июне-июле и октябре 1968 г. Наблюдения проводились на большом радиотелескопе (РТ-22) обсерватории.

Здесь будут изложены некоторые из полученных результатов. Время везде указывается московское.

1. Методика наблюдений

Поляриметр на волну 3,15 см создан на базе измерителя малых уровней мощности типа ИМШ-1, флуктуационная чувствительность которого порядка 1° К . К основному входу радиометра подключена поляризационная приставка, главным элементом которой является фазовый модулятор с вращающейся пластинкой $\lambda/4$. Как известно, такая схема поляриметра позволяет регистрировать все четыре параметра Стокса (*I*, *V*, *U* и *Q*).

В качестве облучателя использовался оптимальный круглый рупор с облучением зеркала на уровне 13 дБ. Диаграмма направленности антенны на волне 3,15 см была близка к расчетной и равнялась $6'$ по обеим плоскостям.

Источником для калибровки полной (поляризованной плюс неполяризованной) интенсивности служил горячий эталон, являющийся калибровочным элементом радиометра ИМШ-1. Дополнительная калибровка осуществлялась с помощью генератора на газоразрядной шумовой трубке ГШ-5, смонтированного в опорный канал радиометра между вторым плечом модулятора и рупором, — «небо».

Для калибровки канала круговой поляризации применялись калибровочные секции двух конструкций, вставленных в облучатель. В первой из них использовалась секция, состоящая из согласованной поглощающей пластинки и надлежащим образом ориентированной к ней пластинки $\lambda/4$. Уровень калибровочного поляризованного по кругу сигнала соответствовал эквивалентной шумовой температуре порядка 50° К . Применение второй конструкции вызвано недостаточной величиной калибровочного сигнала от первой секции. Согласованная нагрузка была заменена последовательно включенным шумовым генератором, аттенуатором и анализатором. Такая система позволила получить плавно регулируемый калибровочный сигнал с эквивалентной шумовой температурой до 1000° К .

Каналы для измерения линейной поляризации настраивались и калибровались по шумовому сигналу от ГШ-5 без пластинки $\lambda/4$ при соответствующей ориентации шумового генератора относительно анализатора поляриметра. Однако из-за высокого уровня паразитного сигнала анализ записей линейной поляризации оказался затруднительным.

Здесь мы рассматриваем данные только о поляризованном по кругу радиоизлучении. Наблюдения заключались как в непрерывном слежении за локальными источниками, так и в их сканировании по экваториальным координатам α и δ . Одновременно с наблюдениями поляризованной компоненты проводилась регистрация полной интенсивности радиоизлучения. При наблюдениях на РТ-22 уровень паразитного сигнала в канале круговой поляризации составил менее 0,5% от принимаемого сигнала.

2. Локальные источники

За период с 20.VI по 23.VII 1968 г. получены записи одновременно поляризованной по кругу компоненты и полной интенсивности излучения для 15 активных областей. Некоторые из них по диску Солнца проходили дважды. Большинство из наблюдаемых областей имели сложную оптическую структуру, состояли из нескольких пятен (или даже групп). Из-за относительно широкой диаграммы направленности отдельные пятна, а иногда и группы пятен при регистрации полного излучения не разрешались. В поляризованном излучении (благодаря разным поляриностям) они регистрировались в виде биполярных образований. Малые по площадям биполярные группы в поляризованном излучении записывались как униполярные области.

1. О направленности излучения. С целью изучения направленности поляризованного по кругу радиоизлучения локальных источников мы рассмотрели изменения интенсивности излучения при прохождении источников по диску Солнца. Для этого мы выбрали четыре источника, связанных с группами пятен № 247, 271, 275 и 281 [7, 8]. Все указанные группы характеризовались относительно простой конфигурацией, были компактны по площадям и состояли из малого числа отдельных пятен. А самое главное, они были изолированными на диске Солнца, поэтому мешающее воздействие других пятен автоматически исключалось. Данные об этих группах и поляризованном радиоизлучении представлены в табл. 1. В последнем столбце таблицы даны максимальные значения антенных температур $T_{ам}$ (в °K), которые отмечались за период прохождения источников по диску Солнца. Все сведения о магнитных полях на уровне фотосферы брались из карт магнитных полей, публикуемых в бюллетене «Солнечные данные» [7, 8].

Таблица 1

Номер группы	Дата прохождения центр. меридиана	φ°	Вблизи центрального меридиана				Преобладающая полярность магн. поля	Знак поляризации	$T_{ам}^\circ$ (поляриз.)
			площади групп пятен			число пятен			
			S_d	S_p	S_{pr}				
247	VI—26,8	N 13	844	432	247	40	S	Левый	1270
271	VII—16,3	S 16	388	203	203	1	N	Правый	286
275	VII—17,8	N 13	628	320	294	13	S	Левый	420
281	VII—22,1	S 18	360	193	184	3	N	Правый	150

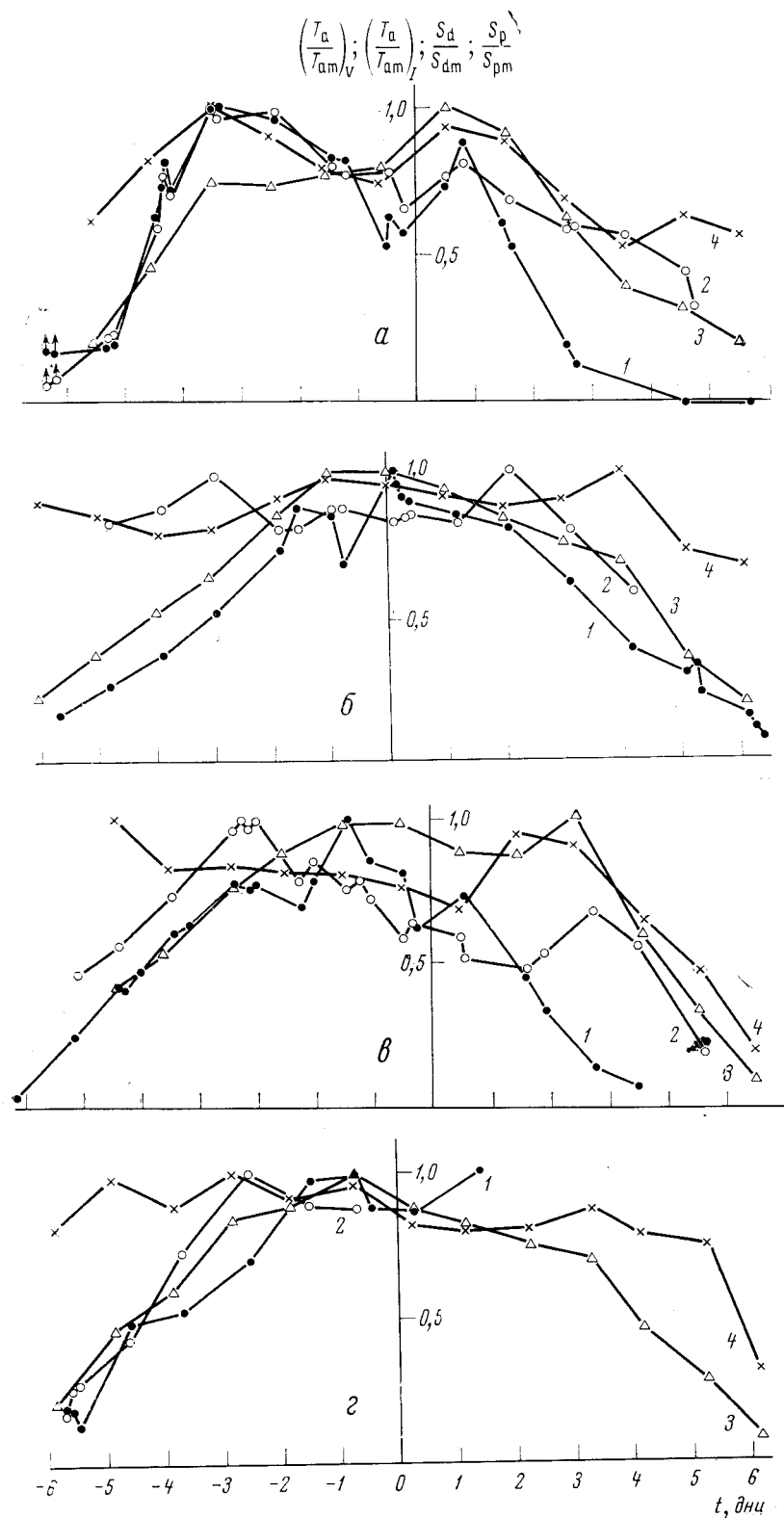
Из этих четырех групп пятен наименьшую площадь¹ (193 м.д.п.) имеет группа № 281. Вряд ли это значение площади является минимально необходимым для групп пятен, чтобы над ними возникал источник поляризованного излучения. Если произвести экстраполяцию данных интенсивности излучения и площадей пятен (на основании табл. 1), то можно прийти к предположению, что излучение локальных источников в той или иной степени всегда имеет поляризованную по кругу компоненту. Условие существования локальных радиоисточников над пятнами с площадями 50—100 м.д.п. [9] справедливо и для случая источников поляризованного излучения.

Для рассматриваемых локальных областей были построены графики (фиг. 1) изменения интенсивности поляризованного по кругу радиоизлучения при прохождении источников по диску Солнца. На фиг. 1 приведены также кривые для полной интенсивности радиоизлучения и площадей пятен: видимых S_d и истинных S_p . Все кривые представлены в относительных единицах. За единицу были взяты соответственно максимальные значения антенной температуры, наблюдавшиеся за период прохождения группы по диску (T_a — значения температуры в каждый данный момент). За начало отсчета (нулевой день) взят день прохождения источника (группы пятен) через центральный меридиан. Заметим, что значения полной интенсивности в периоды, когда источники находились близко к краям диска, неуверенные, поэтому упомянутые кривые используются только для качественного рассмотрения. Все случаи опишем по отдельности.

Группа № 247 (фиг. 1, а). Она состояла из большого числа отдельных пятен. Однако главное пятно (лидер) занимало более 50% площади всей группы, оно обладало магнитным полем S-полярности. Радиоизлучение, связанное с этой группой, поляризовано по левому кругу. Когда активная область находилась на восточном лимбе, интенсивность поляризованного излучения составляла 18% от максимального значения. Быстрый рост интенсивности как полного, так и поляризованного излучений начался с момента, когда источник отошел от лимба в сторону центрального меридиана на 10—15°. В дальнейшем в течение шести дней ход изменения поляризованного (и полного) излучения хорошо следует ходу изменения площади группы (видимой и истинной). Однако после перехода группой центрального меридиана (на второй день) по мере приближения ее к западному краю интенсивность поляризованного излучения начала уменьшаться существенно быстрее, чем полная интенсивность и площади пятен. Когда группа достигла 35° от центрального меридиана, поляризованное излучение составило только 12% от максимального значения. Затем оно упало до нуля и вблизи края диска сменило знак поляризации.

Группа № 271 (фиг. 1, б). Эта группа состояла из одного пятна с униполярным магнитным полем N-полярности. Радиоизлучение локального источника поляризовано по правому кругу. Первые измерения радиоизлучения относятся к моменту, когда источник находился примерно на E 80°. Интенсивность поляризованного излучения в это время составляла 17% от максимальной. В радиоизлучении группа наблюдалась до самого западного лимба (W 90°), где интенсивность поляризованного излучения составляла 8% от максимума. Ход изменения поляризованного излучения при прохождении группы по диску симметричен относительно центрального меридиана и хорошо следует за кривой для видимой площади пятен. Полная интенсивность в этом случае заметной направленности не показывает.

Группа № 275 (фиг. 1, в). Имела магнитное поле биполярной структуры с преобладанием S-полярности (у лидера). Радиоизлучение поляризовано по левому кругу. Поляризованное излучение от источника зарегистрировано, когда группа не выходила еще из-за восточного края диска (была примерно на 10° за лимбом); уровень радиоизлучения составил 4% от максимального значения. На восточной половине диска изменения как



Фиг. 1. Изменение интенсивности радионизлучения на волне 3,15 см при прохождении локального источника, связанного с группой пятен № 247 [7] (а), для группы № 271 [8] (б), для группы № 275 [8] (в), для группы № 281 [8] (г) по диску Солнца
 1 — для поляризованного по кругу излучения; 2 — для полной интенсивности; 3 — для видимой площади пятен S_d ; 4 — для истинной площади пятен S_p

поляризованного, так и полного излучений достаточно хорошо совпадают с ходом изменения видимой площади пятен. Однако после того, как группа перешла центральный меридиан (на второй день), интенсивность поляризованного излучения, в отличие от полной площади пятен, начала быстро уменьшаться. Когда группа достигла $W 45^\circ$, поляризованное излучение составляло только 7% от максимума. В дальнейшем в поляризованном излучении она не обнаруживалась.

Группа № 281 (фиг. 1, з). Она довольно компактна, полная площадь ее определяется практически одним (главным) пятном с магнитным полем N-полярности. Радиоизлучение источника поляризовано по правому кругу. Наблюдения за этой группой нами проводились только на восточной половине диска. У восточного края ($E 70-80^\circ$) поляризованное излучение источника составляло 15% от максимума. Для этого источника изменения полного и поляризованного излучений хорошо следуют за ходом видимой площади пятен.

Рассмотренные нами локальные источники по характеру поляризованного излучения и особенностям магнитного поля на уровне фотосферы можно разделить, в свою очередь, на две группы. Первая группа — области № 271 и 281, вторая — № 247 и 275. Правда, о радиоизлучении источника, связанного с группой № 281, мы имеем сведения только для восточной части диска Солнца, однако по характеру магнитного поля на уровне фотосферы она относится именно к первой группе. Для групп № 271 и 281 характерна униполярность магнитного поля на уровне фотосферы. Соответствие знаков магнитного поля и поляризованного излучения подтверждает, что последнее обязано преобладанию необыкновенной волны. Во втором случае обе группы (№ 247 и 275) имеют биполярное магнитное поле. Знаки поляризации радиоизлучения соответствуют магнитным полям лидеров пятен. Отсюда мы приходим к заключению, что преобладание магнитного поля лидера сохраняется с высотой над фотосферой, во всяком случае, до уровней, где располагаются локальные радиоисточники.

Фиг. 1 подтверждает также тот факт, что поляризованное излучение локальных источников имеет заметную направленность. Его ход хорошо коррелирует с ходом изменения видимой площади пятен; в некоторых случаях между соответствующими кривыми можно заметить совпадения в деталях. Однако следует особо подчеркнуть, что, несмотря на направленность, поляризованное излучение может наблюдаться и тогда, когда активные области находятся на лимбе или даже за ним. Для наглядности в табл. 2 сведены данные об относительных интенсивностях поляризованного излучения при различных положениях источников на диске Солнца.

Таблица 2

Номер группы	Долгота источника	$\frac{T_a}{T_{am}}, \%$	Долгота источника	$\frac{T_a}{T_{am}}, \%$
247	$E 90^\circ$	18	$W 35^\circ$	12
271	$E 80^\circ$	17	$W 90^\circ$	8
275	$E 100^\circ$	4	$W 45^\circ$	7
281	$E 75^\circ$	15	Нет измерений	

Из табл. 2 видно, что даже на краю диска поляризованное излучение может составить 8—18% от максимальной интенсивности источника, а в случае группы № 275 наблюдается излучение до выхода ее из-за лимба (4%).

Особый интерес представляют группы № 247 и 275; поляризованное излучение на западной части диска упало до нуля, когда группы находились

еще далеко от лимба. Как уже отмечалось, это группы с биполярным магнитным полем при явном преобладании поля лидера. На восточной части диска в поляризованном радиоизлучении они практически аналогичны униполярным областям. А на западной половине наблюдается более быстрый спад интенсивности (даже смена знака поляризации), чем в случае униполярной группы. Спад может быть связан с возрастанием вклада хвостовой части группы по мере приближения источника к западному краю диска. Действительно, если предположить, что центры веерообразных силовых линий, образующих поля S- и N-полярностей (лидера и хвостового пятна), с высотой над фотосферой расходятся [10], то такое качественное объяснение вполне допустимо. Однако для строгого анализа необходимо рассматривать также возможные эффекты из-за квазипоперечного распространения волн. Следует также отметить, что изменение интенсивности поляризованного излучения от мощных биполярных источников имеет более сложный характер, чем для описанных групп.

2. О высотах поляризованного излучения. Определение высот над фотосферой, на которых образуется поляризованное излучение, в настоящее время — один из важных вопросов для понимания модели источников и механизма излучения. Как нам кажется, сведения о высотах излучения можно получить при наблюдениях за лимбовыми областями [11]. Этот метод особенно удобен для определения высот поляризованного излучения, так как размеры источников в плоскости диска близки к размерам пятен (более компактны, чем для полного излучения) и при этом исключаются краевые эффекты вследствие отсутствия поляризованной компоненты в излучении спокойного Солнца. Правда, из-за сильной направленности поляризованное излучение от краевых источников имеет слабую интенсивность, поэтому для наблюдений за лимбовыми областями необходима чувствительная аппаратура, что, конечно, создает определенные трудности. Эти трудности в той или иной степени исключаются при наблюдениях на больших радиотелескопах.

Нами проводится анализ наблюдений поляризованного излучения двух залимбовых источников, связанных с группами пятен № 241 и 275 [7, 8]. Эти группы представляют одну и ту же активную область. В первом случае мы наблюдали ее (как группу № 241) при заходе за западный лимб, во втором — при восходе из-за восточного лимба (уже как группу № 275). На втором обороте область существенно упростилась.

Группа № 241 (N 14°). По гелиографической долготе она имела протяженность порядка 10° , центральный меридиан проходила 20.VI. 1968 г. В поляризованном излучении она записывалась как биполярная область. По мере приближения к краю диска левополяризованное излучение падало, и начиная примерно с $W 40^\circ$ наблюдалось только излучение, поляризованное по правому кругу, соответствующее полярностям хвостовых пятен. Лидирующее пятно (с S-полярностью) достигло лимба 26.VI в 23^h00^m . Западный край хвостовых пятен находился на лимбе 27.VI в 11^h00^m , восточный край — 27.VI в 17^h00^m . Полностью область (с полутенями) зашла за край диска 27.VI в 18^h00^m . Эти усредненные данные о движении пятен получены на основании анализа снимков пятен за пять дней (19, 20, 21, 24 и 25.VI).

Временной ход поляризованного радиоизлучения в единицах антенной температуры T_{av} за интервалы с 13^h00^m по 17^h00^m 27.VI и с 8^h00^m по 16^h00^m 28.VI представлен на фиг. 2, где для наглядности отдельно дана часть кривой с более крупным масштабом по времени. Анализ оптических данных и записей радиоизлучения показывает, что резкий спад интенсивности поляризованного излучения, наблюдавшийся с 16^h55^m до 17^h15^m (до конца наблюдений в этот день), по времени совпадает с моментом захода последнего (восточного) пятна группы за диск Солнца.

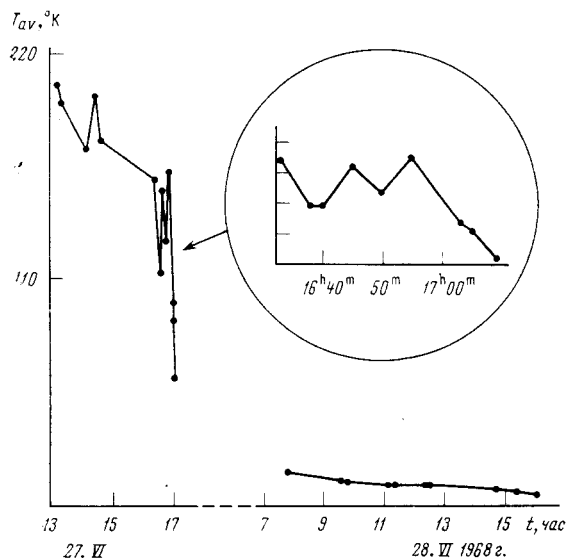
Для оценки высоты, где еще может наблюдаться поляризованное излу-

чение, предполагаем, что центр источника совпадает с центром группы хвостовых пятен, который проходил лимб в 14^h00^m 27.VI. Последние измерения у нас относятся к 16^h00^m 28.VI, т. е. поляризованное излучение от источника наблюдалось в течение 26 час после захода источника за край диска. На основании снимков пятен по пяти дням было установлено, что суточное движение группы пятен составляет в среднем $13^\circ,8$. Следовательно, поляризованное излучение обнаруживалось уверенно, когда источник находился на 15° за лимбом. Естественно, что выход радиоизлучения от заливовых источников определяется не только границей фотосферы, но и протяженностью радиолимба над ней. Если принять радиолимб на волне $3,15$ см равным $0,015 R_\odot$ [11], то для высоты области радиоизлучения над фотосферой получим $h = 35 \cdot 10^3$ км (без учета радиолимба $h_0 = 24 \cdot 10^3$ км).

Группа № 275 (см. табл. 1). Ее протяженность по гелиодолготе составляет не более 3° . Западный край группы находился на восточном лимбе 11.VII 1968 г. в 00^h00^m , главное пятно достигло лимба 11.VII в 3^h00^m . Суточное движение пятен в этом случае составляет в среднем $13^\circ,5$ (по пяти дням). Поляризованное излучение от источника было зарегистрировано в 14^h00^m 10.VII, т. е. когда главное пятно, принятое за центр источника, находилось на $7^\circ,3$ за восточным лимбом. Для высоты излучения получено $h = 16 \cdot 10^3$ км ($h_0 = 5,7 \cdot 10^3$ км). Заметим, что эти значения высот указывают на верхние границы, где еще может образоваться поляризованное излучение. Определение их, конечно, зависит от чувствительности приемной аппаратуры. Поэтому не исключено, что некоторая доля поляризованного излучения существует и на более высоких уровнях над фотосферой, чем полученные нами.

Сравнение полученных h для двух различных источников (или в нашем случае для одного и того же источника, но в разные моменты времени с интервалом более 10 дней) показывает определенную зависимость от мощности групп пятен (источников). Более мощной группе соответствует более высокий уровень над фотосферой, где еще может наблюдаться поляризованное излучение. Это следует также из табл. 1 и 2. Аналогичная зависимость получена при рассмотрении высот излучения всплесков радиоизлучения в сантиметровом диапазоне во время вспышек [11].

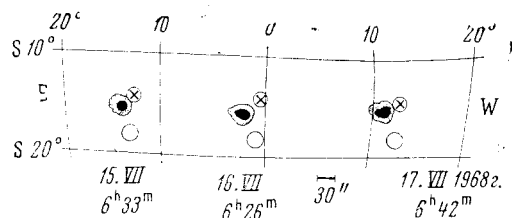
Обратим еще внимание на следующее обстоятельство. На фиг. 2 видно, что в момент захода источника за лимб на фоне резкого спада интенсивности наблюдаются аномальные вариации. Аналогичные изменения имеют место



Фиг. 2. Изменение поляризованного по кругу радиоизлучения локального источника, связанного с группой пятен № 241 [7] при заходе группы за лимб Солнца

Фиг. 3. Локализация источников радионизлучения на диске Солнца относительно группы пятен № 271

Кружки с крестиком — для поляризованного по кругу излучения, кружки — для полной интенсивности



и для полного излучения (кривых здесь не приводим). О причинах этих вариаций судить трудно. Возможно, они связаны с тонкой структурой источника, но не исключено, что они обусловлены какими-либо процессами в атмосфере Солнца.

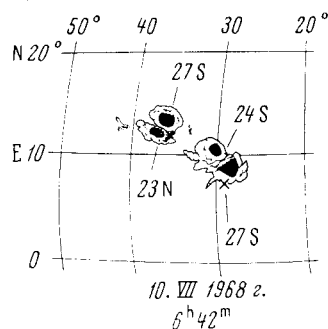
3. О локализации радиоисточника на диске Солнца. Рассмотрим положение локального источника в поляризованном и полном радионизлучении на диске Солнца относительно пятен. Для этого выбран источник, связанный с активной группой № 271 (см. табл. 1). Гелиографические координаты локального источника определялись по данным четырех сканов за 16.VII 1968 г. (9^h18^m , 9^h48^m , 14^h10^m и 18^h00^m) при прохождении группы через центральный меридиан. Затем эти значения координат были исправлены за счет вращения Солнца и сравнены с локализацией пятна на диске по снимкам за 15.VII (6^h33^m), 16.VII (6^h26^m) и 17.VII (6^h42^m). На фиг. 3 приведены зарисовки пятна за указанные дни и положения источников поляризованного и полного излучений. Следует отметить, что для всех трех дней взаимные расположения пятна и радиоисточника на диске хорошо повторяются. Это в некоторой степени свидетельствует о надежности результатов. Диаметр кружков для радионизлучения соответствует примерно разбросу значений координат по четырем измерениям.

Из фиг. 3 видно, что центры источников полного и поляризованного излучений не совпадают; источник полного излучения отклонен от поляризованного (и от пятна) к югу на $1'$. На первый взгляд это смещение можно отнести за счет разницы в высотах источников, которая получается равной около $150 \cdot 10^3$ км. Этот результат несколько неожиданный. Вероятнее всего, сдвиг центра источника полного излучения обусловлен присутствием южнее пятна дополнительной неполяризованного источника, связанного с имеющейся там флоккулярной областью. Из данных фиг. 6 следует, что источник поляризованного радионизлучения смещен (в плоскости диска) относительно оптического пятна примерно на $20-30''$ в северо-западном направлении.

3. Всплески радионизлучения

За время наших наблюдений зарегистрировано большое число всплесков. Качественный просмотр полученного материала показал, что поляризованное по кругу радионизлучение наблюдается как во время импульсных всплесков, так и всплесков типа медленного подъема и спада. Временные изменения интенсивностей полного и поляризованного излучений практически совпадают. Подробный анализ поляризации всплесков будет произведен в отдельной работе. Здесь мы опишем только три всплеска за 10 и 12.VII 1968 г.

10. VII 1968 г. Две субвспышки, следуя друг за другом, возникли в сложной активной области, состоящей из двух отдельных групп пятен № 265 и 268 [8]. Моменты развития вспышек и их координаты [12]: а) $10^h26^m - 10^h47^m$, N 14, E 33; б) $10^h45^m - 11^h00^m$, N 07, E 27. Зарисовки активных групп показаны на фиг. 4. Всплески радионизлучения зарегистрированы при непрерывном слежении за активной областью. Результа-



Фиг. 4. Зарисовки групп солнечных пятен за 10.VII 1968 г.

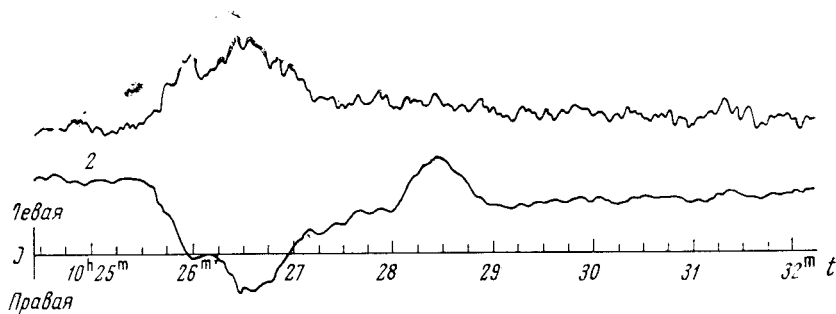
Крестиками указаны места возникновения вспышек

рующее радиоизлучение локального источника, связанного с этой областью, обладало поляризацией по левому кругу.

Первая вспышка, возникшая ближе к пятну с N-поляриностью, сопровождалась всплеском типа медленного подъема и спада. Копии записей всплеска представлены на фиг. 5. Радиовсплеск поляризован по правому кругу. Это следует из того, что в поляризованном излучении он проявился в виде понижения, а затем восстановления излучения локального источника (произошла компенсация разнополяризованных излучений). Примерно через 30 сек после начала интенсивность всплеска достигла уровня локального источника, а в максимуме (в течение одной минуты: $10^h26^m - 10^h27^m$) полностью доминировало правополяризованное излучение всплеска. Максимумы всплеска по полной интенсивности и по поляризованной компоненте совпадают ($10^h26^m37^s$). После максимума происходит постепенное восстановление довсплескового уровня (уровня локального источника).

На фиг. 5 видно, что через 1,5 мин после максимума всплеска на спадающей фазе наблюдается аномальное повышение излучения левой поляризации, которое продолжалось с 10^h28^m до 10^h29^m с максимумом в $10^h28^m30^s$, причем интенсивность излучения заметно превышала уровень излучения локального источника. Что касается полной интенсивности, то в ее ходе аналогичных изменений практически не обнаруживается. Описанное аномальное явление в поляризованном излучении не что иное, как проявление смены знака поляризации.

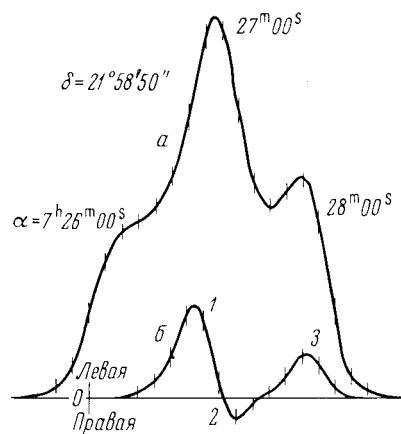
Укажем еще на одно обстоятельство. На временном ходе поляризованного излучения в районе максимума всплесков ($10^h26^m10^s - 10^h27^m10^s$) выделяется повышение и спад излучения правой поляризации. Возможно, что это событие и смена знака (аномальный рост интенсивности левой поляризации) в совокупности служат причиной одного и того же процесса колебательного типа, проявившегося на общем ходе всплеска. Эти события по продолжительности равны 1 мин, и интервал между ними составляет также 1 мин. Следовательно, период колебания порядка 2 мин.



Фиг. 5. Копии записей всплеска радиоизлучения на волне 3,15 см 10.VII 1968 г. 1 — для полной интенсивности; 2 — для поляризованного по кругу излучения

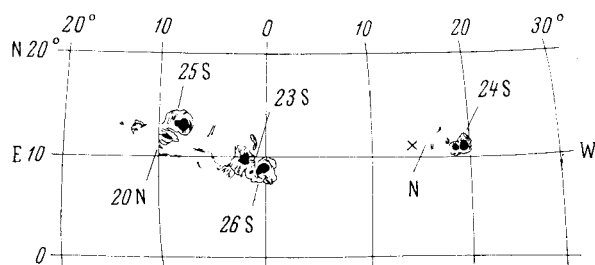
Фиг. 6. Запись скана за 12.VII 1968 г. до вспышки (в 13^h37^m)

a — для полной интенсивности;
б — для поляризованного по кругу излучения



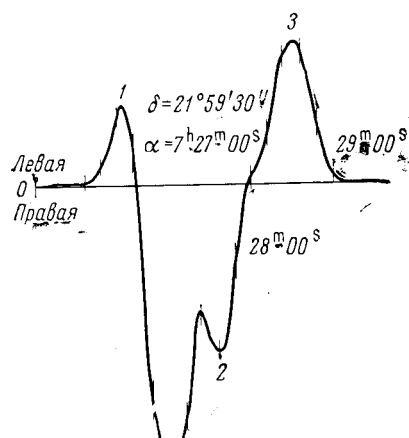
Фиг. 7. Зарисовки групп солнечных пятен в 6^h30^m 12.VII 1968 г.

Крестиком указано место возникновения вспышки



Фиг. 8. Запись скана в 17^h10^m 12.VII 1968 г. во время всплеска для поляризованного излучения

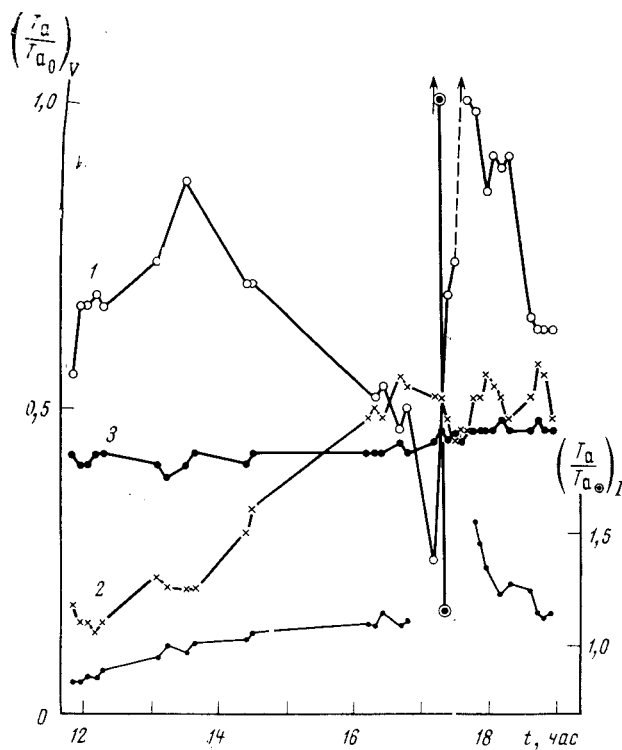
Всплеск записан между источниками 1 и 2



Интересно заметить, что генерация всплесков III типа в метровом диапазоне по времени совпадает с событием смены знака ($10^h27^m28^s$ — $10^h29^m22^s$ [13]).

Вторая вспышка в 10^h45^m возникла вблизи пятна с S-поляричностью, она сопровождалась импульсным всплеском левой поляризации (запись не приводим). Продолжительность всплеска не более 1 мин. В этом случае никаких аномальных явлений на записях не обнаруживается. Радиоизлучение III типа по времени совпадает точно с импульсным всплеском.

12.VII 1968 г. Всплеск радиоизлучения зарегистрирован при сканировании (по α) активных групп № 263, 265, 268 и 275 [8]. У всех этих групп значение склонения δ практически совпадает. В качестве примера на фиг. 6 приведены записи (скан) радиоизлучения, сделанные до вспышки. Источники поляризованного излучения отмечены цифрами 1, 2 и 3, горизонталь-



Фиг. 9. Относительные изменения интенсивности радиоизлучения со временем 12.VII 1968 г.

Нижняя кривая — для полной интенсивности источника, связанного одновременно с группами № 263, 265 и 268 (вертикальная ось справа), кривые 1 и 2 — для лево- и правополяризованных излучений соответственно от этих же областей. Кривая 3 — для поляризованного излучения, связанного с группой № 275. Жирной линией с точками в кружках соединены данные для всплеска. Стрелки указывают, что в эти моменты имели место зашкаливания записи. Из-за зашкаливания отсутствуют также данные для полной интенсивности с 16^h42^m до 17^h42^m. Все кривые представлены в относительных единицах.

ная линия — нуль-пункт. Группа № 275 (3 на фиг. 6) разрешалась отдельно как в поляризованном (по левому кругу), так и в полном излучении. Остальные группы в полной интенсивности не разрешались, а в поляризованном излучении записаны в виде биполярной области (с лидирующей левой поляризацией). В литературе [12] дается много всплесков, близких по времени и координатам, с 15^h32^m до 19^h40^m, однако установить действительную всплещечную ситуацию в период всплеска по этим данным затруднительно. Возмозжно, что всплеска имела два максимума примерно в 16^h03^m и в 17^h13^m. Усредненные по всем данным координаты всплески: N 11, W 20. Следовательно, всплеска возникла в хвостовой части группы № 263 в области очень мелких пятен с N-полярностями. Зарисовка групп пятен и положение всплески изображены на фиг. 7. На фиг. 8 приведена запись скана поляризованного излучения, где всплеск зарегистрирован между источниками 1 и 2.

Данные о радиоизлучении представлены в виде графиков на фиг. 9, из которых видно, что интенсивность поляризованного излучения источника над группой № 275 за весь период рассмотрения изменялась мало; имеются только незначительные вариации и некоторый общий подъем уровня. Для поляризованного излучения за единицу было взято значение антенной температуры T_{a0} в 17^h38^m от источника 1, для полной интенсивности — антенной температуры T_{a0} от спокойного Солнца. Кривые же 1 и 2 показывают существенные изменения интенсивности со временем. В интервале 11^h50^m — 12^h10^m происходит рост интенсивности левополяризованного (1) и спад правополяризованного (2) излучений. В дальнейшем до 13^h30^m увеличиваются интенсивности излучения обеих поляризаций. С 13^h30^m до 16^h10^m наблюдается другая картина: продолжает расти интенсивность излучения правой поляризации, а левополяризованное излучение резко ослабевает. Примерно в 16^h10^m между интенсивностями излучений обеих поляризаций наступило как бы равновесие (баланс), и в течение 30—40 мин наблюдаются незначительные, но заметные периодические раз-

балансы типа колебаний, а в 16^h50^m произошел мощный импульсный всплеск, поляризованный по правому кругу с максимумом около 17^h10^m. Появление всплеска повлекло за собой (из-за компенсации сигнала) резкое уменьшение левополяризованного излучения. После импульсного всплеска наблюдается быстрый рост интенсивности левополяризованного излучения, затем она снова упала.

Общий уровень правополяризованного излучения (кривая 2), начиная примерно с 16^h20^m до 19^h00^m, оставался практически постоянным. Однако с 17^h20^m происходят периодические изменения интенсивности. Аналогичные вариации, но с противоположной фазой можно заметить и на общем ходе левополяризованного излучения. Ход изменения полной интенсивности никаких аномальных особенностей не показывает. Из полученных данных видно, что, как и в случае 10.VII, наблюдается смена знака поляризации на спадающей части всплеска (подъем уровня левополяризованного излучения; кривая 2). Обнаружены также относительные изменения (аномальные) интенсивности поляризованного излучения как до, так и во время всплеска (вспышки)¹. Здесь, на наш взгляд, наибольший интерес представляют следующие особенности. Во-первых, возникновению всплеска предшествовало наступление баланса интенсивностей разных знаков поляризации (см. фиг. 9); во-вторых, проявление периодических колебаний в поляризованном излучении. Период колебаний, наблюдавшихся в начале всплеска, составляет 15—20 мин, на спадающей фазе — около 40 мин. Естественно, эти оценки несколько ориентировочные, однако о присутствии колебаний и об увеличении периода их к концу всплеска (12.VII), по-видимому, можно говорить уверенно.

Наши данные согласуются и подтверждают результаты А. Б. Северного [14] и А. М. Зверевой и А. Б. Северного [15] о том, что возникновению вспышек предшествуют изменения магнитного поля на уровне фотосферы. А. Б. Северный обращал наше внимание также на возможность появления периодических колебаний в поляризованном излучении за счет периодических изменений магнитного поля.

Рассмотрение фиг. 9 (факторов одновременного роста излучений обоих знаков поляризации до всплеска — источников 1 и 2, некоторого повышения интенсивности источника 3 во время всплеска и т. п.) создает впечатление, что появление мощных всплесков (вспышек) может сопровождаться некоторыми изменениями характеристик поляризованного излучения не только непосредственно у тех локальных источников, вблизи которых они возникают, но и в соседних активных областях. Однако этот вопрос требует специального исследования.

Заключение

В работе рассмотрены некоторые результаты наблюдений поляризованного по кругу радиоизлучения локальных источников и всплесков на волне 3,15 см. Подтверждаются результаты [4] о том, что поляризованное излучение локальных источников обладает сильной направленностью; ход изменения поляризованного излучения источников над униполярными областями при прохождении их по диску Солнца близок ходу видимых площадей групп пятен. Для относительно слабых биполярных областей (с явным преобладанием магнитного поля лидера) интенсивность результирующего поляризованного радиоизлучения, соответствующего по знаку магнитным полям пятен-лидеров, в восточной половине диска Солнца ведет себя подобно случаю униполярной группы, тогда как на западной половине диска

¹ После того, как наша статья была сдана в печать, вышла работа: S. Ё п о т ё, Т. К а к и п у м а, Н. Т о п а к а. Solar Physic, 1969, 6, 428, где также сообщается об аномальных изменениях поляризованного радиоизлучения во время всплеска.

она падает существенно быстрее. По мере приближения источника к западному краю может наблюдаться смена знака поляризации.

Следует особо подчеркнуть, что поляризованное излучение от локальных источников может наблюдаться и тогда, когда активные области находятся на лимбе или даже за ним. Интенсивность излучения лимбовых источников может составлять 8—18% от максимальной. Поэтому вывод [4] о спаде поляризованного излучения до нуля при положении групп на $\pm 45^\circ$ от центрального меридиана справедлив только в некоторых случаях для слабых биполярных областей.

На основании рассмотрения двух залимбовых локальных источников получено, что высоты (над фотосферой), где может образовываться поляризованное излучение, равны $16 \cdot 10^3$ и $35 \cdot 10^3$ км; более мощному источнику соответствует большее значение высоты.

Для одной группы, состоящей из одного пятна (в южной полусфере), найдено, что источник поляризованного излучения в плоскости диска смещен относительно оптического пятна (к северо-западу) примерно на 20—30". Центр источника полного излучения смещен относительно поляризованного на $1'$ к югу. Вероятнее всего, последнее обусловлено присутствием южнее пятна дополнительного неполяризованного источника, связанного с флоккулярной областью.

Во время двух всплесков 10 и 12. VII 1968 г. замечена смена знака поляризации после максимума всплесков. Кроме этого, 12. VII обнаружены изменения интенсивности поляризованного излучения до всплеска (за несколько часов), а также вариации периодического характера (типа колебаний) во время всплеска.

В заключение выражаем глубокую благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение и советы в процессе работы, а также П. В. Матвееву за помощь в подготовке рисунков.

25 апреля 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. A. E. Covington. Proc. IRE, 1948, **36**, 454.
2. A. E. Covington. J. Roy. Astron. Soc. Canada, 1951, **45**, 157.
3. Н. Л. Кайдановский, Д. В. Корольков, Н. С. Соболева, С. Э. Хайкин. Докл. АН СССР, 1957, **112**, № 16, 1012.
4. Д. В. Корольков, Н. С. Соболева, Г. Б. Гельфрейх. Изв. ГАО, 1960, **21**, № 164, вып. 5, 81.
5. Н. Тапак, Т. Какимума. Proc. Res. Inst. Atmos. Nagoya Univ., 1967, **14**, 23.
6. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. Изд-во «Наука», 1964.
7. Солнечные данные, 1968, № 6.
8. Солнечные данные, 1968, № 7.
9. В. Н. Ихсанова. Изв. ГАО, 1960, **21**, № 164, вып. 5, 62.
10. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, **36**, 56.
11. Н. Н. Ерюшев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, **36**, 121.
12. Solar Geophysical Data. Boulder, Colorado, 1968, N 288.
13. NN1 Solar Data, 19, july 1968.
14. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, **22**, 12.
15. А. М. Зверева, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, **41-42**, 97.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ВРЕМЕННЫХ ПРОФИЛЕЙ ВСПЛЕСКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ IV ТИПА НА ВОЛНЕ 1,5 м С ПОЛНЫМ ПОТОКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕК В ЛИНИИ H_{α}

Л. И. Юровская, Ю. Ф. Юровский

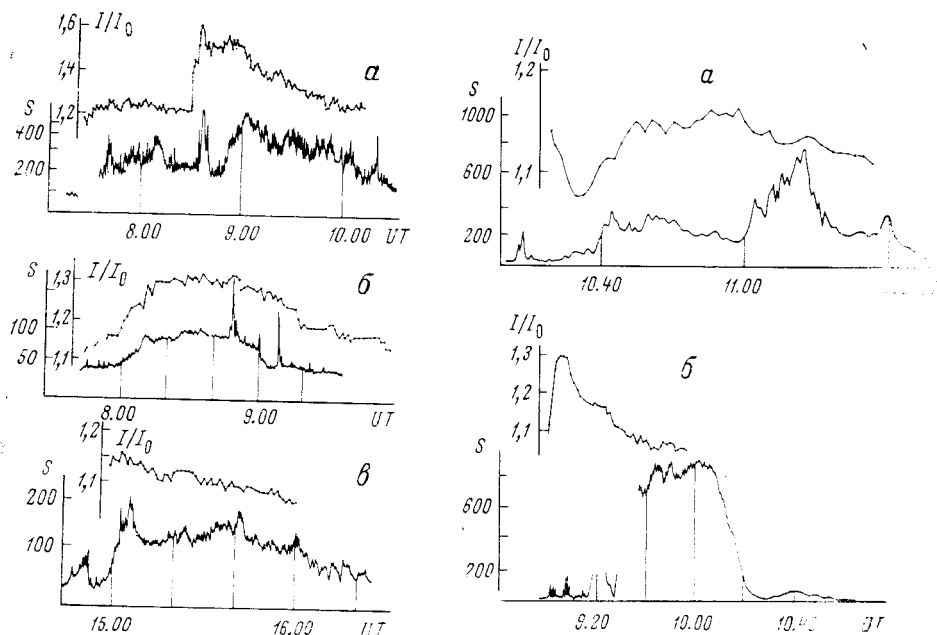
Рассмотрены временные профили шести всплесков IV типа. Для соответствующих им вспышек построены кривые полного потока излучения в линии H_{α} . На основании найденного в некоторых случаях сходства профилей всплесков на волне 1,5 м и полного потока излучения вспышек в оптическом диапазоне делается вывод о связи свечения нейтрального водорода с процессом ускорения электронов, ответственных за синхротронное излучение IV типа на частоте 208 МГц ($\lambda = 1,5$ м).

A COMPARISON OF TIME PROFILES OF TYPE IV BURSTS AT 1,5 METERS WITH THE TOTAL FLUX OF H_{α} EMISSION, by L. I. Yourovskaya, Y. F. Yourovsky.—The time profiles of six type IV bursts are considered. The curves of total flux of H_{α} -emission have been obtained for corresponding flares. In some cases the profiles of type IV bursts at 1,5 meters coincide with those of the total flux of H_{α} -emission. The conclusion is made that the emission of neutral hydrogen is connected with the mechanism of the acceleration of particles responsible for synchrotron emission of type IV bursts.

Связь всплесков радиоизлучения с хромосферными вспышками хорошо известна. Однако временной ход развития отдельных узлов вспышки в оптическом диапазоне в большинстве случаев имеет мало общего с профилем соответствующего всплеска радиоизлучения на метровых волнах. Тем не менее, если излучение в этих диапазонах обязано какому-то единому источнику энергии, служащему причиной всего вспышечного явления в целом, то можно ожидать некоторой пропорциональности между полным потоком вспышки в линии H_{α} и интенсивностью радиоизлучения, несмотря на различие физической природы свечения вспышки в линии H_{α} и механизма генерации радиоволн, а также на значительную разницу уровней в атмосфере Солнца, откуда исходит излучение в оптическом и радиодиапазонах.

Импульсные всплески II и III типов малоприспособны для такого сравнения, так как механизм их генерации связан с возникновением плазменных волн под воздействием потоков частиц или ударных волн, появляющихся обычно в начальной взрывной фазе вспышки. К тому же количество энергии, приходящееся на всплески II и III типов, на несколько порядков меньше энергии, излучаемой в виде всплеска IV типа.

В настоящей работе проводится сравнение временного хода полного потока вспышек в линии H_{α} с интенсивностью всплесков IV типа с целью изучения морфологических особенностей событий. Для обработки взяты шесть хромосферных вспышек, наиболее полно зарегистрированных в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР как в линии H_{α} , так и в радиоизлучении на частоте 208 МГц. Обработка H_{α} -кинофильмов проводилась при помощи микрофотометра МФ-2 с соответственно подобранным увеличением. При анализе полученного материала были использованы данные о вспышках [1] и результаты фотометрических исследований [2—5]. Спектральный



Фиг. 1. Изменение во времени полного потока излучения вспышек в линии H_{α} (кривые с точками) и радиоизлучения на частоте 208 МГц (непрерывные линии) для событий *а* — 3.VII 1957 г. (две вспышки); *б* — 11.VII 1958 г.; *в* — 22.VIII 1958 г.

Фиг. 2. Изменение во времени полного потока излучения вспышек в H_{α} (кривые с точками) и радиоизлучения на частоте 208 МГц (непрерывные линии) для событий *а* — 29.X 1960 г.; *б* — 4.VI 1957 г.

класс рассматривавшихся радиособытий определялся по списку всплесков радиоизлучения IV типа [6].

На фиг. 1 и 2 изображены кривые, отражающие изменение во времени полного потока излучения вспышек в линии H_{α} и временные профили всплесков радиоизлучения. По горизонтальной оси отложено мировое время UT, по вертикальной — плотность потока S радиоизлучения в единицах 10^{-22} Вт/м²·Гц и изменение полного потока вспышки в H_{α} относительно потока от соседнего невозмущенного участка диска Солнца.

Событие 3.VII 1957 г. (фиг. 1, *а*) состояло из двух вспышек балла 3, происшедших в одной и той же области. Возникновение второй вспышки (8^h30^m UT) сопровождалось в радиоизлучении импульсным всплеском, после которого через 8 мин начался всплеск IV типа. Отчетливо видно, что профиль этого всплеска сходен с временным ходом полного потока излучения вспышки в H_{α} . Длительность события в обоих случаях более часа, время нарастания до максимума существенно меньше времени спада, на обоих кривых заметны колебания на спадающем участке. Причем развитие радиоизлучения отстает на 8—10 мин от излучения вспышки в линии H_{α} .

Во время свечения первой вспышки балла 3, происшедшей в этой же области (7^h20^m—8^h30^m UT), характер радиоизлучения IV типа также сходен с поведением полного потока в линии H_{α} . Фотометрические кривые отдельных узлов вспышки [2—5] показывают, что колебания яркости и площади не превышали 20% в течение всего времени жизни узлов, а свечение каждого узла продолжалось на протяжении всей вспышки. Характер шумовой бури, источник которой по данным [7] находился над этой активной областью, в течение вспышки существенно не изменился. Не было заметно также подавление всплесков I типа, несмотря на высокую интенсивность плотности потока во время излучения всплеска IV типа ($500 \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц).

Событие 11.VII 1958 г. (фиг. 1, б) характеризуется медленным подъемом и спадом потоков как в линии H_{α} , так и на частоте 208 *Мгц*. Из-за плавного характера события затруднительно найти точное время опережения в развитии оптического излучения, но по начальной фазе можно судить, что свечение в линии H_{α} началось примерно на 10 *мин* раньше. Однако продолжительность радиовсплеска заметно меньше времени жизни оптической вспышки приблизительно на 30—40 *мин*. Развитие отдельных узлов вспышки в этом случае также было плавным, без резких изменений площади и интенсивности. Сходство профилей события в радио- и оптическом диапазонах достаточно очевидно при простом их сравнении. Существенного влияния на характер шумовой бури эта вспышка также не оказала.

Во вспышке 22.VIII 1958 г. не зарегистрировано начало в оптическом диапазоне, поэтому судить о профилях события затруднительно. Можно лишь заметить, что излучение в радиодиапазоне и в линии H_{α} продолжалось более 2 *час* без значительных флуктуаций интенсивности. Слабая шумовая буря, существовавшая до вспышки, видна как наложение на всплеск IV типа во время вспышки. Ее характер не изменился и после того, как вспышка практически погасла. Свечение основного узла этой вспышки продолжалось около 2 *час* без заметных колебаний яркости. Два других узла светились около 40—50 *мин*. Колебания яркости этих узлов не превосходили 30%. Изменения площади узлов в течение времени существования были незначительны.

Несколько отличная картина наблюдалась во вспышке 29.X 1960 г. (фиг. 2, а). Хотя продолжительность события в оптическом диапазоне сравнима с длительностью всплеска IV типа, тем не менее их временные профили существенно отличаются друг от друга. Максимум интенсивности радиоизлучения ($800 \cdot 10^{-22}$ *вт/м²·гц*) наблюдался с 11^h00^m до 11^h10^m UT, когда излучение вспышки в линии H_{α} пошло на убыль. Результаты фотометрии отдельных узлов показывают, что вспышка состояла из многих весьма нестабильных узлов, яркость которых флуктуировала за время порядка 10 *мин* на 70—80%, а площадь колебалась в пределах от 500 до 2000 миллионных долей полусферы. Суммарный поток в линии H_{α} имеет более сглаженный характер с резко выраженным минимумом в 10^h37^m UT. Шумовой бури в этот день не было.

Очень сильно различаются также профили событий в радио- и оптическом диапазонах во время вспышки 4.VI 1957 г. (фиг. 2, б). Свечение вспышки в линии H_{α} носит импульсный характер и имеет продолжительность около 30 *мин*. Всплеск радиоизлучения IV типа запаздывает на 20 *мин* и начинается к моменту угасания вспышки. Достигнув максимума интенсивности (порядка $900 \cdot 10^{-22}$ *вт/м²·гц*), радиоизлучение в течение приблизительно 30 *мин* изменяется мало. Полный поток в линии H_{α} не имеет этой особенности и после достижения максимума почти экспоненциально спадает. Фотометрическая обработка отдельных узлов вспышки показывает, что узлы очень мало изменялись по площади, но были весьма кратковременными, с временем жизни около 10—20 *мин*. До вспышки в радиодиапазоне наблюдалась слабая шумовая буря. Во время излучения всплеска IV типа всплески I типа практически отсутствовали, но после вспышки шумовая буря усилилась, увеличилось число всплесков и их интенсивность, плотность потока радиоизлучения возросла вдвое.

Таким образом, сопоставление временного хода всплесков радиоизлучения IV типа с изменением полного потока вспышек в линии H_{α} показывает, что в тех случаях, когда отдельные узлы вспышки развиваются сравнительно спокойно и существуют в течение всего времени жизни вспышки, профиль радиовсплесков сходен с временным ходом полного потока в линии H_{α} . Замеченное запаздывание в развитии всплесков можно рассматривать, по-видимому, как результат распространения возбуждения от нижних слоев атмосферы Солнца к короне. Если принять высоту свечения вспышки

в линии H_{α} равной 10^4 км [8], уровень выхода радиоволн частоты 208 МГц — $1.5 \cdot 10^5$ км [9], то отмечавшееся запаздывание в 10 мин будет соответствовать скорости распространения возбуждающего агента 10^3 км/сек. Эта величина соответствует скорости движения источников всплесков IV типа, наблюдавшихся непосредственно с помощью инструментов с большим угловым разрешением [10].

В тех же случаях, когда отдельные узлы вспышки существовали непрерывное время (10—20 мин) или значительно (на 70—80%) изменялась их интенсивность и площадь, соответствия между профилем полного потока в линии H_{α} и временным ходом всплеска IV типа не наблюдалось. Причиной этого несоответствия, на наш взгляд, могла оказаться высокая скорость движения материи по лучу зрения, приводившая, возможно, к выходу частоты излучения из полосы H_{α} -фильтра. В пользу такого предположения свидетельствует высокая интенсивность радионизлучения $((600 \div 900) \cdot 10^{-22}$ вт/м²·Гц), указывающая на большую мощность процессов, происходивших во время этих вспышек. Примечательно также, что вспышки с плавно развивающимися узлами не оказали заметного влияния на характер шумовых бурь, в то время как событие 4.VI 1957 г. сопровождалось подавлением всплесков I типа и усилением шумовой бури после вспышки.

Подобие профилей события в оптическом и радиодиапазонах наводит на мысль о связи свечения нейтрального водорода с процессом ускорения электронов, ответственных за синхротронное излучение IV типа на волне 1,5 м.

Авторы весьма признательны А. Б. Северному за ценные замечания, сделанные при обсуждении первоначального варианта статьи, а также М. Б. Огирь за помощь в выборе материалов оптических наблюдений.

Апрель 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. F. C. J o n a h, A. D o d s o n - P r i n c e, E. R. H e d e m a n. Catalogue of Solar Activity During 1957—1963. NASA, Houston, Texas.
2. Е. Ф. Ш а п о ш н и к о в а, М. Б. О г и р ь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 25, 134.
3. М. Б. О г и р ь, Н. В. С т е ш е н к о. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 25, 134.
4. А. И. А б р а м е н к о, Э. И. Д у б о в, М. Б. О г и р ь, Н. В. С т е ш е н к о, Е. Ф. Ш а п о ш н и к о в а, Т. Т. Ц а п. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 341.
5. Р. Э. Г у с е й н о в, Л. М. А в а к о в а, К. И. Г у с е й н о в. Солнечные данные, 1961, № 5.
6. Z. Š v e s t k a, J. O l m r. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1966, 17, N 1.
7. Quarterl. Bull. Solar Activity, 1957—1958, N 119—125.
8. Г. С м и т, Э. С м и т. Солнечные вспышки. Изд-во «Мир», 1966.
9. В. В. Ж е л е з н я к о в. Радионизлучение Солнца и планет. Изд-во «Наука», 1964.
10. H. H. M a l i t s o n, W. C. E r i c s o n. Astrophys. J., 1966, 144, N 1, 337.

НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА
НА ВОЛНАХ 8, 13 и 16 мм

В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев

Излагаются результаты наблюдений радиоизлучения Солнца в диапазоне 8—16 мм на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Определены яркостные температуры невозмущенного Солнца, которые составили (7950 ± 500) , (9700 ± 600) и $(11\,750 \pm 700)^\circ\text{K}$ на волнах 8,1; 13,2 и 16,6 мм соответственно. Определен частотный спектр шести источников S-компоненты, связанных с группами пятен. Отмечается, что в исследуемом диапазоне длин волн средняя яркостная температура локальных источников возрастает прямо пропорционально длине волны, а поток увеличивается с уменьшением длины волны. Размеры источников S-компоненты составляют 1—5'.

OBSERVATIONS OF THE SOLAR RADIOEMISSION AT 8, 13 and 16 mm, by V. A. Efanov, I. G. Moiseyev.—The observation results of the solar radioemission within the range 8 to 16 mm are given. The observations were made with the 22-meter radio telescope at the Crimean observatory. Brightness temperatures of the undisturbed Sun (7950 ± 500) , 9700 ± 600 and $11\,750 \pm 700^\circ\text{K}$ at 8,1; 13,2 and 16,6 mm respectively and the frequency spectrum of six local sources have been determined. The brightness temperatures of these sources increase in proportion to the wavelength, while the flux density decreases with the wavelength. The dimensions of sources are 1—5 minutes of arc.

Характер частотного спектра источников S-компоненты радиоизлучения Солнца на волнах короче 2 см до сих пор остается неясным, а знание его необходимо для выяснения природы активных образований на солнечной поверхности.

Важным моментом определения спектров источников S-компоненты является одновременность проведения исследований на разных волнах. Ниже описываются предварительные результаты проведенных в апреле 1969 г. наблюдений, которые заключались в получении радиоизображений Солнца одновременно на волнах 8,1; 13,2 и 16,6 мм с помощью 22-метрового радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [1].

Для наблюдений использовались модуляционные радиометры супергетеродинного типа с полосой пропускания порядка 20 МГц и флуктуационной чувствительностью (при постоянной времени $\tau = 1$ сек), равной 2; 1,5 и $3,5^\circ\text{K}$ на волнах 8,1; 13,2 и 16,6 мм соответственно. Ширины диаграмм направленности антенны по половинной мощности, измеренные по прохождению радиотелескопом края Солнца, были равны $1',6 \times 1',7 \pm 0',05$; $2',4 \times 2',5 \pm 0',1$; $3',0 \times 3',2 \pm 0',1$ на волнах 8,1; 13,2 и 16,6 мм соответственно. Облучателями антенны служили открытые концы волноводов, расположенных вблизи фокуса антенны. Так как фазовые центры облучателей не были совмещены, то диаграммы направленности имели различие в пространстве 2—3'. Разнесенность диаграмм направленности мало влияла на наблюдения, так как радиоизображения Солнца получались путем сканирования его по прямому восхождению α (со скоростью 1 s/сек) через интервалы в 1' по склонению δ . При обнаружении на диске Солнца локальных

источников повышенного излучения для более точного определения их положения сканирование через их максимум интенсивности проводилось как по α , так и по δ на каждой волне в отдельности.

Для определения яркостных температур локальных источников необходимо было знание яркостной температуры $T_{я\odot}$ невозмущенного Солнца.

Так как в исследуемом диапазоне длин волн сведения о значениях яркостных температур невозмущенного Солнца разноречивы [2], то в период наблюдений была также измерена яркостная температура невозмущенного Солнца на каждой волне путем сравнения ее с температурой Луны. Такое сравнение производилось 18.IV 1969 г. Условия наблюдений были исключительно благоприятными. Склонения Луны и Солнца были близки, а разница в моментах кульминации составляла $\sim 1^h$. Это обстоятельство позволяло производить наблюдения соответствующих участков солнечной и лунной

поверхностей при близких зенитных расстояниях и исключало необходимость учета поглощения в атмосфере Земли, обусловленного различными зенитными расстояниями. Так как видимые размеры Солнца и Луны почти одинаковы, то отпадала также необходимость учета рассеяния антенны в угле, превышающем их размеры.

Процедура наблюдений заключалась в следующем. Перед

• Таблица 1

λ , мм	T_0 , °K	$T_{\sim 1}$, °K	ε°
8	230	50	32
13,2*	231	42,5	33,5
16,6	232	35	35

* Значения T_0 , $T_{\sim 1}$ и ε для $\lambda = 13$ мм находились линейным интерполированием между значениями для $\lambda = 8$ мм и $\lambda = 16$ мм из [3].

наблюдением радиоизлучения Луны производилось сканирование Солнца с целью определения невозмущенных участков солнечной поверхности. После выбора таких площадок и регистрации излучения от них антенна направлялась на центр Луны (при этом предварительно также производилось сканирование Луны с целью определения ее центра для всех длин волн). Далее осуществлялось периодическое наведение антенны на Луну, слежение за выбранным участком лунной поверхности в течение 5—7 мин и отвод антенны для прописки нуля также в течение 5—7 мин и вновь наведение на Луну. Наблюдения велись при постоянной выхода радиометра $\tau = 16$ сек с периодическим контролем коэффициента усиления приемников по генераторам шума. Также тщательно была измерена линейность радиометра.

После регистрации радиоизлучения Луны антенна вновь направлялась на ранее выбранные участки Солнца. В результате усреднения ряда записей радиоизлучения Луны и Солнца были получены отношения антенных температур от них $T_{a\odot}/T_{a\text{л}}$, которые для $\lambda = 8,1$ мм составили $43,5 \pm 0,5$; для $\lambda = 13,2$ мм — $50,4 \pm 0,5$ и для $\lambda = 16,6$ мм — $59 \pm 0,7$.

Яркостная температура Солнца находилась по формуле

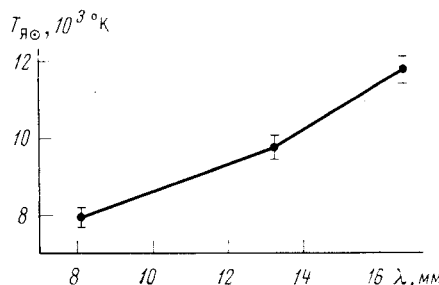
$$T_{я\odot} = T_{я\text{л}} \frac{T_{a\odot}}{T_{a\text{л}}}, \quad (1)$$

где $T_{я\text{л}}$ — яркостная температура центральной части Луны, определяемая соотношением [3]

$$T_{я\text{л}} = T_0 - T_{\sim 1} \cos(\Phi - \varepsilon), \quad (2)$$

где T_0 — яркостная температура центральной части лунного диска, $T_{\sim 1}$ — амплитуда первой гармоники яркостной температуры в центре диска, ε — запаздывание фазы первой гармоники. Значения T_0 , $T_{\sim 1}$ и ε , взятые из [3], приведены в табл. 1. При этих значениях T_0 , $T_{\sim 1}$ и ε из выражения (2) яркостная температура центральной части Луны $T_{я\text{л}}$ (с учетом оптической

Фиг. 1. Частотный спектр радиоизлучения «спокойного» Солнца в диапазоне 8,1—16,6 мм



фазы Луны) составила: на $\lambda = 8$ мм — 183° К, на $\lambda = 13$ мм — 193° К и на $\lambda = 16$ мм — 199° К.

Согласно этим значениям $T_{я☉}$ яркостные температуры невозмущенного участка Солнца составили (7950 ± 500) , (9700 ± 600) и $(11\,750 \pm 700)$ °К для волн 8,1; 13,2 и 16,6 мм соответственно (с учетом знания абсолютного значения температуры Луны с ошибкой $\pm 5\%$).

График зависимости величины $T_{я☉}$ от длины волны показан на фиг. 1. Из графика видно, что в этом диапазоне длин волн яркостная температура невозмущенного Солнца с увеличением длины волны (с точностью ошибок определения) возрастает по закону, близкому к линейному. Эти яркостные температуры в дальнейшем использовались при определении яркостных температур локальных источников повышенного излучения.

Для определения частотного спектра излучения источников S-компоненты по полученным радионизображениям Солнца были отобраны для дальнейшего рассмотрения источники, прослеживаемые на всех волнах в течение нескольких дней. Яркостные температуры источников и их размеры определялись в момент нахождения их в центральной зоне солнечного диска (в пределах $\pm 40^\circ$ гелиодолготы), чтобы краевой эффект не влиял на результаты исследования. Всего таким образом было отобрано шесть изолированных локальных источников.

Яркостные температуры источников определялись по формуле

$$T_{я.ист} = T_{я☉} \left(1 + \frac{T_{а.ист} - T_{а☉}}{T_{а☉}} \right) \frac{\Omega_a}{\Omega_{ист}},$$

где $T_{а.ист}$ и $T_{а☉}$ — антенные температуры от локального источника и спокойного Солнца соответственно, Ω_a — телесный угол диаграммы антенны, $\Omega_{ист}$ — телесный угол источника.

Размеры источников находились из выражения

$$\varphi_{ист} = \sqrt{\varphi_{набл}^2 - \theta_{0,5}^2},$$

где $\varphi_{набл}$ — размер источника по уровню его половинной интенсивности, $\theta_{0,5}$ — ширина диаграммы направленности радиотелескопа. Плотность потока $S_{ист}$ определялась по формуле

$$S = \frac{2kT_{я.ист}}{\lambda^2} \Omega_{ист}.$$

Данные о $\varphi_{ист}$, $T_{я.ист}$, $S_{ист}$ и $T_{а.ист}/T_{а☉}$ сведены в табл. 2. В таблице помещены также гелиокоординаты источников.

Отношения $T_{а.ист}/T_{а☉}$, приведенные в таблице, определялись с ошибкой, не превышающей $\pm 2\%$. Ошибка в нахождении $S_{ист}$ зависит от ошибки определения размеров источников $\varphi_{ист}$, которые найдены менее точно с ошибками, равными $\pm 10\%$ в среднем на всех волнах.

Сравнивая характеристики источников S-компоненты на волнах 8,1; 13,2 и 16,6 мм, можно заметить следующее: положение центров соответствующих источников (максимумов их яркости) совпадает с точностью ошибок

Таблица 2

Таблица 2

Номер группы	Дата, апрель 1969 г.	Координаты источника	$\lambda = 8 \text{ мн}$				$\lambda = 13 \text{ мн}$				$\lambda = 16 \text{ мн}$			
			$T_{\text{я ист}}/T_{\odot}$	$\varphi_{\text{ист}}$ мин дуги	$T_{\text{я ист}}$ °К	Поток $S_{\text{ист}} \cdot 10^{11}$, вт/м ² -гц	$T_{\text{я ист}}/T_{\odot}$	$\varphi_{\text{ист}}$ мин дуги	$T_{\text{я ист}}$ °К	Поток $S_{\text{ист}} \cdot 10^{11}$, вт/м ² -гц	$T_{\text{я ист}}/T_{\odot}$	$\varphi_{\text{ист}}$ мин дуги	$T_{\text{я ист}}$ °К	Поток $S_{\text{ист}} \cdot 10^{11}$, вт/м ² -гц
1	2	20N 4E	1,20	3,6	9550	3,5	1,40	3,2	13600	1,46	1,55	3,3	18200	1,3
	3	48N 8W	1,19	3,2	9450	2,7	1,39	2,7	13500	1,0	1,53	3,1	17900	1,1
	4	48N 49W	1,15	3,2	9150	2,6	1,27	2,7	13000	0,96	1,34	2,8	19650	1,0
2	7	20N 25E	1,12	1,9	8900	0,9	1,16	2,6	11250	0,83	1,19	1,7	18850	0,36
	8	48N 41E	1,11	1,9	8750	0,9	1,11	2,2	12710	0,6	1,15	1,8	17000	0,36
	9	47N 3W	1,10	1,9	8750	0,87	1,14	2,4	11050	0,67	1,20	2,2	16550	0,52
3	13	3S 24E	1,12	2,8	8900	1,2	1,20	2,4	11650	0,71	1,22	1,8	19550	0,41
	14	5S 41E	1,15	2,4	9100	1,45	1,23	1,8	14150	0,46	1,25	2,5	16300	0,67
	15	2S 00	1,16	2,4	9150	1,46	1,19	2,9	11550	1,05	1,24	2,3	16850	0,59
4	14	23N 37E	1,32	2,2	10500	1,4	1,73	2,5	16700	1,1	1,76	2,7	23550	1,1
	15	25N 24E	1,28	3,0	9950	2,5	1,43	3,5	13850	1,6	1,49	3,7	17500	1,6
5	20	32N 45W	1,14	3,2	9050	2,56	1,20	3,6	11650	1,6	1,22	4,8	14300	2,16
	21	31N 27W	1,23	1,9	9800	0,98	1,33	1,9	14950	0,57	1,45	2,5	19800	0,81
	22	32N 40W	1,11	1,9	8850	0,89	1,18	2,2	11930	0,61	1,19	2,2	15950	0,5
6	21	4N 48W	1,1	1,3	9210	0,43	1,13	1,1	16050	0,2	1,10	1,4	17550	0,23
	22	2N 30W	1,16	1,6	9200	0,65	1,21	1,1	19750	0,25	1,18	1,6	20250	0,34

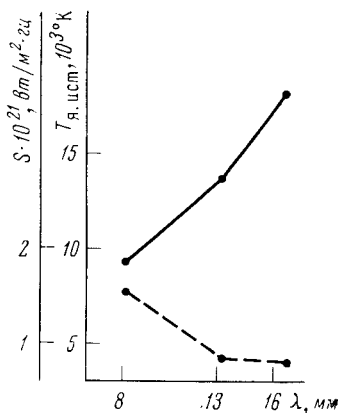
определения ($\pm 30''$) на всех волнах. Рассмотренные источники по своим размерам отличаются друг от друга, их размеры колеблются в пределах 1—5', однако размеры одного и того же источника близки на всех волнах.

Яркостная температура всех рассмотренных источников монотонно возрастает с увеличением длины волны. На фиг. 2 приведен график изменения яркостной температуры, усредненной по всем источникам, в зависимости от длины волны. На графике хорошо видно, что яркостная температура источников в исследуемом диапазоне длин волн возрастает в среднем прямо пропорционально длине волны. На этом же графике помещена кривая изменения плотности потоков излучения источников, также усредненной по всем источникам, в зависимости от длины волны. На графике заметно, что плотность потока увеличивается с уменьшением длины волны в исследуемом диапазоне волн. Возрастания плотности потоков с уменьшением длины волны были также отмечены и на более коротких волнах: 8—4 мм [4, 5] и 8—2 мм [6].

Таким образом, частотный спектр излучения источников S-компоненты в миллиметровом диапазоне волн (от $\lambda = 16$ мм и короче) значительно отличается от плоского — плотность потока возрастает с уменьшением длины волны.

В заключение авторы приносят благодарность за помощь в проведении наблюдений В. И. Петраченко и В. Д. Маловик.

13 мая 1969 г.



Фиг. 2. График зависимости $T_{я.ист.ср.}$ (сплошная линия) и $S_{ист.ср.}$ (штриховая) от частоты

Л и т е р а т у р а

1. В. Н. Иванов, И. Г. Моисеев, Ю. Г. Монин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **38**, 141.
2. F. I. Shimabukuro, J. M. Stacey. *Astrophys. J.*, 1968, **152**, 777.
3. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. Изд-во «Сов. радио», 1964, стр. 177.
4. А. Г. Кисляков, А. Е. Саломонович. *Астрон. ж.*, 1963, **40**, 229.
5. Г. П. Апушкинский, А. Н. Цыганов. Солнечные данные, 1967, № 10.
6. V. A. Efapov, A. G. Kislyakov, I. G. Moiseev, A. I. Naumov. *Solar Phys.*, 1969, **8**, 331.

РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
В ПОЛОСЕ 0,9—1,5 мм НА 22-МЕТРОВЫМ РАДИОТЕЛЕСКОПЕ
С ПРИЕМНИКОМ ИЗ n -InSbА. Н. Выставкин, В. А. Ефанов, В. Н. Листвин,
И. Г. Моисеев, Е. И. Попов, В. Т. Потапов

Описываются результаты применения 22-метрового радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории в комплексе с многомодовым приемником для наблюдений солнечного радиоизлучения в диапазоне 0,9—1,5 мм.

RADIOASTRONOMICAL OBSERVATIONS IN THE RANGE 0,9—1,5 mm WITH THE 22-METER RADIOTELESCOPE AND THE RECEIVER MADE OF n -InSb, by A. N. Vistavkin, V. A. Efanov, V. N. Listvin, I. G. Moisejev, E. I. Popov, V. T. Potapov.— The 22-meter radiotelescope of the Crimean observatory and the n -InSb receiver were used for the observations of solar radio emission in the range 0,9—1,5 mm. The local sources of radioemission of the Sun were found.

22-метровый радиотелескоп (РТ-22) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР успешно использовался для наблюдений Солнца, планет и других источников космического радиоизлучения в миллиметровом диапазоне длин волн, включая волну длиной 2 мм [1—3]. Представляет интерес расширить наблюдения в более коротковолновую часть диапазона длин волн. В настоящей работе сделана попытка использования РТ-22 для наблюдений в одном из окон прозрачности атмосферы в полосе 0,9—1,5 мм. Для наблюдений на таких коротких волнах при обычном режиме работы с одним видом колебаний его поверхность недостаточно точна. Однако разработанный в Институте радиотехники и электроники АН СССР многомодовый приемник с «плоскостным» детектором из n -InSb [4, 5] позволяет собирать энергию с расширенного из-за несовершенной отражательной поверхности фокального пятна, т. е. дает возможность использовать антенны с большими фазовыми ошибками. При наличии больших фазовых ошибок диаграмма направленности антенны значительно расширяется. В работе Рузе [6], посвященной теории антенных допусков, показано, что при больших фазовых ошибках энергия рассеивается по угловой области с интенсивностью, равной

$$G(\theta) = \left(\frac{C}{2\varepsilon} \right)^2 e^{-\left(\frac{C \sin \theta}{4\varepsilon} \right)^2}, \quad (1)$$

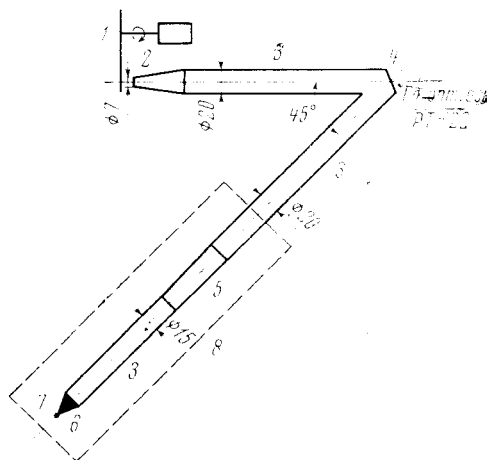
где ε — среднеквадратичная ошибка поверхности, а C — радиус корреляции.

Для больших антенн, как показано в [6], среднеквадратичная ошибка ε составляет $1/3$ пиковой ошибки. Пиковая ошибка z поверхности 22-метрового радиотелескопа Крымской обсерватории складывается из ошибки изготовления контршаблона, равной $\pm 0,18$ мм, ошибки изготовления шаблона по контршаблону, равной $\pm 0,015$ мм, и ошибки изготовления зеркала по шаблону $\pm 0,15$ мм [7]. Таким образом, без учета возможных упругих

деформаций z поверхности радиотелескопа равна $\pm 0,345$ мм, а, следовательно, среднеквадратичная ошибка поверхности $\varepsilon = 0,115$ мм.

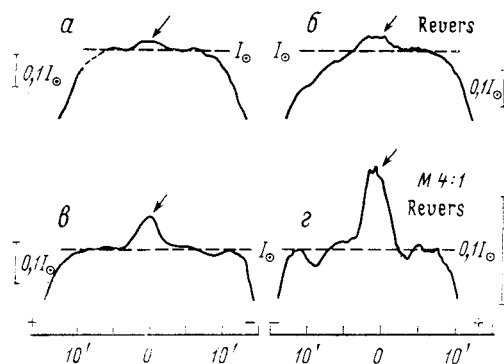
По поводу оценки радиуса корреляции C (радиус области, в пределах которой значения фазы коррелированы) можно заметить следующее. В [6] отмечено, что в устройствах с коррекцией число таких областей связано с размерами панелей поверхности. Параболическая поверхность РТ-22 состоит из 405 отдельных алюминиевых панелей толщиной 5 мм и площадью, равной в среднем 1 м^2 . Каждая панель укреплена на 80 регулируемых болтах, между панелями оставлены тепловые зазоры. Таким образом, отдельную панель можно, по-видимому, принять за область корреляции, тогда радиус корреляции C будет равен в среднем 600 мм. Зная значения ε и C , из выражения (1) легко определить ширину диаграммы рассеяния РТ-22 по половинной мощности $\theta_{0,5}$. В данном случае $\theta_{0,5} = 4',4$. Для РТ-22, имеющего фокусное расстояние 9525 мм, такой диаграмме соответствует диффузионное фокальное пятно диаметром 13 мм. Из условий лучшего согласования с антенной входное отверстие приемника было выбрано равным 7 мм в диаметре.

Оптическая схема радиометра с детектором из $n\text{-InSb}$ изображена на фиг. 1. Следует отметить две особенности схемы. Чтобы осуществить угловое перемещение телескопа при использовании обычного гелиевого криостата (приемник работает при температуре жидкого гелия), последний располагался под углом 45° к главной оптической оси телескопа. Антенна телескопа РТ-22 дает возможность получить большую светосилу при использовании площадного приемного элемента (детектора). С целью реализации этой возможности применена иммерсионная линза из германия, увеличивающая светосилу радиометра в 16 раз. В остальном схема радиометра аналогична схеме, описанной в [4, 5]. В усилительном низкочастотном тракте используется оптимальный повышающий трансформатор, два усилителя В6-4 (один дополнительный усилитель устанавливался в фокальной кабине) и синхронный детектор СД-1 с выходом на самописец ЭПП-09. Флуктуационная чувствительность установленного на телескопе радиометра, измеренная с помощью калибровочного черного тела, составила $0,03^\circ \text{ К}$ при постоянной времени выхода $\tau = 1 \text{ сек}$. Согласно расчету при идеальной антенне с учетом спектральной характеристики детектора и пропускания атмосферы радиометр должен принимать тепловое излучение в основном в участке спектра от $\lambda = 0,9$ до $\lambda = 1,5$ мм. Однако учет спектральной зависимости коэффициента усиления антенны, обусловленной ее неидеальностью, должен привести к некоторому сдвигу указанного участка спектра в длинноволновую сторону. Поэтому со стороны длинноволновой части спектра прием ограничивается металлической сеткой с ячейками 440 мк. Возможное просачивание энергии на волнах длиннее 1,5 мм проверялось путем наблюдения радиоизлучения Луны при неизменном усилении приемника и одинаковых атмосферных условиях с одной и двумя такими сетками. Эксперимент показал, что на волнах длиннее 1,5—1,8 мм



Фиг. 1. Оптическая схема радиометра с детектором из $n\text{-InSb}$

1 — механический модулятор; 2 — входной согласующий конус; 3 — металлические световоды; 4 — зеркальный поворот; 5 — конусный переход; 6 — иммерсионная диэлектрическая линза с согласующим диэлектрическим конусом; 7 — детектор из $n\text{-InSb}$ размером 4×4 мм; 8 — гелиевый криостат



Фиг. 2. Пример записи радиоизлучения Солнца в полосе 0,9—1,5 мм (а и б) и на волне 8 мм (в, г)

Стрелками показан источник S-компоненты

принимается незначительное количество энергии по сравнению с энергией, принимаемой в исследуемой полосе.

Наблюдения за радиоизлучением Солнца проводились в июне и октябре 1967 г. одновременно в указанном выше «окне» прозрачности атмосферы Земли и на волне 8 мм и заключались в сканировании радиотелескопом диска Солнца по прямому восхождению α при различных значениях склонения δ . При этом Солнце проходило по одной и той же трассе несколько раз. Пример такого сканирования Солнца в прямом и обратном направлении показан на фиг. 2. При прохождении Солнца в обратном направлении (фиг. 2, г) усиление приемника на волне 8 мм было увеличено в 4 раза. Диаграмма направленности радиотелескопа в полосе 0,9—1,5 мм, измеренная по записи прохождения радиотелескопом края солнечного диска, составила 3',5, т. е. достаточно хорошо согласуется с расчетной, учитывая приближенность выражения (1).

На фиг. 2 отчетливо заметен локальный источник повышенного излучения на Солнце как в полосе 0,9—1,5 мм, так и на волне 8 мм (на фиг. 2 указан стрелками). Источник повышенного излучения в полосе 0,9—1,5 мм совпадает по положению с источником на волне 8 мм, а также с положением на диске Солнца наиболее активной в этот период группы пятен № 229 [8]. Размеры источника на волне 8 мм с учетом ширины диаграммы направленности РТ-22 на этой волне, которая была равна по половинной мощности 1'.8 (несколько расширена, так как облучатель был смещен из фокуса), в среднем составили $2' \pm 0',2$, а в полосе 0,9—1,5 мм — $2',6 \pm 0',5$. Яркостная температура источника на волне 8 мм равна 8580° К (принимая температуру невозмущенного Солнца $T_{\text{я}\odot}$ на этой волне равной 7950° К [9]). В полосе 0,9—1,5 мм источник имеет яркостную температуру 5830° К при принятом значении $T_{\text{я}\odot} = 5600^\circ \text{ К}$ [10]. Приведенный пример сканирования Солнца показывает, что и в диапазоне 0,9—1,5 мм на Солнце существуют заметные локальные источники радиоизлучения.

На основании результатов проведенных расчетных оценок и наблюдений можно заключить, что крупные антенны в комплексе с многомодовыми приемниками можно использовать для наблюдений на волнах, для которых фазовые ошибки поверхности превосходят допустимые. Это должно давать выигрыш в чувствительности радиотелескопов по сравнению с малыми, хотя и точно выполненными, антеннами при исследовании точечных источников радиоизлучения.

В заключение авторы приносят благодарность Ю. Г. Монину, В. Д. Штыкову, К. А. Рулеву, В. П. Майорову, А. А. Краснову и В. И. Сучилкину за помощь в проведении эксперимента.

14 мая 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. А. Е ф а н о в, И. Г. М о н с е е в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39.
2. В. А. Е ф а н о в, А. Г. К и с л я к о в, И. Г. М о н с е е в, А. И. Н а у м о в. Астрон. ж., 1968, 46, 126.
3. V. A. E f a n o v, A. G. K i s l i a k o v, I. G. M o i s e e v, A. I. N a u m o v. Solar Phys., 1969, 8, 331.
4. К. А. А г а н б е к я н, А. Н. В ы с т а в к и н, В. Н. Л и с т в и н, В. Д. Ш т ы - к о в. Радиотехника и электроника, 1966, 11, № 7, 1252.
5. Е. И. П о п о в. Изв. вузов. Радиофизика, 1965, 8, № 5, 862.
6. I. R u z e. Proc. IEEE, 1966, 54, N 4, 205.
7. В. Н. И в а н о в, И. Г. М о н с е е в, Ю. Г. М о н и н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 41.
8. Солнечные данные, 1967, № 6.
9. В. А. Е ф а н о в, И. Г. М о н с е е в. Изв. Крымской астрофиз. obs. Наст. том, стр. 21.
10. F. I. S h i m a b u k u r o, I. M. S t a c e y. Astrophys. J., 1968, 152, 777.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
ДИСКРЕТНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА ВОЛНЕ 3,5 см (8550 Мгц)

А. Е. Андриевский, Е. Е. Спангенберг, И. Е. Вальц,
А. Г. Горшков, В. Н. Иванов, В. К. Конникова, В. Н. Курильчик,
М. Г. Ларионов, И. Г. Моисеев, В. В. Никитин, В. И. Портман,
В. А. Согласнов

Приводятся результаты измерения спектральных плотностей потоков радиоизлучения дискретных радиоисточников на волне 3,5 см (8,55 Гц), проведенного в августе-сентябре 1968 г. на антенне РТ-22.

FLUX DENSITIES OF DISCRETE RADIO SOURCES AT 3,5 cm, by A. E. Andrievski, E. E. Spangenberg, I. E. Valtz, A. G. Gorshkov, V. N. Ivanov, V. K. Konnikova, V. N. Kurilchik, M. G. Larionov, I. G. Moisejev, V. V. Nikitin, V. I. Portman, V. A. Soglasnov. — The results of measurement of flux density of 130 discrete radio sources at 3.5 cm are given. Observations were made with the 22-meter radiotelescope of the Crimean observatory in August-September 1968.

К настоящему времени хорошо исследованы спектры радиоизлучения многих дискретных радиоисточников в области метровых — дециметровых длин волн (имеются в виду прежде всего объекты каталогов 3CR [1] и PKS [2, 3]). Однако в сантиметровой области длин волн данные о потоках радиоизлучения охватывают сравнительно ограниченное число объектов (например, [4, 5]), в то время как исследование характера спектров радиоизлучения в этом диапазоне представляет несомненный интерес для понимания природы радиоисточников. Наличие особенностей в спектрах многих объектов («завалы» или «подъемы» в спектрах радиоизлучения) нередко требует уточнения спектральных индексов (показателей зависимости спектральных плотностей потоков радиоизлучения от частоты F , $\sim \nu^{-\alpha}$) и в метровом — дециметровом диапазоне волн, для чего необходимо знание характера спектра радиоизлучения во всем (по крайней мере доступном при наземных наблюдениях) диапазоне радиочастот. Данная работа в известной степени восполняет этот пробел, поскольку в ней представлены результаты измерений спектральных плотностей потоков радиоизлучения 130 источников космического радиоизлучения на волне 3,5 см (8550 Мгц), проведенных в августе-сентябре 1968 г. на антенне Крымской астрофизической обсерватории РТ-22 (Крым, Симеиз). Измерения производились с помощью высокочувствительного широкополосного радиометра, созданного в Московском государственном астрономическом институте им. П. К. Штернберга и Московском государственном педагогическом институте им. В. И. Ленина.

1. Аппаратура и антенна

Радиометр, использовавшийся в процессе наблюдений, представляет собой приемное устройство прямого усиления высокой частоты с двумя каскадами вырожденных параметрических усилителей и двумя каскадами усилителей на туннельных диодах с общим коэффициентом усиления около

50 дБ (параметрические усилители (ПУ) имеют коэффициент усиления по 13—14 дБ на каскад, туннельные усилители — по 11—12 дБ на каскад) при полосе усиливаемых частот 1 Гц (8,05—9,05 Гц). Эквивалентная шумовая температура на входе первого ПУ около 100° К.

Входное устройство состоит из двух рупоров-облучателей, принимающих сигнал с круговой поляризацией правого и левого вращений (во всей полосе принимаемых частот поляризованная по кругу часть принимаемого сигнала составляет для обоих рупоров $80 \pm 1\%$), балансирующего устройства, использовавшегося как для выравнивания обусловленной неодинаковостью плеч разницы температур двух входов, так и для калибровки приращений антенной температуры при приеме радиоизлучения от радиоисточников введением фиксированного затухания в одно из плеч входа, и модулятора на феррите циркулярного типа. Оба входа переключаются с частотой 1 кГц. Усиленный и протектированный широкополосным квадратичным детектором сигнал далее поступает на предварительный усилитель низкой частоты (вся высокочастотная часть радиометра и ПУНЧ размещены в фокусном отсеке антенны), затем на низкочастотную стойку (усилитель низкой частоты, синхронный детектор, усилитель постоянного тока и регистрирующий прибор), размещенную в аппаратном отсеке антенны.

Рупоры-облучатели разнесены в азимутальном направлении, что позволяет реализовать диаграммную модуляцию. Результирующая диаграмма направленности радиотелескопа РТ-22 (диаметр параболического зеркала 22 м) представляет собой две диаграммы, соответствующие двум облучателям, с угловым расстоянием между ними $23',0 \pm 0',3$. Каждая диаграмма по уровню половины принимаемой мощности излучения имеет угловой размер $6',3 \pm 0',1$ в азимутальном и $6',6 \pm 0',1$ в угломестном сечениях соответственно.

Эквивалентная шумовая температура радиотелескопа с учетом шумовой температуры антенны и потерь во входном устройстве равна 150° К. Средний квадрат амплитуды флуктуаций при постоянной времени интегрирования сигнала 4 сек и полосе принимаемых частот 1 Гц составляет на выходе радиотелескопа $\sim 2,5 \cdot 10^{-3}$ °К. Амплитуда флуктуаций по пиковым отклонениям $\sim 1,3 \cdot 10^{-2}$ °К. Эффективная площадь антенны при использованной нами системе ее облучения около 150 м², что при указанной выше чувствительности радиотелескопа позволяет регистрировать в единичной записи спектральные плотности потоков радиоизлучения $\geq 2,5 \cdot 10^{-27}$ Вт/м²·Гц.

Антенна РТ-22 представляет собой прецизионный инструмент с высокой точностью изготовления поверхности параболического зеркала, позволяющей работать на длинах волн вплоть до нескольких миллиметров. Специализированная вычислительная машина выставляет геометрическую ось антенны на расчетную точку небесной сферы и сопровождает ее с максимальной ошибкой, не превышающей $\pm 30''$. Систематическое смещение электрической оси антенны относительно ее геометрической оси составляло в период наблюдений $+1',1$ по углу места на всех рабочих углах места $\geq 20^\circ$ и учитывалось при выставлении антенны.

2. Методика наблюдений. Калибровка

Все исследованные радиоисточники наблюдались, как правило, вблизи меридиана (верхняя или нижняя кульминация) методом азимутального сканирования. При этом антенна сопровождала объект по углу места, в то время как по азимуту задавалась постоянная в данном скане скорость движения антенны при ее догоняющем радиоисточник движении, или антенна была в азимутальном направлении неподвижна, а радиоисточник проходил через диаграмму направленности со скоростью его азимутального движения вследствие суточного вращения небесной сферы. В угол места вводились поправки на систематическое смещение электрической оси

антенны относительно геометрической, рефракцию, а также производился поиск максимума записи радионисточника введением дискретных изменений в координату δ радионисточника с интервалом $\pm 0',5$, $\pm 1',0$ или более. Такой поиск максимума был необходим в случае радионисточников, координаты которых известны с недостаточной точностью. Однако и в случаях радионисточников с хорошо известными координатами, но протяженных (например, радиогалактики с двойной радиоструктурой) положение центров тяжести распределения радиояркости может быть функцией частоты в силу различия спектров компонент. После нахождения максимума записи производилось несколько сканов, в начале и в конце которых записывалась калибровочная шумовая ступенька.

В качестве основных калибровочных радионисточников использовались Кассиопея-А, Телец-А, Лебедь-А, Дева-А, ЗС 123 и ЗС 48. В табл. 1 приведены основные данные по этим объектам, использовавшиеся нами для калибровки потоков радиоизлучения других радионисточников. Коррекция за угловые размеры радионисточников производилась в предположении гауссова распределения радиояркости по источнику и гауссовой формы диаграмм направленности антенны.

Таблица 1

Калибровочные радионисточники				
Радионисточник	Принятая плотность потока радиоизлучения $F_{8550}, 10^{-26}$ $вт/м^2 \cdot гц$	Угловой размер, <i>мин дуги</i>	Фактор корреляции за угл. разм.	Амплитудное значение потока, 10^{-26} $вт/м^2 \cdot гц$
Кассиопея-А	{ 610 (1964) 598 (1968,5)	4,3	1,45	409
Телец-А	550	4,0	1,39	396
Лебедь-А	195	$1,5 \times 0,5$	1,03	189
Дева-А	42,0	0,7	1,01	41,6
ЗС 123	10,1	<i>T</i>	1,00	10,1
ЗС 48	3,50	<i>T</i>	1,00	3,50

Примечание. *T* — точечный источник.

Поскольку калибровочная шумовая ступенька, посредством которой определялись спектральные плотности потоков радиоизлучения радионисточников, является результатом введения в одно из плеч входного устройства фиксированного затухания, она могла меняться из-за изменения шумовой температуры антенны с углом места. Однако недооблучение зеркала антенны и, как следствие этого, малая величина боковых лепестков диаграммы направленности (ближайший боковой лепесток по амплитуде меньше главного на 18 дБ), а также то обстоятельство, что измерения производились на углах места $\geq 20^\circ$, обеспечивают отсутствие существенного для калибровки изменения антенной температуры. Разброс величин амплитуды калибровочной ступеньки, определенный при наблюдении одних и тех же радионисточников на разных углах места, не превышает 3%. Эта ошибка учитывает также и возможные изменения эффективной площади антенны на разных углах места. Спектральные плотности потоков калибровочных радионисточников известны с точностью не хуже 5%. Основные ошибки измерений обусловлены отношением сигнал/шум, а также условиями работы (помехи локационного и атмосферного характера).

3. Результаты измерений

В табл. 2 приведен список 130 радионисточников, спектральные плотности потоков которых были измерены нами в данной серии наблюдений. Главным образом это объекты каталогов ЗС и PKS(P), но, кроме того, в него

Таблица 2

№ п/п	Объект	Спектральная плотность и ошибка измерения	Характер объекта	№ п/п	Объект	Спектральная плотность и ошибка измерения	Характер объекта
1	NRAO—5	1,50 b	SNR	48	P 0834—12	0,56 (0,65) b	G
2	3C 10	7,45 (13,3) a		49	NRAO 0839+18	0,94 b	
3	3C 20	1,96 (2,00) b		50	3C 218	6,15 a	
4	P 0048—09	2,17 a	G	51	4C 39.25	7,16 a	QSO
5	3C 27	1,22 b	QSO	52	P 0941—08	0,95 b	G
6	P 0106+01	2,95 b		53	3P 227	1,46 (1,53) b	G
7	3C 33	3,25 (3,74) b		54	3C 231	1,90 b	G
8	P 0122—00	1,56 b	QSO	55	3C 237	1,06 b	QSO
9	3C 48	3,20 b	QSO	56	P 1055+01	2,13 b	QSO
10	3C 58	20,4 (30,1) a	G	57	P 1116+12	1,42 b	QSO
11	P 0202+14	1,85 b		58	P 1127—14	4,91 a	QSO
12	3C 61.1	0,87 (0,97) b		59	P 1136—13	1,19 b	QSO
13	3C 66	1,96 (2,82) b	G	60	3C 263	0,55 b	QSO
14	P 0229+13	0,75 b	G	61	3C 264	1,51 (1,66)	G
15	P 0237—23	1,77 b		62	P 1148—00	1,70 b	QSO
16	3C 71	1,56 b		63	3C 268.1	1,58 b	G
17	3C 78	2,25 b	G	64	3C 270	3,65 (4,65) a	
18	CTA 21	1,62 a	G	65	3C 272.1	1,68 (1,75) b	
19	3C 83.1	1,35 (2,00) b		66	3C 273	34,2 a	QSO
20	3C 84	23,5 a		67	3C 274	42,0 a	G
21	3C 86	1,75 a	G	68	P 1229—02	0,63 b	QSO
22	CTA 26	2,28 a		69	3C 278	1,41 b	G
23	NRAO—150	8,55 a		70	P 1252+11	0,86 b	QSO
24	3C 98	2,40 (2,62) b	G	71	NRAO 1253+18	1,41 b	QSO
25	P 0405—12	1,80 b		72	3C 279	17,9 a	
26	P 0403—13	1,85 b		73	3C 286	5,12 a	QSO
27	3C 109	1,07 c	QSO	74	3C 287	2,15 b	QSO
28	3C 111	5,90 (6,33) a	G	75	P 1345+12	2,14 b	G
29	P 0420—01	1,93 a	QSO	76	3C 293	1,17 b	G
30	NRAO 0428+20	1,52 b		77	3C 295	3,18 b	G
31	3C 119	2,10 b		78	3C 296	0,88 (1,03) b	G
32	3C 120	11,7 a	G	79	3C 298	1,11 b	QSO
33	3C 123	10,1 a	G	80	3C 300	1,05 b	G
34	NRAO—190	2,15 b	QSO	81	P 1453—10	0,89 b	QSO
35	4C—02.19	1,56 b		82	3C 309.1	2,71 b	
36	3C 133	1,66 b		83	P 1504—16,7	1,37 b	QSO
37	3C 138	3,05 a	QSO	84	P 1508—05	1,55 b	
38	3C 147	4,70 a	QSO	85	P 1510—08	3,73 a	
39	P 0604—20	0,54 b	QSO	86	P 1514+00	1,06 b	QSO
40	P 0605—08	2,16 b		87	3C 316	0,35 c	G
41	P 0607—15	2,00 b		88	3C 327	1,25 b	
42	3C 161	3,25 a	QSO	89	P 1603+00	1,04 b	
43	P 0634—20	0,54 b		90	3C 343	0,56 c	QSO
44	P 0736+01	1,20 b		91	3C 343.1	0,50 c	
45	P 0741—06	1,22 b	QSO	92	3C 345	9,40 b	
46	3C 196	2,26 a		93	3C 348	6,11 (6,38) a	G
47	4C 55.16	3,38 a		94	3C 351	0,52 b	QSO
				95	3C 353	11,7 (12,9) a	G

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	Объект	Спектральная плотность и ошибка измерения	Характер объекта	№ п/п	Объект	Спектральная плотность и ошибка измерения	Характер объекта
96	NGC 6329	1,57 b	Пл. тум.	113	3C 433	2,40 b	G
97	3C 358	4,20 (4,97) a	SNR	114	P 2128+04	1,58 b	
98	NRAO 530	3,17 a		115	P 2128—12	1,83 b	
99	3C 371	1,98 b	G	116	P 2134+004	12,6 a	
100	NGC 6572	1,21 b	Пл. тум.	117	P 2145+06	3,75 a	QSO
101	4C 39.56	0,59 c	QSO	118	VRO 42.22.01	6,65 a	
102	3C 330	3,95 a	QSO	119	P 2203—18	3,57 b	QSO
103	3C 386	1,20 b	G	120	3C 444	1,82 a	G
104	3C 388	1,07 b	G	121	P 2216—03	1,70 b	
105	3C 390.3	2,70 (3,18) b	G	122	3C 446	4,12 a	QSO
106	3C 391	5,68 a		123	P 2227—08	1,15 b	
107	3C 396	4,60 (6,07) b		124	CTA 102	2,83 b	QSO
108	3C 403	1,58 a	G	125	3C 452	1,55 (1.88) b	G
109	3C 409	1,64 b		126	3C 454.3	21,2 a	QSO
110	3C 410	2,37 b		127	P 2328+10	0,58 b	QSO
111	3C 418	3,54 b		128	P 2354—11	1,17 b	QSO
112	NGC 7017	5,79 a	Пл. тум.				

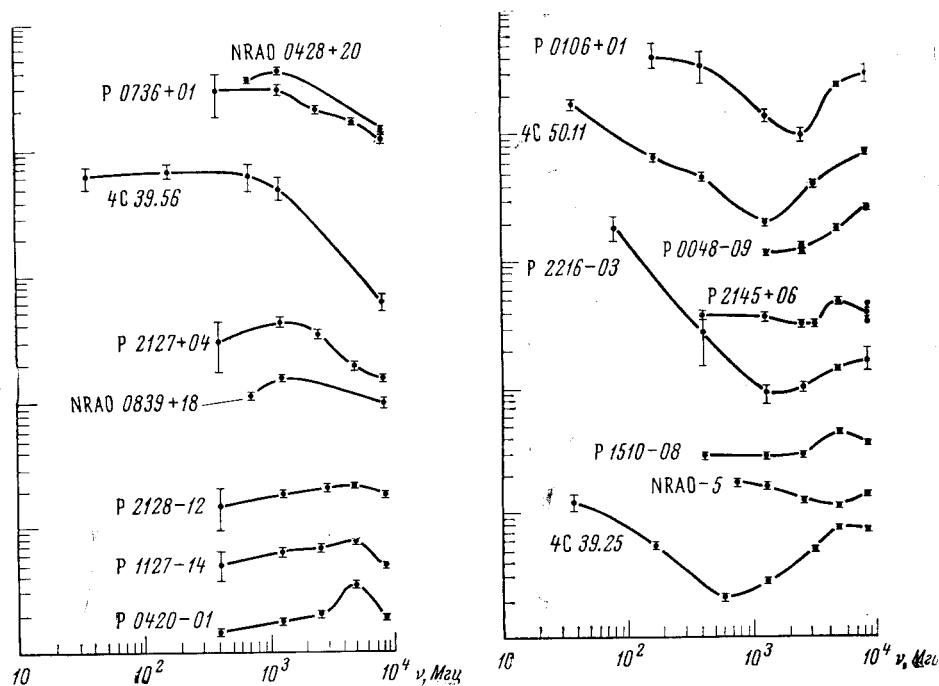
включены некоторые радиоисточники (в основном квазары) каталогов 4C [6, 7], NRAO [8, 9], CTA [10], а также несколько планетарных туманностей каталога NGC.

В табл. 2 указаны: номер объекта по соответствующему каталогу; амплитудное значение спектральной плотности потока на частоте 8,55 ГГц в единицах $10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$ (в скобках указаны потоки, исправленные за угловые размеры радиоисточников). Буквами указаны потоки, исправленные за угловые размеры радиоисточников). Буквами указаны ошибки измерений: а — 5%, b — $\leq 15\%$, c — $\leq 25\%$. В последней графе указан характер объекта (квазар — QSO, радиогалактика — G, остаток сверхновой — SNR и т. п.).

4. Радиоисточники с пекулярными спектрами

Измеренные нами спектральные плотности потоков радиоизлучения позволяют проследить спектры в сантиметровой области длин волн. На фиг. 1 и 2 приведены (с привлечением сделанных ранее более длинноволновых измерений [2, 3, 6—8, 10—13]) спектры объектов с характером, отличным от наиболее распространенных спектров, которые можно в достаточно широких интервалах радиочастот аппроксимировать степенной зависимостью вида $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$. Это прежде всего радиоисточники с максимумами в спектрах (P 0420—01, NRAO 0428 + 20, P 0736 + 01, NRAO 0839 + 18, P 1127 — 14, P 2127 + 04, P 2128 — 12, 4C 39, 56, P 1510 — 08). Некоторые из этих объектов отождествлены с квазарами.

Интересны радиоисточники, спектральные плотности потоков которых возрастают к частоте 8,55 ГГц. Эти особенности спектров похожи на уже хорошо известные спектры таких объектов, как квазар 3C 279 или галактика 3C 84. Поскольку в последних случаях этот эффект — результат радиоизлучения компактных структур с синхротронным самопоглощением в сторону длинных радиоволн и довольно быстро изменяющимся во времени потоком радиоизлучения, следует ожидать переменности и в таких объектах, как NRAO 5, NRAO 1253 + 18, P 0048 — 09, P 0106 + 01, P 2145 + 06,



Фиг. 1. Пекулярные спектры некоторых радиоисточников, у которых имеется максимум в спектре

Фиг. 2. Пекулярные спектры радиоисточников с увеличением спектральной плотности потока к частоте 8,55 Гц

Для объекта P 2145 + 06 стрелками указана амплитуда изменения плотности потока радиоизлучения в период наблюдений

P 2216 — 03, 4C 39. 25, 4C 50.11. Один из этих объектов, квазар P 2145 — 06, наблюдался нами несколько раз. С 13 августа по 3 сентября спектральная плотность потока радиоизлучения постепенно возрастала от величины 3,02 до $4,45 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$. Единичное измерение, сделанное 15 октября, показало уменьшение потока до $4,1 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$. Следует отметить, что среди этих объектов (в основном это квазары или неотожествленные радиоисточники) имеется галактика P 0048 — 09 ($m_{pg} \approx 18^m$, голубого цвета).

Нами планируется дальнейшая работа по измерению спектральных плотностей потоков радиоизлучения других радиоисточников, а также по возможности систематические наблюдения переменности радиопотока некоторых объектов с целью исследования характера этой переменности.

В заключение мы выражаем глубокую благодарность В. С. Эткину за техническое руководство при создании радиометра, сотрудникам МГПИ И. А. Струкову, В. Г. Мировскому, Н. З. Шварцу, В. Амирханяну за предоставление в наше распоряжение разработанных ими параметрических и туннельных усилителей, директору Крымской астрофизической обсерватории А. Б. Северному за предоставление нам возможности проведения данной работы на антенне РТ-22, сотрудникам отдела радиоастрономии КрАО за помощь в работе.

Московский государственный астрономический институт
им. П. К. Штернберга
Крымская астрофизическая обсерватория
АН СССР
Московский государственный педагогический институт
14 мая 1969 г.

Литература

1. A. S. Bennet. Mem. Roy. Astron. Soc., 1962, 68, 163.
2. G. A. Day, A. J. Shimmins, R. D. Ekkers, D. J. Cole. Austr. J. Phys., 1966, 19, 35.
3. A. J. Shimmins, G. A. Day, R. D. Ekkers, D. J. Cole. Austr. J. Phys., 1966, 19, 837.
4. W. A. Dent, F. T. Haddock. Astrophys. J., 1966, 144, 568.
5. K. I. Kellermann. Austral. J. Phys., 1966, 19, 577.
6. J. D. H. Pilkington, P. F. Scott. Mem. Roy. Astron. Soc., 1965, 69, 183.
7. J. F. R. Gower, P. F. Scott, D. Willis. Mem. Roy. Astron. Soc., 1967, 71, 49.
8. I. I. K. Pauliny-Toth, C. M. Wade, D. S. Heeschen. Astrophys. J. Suppl., 1966, 13, 65.
9. B. Höglund. Astrophys. J. Suppl., 1967, 15, 59.
10. D. E. Harris, J. A. Roberts. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1960, 72, 237.
11. P. I. S. Williams, S. Kenderdine, J. E. Baldwin. Mem. Roy. Astron. Soc., 1966, 70, 53.
12. K. I. Kellermann, I. I. K. Pauliny-Toth, W. Tyler. Astron. J. 1968, 73, 298.
13. I. A. Galt, J. E. D. Kennedy. Astron. J., 1968, 73, 135.

**НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ
ПОИСКОВ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ
С ПОМОЩЬЮ РЕГИСТРАЦИИ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ**

А. А. Степанян, И. В. Павлов

Рассматриваются различные методы регистрации точечных источников γ -излучения с энергией $\sim 10^{13}$ эв при помощи детектирования черенковского излучения широких атмосферных ливней (ш. а. л.). Приведены результаты расчетов эффективности различных методов поиска и предварительные экспериментальные оценки влияния прозрачности на регистрацию черенковских вспышек ш. а. л.

SOME PROBLEMS OF γ -RAY POINT SOURCE SEARCH BY REGISTRATION OF CERENKOV LIGHT FROM EXTENSIVE AIR SHOWERS, by A. A. Stepanian, I. V. Pavlov.— Different methods of high-energy gamma-ray source search by registration of cerenkov light from extensive air showers are considered. The calculation results of the efficiency of different search methods are presented. A preliminary experimental estimation of the influence of atmospheric transparency upon cerenkov flash registration was made.

Поиски источников γ -излучения от небесных объектов тесно связаны с проблемой происхождения космических лучей. Обнаружение локальных источников γ -излучения должно дать новые данные как о самих космических лучах, так и о некоторых физических свойствах исследуемых объектов.

Впервые продолжительные поиски источников γ -излучения методом регистрации черенковского свечения широких атмосферных ливней (ш. а. л.) осуществлены в СССР группой А. Е. Чудакова [1]. Измерения проводились методом сканирования предполагаемого источника системой включенных на совпадения светоприемников, оси которых ориентированы параллельно друг к другу. Тем же способом в последнее время велись измерения группой физиков в Ирландии [2, 3]. В [4] применялся метод одновременного детектирования «фона» и «источника» с помощью определения времени задержки сигнала между раздвинутыми детекторами (т. е. определялся угол прихода ливня). При сканировании по существу сравнивается поток γ -лучей от точечного источника с изотропным потоком заряженных частиц космического излучения в определенном телесном угле. Этот угол не может быть много меньше углового размера вспышки черенковского света ш. а. л. от частиц высоких энергий.

Ниже рассматриваются некоторые другие методы регистрации, которые в принципе могли бы увеличить отношение измеряемого числа ливней от γ -квантов к потоку заряженных частиц. Кроме того, кратко рассмотрено влияние вариаций прозрачности атмосферы на точность измерений при различных методах регистрации и приведены предварительные экспериментальные оценки влияния изменения прозрачности на регистрацию черенковских вспышек ш. а. л.

1. Расчеты параметров системы одновременной регистрации фона и источников

Как известно, распределения черенковского света ш. а. л. от γ -лучей и протонов отличаются по своим пространственным и угловым характеристикам. Учитывая малые угловые размеры предполагаемого γ -источника, можно ожидать, что в системе из нескольких светоприемников эффективность регистрации космических γ -лучей и протонов будет иметь разную зависимость от расстояния между приемниками и наклона их оптических осей.

В [5] приводятся данные об угловом распределении черенковского свечения ш. а. л. Используя эти данные, можно определить поток фотонов, попадающих на светоприемник от ливня с определенной энергией, ось которого находится на некотором расстоянии от детектора. Далее, методом численного интегрирования можно определить относительную скорость счета для отдельного светоприемника в зависимости от положения ливня относительно детектора. При этом необходимо задаться энергетическим спектром. Показатель степени в интегральном энергетическом спектре для γ -лучей и заряженных частиц брался одинаковым и равным 1,7.

Пользуясь полученными в виде таблиц зависимостями скоростей счета для одного детектора, можно рассчитать скорость счета совпадений для различных систем детекторов. Нами была рассмотрена следующая возможность работы системы из пяти телескопов, расположенных по углам и в центре квадрата, как это показано на фигуре. Стрелками дано направление оптических осей детекторов, r — расстояние крайних детекторов от центрального. Все углы наклона θ оптических осей крайних детекторов по отношению к центральному равны. Половинный угол приемного конуса светоприемника α в расчетах выбран равным 2° .

Введем несколько каналов регистрации. Первый канал будет регистрировать пятикратные совпадения. Второй будет работать по схеме $1 + 2 + 3 - (4 + 5)$. Третий отличается от второго тем, что на антисовпадения подключены детекторы 2 и 3.

Обозначим через N_1 — скорость счета в первом канале, а через N_2 — скорость счета во втором (или среднюю скорость счета по второму и третьему каналам). Тогда величина $X = N_1/N_2$ при «хорошей статистике» в отсутствие источника равна $X = n_p t / a n_p t = 1/a$. Здесь t — время наблюдения, a — коэффициент, зависящий только от параметров системы (r, θ, α) и логической схемы подключения детекторов, а n_p — число ливней, регистрируемых за единицу времени от первичных протонов.

При наличии источника отношение N_1/N_2 равно

$$X' = \frac{n_p t + n_\gamma t}{a n_p t + b n_\gamma t} = \frac{1 + n_\gamma / n_p}{a + (n_\gamma / n_p) b}.$$

Здесь n_γ — число ливней от γ -лучей, регистрируемых за единицу времени, b — коэффициент, зависящий только от параметров системы.

Условие наличия источника: $X' - X \neq 0$. Критерием выбора наилучшего расположения детекторов будет минимум величины $\sqrt{\frac{a(a+1)}{2(b-a)^2} \frac{n_p}{n_\gamma^2}}$, являющейся с точностью до постоянного множителя относительной ошибкой величины $X' - X$. Для вычисления скорости счета антисовпадений использовались составленные нами таблицы для одиночных детекторов. Вычисления проводились на БЭСМ-4. Результаты расчетов относительной ошибки $\sqrt{\frac{a(a+1)}{2(a-b)^2} \frac{n_p}{n_\gamma^2}}$ приведены в табл. 1, причем относительная ошибка определения потока γ -квантов от источника пятью включенными на совпадение параллельными детекторами при $r = 0$ принята за 1,00.

Данные табл. 1 приближенные, так как для упрощения расчетов угловая зависимость распределения черенковского свечения ш. а. л. принималась не непрерывной, а ступенчатой функцией от расстояния между осью ливня и детектором. Не учитывалось ввиду малости изменение интенсивности в зависимости от зенитного расстояния, что может существенно сказаться при наблюдениях источников на значительном удалении от зенита. Кроме того, полученные интерполяцией функции углового распределения для $r = 50$ м и $r = 200$ м определены весьма приближенно. Можно также отметить, что не учитывалась зависимость функции углового распределения от энергии первичной частицы, что также может внести небольшую погрешность. Из табл. 1 видно, что ошибки измерений при одинаковом времени наблюдений будут несколько больше, чем при простом сканировании. Вместе с тем одновременная регистрация пятерных совпадений и антисовпадений имеет ряд преимуществ. При этой системе мы можем непрерывно следить за предполагаемым источником, в то время как при сканировании системы часть времени регистрирует «фон», а часть — «фон + источник». «Фон» регистрируется как минимум в два раза дольше, чем «фон + источник» (до и после прохождения наблюдаемого объекта), что при общем одинаковом времени наблюдения для одновременной регистрации пятерных совпадений и антисовпадений (слежение за источником) дает выигрыш в статистической точности примерно в $\sqrt{3}$ раза по сравнению со сканированием. Далее, при одновременной регистрации «фона» и «источника» практически полностью исключается влияние изменений прозрачности атмосферы, так как скорость счета меняется одинаково во всех каналах.

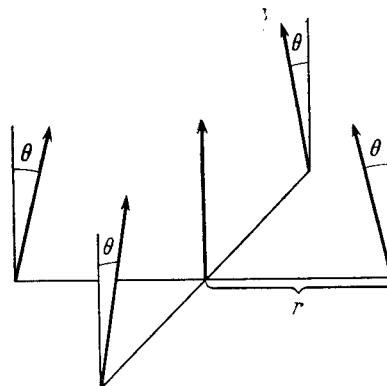


Схема расположения детекторов

Таблица 1

$r, \text{ м}$	0	0,5	1,0	1,5	2,0
0	1,00	1,55	1,94	1,40	1,04
15	37,2	2,76	1,52	3,07	91
50	13,0	13,3	2,28	1,13	3,64

Из недостатков метода одновременной регистрации наиболее существен следующий. Отношение «фон + источник» (пятерные совпадения) к «фону» (антисовпадения) не равно единице в отсутствие источника и должно быть определено экспериментально. Можно также думать, что указанное отношение будет зависеть от зенитного расстояния наблюдаемого объекта. Это приводит к необходимости с достаточно высокой точностью (до угловой минуты) ориентировать детекторы один относительно другого, что в наших условиях было трудно осуществить.

Таким образом, можно заключить, что метод одновременной регистрации фона и источника имеет ряд преимуществ по сравнению с методом сканирования, однако требует высокой точности наведения детекторов. В то же время метод сканирования не требует высокой точности наведения, но из-за неодновременности наблюдения «фона» и «источника» не позволяет исключать влияние изменения прозрачности.

2. Метод поиска источников γ -излучения двумя группами детекторов

Рассмотрим работу системы двух групп детекторов, каждая из которых состоит из нескольких параллельно направленных и включенных на совпадения детекторов. При этом детекторы направлены таким образом, что исследуемый источник последовательно проходит через поле зрения сначала одной, а затем другой группы детекторов.

Обозначим через $I_1(t_1)$ и $I_2(t_1)$ средние скорости счета в первой и второй группах детекторов за время, соответствующее прохождению источника через поле зрения первой группы детекторов, а через $I_1(t_2)$ и $I_2(t_2)$ — соответственно средние скорости счета при прохождении источника через вторую группу.

Составим выражение

$$Y = I_1(t_1)/I_1(t_2) - I_2(t_1)/I_2(t_2). \quad (1)$$

Очевидно, что

$$\begin{aligned} I_1(t_1) &= I_{1p}(t_1) + I_{1\gamma}(t_1), \quad I_2(t_1) = I_{2p}(t_1), \\ I_1(t_2) &= I_{1p}(t_2), \quad I_2(t_2) = I_{2p}(t_2) + I_{2\gamma}(t_2), \end{aligned} \quad (2)$$

где индексом p обозначена заряженная составляющая, а индексом γ — γ -фотоны.

Подставляя (2) в (1) и делая несложные выкладки, получим

$$Y = \frac{I_{1p}(t_1)}{I_{1p}(t_2)} - \frac{I_{2p}(t_1)}{I_{2p}(t_2)} + \frac{I_{1\gamma}(t_1)}{I_{1p}(t_2)} + \frac{I_{2\gamma}(t_2) I_{2p}(t_1)}{[I_{2p}(t_2)]^2}. \quad (3)$$

Из (3) видно, что если бы не существовало временных изменений скорости счета регистрируемых ливней от заряженных частиц, то с хорошим приближением можно считать

$$Y = 2\delta = 2 \frac{I_{\gamma}}{I_p}. \quad (4)$$

Однако вследствие нестабильности аппаратуры, во-первых, и вследствие изменений прозрачности, во-вторых, могут возникнуть ложные вариации скорости счета. Если источника γ -излучения нет, $I_{\gamma} = 0$, выражение (3) может быть записано в виде $Y = \beta_1 - \beta_2$, где β_1 и β_2 — относительные изменения скорости счета в первой и второй группах детекторов соответственно. Относительное изменение скорости счета $\beta = 1,7\Delta p$, где Δp — относительное изменение прозрачности атмосферы, усредненное по регистрируемому спектру вспышки черенковского излучения. Коэффициент 1,7 есть показатель энергетического спектра космических лучей.

Если бы изменения коэффициента прозрачности в двух направлениях были полностью коррелированы, то $\beta_1 = \beta_2$ и $Y = 0$. В настоящее время нам неизвестны какие-либо данные о корреляции коэффициентов прозрачности атмосферы в различных направлениях. Однако по некоторым предварительным астрофизическим данным можно полагать, что при углах между двумя направлениями в $1-2^\circ$ $\beta_1 - \beta_2 < 1\%$.

Отметим, что в отличие от метода регистрации совпадений и антисовпадений при регистрации двумя группами детекторов аппаратные ошибки, связанные с изменением порога регистрации, не исключаются.

Нами получены некоторые предварительные данные об эффективности предполагаемого метода поиска источника двумя группами счетчиков. Эти данные получены в течение трех ночей: одной в декабре 1968 г. и двух в мае 1969 г. Во время наблюдений в течение всей ночи каждая группа детекторов была направлена приблизительно в зенит со сдвигом одной группы относительно другой на 4° в декабре и 3° в мае по прямому восхождению. Из полученных данных находились следующие величины: 1) δ_x — относительное среднеквадратичное отклонение скорости счета за интервал 18—21 мин.

Таблица 2

Дата наблюдений	δ_x , %		$\delta_{x \text{ стат}}$, %		r	$\sigma_Y \text{ стат}$	σ_Y	$\sigma_{Y \text{ нез}}$
	первая группа	вторая группа	первая группа	вторая группа				
22.XII	6,5	9,0	4,0	5,1	0,30	0,094	0,139	0,157
7.V	6,3	8,3	6,3	9,4	0,25	0,147	0,158	0,159
10.V	13,2	13,5	5,3	8,6	0,62	0,143	0,122	0,265

2) σ_Y — соответствующее среднеквадратичное отклонение для величины Y ,
 3) r — коэффициент корреляции между скоростями счета первой и второй групп детекторов. Указанные величины приведены в табл. 2. Там же даны значения $\delta_{x \text{ стат}}$ в случае, если бы флуктуации скорости счета были чисто статистическими. Видно, что только в ночь с 7 на 8 мая флуктуации были чисто статистическими, в то время как 10 мая они были в два раза больше.

Нам представляется, что увеличение амплитуды флуктуации связано с изменением прозрачности. Необходимо отметить, что средняя скорость счета в ночь с 10 на 11 мая больше, чем при наблюдении с 7 на 8 мая, т. е. прозрачность лучше, но вариации прозрачности исходя из δ_x больше в период с 10 по 11 мая. В табл. 2, кроме экспериментально полученных значений σ_Y , приводят расчетные для двух случаев: а) если бы флуктуации были чисто статистическими $\sigma_{Y \text{ стат}}$, б) если измеренные экспериментально флуктуации на двух группах были бы независимыми $\sigma_{Y \text{ нез}}$.

Следует напомнить, что статистические флуктуации независимы по своей природе. Поэтому в случае относительно малых колебаний прозрачности коэффициент корреляции мал, в случае больших колебаний прозрачности он возрос до 0,62, причем σ_Y не возрастает сколько-нибудь существенно. Видно, что соотношение между σ_Y и $\sigma_{Y \text{ нез}}$ сильно меняется от ночи к ночи и в одну из ночей построением функций Y , учитывающих изменение прозрачности, можно добиться уменьшения ошибки изменения среднего уровня в два раза. Если через поле зрения детекторов будет проходить источник космических лучей, то он вызовет некоррелированные изменения интенсивности, что приведет к возрастанию σ_Y . Это может служить некоторым дополнительным критерием существования источника космических лучей.

Выводы

Таким образом, следует заключить, что предлагаемый метод поиска источников γ -лучей двумя смещенными по прямому восхождению группами детекторов имеет ряд преимуществ по сравнению с методом обычного сканирования. Безусловно, приведенные нами числовые данные нуждаются в дальнейшем уточнении.

В заключение авторы выражают благодарность канд. физ.-матем. наук В. И. Зацепину за предоставление материалов численных расчетов распределения черенковского света и обсуждение постановки задачи. Авторы также весьма благодарны Т. Г. Буславской за проведение сложных расчетов на ЭЦВМ БЭСМ-4 и Н. В. Бенюх за большую помощь в вычислениях.
 Май 1969 г.

Литература]

1. А. Е. Чудаков, В. Л. Дадыкин, В. И. Зацепин, Н. М. Нестеров а. Труды ФИАН, 1964, 26, 118.
2. C. D. Long, N. A. Porter, T. C. Weekes, J. F. Truin, J. W. Jelley. *Ann. Astrophys.*, 1965, 28, N 1, 263.
3. D. J. Fegan, B. McBrean, E. P. O'Mongain, N. A. Porter, P. J. Selvin. *Canad. J. Phys.*, 1968, 46, pt 3, 433.
4. H. S. Tornabene, F. J. Cusimano. *Canad. J. Phys.*, 1968, 46, pt 2, 81.
5. В. И. Зацепин. ЖЭТФ, 1964, 47, вып. 8, 689.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ПУЛЬСАРА CP 1133 С ПОМОЩЬЮ УСТАНОВКИ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЧЕРЕНКОВСКИХ ВСПЫШЕК ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ

**А. А. Степанян, Б. М. Владимирский, И. В. Павлов,
В. П. Фомин**

Кратко описывается установка для наблюдений черенковских вспышек широких атмосферных ливней (ш. а. л.). Обосновывается выбор важнейших параметров аппаратуры. При измерениях необходимо использование лучших временных ФЭУ с мультищелочным катодом, имеющим большой квантовый выход. Для нахождения оптимального значения поля зрения системы измерены угловые размеры черенковской вспышки. Для ливней порядка 10^{13} эв размеры вспышки $2^{\circ},4 \pm 0^{\circ},2$. Оказалось, что поле зрения системы с учетом зависимости минимальной энергии регистрируемых ливней от диаметра диафрагмы и некоторых других соображений, должно быть около $(1,4 \div 1,0) \cdot 10^{-3}$ стер. В марте-апреле 1969 г. начаты регулярные наблюдения. При наблюдении пульсара CP 1133 обнаруживается небольшой положительный эффект, равный 2,3 стандартных отклонений.

PRELIMINARY RESULTS OF PULSAR CP 1133 OBSERVATIONS USING CERENKOV LIGHT REGISTRATION FROM EXTENSIVE AIR SHOWERS, by A. A. Stepanian, B. M. Vladimirsky, I. V. Pavlov, V. P. Fomin.— An installation for the observation of Cerenkov flashes from extensive air showers is described. A choice of essential parameters of the apparatus is discussed. The best fast photomultipliers with the multialkali cathode of high quantum efficiency are to be used. In order to find an optimum field-of-view the measurements of the angle size of Cerenkov flash were made. The angle size of the flash is $2^{\circ},4 \pm 0^{\circ},2$ for the energy of the showers about 10^{13} ev. The dependence of a receiving cone upon the minimum energy of the showers registered has been investigated. Taking into account this dependence, the size of the flash and some other considerations, the field-of-view must be $(1,4 \div 1,0) \cdot 10^{-3}$ sterad. Regular observations began in March-April 1969. Pulsar CP 1133 has revealed some flux excess equal to 2.3 standard deviation.

Вопрос о возможности обнаружения γ -излучения сверхвысоких энергий от некоторых галактических и внегалактических источников был впервые поднят Дж. Коккони [1]. Более или менее систематические поиски источников γ -квантов проводились методом регистрации черенковского излучения широких атмосферных ливней. Такие эксперименты были поставлены Д. Джелли [2], А. Е. Чудаковым и сотрудниками [3], затем Н. Портером и сотрудниками [4, 5], а в последнее время также Х. Торнбином и Ф. Казимено [6] и Дж. Фазио и сотрудниками [7]. Авторы проводили сканирование наиболее сильных источников радиоизлучения — остатков вспышек сверхновых, радиогалактик, квазаров. Результаты измерений с несомненностью свидетельствуют о несправедливости предположения, положенного в основу расчетов [1] о вторичной природе (через $\pi - \mu - e$ -распад) электронов, ответственных за синхротронное излучение в оптическом диапазоне. Кстати, проведенные в [8] новые оценки потоков γ -квантов от объектов типа остатков сверхновых и радиогалактик дали значительно более низкие (на 4—5 порядков) величины. Эти оценки и проведенные эксперименты указывают, что

к методике и точности измерений в опытах этого типа должны быть предъявлены более высокие требования. В последнее время попытки обнаружить высокоэнергичные γ -кванты были предприняты для нового класса объектов — пульсаров.

В частности, в [9—11] наблюдался пульсар CP 1133. Поскольку результаты этих измерений недостаточно определены (см. ниже), авторы считают целесообразным сообщить о предварительных результатах наблюдений этого объекта, проведенных в 1969 г. на установке для счета черенковских вспышек ш. а. л. Крымской астрофизической обсерватории.

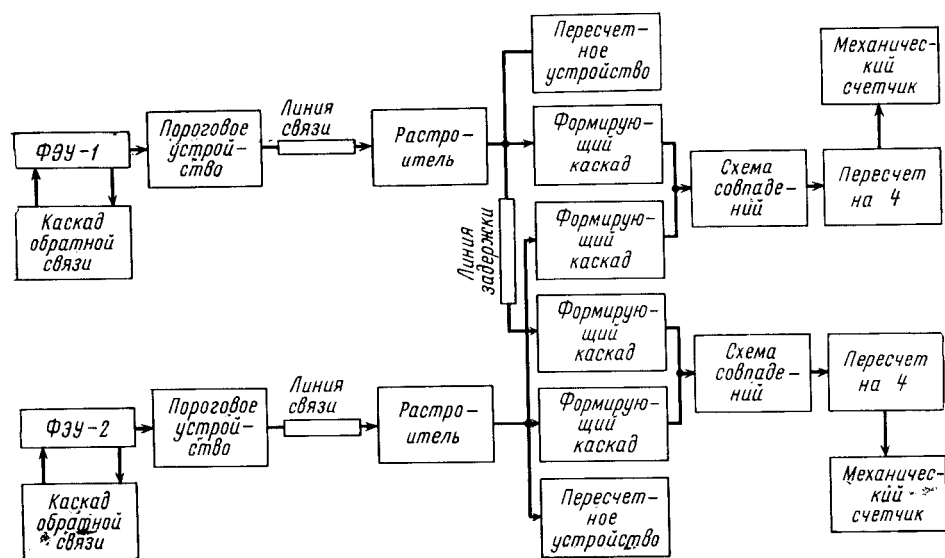
1. Описание установки

Аппаратура для регистрации черенковских вспышек ш. а. л. состоит из двух идентичных групп регистраторов по два детектора. Каждый детектор представляет собой полутораметровое параболическое зеркало (фокусное расстояние 650 мм), в фокусе которого расположен фотоумножитель ФЭУ-52 с выносным блоком. Телесный угол поля зрения детектора равен $1,4 \cdot 10^{-3}$ *стер.* Блок-схема установки представлена на фиг. 1.

Электрический импульс от черенковской вспышки вместе с импульсами флуктуаций тока ночного неба попадают с ФЭУ на дискриминатор, расположенный в выносном блоке. С дискриминаторов через линии связи и формирующие каскады импульсы попадают на схему совпадений с разрешающим временем $\tau = 5$ *нсек.* Для контроля уровня случайных совпадений эти же импульсы, сдвинутые относительно друг друга на 40 *нсек.*, попадают на вторую, аналогичную схему совпадений. Таким образом, с выхода первой схемы совпадений идут как истинные, так и случайные совпадения, обусловленные флуктуациями тока ночного неба, а со второй схемы совпадений — только случайные совпадения. Со схем совпадений импульсы подаются на пересчетные и регистрирующие устройства.

Чтобы исключить влияние изменений тока ФЭУ из-за вариаций свечения ночного неба на скорость счета вспышек, используется стабилизация тока ФЭУ. Стабилизация осуществляется с помощью системы обратной связи с лампой накаливания, установленной в поле зрения детектора.

Подробное описание аппаратуры будет дано в специальной статье.



Фиг. 1. Блок-схема установки для регистрации черенковских вспышек ш. а. л.

2. Выбор оптимальных значений основных параметров установки

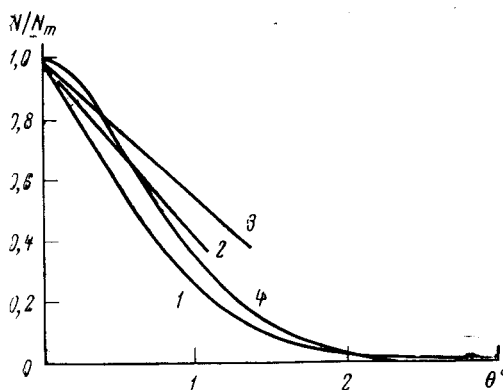
Для выбора наиболее выгодных параметров описанной установки были проведены специальные измерения и расчеты, результаты которых кратко описаны ниже.

Важнейший параметр установки — пороговая энергия регистрируемых ливней — определяется отношением сигнал/шум, которое, в свою очередь, зависит от спектральных характеристик приемников света и постоянной времени интегрирования регистрирующей схемы. Что касается первого, то сочли нецелесообразным применение светофильтра. Такое заключение было сделано на основе специально проведенных измерений отношения сигнал/шум с использованием светофильтров и соответствующих расчетов. Расчеты отношения сигнал/шум для отдельных спектральных интервалов показали, что хотя дифференциальное (т. е. рассчитанное на узкую полосу) отношение сигнал/шум падает с ростом длины волны, интегральное отношение растет вплоть до $\lambda 5400 \text{ \AA}$, а затем падает на 10%. Поэтому применение светофильтров не может дать улучшения отношения сигнал/шум более чем на 10%. Практически оно приводит к уменьшению этого отношения. С другой стороны, использование более широкой спектральной полосы приводит к несколько меньшей величине вариаций интегрального коэффициента прозрачности атмосферы, что имеет существенное значение. Как известно, относительные изменения прозрачности в синей области больше, чем в зеленой, причем вариации прозрачности в различных областях спектра некоррелированы [12]. Это обстоятельство указывает, что для ФЭУ предпочтителен мультищелочной катод. Такой выбор тем более оправдан, что отношение сигнал/шум пропорционально, как нетрудно убедиться, корню квадратному из квантового выхода катода. Мультищелочной катод обладает, как известно, наибольшим квантовым выходом.

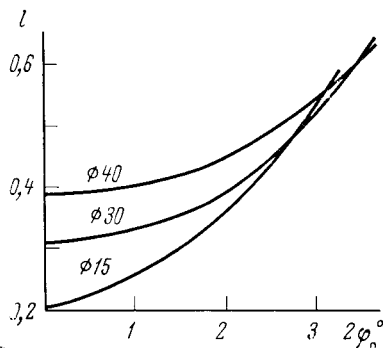
Из общих соображений ясно, что наилучшее отношение сигнал/шум может быть получено в том случае, когда время интегрирования светового сигнала будет равняться эффективной средней, длительности вспышки. Согласно измерениям [13], длительность вспышки составляет около 6 *нсек*. Эти результаты относятся, однако, к ш. а. л. с энергией 10^{14} — 10^{15} эв. Для ливней с энергией 10^{13} эв, т. е. ливней, регистрируемых описанной установкой, длительность вспышки измерена в [14]. Эти авторы для полувысоты светового импульса получили 1,4 *нсек*. Возможно, что использование в [14] фильтра (2800—4000 $\text{\AA}$) могло привести к некоторому уменьшению длительности вспышки, так как из-за различия показателя преломления для разных длин волн должно происходить некоторое «растягивание» светового импульса во времени. Однако из приведенных данных следует, что для получения нужного времени интегрирования необходимо использовать лучшие временные ФЭУ. Из отечественных ФЭУ с мультищелочным катодом подходящего диаметра, выпускаемых серийно, наименьшей длительностью фронта нарастания импульсов 6—7 *нсек* обладают ФЭУ-52. Этот тип ФЭУ и используется в описанных экспериментах.

Другим важным параметром установки является поле зрения светоприемника. От него зависит не только эффективная энергия регистрируемых ливней, но и отношение регистрируемого направленного потока γ -квантов к регистрируемому фону заряженных частиц. Авторы, проводившие опыты по поиску точечных источников γ -квантов, применяли различные углы: от $3 \cdot 10^{-3}$ *стер* в [3] до $2 \cdot 10^{-4}$ *стер* в [5], не рассматривая вопрос о выборе наиболее выгодного значения. Оптимальное значение поля зрения должно быть выбрано с использованием ряда критериев. Поскольку величина выбранного угла определяется среди прочих факторов эффективными угловыми размерами черенковских вспышек, были прежде всего проведены специальные измерения их углового размера.

Для определения эффективного углового размера вспышки измерялась



Фиг. 2. Расчетные кривые зависимости скорости счета совпадений от угла θ между оптическими осями детекторов



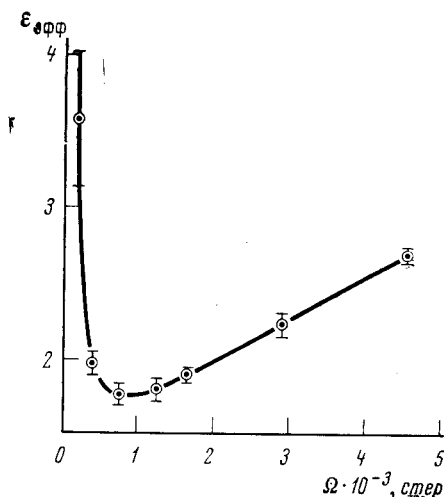
Фиг. 3. Зависимость величины l от эффективного углового размера черенковской вспышки ш. а. л., где ϕ — диаметр диафрагмы в миллиметрах

зависимость скорости счета двойных совпадений (для двух детекторов) от угла θ между их оптическими осями. Аналогичные измерения были проведены в [3], где в полученной экспериментально зависимости скорости счета при изменении угла оптической оси одного из приемников по отношению к другому имеется плато вплоть до 1° . При этом авторы [3] сопоставляли результаты своих измерений с расчетами, в которых пренебрегалось конечными размерами вспышек. Нами были проведены численные расчеты этой зависимости как для точечной вспышки, так и с учетом ее конечных угловых размеров. В последнем случае вспышка представлялась в виде равномерно светящегося диска с угловым радиусом, равным ϕ_0 . В расчетах были учтены aberrации реального зеркала.

На фиг. 2 показана зависимость скорости счета N/N_m от угла θ между оптическими осями детекторов для различных ϕ_0 при диаметре диафрагмы в фокусе приемника, равном 30 мм. На фиг. 2 видно, что при малых θ зависимость с достаточной точностью можно считать линейной для $N/N_m > 0,5$, а учет конечных угловых размеров вспышки меняет лишь наклон в линейной части. Кривые 1, 2, 3 — случай точечной вспышки, вспышки с угловыми размерами 1° и $1^\circ,6$ соответственно, а кривая 4 относится к случаю точечной вспышки, когда оптическая ось неподвижного телескопа составляет с плоскостью качания второго детектора угол, равный $0^\circ,5$. Отсюда можно заключить, что, по всей видимости, наличие плато в [3] объясняется рассогласованием оптических осей детекторов. Расчет наклона линейной части обсуждаемой зависимости (обозначен через l) для различных значений диафрагмы представлен на фиг. 3. Следует заметить, что в случае, если оптические оси телескопов рассогласованы (в том смысле, в каком говорилось об этом выше), наклон линейной части в интервале 0,5—0,9 относительной скорости счета согласно расчетам практически не меняется (кривая 4, фиг. 2). Сопоставляя эти кривые с экспериментальными данными зависимости скорости счета от угла θ между оптическими осями детекторов, можно найти соответствующие значения ϕ_0 эффективных угловых размеров вспышки. Средние из ряда измерений при значении диаметра диафрагмы d приведены ниже.

$d, \text{ мм}$	40	30	15
l	0,44	0,41	0,42
$2\phi_0$	$2^\circ,40$	$2^\circ,35$	$2^\circ,60$

Среднее по приведенным данным: $2\bar{\phi}_0 = 2^\circ,4 \pm 0^\circ,2$. Соответствующая этому значению ϕ_0 величина телесного угла составляет $1,4 \cdot 10^{-3}$ стер. Очевид-



Фиг. 4. Зависимость эффективного энергетического порога регистрируемых ливней от телесного угла поля зрения детектора

но, именно такой телесный угол и должен быть выбран при наблюдениях. С другой стороны, выбранное значение телесного угла должно одновременно отвечать минимальной энергии регистрируемых ливней.

Для нахождения зависимости эффективной энергии $\epsilon_{\text{эфф}}$ регистрируемых ливней от телесного угла приемника Ω скорость счета двойных совпадений от двух детекторов измерялась при различных диаметрах диафрагм. Эксперименты проводились с теми же фотоумножителями ФЭУ-52. Порог в каждом случае устанавливался таким, что число случайных совпадений составляло 0,1 от числа «истинных», т. е. числа регистрируемых вспышек. Зависимость $\epsilon_{\text{эфф}} = f(\Omega)$ показана на фиг. 4. $\epsilon_{\text{эфф}}$ определяется из соотношения $\epsilon_{\text{эфф}}^{-1,7} \sim N(\Omega)/\Omega$, где $N(\Omega)$ — скорость счета вспышек при соответствующих различных телесных углах детектора. Как и следовало ожидать, существует оптимальное значение Ω , при котором достигается минимальное значение эффективной энергии. Для вспышек от первичных γ -квантов минимум $\epsilon_{\text{эфф}}$ может приходиться на несколько иное значение Ω . Все же можно думать, что для регистрации частиц минимальной энергии необходимо, как это следует из фиг. 4, чтобы телесный угол был $\Omega \approx 1 \cdot 10^{-3}$ стер, что очень близко к телесному углу, соответствующему угловым размерам черенковской вспышки. Примерно такое же значение для телесного угла приемника было получено и еще для одного критерия — оптимальности обнаружения γ -квантов на фоне изотропного потока заряженных частиц.

Для поиска источников γ -излучения системой параллельно направленных приемников, включенных на совпадение, угловой размер диафрагмы должен определяться из условия минимума статистической ошибки, пропорциональной $\sqrt{N_p}/N_\gamma$, где N_p — регистрируемый поток заряженной компоненты, а N_γ — регистрируемый поток γ -квантов (ибо $N_\gamma \ll N_p$).

Точнее говоря, здесь под N_p и N_γ имеются в виду отношения регистрируемых потоков I_p и I_γ к первичным потокам I_{0p} и $I_{0\gamma}$ за пределами атмосферы, т. е. $N_p = I_p/I_{0p}$, а $N_\gamma = I_\gamma/I_{0\gamma}$.

Поскольку экспериментально данное отношение измерить невозможно, были проведены расчеты с использованием результатов [15] (подробно о методике расчетов см. в [16]). Вычисления проведены на ЭЦВМ для протонов и γ -лучей для двух значений диафрагм: $\alpha = 1^\circ$ и $\alpha = 2^\circ$, где α — половинный угол приемного конуса. Оказалось, что отношение $\sqrt{N_p}/N_\gamma$ одинаково при $\alpha = 1^\circ$ и $\alpha = 2^\circ$. Можно думать, что оптимальное значение α находится между 1° и 2° . Безусловно, хотя надежность расчетов невелика, необходимо провести аналогичные вычисления и для других значений α .

Не менее важное значение для выбора поля зрения имеет отношение N_γ/N_p . Дело заключается в следующем. Предельная величина обнаруживае-

мого потока γ -лучей связана с аппаратурной ошибкой δ , которая, в отличие от статистической, не всегда может быть уменьшена увеличением времени наблюдения. Исходя из определения N_p и N_γ , можно написать следующее выражение:

$$\frac{I_{0\gamma}}{I_{0p}} = \frac{I_\gamma}{I_p} \frac{N_p}{N_\gamma}.$$

Из-за аппаратурной ошибки предельно малый поток $I_\gamma = \delta I_p$. Отсюда $I_{0\gamma}/I_{0p} = \delta N_p/N_\gamma$. Как показали расчеты, $N_p/N_\gamma = 2$ (в усл. ед.) при $\alpha = 2^\circ$ и $N_p/N_\gamma = 1$ при $\alpha = 1^\circ$. Таким образом, при $\alpha = 1^\circ$ предельное значение обнаруживаемого потока в два раза меньше, чем при $\alpha = 2^\circ$, хотя при одинаковом времени наблюдения статистические ошибки для $\alpha = 2^\circ$ и для $\alpha = 1^\circ$ равны.

Резюмируем результаты, изложенные в этом разделе. Из экспериментальных данных следует, что для регистрации минимальной энергии первичных частиц необходимо, чтобы телесный угол $\Omega \approx 1,0 \cdot 10^{-3}$ *стер*. Из теоретических расчетов для получения оптимальных условий обнаружения γ -лучей на фоне изотропного фона заряженных частиц также необходимо, чтобы $\Omega \approx 1,0 \cdot 10^{-3}$ *стер*.

3. Результаты наблюдений пульсара СР 1133

В марте-апреле 1969 г. на описанной установке были проведены первые регулярные измерения. В качестве объектов наблюдения были выбраны два пульсара: СР 1133 и НР 1508. Ниже приводятся результаты наблюдений СР 1133 за четыре ночи: 22—24 марта и 13—15 апреля 1969 г. При наблюдениях использовались обе группы регистраторов. Наблюдаемый объект последовательно, с интервалом 12 *мин*, проходил через поле зрения каждой группы. Всего было сделано восемь сканирований. Продолжительность каждого сканирования составляла 28 *мин*. Скорость счета в каждой группе регистраторов обычно составляла 15—25 вспышек в минуту. Граничная энергия регистрируемых ливней около 10^{13} эв.

После суммирования всех сканирований была найдена дисперсия для всего просканированного интервала, оказавшаяся равной $\sigma = 4,5$. Полученная величина заметно превосходит теоретическую дисперсию $\sigma = 3,5$. Для участков, где наблюдаемый объект находился вне поля зрения, дисперсия, однако, принимает значение, равное 3,8, что практически равно теоретически ожидаемому. Суммарная средняя для всех сканирований скорость счета, когда объект был вне поля зрения, составляет $277,3 \pm 3,5$ *мин*⁻¹, а в пределах интервала прохождения объекта через поле зрения — $295,3 \pm 7,0$ *мин*⁻¹. Таким образом, имеется небольшой положительный эффект $2,3\sigma$. Тот же самый объект наблюдался в [9, 10]. Если для результата, полученного в [9], учесть ошибку, вносимую при вычитании случайных совпадений, отклонение от фона составит $2,6\sigma$. Следовательно, найденный нами результат в общем согласуется с полученными в [9]. Однако измерения, проведенные Дж. Фазио [11], не показали наличие какого-либо эффекта. Хотя все перечисленные результаты получены однотипной аппаратурой (в [10] использовался принцип накопления), ее параметры, а также, по-видимому, условия наблюдений существенно различались. По этой причине непосредственное сравнение результатов затруднительно. Для получения более надежных данных необходимы дальнейшие измерения.

Выводы

Резюмируя, можно сделать следующие выводы.

1. Необходимо использовать весь световой поток черенковского свечения ш.а.л. от самых коротких длин волн до 5000—6000 Å.

2. Приемники света должны обладать приемным конусом с $\Omega = 10^{-3}$ стер.

3. Предварительные результаты наблюдений СР 1133 указывают на целесообразность дальнейших наблюдений этого объекта.

Телескопические системы, удовлетворяющие приведенным выше требованиям, будут обладать оптимальными с точки зрения поиска источников γ -излучения параметрами.

Авторы статьи пользуются случаем и благодарят академика А. Б. Северного за помощь и интерес к работе. Авторы также благодарны В. Д. Полевику за участие в изготовлении и наладке аппаратуры.

Май 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. Дж. Кокконни. Труды Междунар. конференции по космическим лучам, т. 3. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 309.
2. W. Galbraith, J. V. Jelleu. J. Atm. Terr. Physics, 1955, 6, 250.
3. А. Е. Чудаков, В. Л. Дадыкин, В. И. Зацепин, Н. М. Нестерова. Труды ФИАН, 1964, 26, 118.
4. C. D. Long, N. A. Porter, I. C. Weeks, J. F. Fruin, J. W. Jelleu. Ann. d'Astrophys., 1965, 28, 263.
5. D. J. Fegan, B. Mc'Breen, E. P. O'Mongain, N. A. Porter, P. J. Slevin. Canad. J. Phys., 1968, 46, pt 3, 433.
6. H. S. Tornabene, F. J. Cusimano. Canad. J. Phys., 1968, 46, pt 2, 81.
7. G. G. Fazio, H. F. Helmken, G. H. Rieke, T. C. Weeks. Astrophys. J. Lett., 1968, 154, pt 2, 183.
8. Б. М. Владимировский, А. А. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42, 198.
9. E. P. O'Mongain, N. A. Porter, J. White, D. J. Fegan, D. M. Jenniags, B. G. Lawless. Nature, 1968, 219, 1348.
10. W. N. Charman, J. V. Jelleu, P. R. Orman. Nature, 1968, 220, 565.
11. G. G. Fazio, H. F. Helmken, G. H. Rieke, T. C. Weeks. Nature, 1968, 220, 892.
12. А. Я. Дривинг, Н. В. Золотавина, Г. В. Розенберг. В сб. «Проекционный луч в атмосфере». М., 1960, стр. 55.
13. F. I. Boileu, I. H. Baum, J. A. Palsedgе, J. H. Pereгe. Phys. Rev., 1961, 124, 1205.
14. C. Costagnoli, M. Dardo, P. Perengo. Phys. Rev., 1967, 160, 1186.
15. В. И. Зацепин. ЖЭТФ, 1964, 47, вып. 8, 689.
16. А. А. Степанян, И. В. Павлов. Изв. Крымской астрофиз. obs. Наст. том, стр. 37.

КОЭФФИЦИЕНТЫ УДАРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ
И УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ ВОДОРОДА

Р. Е. Гершберг, А. А. Коровяковская*, Ю. П. Коровяковский*

Проведено сравнение коэффициентов ударного возбуждения и ударной ионизации водорода, вычисленных по классической теории [2] и по квантовомеханическим формулам. Отношения соответствующих коэффициентов не превосходят 1,5—2,5. Учитывая преимущества аналитических формул [2] и малочисленность экспериментальных данных для возбуждения и ионизации верхних уровней, целесообразно использовать данные [2] для большинства астрофизических расчетов.

THE COLLISIONAL EXCITATION AND IONIZATION RATES OF THE HYDROGEN ATOMS, by R. E. Gershberg, A. A. Kоровяковская, Yu. P. Kоровяковский. — The collisional excitation and ionization rates of hydrogen atoms calculated in accordance to the classical theory [2] and by the quantum mechanical formulae are compared. The ratios of the corresponding values do not exceed 1,5 ÷ 2,5. Taking into account the preference of the analytical formulae [2] and the scanty of experimental data on the excitation and ionization of high levels it is reasonable to use the classical formulae in the most cases of astrophysical calculations.

Многочисленность коэффициентов ударного возбуждения, необходимых для расчета радиативного охлаждения газа, непрозрачного в линиях, побудила нас рассмотреть известные сводки (см. [1]) этих величин с целью выбора достаточно точной и по возможности однородной и удобной для машинных вычислений системы коэффициентов.

Отношения теоретических и соответствующих экспериментальных коэффициентов ударного возбуждения (и ионизации) достигают 1,5—2,5 раза. Поскольку коэффициенты ударного возбуждения (и ионизации) со второго уровня экспериментально не определены, то для однородности системы параметров мы будем пользоваться только теоретическими величинами q_{in} и q_{ic} .

Бейтс, Кингстон и МакВиртер [2], исходя из классических представлений, дали общие аналитические формулы для коэффициентов ударного возбуждения и ионизации. Поскольку часто отдается предпочтение величинам q_{in} и q_{ic} , найденным методами квантовой механики, целесообразно сравнить квантовомеханические и классические оценки этих коэффициентов.

Хаммер [3] дал формулу для суммы $\sum_{n=2}^{\infty} q_{1n}\chi_n$, используя результаты квантовомеханических расчетов. По данным [2] мы подсчитали сумму $\sum_{n=2}^9 q_{1n}\chi_n$. Отношение суммы, вычисленной по [3], к соответствующей сумме,

* Сотрудники Специальной астрофизической обсерватории АН СССР.

$T_e, ^\circ K$	q_{12}	q_{13}	q_{14}	q_{15}	q_{16}	q_{17}	q_{18}	q_{19}	q_{1c}
4 000	,48—20 *	,42—23	,23—24	,46—25	,16—25	,75—26	,41—26	,25—26	,13—25
6 000	,93—16	,50—18	,53—19	,14—19	,58—20	,30—20	,17—20	,11—20	,10—19
8 000	,13—13	,18—15	,25—16	,79—17	,35—17	,19—17	,11—17	,74—18	,96—17
10 000	,25—12	,59—14	,10—14	,35—15	,16—15	,90—16	,55—16	,37—16	,61—15
12 000	,18—11	,61—13	,12—13	,44—14	,21—14	,12—14	,74—15	,49—15	,99—14
14 000	,75—11	,32—12	,71—13	,27—13	,13—13	,75—14	,47—14	,32—14	,74—13
16 000	,22—10	,11—11	,27—12	,10—12	,52—13	,30—13	,19—13	,13—13	,34—12
18 000	,50—10	,30—11	,74—12	,30—12	,15—12	,88—13	,56—13	,38—13	,11—11
20 000	,96—10	,66—11	,17—11	,69—12	,35—12	,21—12	,13—12	,90—13	,30—11
22 000	,17—9	,13—10	,33—11	,14—11	,71—12	,42—12	,27—12	,18—12	,65—11
24 000	,26—9	,21—10	,58—11	,24—11	,13—11	,75—12	,48—12	,33—12	,13—10
26 000	,38—9	,33—10	,94—11	,40—11	,21—11	,12—11	,80—12	,54—12	,23—10
28 000	,53—9	,49—10	,14—10	,60—11	,32—11	,19—11	,12—11	,83—12	,37—10
30 000	,70—9	,69—10	,20—10	,87—11	,46—11	,27—11	,18—11	,12—11	,56—10
35 000	,12—8	,13—9	,41—10	,18—10	,95—11	,57—11	,37—11	,25—11	,13—9
40 000	,19—8	,22—9	,69—10	,31—10	,16—10	,99—11	,64—11	,44—11	,26—9
45 000	,26—8	,33—9	,10—9	,47—10	,25—10	,15—10	,99—11	,68—11	,43—9
50 000	,35—8	,45—9	,14—9	,65—10	,35—10	,21—10	,14—10	,97—11	,66—9

* ,48—20 $\equiv$ 0,48·10⁻²⁰.

вычисленной по [2], равно 1,0; 1,1 и 1,2 для температуры 4000, 15 000 и 50 000° K соответственно. Отношения коэффициентов ударной ионизации q_{1c} для тех же температур по [3] и [2] соответственно равны 1,8; 1,1 и 0,8.

Обширные квантовомеханические расчеты сечений ударного возбуждения со второго уровня выполнены МакКри и МакКиргэнном [4], но они рассчитывали только переходы $2p \rightarrow n$. Шараф [5] нашел полные сечения перехода $2 \rightarrow 3$. Отношения коэффициентов q_{23} , полученных с помощью [5], к коэффициентам q_{2p3} , полученным по [4], мы использовали как поправочные множители для определения q_{2n} по [4] с учетом переходов $2s \rightarrow n$. Эти коэффициенты также были сопоставлены с соответствующими величинами, вычисленными по [2]: для указанных трех температур отношения сумм

$\sum_{n=3}^{\infty} q_{2n} (\chi_n - \chi_2)$, вычисленных двумя способами, оказались равны 0,4; 0,9 и 1,3.

Сечения ударной ионизации со второго уровня, вычисленные квантовомеханически, были взяты из [6]; отношения соответствующих коэффициентов к величинам, вычисленным по [2], оказались в этом случае равны 1,7; 1,5 и 1,4.

Таким образом, коэффициенты ударного возбуждения и ионизации водорода, вычисленные в рамках классических представлений, отличаются от соответствующих коэффициентов, вычисленных квантовомеханическими методами, не больше, чем лучшие теоретические сечения отличаются от экспериментальных результатов. Это обстоятельство оправдывает использование для всех энергетических расчетов классических формул [2]. В таблице даны результаты наших вычислений величин q_{in} и q_{ic} по этим формулам для указанного диапазона температур.

Мы благодарны Г. А. Козловой и Т. Г. Буславской за помощь в вычислениях.

Март 196) г.

q_{23}	q_{24}	q_{25}	q_{26}	q_{27}	q_{28}	q_{29}	q_{210}	q_{2c}
,27-8	,87-10	,14-10	,46-11	,20-11	,11-11	,64-12	,42-12	,27-11
,17-7	,10-8	,23-9	,85-10	,41-10	,23-10	,15-10	,98-11	,10-9
,44-7	,36-8	,92-9	,37-9	,19-9	,11-9	,70-10	,48-10	,66-9
,77-7	,76-8	,24-8	,89-9	,46-9	,28-9	,18-9	,12-9	,21-8
,11-6	,13-7	,37-8	,16-8	,85-9	,51-9	,33-9	,23-9	,45-8
,15-6	,18-7	,55-8	,24-8	,13-8	,79-9	,52-9	,36-9	,80-8
,18-6	,23-7	,74-8	,33-8	,18-8	,11-8	,73-9	,51-9	,12-7
,21-6	,29-7	,93-8	,42-8	,23-8	,15-8	,94-9	,66-9	,17-7
,24-6	,34-7	,11-7	,51-8	,28-8	,17-8	,12-8	,81-9	,23-7
,27-6	,39-7	,13-7	,60-8	,33-8	,21-8	,14-8	,96-9	,29-7
,29-6	,43-7	,15-7	,68-8	,38-8	,24-8	,16-8	,11-8	,35-7
,32-6	,48-7	,16-7	,76-8	,43-8	,26-8	,18-8	,12-8	,41-7
,34-6	,52-7	,18-7	,84-8	,47-8	,29-8	,19-8	,14-8	,47-7
,36-6	,55-7	,19-7	,91-8	,51-8	,32-8	,21-8	,15-8	,53-7
,40-6	,63-7	,22-7	,11-7	,60-8	,37-8	,26-8	,18-8	,68-7
,43-6	,70-7	,25-7	,12-7	,68-8	,42-8	,28-8	,20-8	,81-7
,46-6	,76-7	,27-7	,13-7	,74-8	,46-8	,31-8	,22-8	,94-7
,48-6	,80-7	,29-7	,14-7	,80-8	,50-8	,34-8	,24-8	,11-6

Л и т е р а т у р а

1. L. J. Kieffer. JILA Report N 34. Boulder, Colorado, 1965.
2. D. R. Bates, A. E. Kingston, R. W. McWhirter. Proc. Roy. Soc., 1962, A267, 297.
3. D. G. Hummer. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1963, 125, 461.
4. D. McCrea, T. V. M. McKirgan. Proc. Phys. Soc., 1960, 75, pt 2, N 482, 235.
5. H. E. Saraph. Proc. Phys. Soc., 1964, 83, pt. 5, N 535, 763.
6. K. Omidvar, E. Sullivan. Atomic collision processes. Edited by M. R. C. McDowell. Amsterdam, 1964, p. 263.

ЭФФЕКТ ОТРАЖЕНИЯ В ЭРУПТИВНЫХ ЗВЕЗДАХ

В. П. Гринин

Решена задача о нестационарном свечении полубесконечной однородной среды, освещаемой точечным источником излучения, мощность которого зависит от времени. Предполагается, что рассеивающая среда представляет собой плоскопараллельный слой газа, находящийся в состоянии локального термодинамического равновесия, и ее оптические свойства не меняются с течением времени. Получены величины, позволяющие рассчитать энергию, отраженную средой, при любом законе изменения светимости точечного источника $L(u)$. В качестве примера рассмотрен случай, когда изменение светимости $L(u)$ соответствует высвечиванию оптически тонкого водородного газа при постоянной температуре. Рассчитаны кривые изменения энергии суммарного излучения E^Σ (прямого излучения вспышки и излучения, отраженного атмосферой) в предположении, что точечный источник находится как вне атмосферы, так и внутри нее на оптической глубине порядка единицы. В последнем случае на кривой изменения E^Σ может иметь место повторный максимум за счет диффузного излучения. Обсуждается также вопрос об изменении цвета суммарного излучения.

THE REFLECTION EFFECT IN THE ERUPTION STARS, by V. P. Grinin.— The problem of the non-stationary radiation of semi-infinite homogeneous medium lit by a point source, whose power depends on time, has been solved. It is assumed that the scattering medium is a plane-parallel gas layer in LTE state and its optical properties do not change with time. The values which permit to calculate the energy reflected by the medium at any luminosity change law of the source have been obtained. As an example, the case when the luminosity change $L(u)$ corresponds to the irreversible recombination of an optically thin layer of a hydrogen gas at a constant temperature is considered. The energy change curves of total radiation E^Σ (the direct radiation of a flare and the radiation reflected by the atmosphere) were computed assuming that the point source is both outside and inside the atmosphere at an optical thickness of an order of unit. In the case of the source being inside the atmosphere a second maximum can take place on the curve of E^Σ change due to diffuse radiation. The colour change of total radiation is considered too.

При появлении на поверхности звезды горячего источника (вспышки) часть излучения приходит к наблюдателю непосредственно от него, а часть — после диффузного отражения от атмосферы. Взаимодействие дополнительного излучения с веществом атмосферы приводит к повышению температуры ее наружных слоев, находящихся в окрестности источника, а следовательно, к изменению их оптических свойств. Одновременно происходит перераспределение по частотам поглощенного излучения. Если среднее время пребывания кванта в среде мало по сравнению со временем заметного изменения поля излучения, то при расчете энергии отраженного излучения можно принять, что в среде существует лучистое равновесие. В противном случае необходимо рассмотрение нестационарных процессов диффузии излучения.

Из сказанного следует, что излучение, отраженное атмосферой, и излучение самой вспышки могут существенно отличаться по своим спектральным свойствам. Кроме того, соотношение между ними может меняться с течением времени. В связи с этим возникает задача: рассчитать кривую изменения суммарной энергии и выделить на ней те особенности, которые обязаны своим

происхождением излучению, диффузно отраженному атмосферой звезды. При этом изменение со временем светимости источника и его расположение считаются заданными. Решению этой задачи и посвящена настоящая статья.

Сходные задачи в последнее время рассматривались И. Н. Мининым [1] и И. Б. Пустыльником [2] применительно к тесным двойным звездам. В статье [2] интенсивность отраженного атмосферой излучения находилась путем решения соответствующих стационарных задач. Иными словами, предполагалось, что в атмосфере осуществляется условие лучистого равновесия. В статье [1] была решена задача о нестационарном свечении одномерной полубесконечной среды под действием источника излучения переменной интенсивности.

Здесь, так же как в [1], мы ограничимся случаем, когда оптические свойства среды мало меняются под действием дополнительного излучения (линейное приближение). По этой причине результаты, полученные ниже, применимы лишь к слабым вспышкам.

Кроме того, в дальнейшем условимся считать, что размеры горячего источника и его расстояние от поверхности звезды значительно меньше ее радиуса. Тогда атмосфера звезды может быть приближенно заменена полубесконечным плоскопараллельным слоем, а сам источник можно считать точечным.

1. Вероятность выхода кванта из среды

Для решения поставленной задачи могут быть использованы различные методы теории нестационарного переноса излучения. Однако в нашем случае удобно использовать вероятностный метод Соболева [3].

Обозначим через $p_{\nu'\nu}(\tau, \eta, t) dv dt$ вероятность того, что квант с частотой ν' , поглощенный на оптической глубине τ в момент времени $t = 0$, выйдет из среды в интервалах частот от ν до $\nu + dv$ и времени от t до $t + dt$ под углом $\arccos \eta$ к нормали в единичном телесном угле. Если указанная величина найдена, то полное количество энергии, излучаемое средой под углом $\arccos \eta$ к нормали в момент времени t через границу $\tau = 0$, может быть получено путем интегрирования:

$$E_{\nu}(\eta, t) = h\nu \int_0^{\infty} dv' \int_0^{\infty} d\tau \int_0^t p_{\nu'\nu}(\tau, \eta, t - t') \frac{L(\nu', \tau, t')}{h\nu'} dt'. \quad (1)$$

Здесь $L(\nu', \tau, t) dv' d\tau dt$ — количество энергии, приходящее непосредственно от источников света в интервале частот от ν' до $\nu' + dv'$ и поглощенное в интервале оптических толщин от τ до $\tau + d\tau$ за промежуток времени от t до $t + dt$.

То обстоятельство, что для вычисления интенсивности излучения, выходящего из среды при любых источниках излучения, требуется знание одной и той же функции $p_{\nu'\nu}(\tau, \eta, t)$, является одним из основных преимуществ вероятностного метода по сравнению с другими.

Для определения величины $p_{\nu'\nu}(\tau, \eta, t)$ мы составим интегральное уравнение. Для этого рассмотрим подробно элементарный акт рассеяния фотона и прежде всего остановимся на причинах, обуславливающих среднюю длительность пребывания кванта в среде.

Во-первых, световой квант затрачивает некоторое время непосредственно на акт рассеяния. Обозначим среднее время, в течение которого квант находится в поглощенном состоянии, через t_1 и будем считать, что вероятность излучения кванта в интервале времени от t до $t + dt$ равна

$$e^{-t/t_1} \frac{dt}{t_1}. \quad (2)$$

Далее, световой квант находится в течение некоторого времени в пути между рассеяниями. Вероятность того, что квант будет поглощен в интервале времени от t до $t + dt$, будет, очевидно, равна

$$e^{-t/t_2} \frac{dt}{t_2}. \quad (3)$$

Здесь величина t_2 — среднее время, проводимое квантом в пути между двумя последовательными рассеяниями: $t_2 = 1/\alpha c$, где α — объемный коэффициент поглощения, c — скорость света.

Оценки показывают, что для звездных атмосфер в большинстве случаев имеет место неравенство $t_1 \gg t_2$. Поэтому в дальнейшем мы будем считать, что $t_2 = 0$.

Предположим далее, что атмосфера находится в условиях локального термодинамического равновесия и коэффициент поглощения не зависит от частоты. Тогда время t_1 равно среднему времени пребывания в поглощенном состоянии среднего планковского кванта.

Обозначим через $\lambda(v', v) dv$ — вероятность того, что квант, поглощенный в частоте v' , будет затем переизлучен в интервале частот от v до $v + dv$. Очевидно, что в условиях линейной задачи относительная вероятность переизлучения кванта в какой-либо частоте v не зависит от частоты v' поглощенного кванта и определяется локальной температурой среды, т. е.

$$\lambda(v', v) = \lambda_1(v') \lambda_2(v). \quad (4)$$

Из физических соображений следует, что величина $\lambda_2(v)$ должна быть пропорциональна количеству квантов с частотой v , излучаемых элементарным объемом за 1 сек:

$$\lambda_2(v) \sim \frac{\varepsilon(v)}{h\nu} \sim \frac{B_\nu(T)}{h\nu}, \quad (5)$$

где $B_\nu(T)$ — функция Планка.

Кроме того, вероятность $\lambda(v', v)$ должна быть нормирована так, чтобы выполнялось равенство поглощенной и излученной энергий, т. е.

$$\int_0^\infty \lambda(v', v) \frac{h\nu}{h\nu'} dv = 1, \quad (6)$$

что эквивалентно предположению о чистом рассеянии излучения. Тогда с учетом (4) и (5) следует, что

$$\lambda(v', v) = \frac{h\nu'}{h\nu} \frac{B_\nu(T)}{B(T)}, \quad (7)$$

где $B(T)$ — интегральная интенсивность излучения абсолютно черного тела при температуре T : $B(T) = (\sigma/\pi) T^4$.

Таким образом, вероятность того, что квант с частотой v' , поглощенный в момент времени $t = 0$, будет переизлучен в частоте v за промежуток времени от t до $t + dt$, равна

$$\lambda(v', v) e^{-t/t_1} \frac{dt}{t_1}, \quad (8)$$

где $\lambda(v', v)$ определяется формулой (7).

От переменной t перейдем к безразмерному времени $u = t/t_1$ и примем, что температура T и время t_1 не зависят от оптической глубины. Тогда с учетом (8) уравнение, определяющее величину $\rho_{\nu'\nu}(\tau, \eta, u)$, может быть

записано в следующем виде:

$$p_{\nu\nu}(\tau, \eta, u) = \frac{\lambda(\nu', \nu)}{4\pi} e^{-\frac{\tau}{\eta} - u} + \frac{1}{2} \int_0^\infty \lambda(\nu', \nu'') d\nu'' \int_0^\infty E_1(|\tau - \tau'|) d\tau' \times \\ \times \int_0^u e^{-u'} p_{\nu\nu}(\tau', \eta, u - u') du'. \quad (9)$$

Принимая во внимание, что согласно (7) $\lambda(\nu', \nu'') \lambda(\nu'', \nu) = \lambda(\nu', \nu) \times \times B_\nu(T)/B(T)$, из уравнения (9) для вероятности $p_{\nu\nu}(\tau, \eta, u)$ получаем

$$p_{\nu\nu}(\tau, \eta, u) = \frac{h\nu'}{h\nu} \frac{B_\nu(T)}{B(T)} p(\tau, \eta, u), \quad (10)$$

где функция $p(\tau, \eta, u)$ равна вероятности выхода из среды среднего планковского кванта и определяется уравнением

$$p(\tau, \eta, u) = \frac{\lambda}{4\pi} e^{-\frac{\tau}{\eta} - u} + \frac{\lambda}{2} \int_0^\infty E_1(|\tau - \tau'|) d\tau' \int_0^u e^{-u'} p(\tau', \eta, u - u') du'. \quad (11)$$

Здесь λ — вероятность выживания кванта при однократном рассеянии. В данном случае $\lambda = 1$, поэтому из уравнения (11) и формулы (10) находим

$$2\pi \int_0^1 d\eta \int_0^\infty du \int_0^\infty p_{\nu\nu}(\tau, \eta, u) h\nu d\nu = h\nu'. \quad (12)$$

Последнее условие означает, что атмосфера звезды после воздействия на нее источника дополнительного излучения должна через некоторое время вернуться в первоначальное энергетическое состояние.

Подставляя выражение (10) в формулу (1), получаем, что спектральное распределение выходящего из среды излучения будет планковским с температурой T независимо от спектрального состава падающего излучения. Этот вывод полностью соответствует нашим представлениям о физических процессах, происходящих при рассеянии излучения, и его можно было ожидать заранее. В дальнейшем в интересах общности будем считать, что в уравнении (11) $\lambda \leq 1$.

2. Вспомогательные соотношения

Для вычисления функции $p(\tau, \eta, u)$ при не слишком больших значениях τ и u можно использовать метод последовательных приближений. Применяя этот метод к уравнению (11) для вероятности $p(\tau, \eta, u)$, получаем разложение в виде ряда

$$p(\tau, \eta, u) = \frac{\lambda}{4\pi} e^{-u} \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k(\tau, \eta) (\lambda u)^k, \quad (13)$$

где коэффициенты α_k связаны между собой соотношением

$$\alpha_{k+1}(\tau, \eta) = \frac{1}{2(k+1)} \int_0^\infty E_1(|\tau - \tau'|) \alpha_k(\tau', \eta) d\tau', \quad \alpha_0(\tau, \eta) = e^{-\tau/\eta}. \quad (14)$$

Что касается вероятности выхода кванта $p(0, \eta, u)$, то для ее вычисления удобнее исходить из нелинейного интегрального уравнения.

Обозначим

$$\omega(\tau, \eta, u) = \frac{4\pi}{\lambda} p(\tau, \eta, u). \quad (15)$$

Как было показано И. Н. Мининым [4], функция $\omega(0, \eta, u)$, являющаяся аналогом функции Амбарцумяна $\Phi(\eta, \lambda)$ для нестационарного случая, удовлетворяет уравнению

$$\omega(0, \eta, u) = e^{-u} + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{d\mu}{\eta + \mu} \int_0^u \omega(0, \eta, u') \omega(0, \mu, u - u') du', \quad (16)$$

которое также может быть решено методом последовательных приближений. При этом для функции $\omega(0, \eta, u)$ мы получим с точностью до множителя $\lambda/4\pi$ разложение (13), в котором коэффициенты $\alpha_k(0, \eta)$ будут определяться из соотношения:

$$\alpha_k(0, \eta) = \sum_{i=0}^{k-1} \frac{i!(k-i-1)!}{k!} \tilde{\alpha}_i(0, \eta) \alpha_{k-i-1}(0, \eta), \quad (17)$$

где

$$\tilde{\alpha}_i(0, \eta) = \frac{1}{2} \eta \int_0^1 \frac{\alpha_i(\mu)}{\eta + \mu} d\mu \quad \text{и} \quad \alpha_0(0, \eta) = 1.$$

Чтобы выяснить физический смысл величин, входящих в разложение (13), рассмотрим уравнение, определяющее вероятность выхода кванта из среды $p(\tau, \eta)$ для стационарного случая:

$$p(\tau, \eta) = \frac{\lambda}{4\pi} e^{-\tau/\eta} + \frac{\lambda}{2} \int_0^\infty E_1(|\tau - \tau'|) p(\tau', \eta) d\tau'. \quad (18)$$

Очевидно, что функция $p(\tau, \eta)$ также представима в виде ряда

$$p(\tau, \eta) = \lambda \sum_{k=0}^{\infty} \lambda^k p_k(\tau, \eta), \quad (19)$$

где $p_k(\tau, \eta)$ — вероятность того, что квант, поглощенный на оптической глубине τ , выйдет из среды под углом аггос η к нормали, испытав по пути k рассеяний. При этом согласно (18)

$$p_k(\tau, \eta) = \frac{1}{2} \int_0^\infty E_1(|\tau - \tau'|) p_{k-1}(\tau', \eta) d\tau', \quad (20)$$

$$p_0(\tau, \eta) = \frac{1}{4\pi} e^{-\tau/\eta}. \quad (21)$$

Сравнивая формулы (14) и (20), находим, что

$$\frac{1}{4\pi} \alpha_k(\tau, \eta) = \frac{p_k(\tau, \eta)}{k!}. \quad (22)$$

С учетом этого разложение (13) принимает вид

$$p(\tau, \eta, u) = \lambda \sum_{k=0}^{\infty} \lambda^k p_k(\tau, \eta) \Omega_k(u), \quad (23)$$

где $\Omega_k(u) du$ — вероятность того, что квант, испытавший k рассеяний, затратит на это время, заключенное в интервале от u до $u + du$,

$$\Omega_k(u) = \frac{u^k}{k!} e^{-u}. \quad (24)$$

Из формулы (13) следует, что, зная функцию $p(\tau, \eta, u, \lambda)$ при каком-либо одном значении λ_1 , можно легко вычислить ее для других значений λ по формуле

$$p(\tau, \eta, u, \lambda) = \frac{\lambda}{\lambda_1} e^{-u(1-\frac{\lambda}{\lambda_1})} p(\tau, \eta, \frac{\lambda}{\lambda_1} u, \lambda_1). \quad (25)$$

Указанный принцип подобия, а также представление вероятности выхода кванта в виде ряда (13) были недавно получены другим способом В. Ю. Те-ребижем [5] (по поводу соотношения (25) см. также [6]).

Отметим еще одно полезное соотношение, вытекающее из уравнения (20). Для этого продифференцируем (20) по индексу k , считая, что k меняется непрерывным образом (последнее справедливо, очевидно, при $k \gg 1$). Принимая во внимание, что

$$\frac{\partial p_{k-1}}{\partial k} = p_k - p_{k-1},$$

получаем

$$\frac{\partial p_k(\tau, \eta)}{\partial k} + p_k(\tau, \eta) = \frac{1}{2} \int_0^\infty E_1(|\tau - \tau'|) p_k(\tau', \eta) d\tau'. \quad (26)$$

Умножим последнее уравнение на $e^{-(u-k)}$ и проинтегрируем по k от нуля до u с учетом граничного условия (21). В результате получим интегральное уравнение, совпадающее с уравнением (11) при $\lambda = 1$.

Таким образом,

$$p(\tau, \eta, u) = p_k(\tau, \eta) \text{ при } k \gg 1 \text{ и } u = k. \quad (27)$$

Соотношение (27) следует также из формулы (23), если учесть, что при $u \gg 1$ $\Omega_k(u) \approx \delta(k - u)$, где $\delta(x)$ — δ -функция Дирака.

3. Результаты вычислений

Значения функции $\omega(\tau, \eta, u)$ при $\lambda = 1$ для $0 \leq u \leq 10$ и ряда значений τ и η даны в табл. 1 и 2. Вычисления были выполнены на машине БЭСМ-3М Вычислительного центра Ленинградского университета.

Таблица 1

Функция $\omega(0, \eta, u)$

u	$\tau = 0,10167$		0,40828		0,76277		0,98014	
0,0	0,100	+1	0,100	+1	0,100	+1	0,100	+1
0,2	0,839	0	0,862	0	0,874	0	0,879	0
0,4	0,705	0	0,745	0	0,766	0	0,774	0
0,6	0,593	0	0,645	0	0,674	0	0,685	0
0,8	0,499	0	0,560	0	0,595	0	0,608	0
1,0	0,421	0	0,488	0	0,526	0	0,541	0
1,5	0,276	0	0,349	0	0,394	0	0,412	0
2,0	0,183	0	0,255	0	0,301	0	0,320	0
2,5	0,122	0	0,189	0	0,234	0	0,254	0
3,0	0,831	-1	0,143	0	0,187	0	0,206	0
3,5	0,573	-1	0,111	0	0,152	0	0,170	0
4,0	0,402	-1	0,874	-1	0,125	0	0,143	0
4,5	0,288	-1	0,702	-1	0,105	0	0,122	0
5,0	0,211	-1	0,575	-1	0,898	-1	0,106	0
6,0	0,121	-1	0,404	-1	0,679	-1	0,818	-1
7,0	0,767	-2	0,299	-1	0,535	-1	0,658	-1
8,0	0,529	-2	0,232	-1	0,435	-1	0,545	-1
9,0	0,391	-2	0,186	-1	0,362	-1	0,461	-1
10,0	0,306	-2	0,154	-1	0,308	-1	0,397	-1

Функция $\omega(\tau, \eta, u)$

u	$\eta = 0,10167$	0,40828	0,76277	0,98014	0,10167	0,40828	0,76277	0,98014
$\tau = 0,5$					$\tau = 1,0$			
0,0	0,73 —2	0,29 0	0,52 0	0,60 0	0,54 —4	0,86 —1	0,27 0	0,36 0
0,2	0,13 —1	0,28 0	0,49 0	0,57 0	0,26 —2	0,92 —1	0,27 0	0,36 0
0,4	0,17 —1	0,27 0	0,47 0	0,54 0	0,48 —2	0,96 —1	0,27 0	0,35 0
0,6	0,20 —1	0,26 0	0,45 0	0,52 0	0,67 —2	0,99 —1	0,26 0	0,34 0
0,8	0,23 —1	0,25 0	0,42 0	0,49 0	0,82 —2	0,10 0	0,26 0	0,34 0
1,0	0,25 —1	0,23 0	0,40 0	0,47 0	0,96 —2	0,10 0	0,26 0	0,33 0
1,5	0,27 —1	0,21 0	0,35 0	0,41 0	0,12 —1	0,10 0	0,24 0	0,31 0
2,0	0,27 —1	0,18 0	0,31 0	0,36 0	0,13 —1	0,10 0	0,23 0	0,29 0
2,5	0,26 —1	0,16 0	0,27 0	0,32 0	0,14 —1	0,93 —1	0,21 0	0,27 0
3,0	0,24 —1	0,14 0	0,24 0	0,28 0	0,14 —1	0,94 —1	0,20 0	0,26 0
3,5	0,22 —1	0,12 0	0,21 0	0,25 0	0,14 —1	0,89 —1	0,19 0	0,24 0
4,0	0,20 —1	0,11 0	0,19 0	0,23 0	0,14 —1	0,83 —1	0,17 0	0,22 0
4,5	0,18 —1	0,94 —1	0,17 0	0,20 0	0,13 —1	0,78 —1	0,16 0	0,20 0
5,0	0,16 —1	0,83 —1	0,15 0	0,18 0	0,12 —1	0,72 —1	0,15 0	0,19 0
6,0	0,13 —1	0,65 —1	0,12 0	0,15 0	0,11 —1	0,62 —1	0,13 0	0,17 0
7,0	0,10 —1	0,52 —1	0,10 0	0,12 0	0,95 —2	0,53 —1	0,11 0	0,14 0
8,0	0,82 —2	0,43 —1	0,84 —1	0,11 0	0,82 —2	0,46 —1	0,96 —1	0,12 0
9,0	0,67 —2	0,35 —1	0,71 —1	0,91 —1	0,70 —2	0,39 —1	0,83 —1	0,11 0
10,0	0,55 —2	0,29 —1	0,61 —1	0,79 —1	0,60 —2	0,34 —1	0,73 —1	0,97 —1
$\tau = 1,5$					$\tau = 2,0$			
0,0	0,39 —6	0,25 —1	0,14 0	0,21 0	0,28 —8	0,74 —2	0,72 —1	0,13 0
0,2	0,12 —2	0,31 —1	0,14 0	0,22 0	0,57 —3	0,11 —1	0,77 —1	0,13 0
0,4	0,22 —2	0,36 —1	0,14 0	0,22 0	0,11 —2	0,14 —1	0,81 —1	0,14 0
0,6	0,32 —2	0,40 —1	0,15 0	0,22 0	0,16 —2	0,17 —1	0,85 —1	0,14 0
0,8	0,40 —2	0,44 —1	0,16 0	0,22 0	0,21 —2	0,20 —1	0,89 —1	0,14 0
1,0	0,48 —2	0,47 —1	0,16 0	0,22 0	0,26 —2	0,22 —1	0,92 —1	0,15 0
1,5	0,64 —2	0,53 —1	0,16 0	0,22 0	0,36 —2	0,23 —1	0,93 —1	0,15 0
2,0	0,77 —2	0,57 —1	0,16 0	0,21 0	0,44 —2	0,32 —1	0,10 0	0,15 0
2,5	0,85 —2	0,59 —1	0,15 0	0,21 0	0,51 —2	0,35 —1	0,10 0	0,15 0
3,0	0,91 —2	0,60 —1	0,15 0	0,20 0	0,57 —2	0,33 —1	0,11 0	0,15 0
3,5	0,94 —2	0,60 —1	0,15 0	0,20 0	0,61 —2	0,39 —1	0,11 0	0,15 0
4,0	0,95 —2	0,59 —1	0,14 0	0,19 0	0,64 —2	0,41 —1	0,11 0	0,15 0
4,5	0,94 —2	0,53 —1	0,14 0	0,18 0	0,66 —2	0,41 —1	0,10 0	0,15 0
5,0	0,91 —2	0,56 —1	0,13 0	0,17 0	0,65 —2	0,40 —1	0,10 0	0,14 0
6,0	0,85 —2	0,50 —1	0,11 0	0,15 0	0,64 —2	0,39 —1	0,10 0	0,13 0
7,0	0,76 —2	0,44 —1	0,93 —1	0,13 0	0,59 —2	0,36 —1	0,85 —1	0,12 0
8,0	0,62 —2	0,37 —1	0,83 —1	0,11 0	0,50 —2	0,30 —1	0,72 —1	0,99 —1
9,0	0,50 —2	0,30 —1	0,63 —1	0,90 —1	0,40 —2	0,25 —1	0,59 —1	0,81 —1
10,0	0,39 —2	0,23 —1	0,54 —1	0,74 —1	0,33 —2	0,21 —1	0,48 —1	0,65 —1

В табл. 1 приведены (с точностью до одной-двух единиц последнего знака) значения функции $\omega(0, \eta, u)$, для нахождения которой использовалось соотношение (17), причем численное интегрирование в (17) проводилось по формуле Гаусса с восемью узлами.

При $u \gg 1$ для функции $\omega(0, \eta, u)$ известно [7] асимптотическое выражение

$$\omega(0, \eta, u) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \eta \Phi(\eta, 1) u^{-3/2}, \quad (28)$$

по которому она может быть легко найдена.

Следует отметить, что вычисленные здесь значения функции $\omega(0, \eta, u)$ могут быть также использованы при $t_1 = 0$ и $t_2 \neq 0$ ($u = t/t_2$), так как, согласно [4], в этом случае $\omega(0, \eta, u)$ также удовлетворяет уравнению (16).

Для других значений τ функция $\omega(\tau, \eta, u)$ вычислялась по формулам (13) и (14) и приведена в табл. 2. Сравнение результатов вычислений при $\tau = 0$, выполненных двумя способами, показывает, что точность последних вычислений несколько хуже и составляет приблизительно 2—5%.

При больших значениях τ и u для функции $\omega(\tau, \eta, u)$ можно также получить простую асимптотическую формулу. Для этой цели воспользуемся следующим приемом. Как показано в [8], для получения любой характеристики нестационарного поля излучения следует заменить в соответствующей стационарной задаче вероятность выживания кванта λ на $\lambda/(1+s)$, где s — параметр преобразования Лапласа. Обращение полученного таким образом преобразования Лапласа и решает поставленную задачу.

В данном случае, согласно [7], при $\tau \gg 1$

$$p(\tau, \eta, \lambda) = A \frac{\eta s(\eta, \lambda)}{1 - k\eta} e^{-k\tau}. \quad (29)$$

Здесь

$$A = \left[2\pi \int_0^1 \frac{s(\eta, \lambda)}{(1 - k\eta)^2} \eta d\eta \right]^{-1}, \quad (30)$$

k определяется из уравнения

$$\frac{\lambda}{2k} \ln \frac{1+k}{1-k} = 1. \quad (31)$$

Произведем в формулах (29) — (31) замену $\lambda \rightarrow \lambda/(1+s)$. Принимая во внимание, что, согласно [9],

$$\Phi(\eta, \lambda) = (1 - k\eta) s(\eta, 1) \text{ при } |1 - \lambda| \ll 1,$$

и переходя от $p(\tau, \eta, u)$ к функции $\omega(\tau, \eta, u)$, вместо (29) получаем при $|s| \ll 1$ и $\lambda = 1$

$$\bar{\omega}(\tau, \eta, s) = \sqrt{3} [1 - kq(\infty)] \eta s(\eta, 1) e^{-k\tau},$$

$$\bar{\omega}(\tau, \eta, s) = \int_0^\infty e^{-us} \omega(\tau, \eta, u) du, \quad (32)$$

где $q(\infty)$ — предельное значение функции Хопфа: $q(\infty) = 0,710$, $k = \sqrt{3s}$. Разлагая далее (32) в ряд по степеням s и используя известные правила операционного исчисления (см., например, [10]), после несложных преобразований приходим к асимптотической формуле

$$\omega(\tau, \eta, u) = \frac{1}{2} \frac{3}{\sqrt{\pi}} \eta s(\eta, 1) \frac{e^{-3\tau^2/4u}}{u^{3/2}} \left[\tau + q(\infty) \left(1 - \frac{3\tau^2}{2u} \right) \right] \text{ при } \tau \gg 1 \text{ и } u > \tau. \quad (33)$$

Несмотря на то что полученная формула справедлива лишь при больших значениях u , она дает достаточно полное представление о характере

поведения функции $\omega(\tau, \eta, u)$. Из нее, в частности, следует, что при $u \approx \tau^2/2$ функция ω достигает максимума, а это значит, что вероятность $p_k(\tau, \eta)$ также максимальна при $k \approx \tau^2/2$.

4. Свечение точечного источника

После того как вероятность $p(\tau, \eta, u)$ найдена, вычисление полной энергии $E_v(\eta, u)$, выходящей из среды, не представляет большого труда. Действительно, подставляя выражение (10) для $p_v(\tau, \eta, u)$ в формулу (1), получаем

$$E_v(\eta, u) = \frac{B_v(T)}{B(T)} \int_0^\infty d\tau \int_0^u p(\tau, \eta, u - u') L(\tau, u') du', \quad (34)$$

где $L(\tau, u)$ — полное количество энергии, приходящее непосредственно от источника в момент времени u и поглощенное на оптической глубине τ за единичный промежуток безразмерного времени

$$L(\tau, u) = \int_0^\infty L_v(\tau, u) dv.$$

Если точечный источник находится на некоторой оптической глубине τ_* , то, как нетрудно показать (см., например, [7]),

$$L(\tau, u) = \frac{1}{2} L(u) E_1(|\tau_* - \tau|). \quad (35)$$

Здесь $L(u)$ — светимость точечного источника в момент времени u (предполагается, что источник излучает изотропно во всех направлениях). Примем, что $L(u) = \delta(u)$. Физически это соответствует мгновенному включению источника единичной мощности в момент времени $u = 0$. Обозначим, далее, полную энергию, отраженную в этом случае атмосферой, через $E_s(\eta, u)$. Если последняя величина известна, то для произвольной светимости $L(u)$ энергия $E_v(\eta, u)$ может быть найдена путем интегрирования по формуле

$$E_v(\eta, u) = \frac{B_v(T)}{B(T)} \int_0^u L(u') E_s(\eta, u - u') du'. \quad (36)$$

Подставляя (35) при $L(u) = \delta(u)$ в формулу (34), для функции E_s получаем

$$E_s(\eta, u) = \frac{1}{2} \int_0^\infty E_1(|\tau_* - \tau|) p(\tau, \eta, u) d\tau. \quad (37)$$

Продифференцируем уравнение (11) при $\lambda = 1$ по переменной u . Сравнивая полученное выражение с формулой (37), находим

$$E_s(\eta, u) = p(\tau_*, \eta, u) + \frac{\partial p(\tau_*, \eta, u)}{\partial u} \quad (38)$$

или с учетом (13) при $\lambda = 1$

$$E_s(\eta, u) = \frac{e^{-u}}{4\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_k(0, \eta) k u^{k-1}.$$

Повторяя рассуждения раздела 2, для функции $E_s(\eta, u)$ можно получить соотношение подобия, аналогичное (25), и исследовать ее асимптотическое поведение при $u \gg 1$, но мы не будем на этом останавливаться.

Допустим сначала, что точечный источник находится вне среды ($\tau_* = 0$). Соответствующая этому случаю вероятность отражения кванта $E_s(\eta, u)$, вычисленная по формулам (17) и (18), представлена в табл. 3.

Таким образом, по формуле (35) мы можем теперь легко рассчитать энергию, отраженную атмосферой звезды, при любом законе изменения светимости источника.

Таблица 3

Функция $E_s(\eta, u)$

u	$\eta = 0,10167$	0,40828	0,76277	0,98014
0,0	0,964 —2	0,201 —1	0,254 —1	0,274 —1
0,2	0,840 —2	0,181 —1	0,233 —1	0,252 —1
0,4	0,734 —2	0,164 —1	0,213 —1	0,233 —1
0,6	0,643 —2	0,148 —1	0,195 —1	0,215 —1
0,8	0,564 —2	0,134 —1	0,181 —1	0,199 —1
1,0	0,497 —2	0,122 —1	0,167 —1	0,185 —1
1,5	0,364 —2	0,0971 —2	0,138 —1	0,155 —1
2,0	0,272 —2	0,0783 —2	0,115 —1	0,132 —1
2,5	0,206 —2	0,0641 —2	0,0978 —2	0,113 —1
3,0	0,159 —2	0,0531 —2	0,0838 —2	0,0981 —2
3,5	0,125 —2	0,0441 —2	0,0726 —2	0,0860 —2
4,0	0,0997 —3	0,0378 —2	0,0634 —2	0,0760 —2
4,5	0,0810 —3	0,0324 —2	0,0559 —2	0,0677 —2
5,0	0,0669 —3	0,0281 —2	0,0497 —2	0,0608 —2
6,0	0,0447 —3	0,0217 —2	0,0401 —2	0,0499 —2
7,0	0,0358 —3	0,0173 —2	0,0331 —2	0,0418 —2
8,0	0,0281 —3	0,0141 —2	0,0279 —2	0,0357 —2
9,0	0,0227 —3	0,0118 —2	0,0239 —2	0,0309 —2
10,0	0,0188 —3	0,0100 —2	0,0207 —2	0,0271 —2

В качестве примера рассмотрим случай, когда

$$L(u) \sim (1 + \beta u)^{-2}. \quad (39)$$

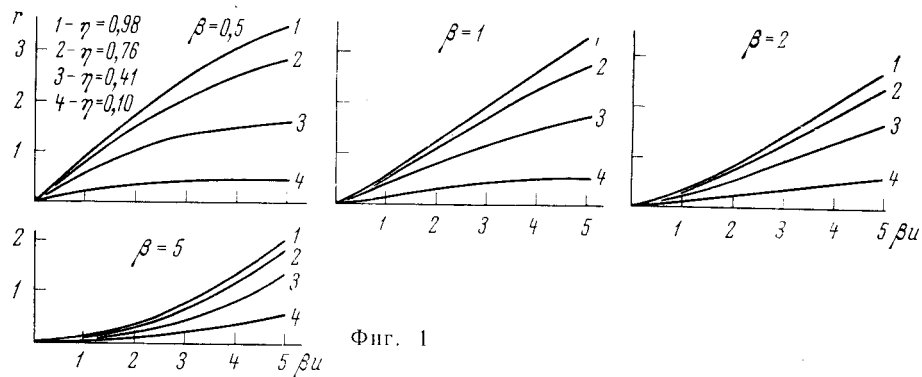
Указанный закон изменения светимости $L(u)$ соответствует высвечиванию оптически тонкого водородного газа при постоянной температуре T_e и рассматривался Р. Е. Гершбергом [11] применительно к вспыхивающим звездам.

В формуле (39) величина β представляет собой отношение среднего времени пребывания кванта в поглощенном состоянии к характерному времени высвечивания водородного газа: $\beta = t_1/t_b$.

Соответствующие вычисления были выполнены для значений $\beta = 0,5; 1; 2; 5$ и приведены на графиках (фиг. 1) в виде отношения r интегральной энергии $E(\eta, u)$, диффузно отраженной от атмосферы под углом $\arccos \eta$ к нормали, к энергии, излучаемой источником в единичном телесном угле $L(u)/4\pi$. При этом по оси абсцисс отложено время, измеряемое в единицах характерного времени высвечивания вспышки: $t/t_b = \beta u$.

Если наряду с интегральной светимостью $L(u)$ известно также спектральное распределение энергии, излучаемой источником, то аналогичное отношение для каждой частоты может быть найдено по формуле

$$r_\nu = r \frac{B_\nu(T)}{B(T)} \frac{L(u)}{L_\nu(u)}. \quad (40)$$



Фиг. 1

При этом для энергии суммарного излучения, т. е. прямого плюс отраженного атмосферой, имеем

$$E_{\Sigma}^{\nu}(\eta, u) = \frac{L_{\nu}(u)}{4\pi} [1 + r_{\nu}(\eta, u)]. \quad (41)$$

Из графиков фиг. 1 следует, что вклад отраженного излучения в суммарное, как правило незначительный в начале вспышки, становится весьма заметным при больших значениях u и η , близких к единице. Так, при $\beta = 1$, $\eta = 0,98$ и $u = 2$ отношение $r \approx 1,2$ и быстро возрастает с течением времени. В данном случае это должно привести к уменьшению скорости изменения энергии суммарного излучения $E_{\Sigma}^{\nu}(\eta, u)$ начиная с $u \approx 2$ по сравнению с изменением светимости $L(u)$ самого источника.

При больших значениях β отраженное излучение сильно растянуто во времени (если последнее измерять в единицах характерного времени высвечивания вспышки t_b), и его вклад в суммарное излучение становится заметным лишь тогда, когда прямое излучение уже практически не наблюдается.

Если величина β близка к нулю, то отношение r остается приблизительно постоянным почти на всем интервале изменения блеска (исключая начало вспышки). Это означает, что в среде в первом приближении осуществляется условие лучистого равновесия.

В пределе при $\beta \rightarrow 0$, согласно [9],

$$r = r_0^*(\eta, 1) - 1. \quad (42)$$

До сих пор речь шла об интегральных величинах. Для отдельных участков спектра, как это следует из формулы (40), эффект отражения может быть выражен еще сильнее. Например, если максимум излучения вспышки находится в далеком ультрафиолете, а максимум планковского излучения с температурой звезды лежит в видимой части спектра, то «кажущееся» альbedo среды в этом случае может быть заметно больше единицы.

Спектральный состав суммарного излучения будет также изменяться с течением времени. Исключение при этом составляют два случая: 1) когда спектр вспышки совпадает с планковским при температуре T , 2) спектр вспышки произвольный, но величина β либо близка к нулю, либо значительно больше единицы.

Очевидно, что в начальный момент времени суммарный спектр будет совпадать со спектром точечного источника, а при больших значениях u он будет почти в точности соответствовать планковскому распределению. (Напомним, что постоянная составляющая излучения самой звезды в суммарное излучение не включена.) В рассмотренном выше примере это приведет к тому, что спектр суммарного излучения с течением времени будет становиться более красным.

Подобный эффект был недавно обнаружен П. Ф. Чугайновым [12] и В. Е. Кункелем [13] при наблюдении вспыхивающих звезд. В [13] было высказано предположение, что такое изменение цвета может быть связано с появлением на поверхности звезды дополнительного источника излучения (горячего пятна), вызванного излучением самой вспышки.

Известно [13], что максимум излучения вспышек у звезд данного типа лежит в коротковолновой области спектра, в то время как сами вспыхивающие звезды принадлежат к спектральному классу М, и, следовательно, максимум их излучения находится в красной и инфракрасной областях спектра. Таким образом, покраснение суммарного излучения будет иметь место, если наряду с этим характерное время изменения блеска вспышки t_b будет того же порядка, что и среднее время пребывания кванта в поглощенном состоянии t_1 (т. е. $\beta \approx 1$).

Оценим величину t_1 . Для этого воспользуемся соотношением, полученным В. В. Соболевым [14]:

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{E_1}{E_2}, \quad (43)$$

где E_1 и E_2 — соответственно тепловая и лучистая энергии единичного объема атмосферы.

В условиях локального термодинамического равновесия имеем

$$E_1 = \frac{3}{2} \frac{R}{\mu} \rho T, \quad E_2 = aT^4, \quad (44)$$

где ρ , μ — плотность и молекулярный вес вещества, a — постоянная излучения.

Подставляя (44) в (43), получаем

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{3R}{2a} \frac{\rho}{\mu T^3}, \quad (45)$$

а так как

$$t_2 = \frac{1}{\alpha c} = \frac{1}{\mu \rho c}, \quad (46)$$

то из (45) следует

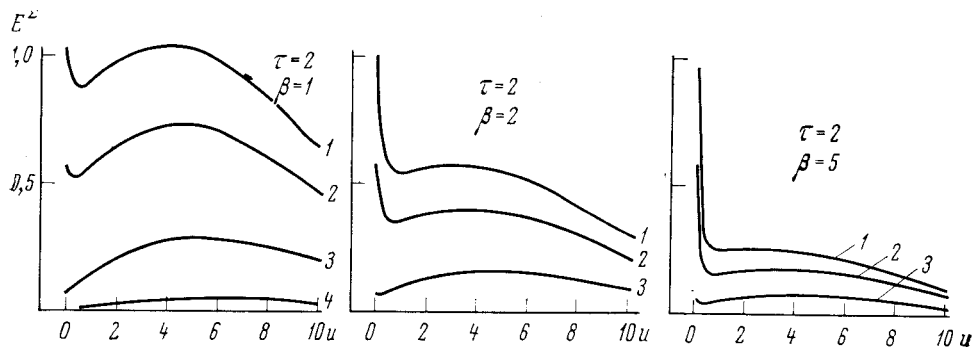
$$t_1 = \frac{3R}{2ac} \frac{1}{\mu T^3}. \quad (47)$$

Для оценок величин t_1 и t_2 по формулам (45) и (47) были использованы результаты расчетов моделей звездных атмосфер [15, 16] с $T_{\text{эфф}} = 3600^\circ$ и ускорением силы тяжести $\lg g = 4,6$ и $5,0$. Причем все параметры, входящие в формулы (45) и (47), брались на оптической глубине, равной единице. В результате было найдено, что для звезд данного спектрального класса $t_1 \approx 3 \div 5$ мин, а отношение $t_1/t_2 \approx 10^6$.

Для сравнения укажем, что соответствующие оценки [1] для атмосферы Солнца дают: $t_1 \approx 10$ сек и $t_1/t_2 \approx 10^4$.

Далее, из наблюдений известно [17], что характерное время затухания блеска вспышек составляет в среднем от 1 до 10 мин. Следовательно, по крайней мере для части вспышек, времена t_1 и t_b сравнимы по величине, и эффект отражения для них должен давать заметный вклад в кривые блеска, а также приводить к изменению цвета вспышек.

Отметим еще одно следствие этого эффекта: если спектр точечного источника имеет рекомбинационное происхождение, то добавление к нему излучения, отраженного атмосферой и не имеющего скачка интенсивностей вблизи бальмеровского предела, должно привести к уменьшению с течением времени величины бальмеровского скачка суммарного излучения. Последнее, так же как и изменение цвета суммарного излучения, будет максималь-



Фиг. 2

но при $\beta \approx 1$. В каждом конкретном случае указанные величины могут быть легко рассчитаны по формуле (41).

В заключение этого раздела следует заметить, что кривые блеска, построенные с учетом отраженного атмосферой излучения, не имеют заметных качественных отличий по сравнению с кривыми блеска самих вспышек. Иначе дело обстоит, когда точечный источник находится на некоторой оптической глубине τ_* в самой атмосфере. Соответствующие вычисления, выполненные для ряда значений τ_* , показывают, что при τ_* порядка единицы на кривой изменения суммарной энергии $E^\Sigma(\eta, u)$ может быть повторный максимум.

Величина суммарной энергии в данном случае определяется по формуле

$$E^\Sigma(\eta, u) = E(\eta, u) + \frac{L(u)}{4\pi} e^{-\tau_*/\eta}. \quad (48)$$

На фиг. 2 представлены кривые E^Σ для $\tau_* = 2$ и ряда значений β и η (значения η те же, что и на фиг. 1). Наличие повторного максимума, как нетрудно понять, обусловлено в данном случае тремя причинами: 1) интенсивность прямого излучения ослаблена в $e^{-\tau_*/\eta}$ раз, но сам источник еще виден; 2) вклад диффузного излучения возрастает по сравнению со случаем, когда $\tau_* = 0$; 3) из данных табл. 2 следует, что вероятность выхода кванта $p(\tau_*, \eta, u)$ при $\tau_* \approx 1$ в отличие от $p(0, \eta, u)$ может иметь максимум при $u \neq 0$. В силу этого максимум диффузно пропущенного излучения (повторный максимум на кривой изменения $E^\Sigma(\eta, u)$) достигается тогда, когда светимость самого источника уже мала.

Для τ_* , близких к нулю, повторный максимум имеет место также при малых значениях η (вспышки на краю диска звезды). При больших значениях τ_* на кривой E^Σ остается лишь один максимум — за счет диффузно пропущенного излучения.

В заключение выражаю благодарность В. В. Соболеву, Р. Е. Гершбергу и И. Н. Минину за полезные советы и обсуждение основных результатов этой работы.

21 мая 1969 г.

Литература

1. И. Н. Минин. *Астрофизика*, 1965, **1**, 275.
2. И. Б. Пустыльник. *Публ. Тарту астрон. обс.*, 1966, **35**, 377.
3. В. В. Соболев. *Астрон. ж.*, 1951, **28**, 355.
4. И. Н. Минин. *Докл. АН СССР*, 1964, **154**, 1059.
5. В. Ю. Терехов. *Астрофизика*, 1968, **4**, 141.
6. J. Küster, P. E. Zweifel. *J. Math. Phys.*, 1965, **6**, 1125.

7. И. Н. Минин. Вестник ЛГУ, 1968, **13**, 137.
8. И. Н. Минин. Докт. дисс. ЛГУ, 1966.
9. В. В. Соболев. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. Гостехиздат, 1956.
10. Г. Деч. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа. Физматгиз, 1960.
11. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **32**, 133.
12. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1971, **44**.
13. W. E. Kunkel. An optical study of stellar flares. Austin, 1967.
14. В. В. Соболев. Астрон. ж., 1960, **37**, 387.
15. T. Tsuji. Publ. Astron. Soc. Japan, 1966, **18**, 127.
16. R. Kandell. Ann. D'Astrophys., 1967, **30**, 439.
17. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **40**, 7.

О ВРАЩЕНИИ ЗВЕЗД ТИПА UV Cet

Р. Е. Гершберг

Двумя способами — по фотометрическим особенностям звезд и по ширине эмиссионной линии H_{α} спокойной хромосферы — оценивается верхний предел скорости вращения вспыхивающих звезд. Скорость вращения UV Cet не превосходит 22 км/сек, YZ CMi — 37 км/сек, $v \sin i$ EV Lac не превышает 25 км/сек, AD Leo — 52 км/сек.

ON THE UV CET TYPE STAR ROTATION, by R. E. Gershberg. — The upper limits of the flare star rotational velocities are evaluated by two methods — from photometric features of stars and on the basis of the widths of the H_{α} emission line in the quiet chromosphere. The rotational velocity of UV Cet does not exceed 22 km/sec, YZ CMi — 37 km/sec, the $v \sin i$ of EV Lac does not exceed 25 km/sec, AD Leo — 52 km/sec.

Факты наблюдений и некоторые общие теоретические соображения наводят на мысль, что вспыхивающие звезды типа UV Cet могут обладать заметным вращением. Так, Кшемминский [1] нашел малые периодические колебания блеска у нескольких dMe-звезд и не обнаружил подобных колебаний у нормальных dM-звезд. Наиболее правдоподобным объяснением этого явления Кшемминский считает эффект вращения «запятанной» звезды. Ранее такая гипотеза обсуждалась Чугайновым [2] в связи с аналогичными фотометрическими особенностями эмиссионного карлика HDE 234677. Далее, квазипериодичность вспышек звезд типа UV Cet, обнаруженную Эндрюсом [3] и Чугайновым [4], тоже можно объяснить вращением звезды с активной областью (или областями), где происходят локальные вспышки [5]. Наконец, спектральные и радиоастрономические исследования вспышек звезд типа UV Cet дают все новые доказательства сходства этих процессов на звездах с солнечными хромосферными вспышками [5], т. е. дают новые аргументы в пользу электромагнитной природы вспышечной активности UV Cet-звезд, которая в конечном счете связана, по-видимому, со звездным вращением [6].

До сих пор не проходились количественные определения скоростей вращения вспыхивающих звезд. Более того, неизвестны скорости вращения каких-либо M-карликов, а содержащиеся в компилятивных работах [7, 8] сведения о скоростях вращения таких объектов при рассмотрении оригинальных исследований не подтверждаются. В настоящей заметке на основании фотометрических и спектральных исследований обсуждаются возможные скорости вращения четырех вспыхивающих звезд: UV Cet, YZ CMi, AD Leo и EV Lac, которые сейчас подвергаются наиболее тщательному фотометрическому изучению.

UV Cet. Полученные до настоящего времени спектрограммы UV Cet не позволяют оценить скорость вращения этой звезды классическим методом по спектру поглощения; препятствием для получения необходимых спектрограмм является слабый видимый блеск звезды и близость более яркого компонента L-726-8A, который лишь в редкие ночи удается отделить на щели спектрографа от самой UV Cet. Поэтому остается путь косвенных оценок.

Скорость вращения UV Cet можно оценить по фотометрическим особенностям звезды. В широких спектральных интервалах фотометрической системы UBV средние отклонения в распределении энергии по спектру dM-звезд от равновесного распределения сравнительно невелики, так что определяемую по цвету $B - V$ спектрофотометрическую температуру излучения можно считать достаточно близкой к яркостной температуре звезды в фотовизуальной области спектра. В табл. 1 приведены цвета $U - B$ и $B - V$ и потоки энергии с единицы поверхности абсолютно черного тела в различных областях системы UBV при различных температурах. Пользуясь этими данными, по $B - V$ (UV Cet) = $+1^m,9$, оцениваем $T = 2700^\circ \text{K}$. Эта величина несколько ниже эффективной температуры dM5,5-звезды по шкале Джонсона [9]: T_e (dM5,5) $\approx 3000^\circ \text{K}$, но, согласно вычислениям Цуджи [10], шкала Джонсона для M-звезд завышена примерно на 200°K .

Таблица 1

$T, ^\circ \text{K}$	$U - B$	$B - V$	$\int L_\lambda(T) \pi U_{BV}(\lambda) d\lambda, \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$		
			U	B	V
2500	$1^m,61$	$2^m,06$	$4,2 \cdot 10^5$	$6,2 \cdot 10^6$	$2,0 \cdot 10^7$
2600	1,49	1,97	$7,8 \cdot 10^5$	$9,9 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^7$
2700	1,37	1,89	$1,4 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^7$	$4,3 \cdot 10^7$
2800	1,26	1,80	$2,3 \cdot 10^6$	$2,3 \cdot 10^7$	$6,0 \cdot 10^7$
2900	1,16	1,73	$3,7 \cdot 10^6$	$3,4 \cdot 10^7$	$8,2 \cdot 10^7$
3000	1,07	1,66	$5,8 \cdot 10^6$	$4,9 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^8$
3100	0,98	1,59	$8,9 \cdot 10^6$	$6,8 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^8$
3200	0,90	1,53	$1,3 \cdot 10^7$	$9,4 \cdot 10^7$	$1,9 \cdot 10^8$
3300	0,82	1,47	$1,9 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^8$	$2,4 \cdot 10^8$
3400	0,75	1,41	$2,7 \cdot 10^7$	$1,7 \cdot 10^8$	$3,0 \cdot 10^8$
3500	$0^m,68$	$1^m,36$	$3,8 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^8$	$3,8 \cdot 10^8$

В табл. 2 даны фотометрические характеристики рассматриваемых вспыскивающих звезд [11], причем абсолютные светимости L_B определены по фотоэлектрическим измерениям суммарного блеска обеих компонент тесных двойных систем. Поскольку спектральные классы компонент системы L-726-8 AB весьма близки, то долю суммарной светимости системы, излучаемую самой UV Cet, можно определить из соотношения

$$L_B(\text{UV Cet}) = \frac{10^{-0,1\Delta m}}{1 + 10^{-0,1\Delta m}} L_B(\text{L-726-8AB}), \quad (1)$$

причем для этой системы $\Delta m = 0^m,5$. В конечном счете фотометрический радиус UV Cet получаем из следующего выражения:

$$R_{\text{UV Cet}} = \sqrt{\frac{L_B(\text{L-726-8AB}) f(\Delta m)}{4\pi \int B_\lambda(2700^\circ \text{K}) \Phi_B(\lambda) d\lambda}} = 5,6 \cdot 10^9 \text{ см } (0,08 R_\odot), \quad (2)$$

где $f(\Delta m) = \frac{10^{-0,1\Delta m}}{1 + 10^{-0,1\Delta m}}$, $B_\lambda(T)$ — функция Планка и $\Phi_B(\lambda)$ — кривая реакции фотометрической области B .

Согласно исследованиям Чугайнова [5], характерный временной интервал между вспышками UV Cet составляет 4,4 часа. Если отождествить его с периодом вращения звезды вокруг своей оси, то скорость этого вращения на экваторе звезды должна составлять 22 км/сек . Если истинная яркостная температура заключена в пределах $2700 \pm 200^\circ \text{K}$, то для скорости вращения

Таблица 2

Звезда	π''	m_B	m_V	L_B , эрг/сек
L-726-S AB	0",363	14 ^m ,0	12 ^m ,1	$1,5 \cdot 10^{28}$
YZ CMi	0,163	13,0	11,4	$1,8 \cdot 10^{29}$
AD Leo	0,213	11,0	9,4	$6,7 \cdot 10^{29}$
EV Lac	0,197	11,5	10,1	$5,0 \cdot 10^{29}$

получаются величины от 15 до 35 км/сек. Но главная неопределенность в этой оценке связана, конечно, с отождествлением характерного времени между вспышками с периодом вращения звезды. С одной стороны, из-за селекции наблюдений найденный период 4,4 часа может быть кратен истинному периоду вращения — именно к такому выводу и склонялись австралийские радиоастрономы, когда обнаружили две мощные вспышки UV Cet с интервалом менее 2 час [12], — и тогда действительная скорость вращения может быть в несколько раз большей. С другой стороны, если на поверхности звезды находится несколько активных областей, где происходят вспышки, то действительная скорость вращения может быть в несколько раз меньше приведенной выше оценки. Второе предположение представляется физически более правдоподобным, так что величину 22 км/сек следует рассматривать скорее как верхнюю границу скорости вращения UV Cet.

YZ CMi. Фотометрический радиус YZ CMi, определенный описанным выше способом, составляет $1,4 \cdot 10^{10}$ см ($0,21 R_\odot$). Характерный временной интервал между вспышками составляет $6^h 50^m$ [3], так что скорость вращения звезды получается равной 37 км/сек. Но YZ CMi — одна из тех немногих звезд типа UV Cet, о двойственности которых ничего не известно, поэтому при вычислении ее фотометрического радиуса величина $f(\Delta m)$ полагалась равной единице. Если же считать, что YZ CMi — неразрешенная двойная, то полученные значения фотометрического радиуса и скорости вращения звезды должны быть умножены на величину $|f(\Delta m)|^{1/2}$, которая для $\Delta m = 0 \div 3^m$ составляет 0,71—0,24.

Для независимого определения верхнего предела $v \sin i$ YZ CMi на спектрографе кудэ рефлектора им. акад. Г. А. Шайна (ЗТШ) были получены спектрограммы этой звезды в красной области; использовалась короткофокусная камера с дисперсией 24 Å/мм и высокочувствительная астрономическая пленка А-700 Казанского филиала НИИХимфото. На четырех полученных спектрограммах были профотометрированы эмиссионные линии H_α в звездных спектрах и по 2—4 линии неона в соответствующих спектрах сравнения; линии неона выбирались близкими к H_α по длине волны и по интенсивности. В принципе наблюдаемая ширина линии H_α на уровне половинной интенсивности определяется инструментальным контуром спектрографа, уширением линии за счет Допплер- и Штарк-эффектов и эффектом самопоглощения (естественная ширина линии H_α пренебрежимо мала). Поскольку контуры линии H_α и неона на полученных спектрограммах не имеют заметных крыльев, инструментальное уширение линии H_α учитывалось вычитанием из квадрата наблюдаемой полуширины линии H_α квадрата полуширины инструментального контура. Исправленные таким образом полуширины линии H_α в спектре YZ CMi составляют 1,0—1,4 Å (табл. 3). Ни тепловые движения, ни Штарк-эффект в условиях хромосферы не могут дать столь широких линий. Действительно, если считать эти ширины чисто тепловыми, то температура газа хромосферы должна достигать 130 000—230 000° К, что противоречит сравнительно низкой степени возбуждения эмиссионного спектра хромосферы. С другой стороны, Штарк-эффект в условиях хромосферы дает полуширину H_α по крайней мере на полтора-два

порядка величины меньше наблюдаемой [13]. Так что остается отнести найденные полуширины за счет Допплер-эффекта при вращении и при макроскопических движениях в хромосфере и за счет уширения линии самопоглощением. Не располагая какими-либо сведениями о характере макроскопических движений в хромосфере YZ CMi и о ее оптической толще в линии H_α , можно лишь оценить верхний предел скорости вращения хромосферы, относя за счет этого эффекта всю полуширину линии; наименьшая из найденных полуширин дает $v \sin i < 46$ км/сек.

AD Leo. Фотометрический радиус AD Leo, определенный с помощью табл. 1 и 2, равен $2,8 \cdot 10^{10}$ см. Но в отличие от YZ CMi AD Leo — известная двойная система [14, 15]. В статье [14] приведены элементы орбиты этой системы, полученные из астрометрических измерений; из [14] следует, что масса спутника, который естественно отождествить со вспыхивающей звездой, составляет $0,03 M_\odot$. Полагая $\Delta m = 2 \div 3^m$, получаем $R = 0,15 \div 0,10 R_\odot$.

Таким образом, вспыхивающая звезда в системе AD Leo по радиусу и массе оказывается весьма близкой к самой UV Cet. К сожалению, статистика вспышек AD Leo не позволила пока обнаружить характерного периода между вспышками.

Как и для YZ CMi, верхний предел $v \sin i$ AD Leo был оценен по спектральным данным. Исправленная за инструментальное уширение полуширина эмиссионной линии H_α в спектре AD Leo составляет $1,1\text{--}1,3 \text{ \AA}$, что соответствует $v \sin i < 52$ км/сек (см. табл. 3). Согласно сообщению Хербига, ширины линий абсорбционного спектра AD Leo соответствуют $v \sin i < 15$ км/сек; однако абсорбционный спектр системы AD Leo определяется главной компонентой системы, так что указанная оценка может и не иметь отношения к вспыхивающей звезде.

Таблица 3

Звезда	Дата	Экспозиция, час	Измеренные полуширины (0,01 мм)		$\Delta\lambda_{1/2}, \text{ \AA}$	$v \sin i_{\text{макс}}, \text{ км/сек}$	$T_{\text{макс}}, 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$
			H_α	инструм.			
YZ CMi	22.II 1969 г.	6	6,4	4,0	1,2	55	180
	6.III 1969 г.	3	5,6	2,2	1,2	55	180
	23.III 1969 г.	4	5,2	2,9	1,0	46	130
	26.III 1969 г.	3,8	6,4	2,8	1,4	62	230
AD Leo	18.V 1968 г.	2	6,8	4,0	1,3	59	210
	2.III 1969 г.	2,7	5,7	2,6	1,2	54	180
	6.III 1969 г.	1	5,3	2,2	1,1	52	160
EV Lac	3.XII 1968 г.	5	6,0	3,3	1,2	54	180

EV Lac. Определенный с помощью табл. 1 и 2 фотометрический радиус этой звезды равен $0,22 R_\odot$. Но EV Lac, как и AD Leo, видимо, двойная звезда [16], так что $0,22 R_\odot$ — это, вероятно, верхняя граница радиуса вспыхивающей звезды. Как и для AD Leo, для EV Lac не предпринимались поиски характерного временного интервала между вспышками, который можно было бы предположительно отождествить с периодом вращения этой звезды. Но последние наблюдения EV Lac [17] дают новые аргументы в пользу гипотезы о «пятнистости» вспыхивающей звезды: при фотоэлектрических наблюдениях в ультрафиолете были обнаружены плавные и значительные по амплитуде колебания яркости, причем вспышки звезды происходили всегда в минимуме этих плавных колебаний блеска; впечатление таково, что на звезде существует активная область (или области) с пониженной температу-

рой (пятна!), где и происходят вспышки. Аналогичный эффект был обнаружен и у UV Cet при наблюдениях в ультрафиолетовых лучах [18].

Еще в 1960 г. на Паломарском рефлекторе Вилсон [19] получил спектрограмму EV Lac с дисперсией 9 Å/мм. По эмиссионным линиям водорода на этой спектрограмме можно оценить $v \sin i < 25$ км/сек. Спектрограмма EV Lac, полученная 3.XII 1968 г. на ЗТШ с дисперсией 24 Å/мм, дает более высокий предел: $v \sin i < 54$ км/сек. Этот результат не должен, однако, наводить на подозрения, что все перечисленные выше верхние границы $v \sin i$, полученные в Крыму, ошибочно завышены. Дело в том, что вспышечная активность EV Lac в последнее время очень возросла по сравнению с 1960 г. [20], так что естественно ожидать на ней сейчас более мощную хромосферу, излучающую оптически более толстые, т. е. более широкие, линии. Кроме того, Вилсон измерял H_γ и более высокие члены балмеровской серии, самопоглощение в которых вообще меньше, чем в H_γ .

Таким образом, имеющиеся данные позволяют утверждать, что скорости вращения звезд типа UV Cet определенно существенно меньше, чем скорости вращения молодых ОБ-звезд; по-видимому, они не превосходят 25—30 км/сек. Согласно [1], «фотометрические» скорости вращения эмиссионных карликов BD + 34°106 (dM0e) и HDE 234 677 (dK7e) составляют 15 и 10 км/сек соответственно. Если же экстраполировать плавной кривой ход средней скорости вращения звезд главной последовательности от G через K до M-звезд, то, согласно статистике [21], у красных карликов следует ожидать скорости вращения не более нескольких км/сек.

Я глубоко благодарен А. А. Боярчуку, Р. Крафту, А. Слеттебаку, Дж. Хербигу и П. Ф. Чугайнову за полезные советы и обсуждения, Э. А. Витриченко и Г. Н. Шараповой — за помощь в работе.

Апрель 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. Krzeminski. Postepy Astronomii, 1968, 16, 293.
2. P. F. Chugainov. IBVS, 1966, N 122.
3. A. D. Andrews. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1966, 78, 324, 542.
4. P. F. Chugainov. Proceedings of the IV Colloquium on variable stars. Budapest, 1969, p. 127.
5. R. E. Gershberg. Proceedings of the IV Colloquium on variable stars. Budapest, 1969, p. 111.
6. E. Schatzman. Kleine Veröffentlichungen Remeis-Sternwarte Bamberg, 1965, 4, N 40, 17.
7. А. А. Боярчук, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1964, 31, 44.
8. G. Haro. Flare stars. Nebulae and interstellar matter. Ed. B. M. Middlehurst and L. H. Aller. Chicago, 1968, p. 141.
9. H. L. Johnson. Astrophys. J., 1965, 141, 170.
10. S. S. Kumar. Sky and telescope, 1968, 36, 82.
11. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1969, 40, 7.
12. C. S. Higgins, L. H. Solomon, F. M. Bateson. Austral. J. Phys., 1968, 21, 725.
13. H. R. Griem. Plasma spectroscopy. McGraw Hill. New York, 1964.
14. D. Reuyl. Astrophys. J., 1943, 97, 186.
15. P. van de Kamp, S. L. Lippincott. Astron. J., 1949, 55, 16.
16. P. van de Kamp. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1969, 81, 5.
17. S. Cristaldi, G. Godoli, M. Narbone, M. Rodonó. Proceedings of the IV Colloquium on variable stars. Budapest, 1969, p. 149.
18. P. F. Chugainov et al. IBVS № 343.
19. O. C. Wilson. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1961, 73, 15.
20. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1969, 40, 33.
21. А. А. Боярчук, И. М. Копылов. Астрон. ж., 1958, 35, 804.

УЛУЧШЕНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ γ Cyg

Э. А. Витриченко

Получены 26 новых измерений лучевой скорости γ Cyg. Они использованы вместе с измерениями из [1—3] для улучшения спектроскопических элементов способом наименьших квадратов. Уточненные массы и радиусы компонент оказались равными: $M_1 = 16,4 \odot$; $M_2 = 17,0 \odot$; $R_1 = R_2 = 5,97 \odot$.

Кратко обсуждается проблема переменности γ -скорости. По-видимому, переменность не подтверждается.

THE IMPROVEMENT OF THE SPECTROSCOPIC ORBIT OF γ Cyg, by E. A. Vitrichenko. — 26 new radial velocity measurements have been obtained. These data and those of other authors were used for the improvement of the spectroscopic orbit by least square. Masses and radii of components are found to be: $M_1 = 16,4 \odot$; $M_2 = 17,0 \odot$; $R_1 = R_2 = 5,97 \odot$.

The change of γ -velocity is discussed in brief. Its variability is not confirmed.

Затменная система γ Cyg изучалась неоднократно. Обширную библиографию можно найти в [4]. Постоянный интерес к наблюдениям этой системы связан со следующими замечательными ее свойствами. Во-первых, здесь наблюдается вращение линии апсид с периодом 47,13 года [5]. В настоящее время изучение вращения линии апсид — единственный способ получения сведений о внутреннем строении звезд. Во-вторых, система состоит из компонент значительной массы: 17,5 и 17,7 $\odot$ [6]. Устойчивость и эволюция таких звезд является одной из наиболее важных проблем астрофизики [7]. В-третьих, большой интерес представляет найденная в [1] переменность γ -скорости. Этот факт нуждается в подтверждении. В-четвертых, система относится к аномально быстрым объектам Галактики, и в связи с этим пути ее эволюции могут быть особыми [8, 9].

Последний анализ спектроскопических элементов γ Cyg был сделан [1] в 1930 г. Там использованы наблюдения из [10] (спектрограммы были заново переизмерены) и оригинальные наблюдения автора. Все наблюдения были разбиты на два интервала: 1919—1921 и 1929—1930 гг. — и обрабатывались раздельно. Но изменение ω и T (долгота периастра и момент прохождения через периастр) из-за прецессии линии апсид внутри каждого интервала не учитывалось. В [2, 3] опубликованы измерения лучевых скоростей γ Cyg (1953—1958 гг.), которые практически не обработаны. Наконец, в 1966—1968 гг. мы получили новые наблюдения (табл. 1). Все это дает возможность пересмотреть спектроскопические элементы системы, что, в свою очередь, позволило бы уточнить массы и радиусы компонент, а также исследовать вопрос о переменности γ -скорости.

1. Ревизия спектроскопических элементов

Для исследования спектроскопических элементов были проведены спектральные наблюдения на 122-сантиметровом рефлекторе обсерватории с дисперсией 37 Å/мм. Использовалась эмульсия ОаО, ОаJ, IIa-O и A-500.

Таблица 1

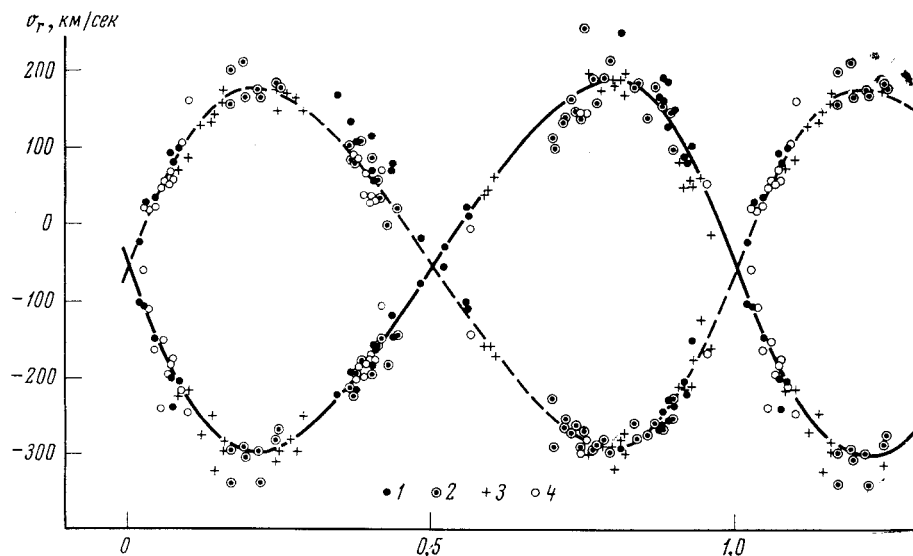
Юлианские дни	Лучевая скорость, км/сек			Вероятная ошибка, км/сек		
	I	II	Св II	I	II	Св II
2439000+						
404,264	+144	-218	-15	± 14	± 10	± 2
405,22	-191	+149	-22	14	13	4
407,233	+178	-265	-8	7	6	2
424,208	-138	-11	-9	10	9	5
436,167	-138	-24	-19	8	10	
691,524	+218	-321	-30	13	12	7
738,302	-277	+112	-38	9	11	9
743,288		-94	-29		5	
749,361		-82	-31		5	2
891,663		-46	-17		5	
892,660	+171	-268	-38	5	10	
907,654	+173	-281	-22	14	19	2
941,569	-257	+92	-29	8	10	4
,611	-262	+111	-14	9	15	3
943,569	+195	-247	-20	8	5	1
944,569	-242	+120	-18	6	8	2
946,531	+169	-296	-19	11	10	
,593	+150	-281	-26	17	18	3
947,528	-227	+123	-27	8	9	
,590	-246	+96	-29	6	8	7
961,533	+103	-278	-22	7	8	
977,490	-243	+124	-14	14	15	
,556	-255	+107	-16	14	11	
990,438		-37	-15		6	11
991,417	+254	-285	-1	6	8	
,441	+215	-290	-30	5	6	5

Измерения и редукция спектрограмм проводились способом, описанным в [11]. Результаты представлены в табл. 1. Здесь во втором, третьем и четвертом столбцах даны лучевые скорости первичной и вторичной компонент, а также скорость, определенная по межзвездным линиям кальция. В следующих трех столбцах — вероятные ошибки этих скоростей.

При уточнении спектроскопических элементов наблюдениям из [1—3] и полученным здесь придавались равные веса. Те наблюдения, где линии компонент на спектрограммах сливаются, были отброшены. В [3] переизмерены некоторые спектрограммы, использованные в [2]. Здесь берется среднее из тех и других измерений. Всего в нашем распоряжении оказалось по 114 наблюдений лучевой скорости каждой из компонент.

Таблица 2

Элементы	Начальные	Улучшенные	Элементы	Начальные	Улучшенные
K_1 , км/сек	241,8	$244,2 \pm 2,4$	e	0,14	$0,140 \pm 0,009$
K_2 , км/сек	235,9	$234,4 \pm 2,4$	ω , град	90	$88,7 \pm 0,7$
γ , км/сек	-57,3	$-57,5 \pm 1,4$	T , юл. дни	2409534,320	$4,309 \pm 0,006$



Фиг. 1. Кривая лучевых скоростей γ Суг

Сплошная и штриховая линии — вычисленные кривые с улучшенными элементами для первичной и вторичной компонент соответственно. 1 — наблюдения 1919—1921 гг. [1]; 2 — наблюдения 1929—1930 гг. [1]; 3 — наблюдения 1953—1958 гг. [2, 3]; 4 — наблюдения 1966—1968 гг. (здесь). Фазы отсчитываются от момента прохождения звезд через периастр. Все наблюдения сведены к начальной фотометрической эпохе J.D. 2409534,320

В качестве предварительных были взяты элементы, приведенные во втором столбце табл. 2. Величины ω и T относятся к первоначальной фотометрической эпохе [5]: $t_0 = \text{J.D.} 2409534,320$. Для каждого наблюдения отдельно вычислялись $\omega = 90^\circ + 0,06266 \cdot E$, $T = \text{J.D.} 2409534,320 + 0,0005215 \cdot E$, и с ними определялись величины $O - C$. Элементы были улучшены способом наименьших квадратов [12]. Они даны в последнем столбце табл. 2 вместе с их квадратичными ошибками.

В табл. 3 приведены массы и радиусы компонент в солнечных единицах, вычисленные с новыми спектроскопическими элементами. Фотометрические данные были взяты из [6]: средние радиусы 0,211 и $i = 85^\circ 27'$. Вместе с величинами приведены их квадратичные ошибки. Для сравнения даны величины из [6], вычисленные со спектроскопическими элементами из [1]. Согласие между ними удовлетворительное, но новые элементы определяются с точностью, в 1,5 раза большей, чем старые.

Таблица 3

	[6]		Здесь	
	I	II	I	II
Масса	17,5	17,7	$16,4 \pm 0,3$	$17,0 \pm 0,3$
Средний радиус	6,30	6,30	$5,97 \pm 0,06$	$5,97 \pm 0,06$

На фиг. 1 показана кривая лучевых скоростей γ Суг. Все наблюдения сведены к начальной эпохе t_0 следующим образом. Из наблюдаемых значений v_r вычитались теоретические значения лучевой скорости, вычисленные с улучшенными элементами и текущими значениями ω и T . Затем к этой разности прибавлялись теоретические лучевые скорости, вычисленные

также с улучшенными элементами, но с ω и T , относящимися к начальной эпохе t_0 . Такая процедура дает возможность нанести все наблюдения на один график.

Все ряды наблюдений не имеют систематических различий. Исключение представляют наблюдения 1921 г., где лучевые скорости вторичной компоненты имеют значительные положительные $O - C$. Следствием этого эффекта является завышение γ -скорости (см. ниже).

2. Изменение γ -скорости

Для исследования изменений γ -скорости все наблюдения были разбиты на четыре группы по эпохе наблюдений и в каждой из групп была вычислена γ -скорость методом наименьших квадратов. Результаты приведены в табл. 4 и показаны на фиг. 2. Вместе с величинами даны квадратичные ошибки.

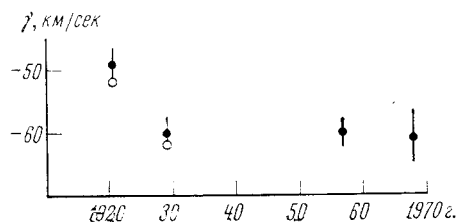
Таблица 4

Средняя эпоха	γ -скорость, км/сек	Число усл. уравнений
1920,6	$-49,4 \pm 2,8$	56
1929,1	$-59,9 \pm 2,6$	72
1956,7	$-59,9 \pm 2,3$	56
1967,9	$-60,8 \pm 4,0$	44

Из рассмотрения табл. 4 и фиг. 2 можно сделать следующие альтернативные предположения:

- а) γ -скорость системы не изменяется;
- б) γ -скорость систематически уменьшается (по абсолютной величине растет);
- в) γ -скорость системы изменяется периодически.

Вариант а) наиболее естественный. Наблюдениям он не противоречит. В таком случае расхождение между наблюдениями, обнаруженное в [1] (на фиг. 2 эти наблюдения показаны кружками), может быть связано с ошибками. Отметим, что к такому расхождению привели положительные $O - C$ только наблюдений из [10] (переизмеренных в [1]), полученных только в 1921 г. и только у вторичной компоненты. Возможно, здесь имела место физическая нестабильность вторичной звезды.



Фиг. 2. Изменение γ -скорости со временем

Кружки — γ -скорость, вычисленная в [1], точки — наши вычисления; черточки показывают квадратичные ошибки

Вариант б) также не противоречит наблюдениям, но физически совершенно непонятен. Для подтверждения его реальности нужны дальнейшие наблюдения.

Для осуществления варианта в) необходимо предположить существование третьего тела. Это предположение противоречит наблюдениям. Действительно, пусть и движение линии апсид и переменность γ -скорости вызваны возмущением третьего тела. Тогда период его обращения должен быть 195 дней [1]. Специальные вычисления на ЭЦВМ, выполненные по про-

грамме поисков периода γ -скорости [13], показали, что никакие периоды в интервале от 3 до 1000 дней не подтверждаются наблюдениями. Если период больше 1000 дней, то должно быть значительное уравнивание времени, что не наблюдается [5]. Кроме того, при этом масса третьего тела должна быть настолько большой, что должны быть его признаки в спектре системы, а в спектре нет никаких признаков третьей звезды. Таким образом, наиболее вероятным остается предположение о постоянстве γ -скорости системы.

Автор искренне благодарен П. Н. Холопову за помощь в работе по поискам вероятных периодов изменения γ -скорости. Эти вычисления были выполнены на ЭВЦМ «Стрела», остальные — на ЭВЦМ «Минск-1» по программам автора, написанным на языке СУБАЛГОЛ.

Февраль 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. R. O. Redman. Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1930, **4**, N 21, 341.
2. O. Struve, J. Sahade, V. Zeberg s. Astrophys. J., 1959, **129**, N 1, 59.
3. R. C. Huffer, J. H. Kagle. Astrophys. J., 1959, **129**, N 1, 237.
4. С. Н. Корытников, М. П. Лавров, Д. Я. Мартынов. Библиография спектрально-двойных звезд. М., Изд. Астросовета, 1963.
5. M. Plavec, Z. Rekný, M. Smetanova. Бюлл. Астрон. ин-т Чехосл., 1960, **11**, № 5, 180.
6. Н. Л. Магалашвили, Я. И. Кумсишвили. Бюлл. Абастуманской обс., 1959, **24**, 16.
7. J.-C. Pecker, E. Schatzman. Ann. d'Astrophys., 1947, **10**, 181.
8. Э. А. Витриченко, Р. Е. Гершберг, Л. П. Метик. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **34**, 193.
9. A. Blaauw. Publ. Astron. Inst. Netherl., 1961, **15**, N 505, 265.
10. J. S. Plaskett. Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1920, **1**, 213.
11. Э. А. Витриченко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, **39**, 63.
12. Курс астрофизики и звездной астрономии. Ред. А. А. Михайлов, т. II. М., Физматгиз, 1962, стр. 94.
13. П. Н. Холопов. Сообщения ГАИШ, 1969, № 158.

ДВОЙНАЯ СИСТЕМА HD 175514. III. АНАЛИЗ НАБЛЮДЕНИЙ 1968 ГОДА

Э. А. Витриченко

1. Кривая блеска, построенная по фотоэлектрическим наблюдениям 1968 г. из [1], ректифицирована и решена методом наименьших квадратов для гипотезы U и модели подобных эллипсоидов.

2. Получены новые измерения¹ лучевой скорости. Уточнены элементы спектроскопической орбиты.

3. Спектрофотометрическим способом определено отношение масс компонент. Уточненные абсолютные характеристики звезд оказались следующими: $m_1 = 28\odot$; $m_2 = 10,7\odot$; $r_1 = 9,6\odot$; $r_2 = 3,5\odot$.

4. Рассмотрены некоторые особенности системы: синхронность вращения и обращения, положение компонент относительно критической поверхности Роша, аномалии кривой блеска. Обсуждается применимость модели подобных эллипсоидов.

DOUBLE STAR HD 175514. III. ON ANALYSIS OF OBSERVATIONS IN 1968, by, E. A. Vitrichenko.— 1. The photoelectric light curve obtained in 1968 have been rectified and solved by least square for a model of an similar ellipsoid and uniform disks.

2. New radial velocity measurements have been obtained. The spectroscopic orbit was improved.

3. Mass ratio has been determined by the spectrophotometric method. Absolute characteristics are: $m_1 = 28\odot$; $m_2 = 10,7\odot$; $r_1 = 9,6\odot$; $r_2 = 3,5\odot$.

4. Some peculiarities of the system: the synchronism of rotation and revolution, the position of components with respect to the Rosh's critical surface, anomalies of the light curve and the validity of the model were discussed.

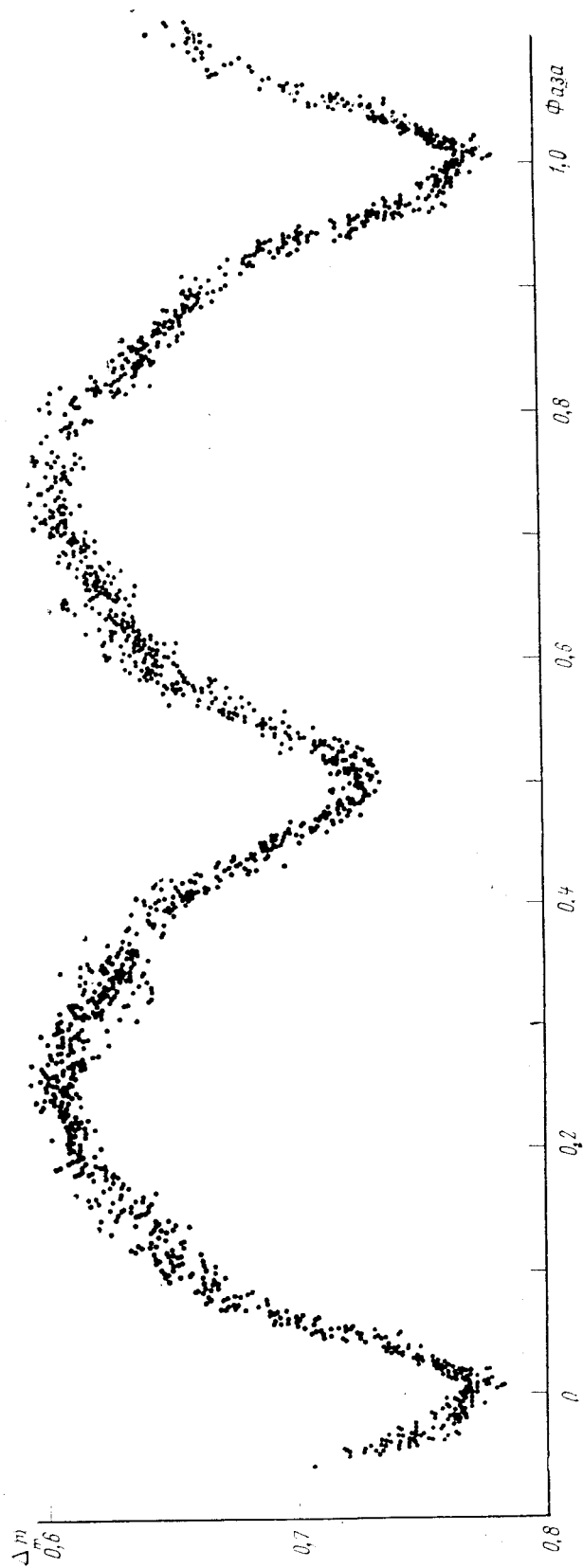
Предварительный анализ системы HD 175514 был сделан в [2, 3]. Там было показано, что компоненты системы имеют спектральные классы O9 и B3 и массы 73 и $15\odot$. В связи с тем, что главная компонента системы оказалась крайне массивной звездой, нам представилось интересным ревизовать характеристики системы на основе более полного материала наблюдений. Здесь использованы новые фотоэлектрические наблюдения из [1] и новые наблюдения лучевой скорости (табл. 3). Использовались элементы:

$$\min I = \text{J.D.}2439651,720 + 1^d,621924 \cdot E,$$

выведенные в [1] по наблюдениям моментов минимумов.

1. Кривая блеска

Кривая блеска показана на фиг. 1. Она построена по фотоэлектрическим наблюдениям из [1], выполненным в 1968 г. на телескопе 640 мм без фильтра (всего 1370 оценок). В табл. 1 приведены нормальные точки. Нулик возле порядкового номера означает, что в этой фазе изменение блеска не связано с затмением. Фаза отсчитывается в долях периода от момента главного минимума. Далее приведены: разность звездных величин Δm в смысле «исследуемая звезда минус звезда сравнения», среднеквадратичная ошибка определения Δm и число индивидуальных оценок блеска, вошедших в среднее. Два последних столбца пояснены ниже.



Фиг. 1. Кривая блеска HD 175514

Таблица 1

№ п/п	Фаза	Δm	σ	n	l_r	$O - C$
1	0,0132	0,7698	$\pm 0,0010$	24	0,9367	$-0,0017$
2	,0230	,7609	,0013	21	,9372	$-0,0038$
3	,0336	,7441	,0008	20	,9431	$-0,0032$
4	,0439	,7324	,0022	16	,9551	$\div 0,0005$
5	,0529	,7181	,0024	20	,9620	$-0,0026$
6	,0631	,6972	,0020	17	,9715	$-0,0025$
7	,0734	,6765	,0023	13	,9858	$\div 0,0013$
8	,0838	,6713	,0023	13	,9998	$\div 0,0061$
9°	,0956	,6595	,0025	14	,9996	$-0,0004$
10°	,1110	,6507	,0015	28	1,0042	$\div 0,0042$
11°	,1316	,6441	,0019	23	0,9999	$-0,0001$
12°	,1512	,6330	,0017	24	1,0004	$\div 0,0004$
13°	,1702	,6269	,0026	17	0,9978	$-0,0022$
14°	,1884	,6150	,0013	21	1,0026	$\div 0,0026$
15°	,2115	,6125	,0011	19	0,9992	$-0,0008$
16°	,2305	,6082	,0008	29	1,0005	$\div 0,0005$
17°	,2494	,6048	,0009	25	1,0030	$-0,0030$
18°	,2693	,6079	,0011	34	1,0010	$\div 0,0010$
19°	,2905	,6114	,0015	26	1,0012	$\div 0,0012$
20°	,3118	,6167	,0015	30	1,0014	$-0,0014$
21°	,3306	,6265	,0013	38	1,9987	$-0,0013$
22°	,3492	,6285	,0012	35	1,0019	$\div 0,0019$
23°	,3682	,6354	,0014	15	1,0019	$\div 0,0019$
24°	,3919	,6455	,0012	15	1,0005	$-0,0005$
25°	,4044	,6499	,0019	15	1,0018	$-0,0018$
26	,4131	,6577	,0018	18	0,9976	$-0,0024$
27	,4230	,6848	,0029	11	,9941	$-0,0027$
28	,4329	,6794	,0023	14	,9833	$-0,0070$
29	,4428	,6870	,0012	11	,9788	$-0,0033$
30	,4527	,6943	,0014	15	,9743	$\div 0,0006$
31	,4630	,7068	,0017	13	,9646	$-0,0003$
32	,4734	,7168	,0014	13	,9570	$-0,0004$
33	,4829	,7229	,0010	13	,9522	$-0,0002$
34	,4937	,7261	,0016	14	,9497	$\div 0,0005$
35	,5039	,7279	,0013	14	,9477	$-0,0012$
36	,5130	,7236	,0012	20	,9510	$-0,0002$
37	,5227	,7174	,0018	19	,9552	$\div 0,0001$
38	,5326	,7118	,0016	19	,9588	$-0,0027$
39	,5430	,6951	,0020	13	,9720	$\div 0,0022$
40	,5540	,6831	,0020	14	,9801	$\div 0,0008$
41	,5633	,6721	,0026	12	,9876	$\div 0,0004$
42	,5741	,6636	,0025	14	,9921	$-0,0031$
43	,5832	,6547	,0019	21	,9972	$-0,0024$
44°	,5936	,6450	,0013	22	1,0027	$\div 0,0027$
45°	,6102	,6403	,0012	42	0,9998	$-0,0002$
46°	,6297	,6321	,0011	28	1,0010	$\div 0,0010$
47°	,6513	,6240	,0014	37	1,0012	$\div 0,0012$
48°	,6699	,6224	,0009	32	0,9972	$-0,0028$
49°	,6912	,6165	,0012	22	,9975	$-0,0025$
50°	,7100	,6083	,0007	29	1,0019	$\div 0,0019$
51°	,7279	,6076	,0011	19	1,0008	$\div 0,0008$

Таблица 1 (окончание)

№ п/п	Фаза	Δm	σ	n	l_r	$O - C$
52°	0,7494	0,6086	0,0013	16	0,9995	-0,0005
53°	,7648	,6065	,0020	12	1,0024	+0,0024
54°	,7893	,6133	,0013	13	1,0008	+0,0008
55°	,8133	,6195	,0021	19	1,0024	+0,0024
56°	,8293	,6318	,0012	29	0,9981	-0,0019
57°	,8485	,6418	,0008	32	,9992	-0,0008
58°	,8696	,6211	,0009	27	,9989	-0,0011
59°	,8906	,6619	,0008	27	,9997	-0,0003
60°	,9074	,6707	,0026	9	1,0014	+0,0014
61	,9236	,6846	,0017	10	0,9962	+0,0003
62	,9325	,6965	,0016	15	,9861	+0,0004
63	,9425	,7081	,0020	24	,9825	+0,0037
64	,9534	,7280	,0021	16	,9683	-0,0009
65	,9626	,7439	,0015	27	,9568	-0,0013
66	,9723	,7513	,0020	14	,9524	+0,0027
67	,9830	,7629	,0913	14	,9437	-0,0010
68	,9926	,7661	,0012	15	,9416	+0,0025

Из наблюдаемых Δm была вычтена величина $0^m 6100$ (блеск в максимуме), затем звездные величины были переведены в интенсивности. Блеск звезды вне затмения представлялся следующим конечным рядом Фурье:

$$l = A_0 + A_1 \cos \theta + A_2 \cos 2\theta + A_3 \cos 3\theta + B_1 \sin \theta + B_2 \sin 2\theta.$$

Коэффициенты были найдены способом наименьших квадратов:

$$\begin{aligned} A_0 &= +0,9700 \pm 0,0005, & A_1 &= -0,0101 \pm 0,0012, \\ A_2 &= -0,0323 \pm 0,0008, & A_3 &= -0,0023 \pm 0,0009, \\ B_1 &= +0,0005 \pm 0,0004, & B_2 &= +0,0026 \pm 0,0005. \end{aligned}$$

Вместе с величинами даны их квадратичные ошибки. Величины A_0 , A_1 и A_2 соответствуют среднему блеску, величине эффекта отражения и эффекта эллипсоидальности соответственно. Величины A_3 , B_1 и B_2 не имеют надежного теоретического истолкования, но довольно часто встречаются в практике исследования затменных систем. Следуя традициям, мы вычтем эти члены из наблюдаемого блеска при ректификации.

Ректификация была сделана для гипотезы U и модели подобных эллипсоидов по формуле, взятой из [4] с принятыми обозначениями:

$$l_r = \frac{l - A_3 \cos 3\theta - B_1 \sin \theta - B_2 \sin 2\theta + A - A_1 \cos \theta + C \sin^2 \theta}{(A_0 + A_2 + A + C)(1 - z \cos^2 \theta)^{1/2}},$$

где

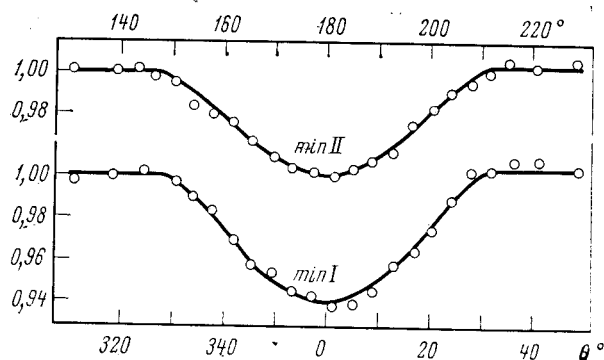
$$A = 0,354 \sin i (L_2 r_1^2 + L_1 r_2^2) = 0,0117,$$

$$C = 0,13 \sin i (L_2 r_1^2 + L_1 r_2^2) = 0,0043,$$

$$z = 2 \left(-\frac{2A_2}{A_0 + A_2} + C \right) = 0,138.$$

Величины $\sin i$, L_i и r_i были взяты из [3]. Ректифицированный таким образом блеск приведен в шестом столбце табл. 1.

При выборе формулы ректификации мы воспользовались соображениями, изложенными в [4, 5]. Ректификация существенно изменяет кривую блеска. Поэтому известная неуверенность этого процесса может в нашем случае



Фиг. 2. Ректифицированная кривая блеска в области минимумов

Сплошная линия — теоретическая кривая блеска, построенная с элементами из табл. 2. Размеры значков соответствуют средней ошибке

повлиять на выводимые элементы. К этому вопросу мы еще вернемся в разделе 4.

Фотометрические элементы системы, найденные в [3] (табл. 2), здесь были улучшены способом наименьших квадратов [6]. Они приведены вместе с их квадратичными ошибками в последнем столбце табл. 2. Здесь i' — наклонность орбиты, исправленная за эллипсоидальность компонент (по [7]), остальные обозначения имеют обычный смысл. С этими улучшенными элементами была вычислена теоретическая кривая блеска. Величины $O - C$ (для ректифицированной кривой блеска) приведены в последнем столбце табл. 1. На фиг. 2 показаны ректифицированные наблюдения для главного и вторичного минимумов и теоретическая кривая блеска. Теоретическая кривая удовлетворительно представляет наблюдения. Небольшие систематические различия будут обсуждены в разделе 4.

Таблица 2

Элемент	[3]	Здесь	Элемент	[3]	Здесь
r_1	$0,54 \pm 0,02$	$0,492 \pm 0,007$	i'	$71,6 \pm 2,9$	$62,5 \pm 0,5$
r_2	$0,17 \pm 0,02$	$0,179 \pm 0,006$	k	$0,32 \pm 0,5$	$0,364 \pm 0,012$
L_1	$0,88 \pm 0,03$	$0,901 \pm 0,007$	e^2	$0,15 \pm 0,03$	$0,182 \pm 0,003$
i	$62,5 \pm 4,0$	$61,6 \pm 0,5$			

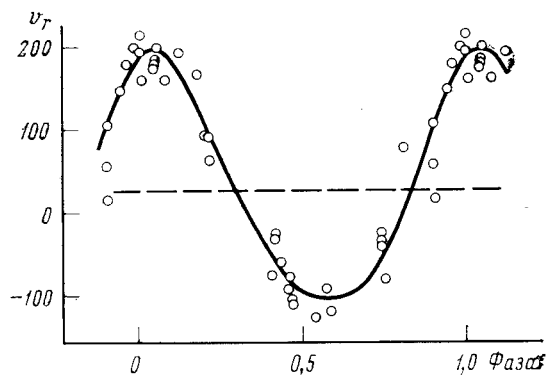
2. Кривая лучевых скоростей

На 122-сантиметровом рефлекторе обсерватории было получено 18 спектрограмм с дисперсией $37 \text{ \AA/мм}$. Использовались пленки А-500 (в [3] — пластинки ОаО), что позволило получить более качественный материал за экспозиции 2—3 час (в [3] экспозиции составляли 4—6 час). Измерение лучевых скоростей на пленках не приводит к заметным систематическим ошибкам. Измерения и редукция производились по методике, описанной в [8]. Результаты приведены в табл. 3. Здесь во втором столбце указано число измеренных линий в спектре звезды. На некоторых спектрограммах были заметны линии вторичной компоненты, но настолько слабые, что их не удалось измерить.

На фиг. 3 показана кривая лучевых скоростей, где вместе с новыми приведены наблюдения из [3]. Спектроскопические элементы были улучшены способом наименьших квадратов. Использовались все наблюдения. В качестве исходных были взяты элементы из [3]. Исходные и окончательные элементы приведены в табл. 4. Ошибки даны квадратичные.

Фиг. 3. Наблюдения лучевой скорости HD 175514

Сплошная линия — теоретическая кривая, штриховая линия — γ -ось. Фазы отсчитываются от момента прохождения звезды через периастр



На фиг. 3 показана теоретическая кривая лучевых скоростей, построенная с улучшенными элементами. Согласие с наблюдениями хорошее. Желательны дальнейшие наблюдения лучевых скоростей для уточнения эксцентриситета орбиты (на восходящей и нисходящей частях).

Таблица 3

Юлианские дни	n	v_r , км/сек		Вероятная ошибка		Юлианские дни	n	v_r , км/сек		Вероятная ошибка	
		Звезда	Ca II	Звезда	Ca II			Звезда	Ca II	Звезда	Ca II
2439966,54	7	-33	+8	± 1	± 3	32,44	9	+173	+12	10	1
79,52	3	-27	+9	10		36,35	11	-95	-4	10	3
89,50 *	1	-93				36,48	11	-128	-12	8	2
90,52	6	+95	+26	5	5	44,48	8	-112	+8	12	5
91,51	9	+77		4		45,43	10	+199	+15	10	2
40006,49	11	+178	-14	4	2	49,33	4	-78	+17	15	4
18,47	7	-61	-3	6	3	50,34	6	+160	-22	17	
19,47	6	+184	-10	4	0	52,34	3	+8	+6	34	2
29,47	12	+90	+13	7	3	53,43	5	+199	+18	14	

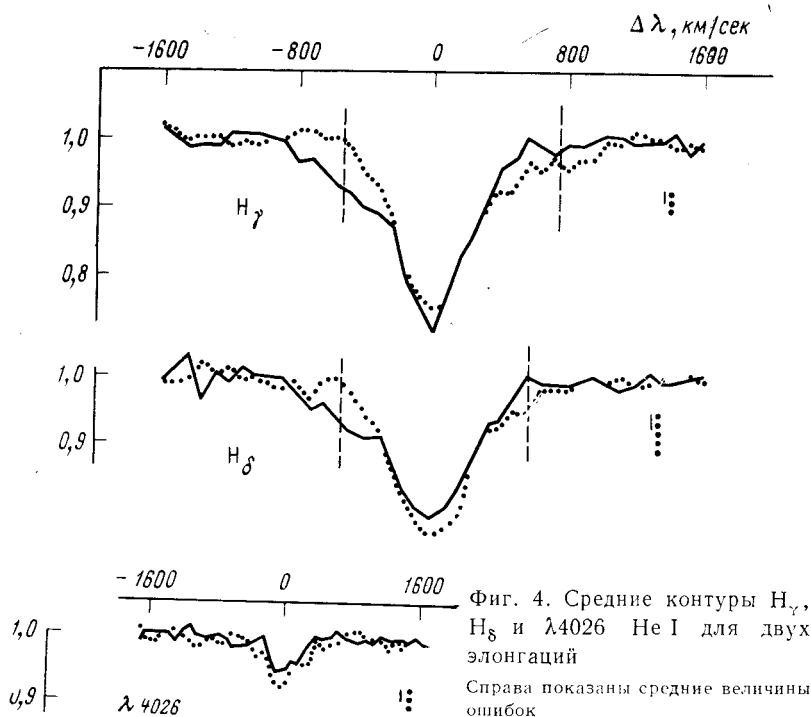
* Спектрограмма получена на пленке А-700 в области H_α (см. фиг. 7).

Таблица 4

Элемент	[3]	Здесь	Элемент	[3]	Здесь
K , км/сек	162 ± 13	150 ± 7	T , юл. дни	$2434201,79 \pm 0,16$	$201,58 \pm 0,08$
γ , км/сек	$+17 \pm 16$	$+29 \pm 14$	$R_1 \sin i$, 10^6 км	$3,5 \pm 0,5$	$3,3 \pm 0,2$
e	$0,24 \pm 0,09$	$0,12 \pm 0,05$	f_1 , $M_\odot$	$0,32 \pm 0,08$	$0,56 \pm 0,08$
ω , град	37 ± 36	337 ± 19			

3. Отношение масс компонент

В [3] отношение масс компонент определялось по приливной деформации звезд с помощью теории Роша. Основным недостатком теории является предположение, что звезды представляют собой несжимаемую жидкость. Реальные звезды явно уклоняются от такой модели. Поэтому возникает необходимость пересмотреть вопрос об отношении масс компонент, отказавшись от модели Роша.



Здесь отношение масс определяется спектрофотометрическим путем. Идея метода заключается в выявлении линий в спектре, принадлежащих вторичной компоненте. Для этого было отобрано по четыре спектрограммы наилучшей плотности в каждой элонгации, записано в прямых интенсивностях и усреднено для уменьшения влияния зерна. Эта процедура проделана для окрестностей линий H_γ и H_δ . Затем контуры линий главной компоненты совмещались так, чтобы центральная часть линий и непрерывный спектр совпали наилучшим образом. На фиг. 4 показаны такие совмещенные контуры. Ломаной линией изображен контур, соответствующий элонгации, когда лучевая скорость главной звезды положительна. На фотометрической кривой это соответствует фазе 0,7. В дальнейшем будем обозначать эту элонгацию I, другую — II.

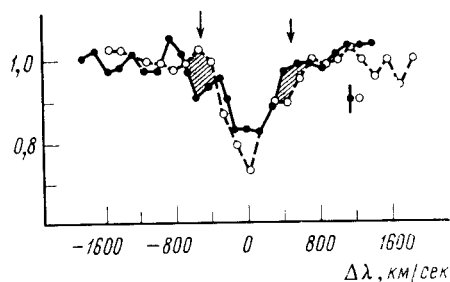
На фиг. 4 заметны различия в контурах водородных линий для двух элонгаций, причем это различие имеет такой же характер, как в случае наложения линий вторичной компоненты. Будем считать, что площадь, лежащая между крыльями линий, — это водородная линия вторичной компоненты. Штриховые прямые делят эти площади пополам, фиксируя центр этих линий. Расстояние между ними составляет $\Delta v_r (H_\gamma) = 1300 \text{ км/сек}$ и $\Delta v_r (H_\delta) = 1260 \text{ км/сек}$. Различие в лучевой скорости главной компоненты для этих же фаз составляет 360 км/сек . В таком случае отношение масс

$$m_1 : m_2 = 2,64 \quad (\text{по } H_\gamma),$$

$$m_1 : m_2 = 2,49 \quad (\text{по } H_\delta).$$

Кроме того, для двух моментов, близких к элонгации, было сделано по три сканирования окрестности линии H_β на электроспектрофотометре конструкции Н. А. Димова, установленном в фокусе куде 2,6-метрового рефлектора. Результаты показаны на фиг. 5, где сплошной линией показан контур H_β вблизи элонгации I, а штриховой — вблизи элонгации II. При совмещении контуров скорость первичной компоненты учитывалась путем привязки к водородной лампе. Здесь также различие в крыльях линий приписано влиянию вторичной компоненты (заштрихованная область). Стрелки на фиг. 5 показывают направление прямых, делящих эти области пополам.

Фиг. 5. Контуры H_β вблизи элонгаций
Справа показаны средние величины ошибки



Расстояние между ними равно 996 км/сек , а соответствующая разность лучевых скоростей главной компоненты — 266 км/сек . Тогда отношение масс получается равным

$$m_1 : m_2 = 2,74 \text{ (по } H_\beta \text{)}.$$

В среднем по трем определениям

$$m_1 : m_2 = 2,62 \pm 0,07 \text{ (ош. квадр.)}.$$

В табл. 5 приведены абсолютные характеристики системы согласно полученным здесь фотометрическим и спектроскопическим элементам. Для сравнения даны результаты из [3]. Все величины выражены в солнечных единицах. Масса главной звезды, определенная в [3], оказалась существенно завышенной. Это связано с неприменимостью модели Роша (жидкие звезды) к фигуре деформации реальных звезд. Здесь модель Роша не использовалась, и массы звезд получены только из наблюдаемых величин.

Недостатками примененной методики являются некоторая неуверенность в фиксировании фотометрического центра линии вторичной компоненты (см. фиг. 4 и 5), возможное влияние слабых бленд и влияние возможной

Таблица 5

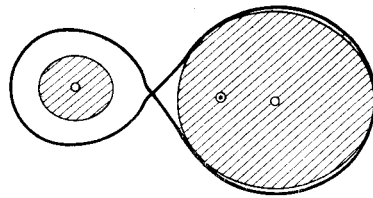
	[3]		Здесь	
	главная компонента	вторичная	главная компонента	вторичная
Средний радиус	14	4,5	$9,6 \pm 0,6$	$3,5 \pm 0,2$
Масса	73	15	28 ± 4	$10,7 \pm 1,5$
Плотность	$2,7 \cdot 10^{-3}$	0,16	$0,032 \pm 0,006$	$0,25 \pm 0,03$

эмиссии в водородных линиях (см. раздел 4). Первые два фактора приводят к увеличению случайной ошибки. Поскольку последняя не очень велика, можно думать, что влияние этих факторов также невелико. Эмиссия могла бы систематически исказить результаты, но отсутствие эмиссии в H_α (см. фиг. 7) доказывает, что в других водородных линиях тем более нет существенной эмиссии.

4. Особенности системы

1. Скорость вращения главной компоненты определена нами заново по ширине линии $\lambda 4026 \text{ He I}$. Контуры этой линии построены для двух элонгаций по нескольким спектрограммам и усреднены (см. фиг. 4). По полуширине линии с помощью градуировочного графика, приведенного в [8], получено

$$v \sin i = 450 \pm 100 \text{ км/сек},$$



Фиг. 6. Сечение системы экваториальной плоскостью

Жирной линией показано сечение поверхности Роша. Кругок с точкой — центр масс системы

т. е. существенно большая величина, чем приведенная в [8] (там 110 км/сек). Расхождение скорее всего связано с фотометрическими ошибками в [8], поскольку там использовались недодержанные спектрограммы. Кроме того, примененная здесь методика усреднения зерна (шотландский метод) дает существенный выигрыш в разрешении.

В случае синхронности вращения и обращения звезд должно быть $v \sin i = 400 \pm 70$ км/сек, т. е. синхронность действительно может иметь место, как это чаще всего наблюдается в тесных системах.

2. Поверхность Роша системы, вычисленная с новым отношением масс, показана в экваториальном сечении на фиг. 6. Главная компонента полностью заполняет свою поверхность, а вторичная нет. Система относится к типу полуразделенных. Принято считать, что в этом случае возможно истечение вещества из первичной компоненты. Тогда можно ожидать эмиссию в H_α . На фиг. 7 показана регистрограмма в интенсивностях области H_α . Заметных признаков эмиссии нет. Видна линия H_α вторичной компоненты. Спектрограмма получена вблизи апоастра. Интересно было бы получить спектрограмму области H_α вблизи периастра, так как при этом деформация звезд наибольшая и возможно, что истечение вещества происходит только вблизи периастра.

3. Особенности кривой блеска состоят в следующих явлениях:

- 1) минимумы имеют разную продолжительность (см. фиг. 2);
- 2) момент середины главного минимума несколько смещен в сторону возрастания θ , а вторичного — в противоположную (см. фиг. 2);
- 3) вблизи фазы 0,7 на кривой блеска заметны «волны» продолжительностью около 30 мин и амплитудой около 0,005 (см. фиг. 1);
- 4) существование значительных членов A_3 и B_2 в разложении блеска вне затмения в ряд Фурье;
- 5) небольшой спад блеска сразу после середины главного минимума.

Первые два явления могут быть следствием эксцентricности орбиты. Возможно, что и 4) имеет ту же природу. Величины e и ω , вычисленные по кривой блеска принятыми способами (см., например, [3]), не противоречат значениям e и ω , полученным по кривой лучевой скорости, но точность их определения оказывается существенно ниже.

«Волны» вблизи фазы 0,7 могут быть связаны с приливными пульсациями. Такого рода явления довольно часто наблюдаются в тесных двойных системах.

Спад блеска после середины главного минимума наблюдается и у W UMa [9]. Природа этого явления неясна.

Указанные выше «тонкие эффекты» подробно не изучались, поскольку их величина сравнима с точностью наблюдений. Для их изучения необходимо поставить специальные наблюдения.

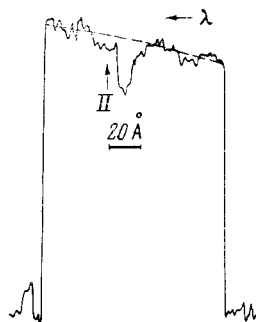
4. Применимость модели подобных эллипсоидов можно проверить, сравнивая теоретические приливные деформации обеих звезд. Согласно [7], эксцентриситет экваториального сечения

$$e^2 = 3q \frac{m_2}{m_1} r^3,$$

где q — множитель, зависящий от распределения плотности в звезде, для реальных звезд — порядка единицы; m_1 — масса возмущаемого тела; m_2 —

Фиг. 7. Регистрограмма области H_{α} (J.D. 243989,50)

Вертикальной стрелкой показано ожидаемое положение линии H_{α} вторичной компоненты. Горизонтальная стрелка — направление возрастания длин волн. Штриховая линия — непрерывный спектр



масса возмущающего точечного тела; r — средний радиус возмущаемого тела, выраженный в долях радиуса относительной орбиты. Для рассматриваемых звезд отношения экваториальных радиусов оказываются равными

$$b_1/a_1 = 0,93, \quad b_2/a_2 = 0,98.$$

Из наблюдаемого фактора эллипсоидальности z получаем некоторое среднее отношение экваториальных радиусов

$$b/a = 0,90.$$

Все три величины удовлетворительно согласуются между собой. В таком случае можно считать, что модель подобных эллипсоидов в первом приближении справедлива.

Вообще говоря, в такой же степени применима и модель эллипсоид — шар, поскольку вторичная компонента даже несколько ближе по форме к шару, чем к эллипсоиду, которым аппроксимируется главная звезда. Но следует помнить, что неуверенность процесса ректификации, формальность замены реальной формы звезды на эллипсоид, неопределенность множителя q и многие другие неучитываемые факторы — все это делает выбор модели формальным. Здесь нужны специальные исследования.

Как было показано в [3], решение при гипотезе D мало отличается от решения при гипотезе U . Можно думать, что наибольшую ошибку в определяемые фотометрические элементы вносит процесс ректификации, а не ошибки, связанные с выбором модели или коэффициента потемнения к краю.

Заключение

Система HD 175514 по всем признакам является молодым образованием. Об этом свидетельствуют и положение главной компоненты возле нижней границы главной последовательности (см. [3]), и ранние спектральные классы обеих звезд. Можно думать, что в процессе дальнейшей эволюции из-за расширения главной звезды начнется истечение вещества из главной компоненты и разовьется эмиссионный спектр типа β Луг. Во всяком случае, пока мы наблюдаем исключительное явление: весьма массивная звезда находится в стационарном состоянии.

Автор искренне признателен В. И. Бурнашеву за разностороннюю помощь, Н. А. Димову за разрешение использовать его спектрофотометрическую аппаратуру, В. С. Пикельнер за помощь в обработке наблюдений, И. Б. Пустыльнику и Н. М. Шаховскому за обсуждение проблемы.

Все громоздкие вычисления были выполнены на ЭВЦМ «Минск-1» по программам автора, написанным на языке СубАЛГОЛ.

Февраль 1969 г.

Литература

1. В. И. Бурнашев, Э. А. Витриченко. Переменные звезды, 1970, 17, №5, 502.
2. Э. А. Витриченко. Астрон. цирк, 1967, № 448, 6.
3. Э. А. Витриченко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, 40, 82.
4. М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин, Д. Я. Мартынов, П. П. Паренато, Н. Ф. Флоря, В. П. Цесевич. Переменные звезды, т. III. Гостехиздат, 1947.
5. H. N. Russell, J. E. Merrill. Contr. Princeton Univ. Obs., 1952, N 26.
6. Курс астрофизики и звездной астрономии, т. II. Ред. А. А. Михайлов. М., Физматгиз, 1962, стр. 111.
7. S. Chandrasekhar. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1933, 93, 539.
8. Э. А. Витриченко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, 39, 63.
9. B. Cester, Z. Gridelli. Osserv. astron. di Trieste, 1967, N 371.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ КОМПОНЕНТ
ЗАТМЕННО-ПЕРЕМЕННЫХ СИСТЕМ. I

Т. М. Рачковская

На основании спектрограмм, полученных с дисперсией 15 и 36 Å/мм, в фазы 0.00; 0.25; 0.50 и 0.75, определены средние спектральные классы, скорости осевого вращения $v \sin i$, а также абсолютные визуальные величины M_v компонент затменных систем AN Cep, CW Cep, σ Aql, AG Per, U Oph, AR Aur типов Алголя и β Лиры.

Результаты исследования показали, что системы лежат на главной последовательности или вблизи линии нулевого возраста. Для большинства изученных систем можно предполагать наличие синхронности осевого и орбитального вращений.

THE SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF THE ECLIPSING-VARIABLE SYSTEM COMPONENTS. I, by T. M. Rachkovskaya. — The spectrograms of the eclipsing systems AN Cep, CW Cep, σ Aql, AG Per, U Oph and AR Aur were obtained with a dispersion of 15 Å/mm and 36 Å/mm in the phases 0.00; 0.25; 0.50; 0.75. From these spectrograms the mean spectral types, the rotational velocities $v \sin i$ and absolute visual magnitudes M_v have been determined for every component of the system.

The results of the study have shown that these systems lie on the main sequence or close to the zero-age line.

The most systems studied are supposed to have the axial-orbital synchronism.

Известно, что тесные двойные, а следовательно, и затменно-переменные системы являются объектами, наблюдения которых позволяют определить такие абсолютные характеристики звезд, как масса и радиус. А соотношения масса — светимость, масса — спектр дают возможность решать вопросы, связанные со звездной эволюцией.

До недавнего времени основной целью исследования затменных систем было получение фотометрической и спектральной орбит системы, которые позволяли определить элементы орбиты, радиусы и массы компонент. Таких исследований затменно-двойных систем проведено довольно много, и самые полные сведения по результатам наблюдений собраны Копалом [1].

В связи со сказанным представляет интерес более обширное исследование спектров затменно-двойных систем с целью определения спектральных классов, светимостей, абсолютных величин, скоростей вращения, физических характеристик атмосфер звезд, входящих в затменные системы. Работы, связанные с некоторыми из перечисленных задач, в последнее время начали проводиться.

Наиболее полная работа по спектральной классификации затменно-двойных систем выполнена Роман [2]. Для классификации Роман использовала полученные с объективной призмой ($D=125$ Å/мм у Н_γ) спектрограммы 14 затменных систем. Спектральный класс определен как средний из спектров, относящихся к разным фазам затмений, и характеризует каждую систему в целом, а не отдельные ее компоненты.

Кох и др. [3] и Олсон [4] для 19 наиболее ярких систем с двумя или одной видимыми компонентами определили спектральные классы, абсолютные визуальные величины и скорости вращения отдельных компонент и попы-

тались рассмотреть вопрос о синхронности осевого и орбитального вращений.

Обзор литературы по изучению затменно-двойных систем показывает, что существует большое расхождение в значениях величин, характеризующих системы, которое, как нам кажется, объясняется неоднородностью материала наблюдений и используемой для его обработки методики. Кроме того, лишь для немногих систем проводилось изучение физических условий в атмосферах компонент, химического состава и др. Поэтому нами была составлена программа спектральных исследований затменно-двойных систем, началом выполнения которой и является эта работа.

В программу спектральных наблюдений мы включили затменно-переменные системы типа Алголя и β Лиры, у которых видны спектральные линии одной или двух компонент. Периоды затмений компонент заключены в пределах от 1 до 6 дней. Мы стремились включить в программу такие системы, яркость компонент которых требовала экспозиции такой продолжительности, чтобы не сказывался эффект фазы.

В этой работе излагаются результаты спектральных исследований систем, компоненты которых имеют ранние и близкие по своим значениям спектральные классы. Некоторые данные, характеризующие эти системы, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Система	Период	m_{pg}		Sp	Δm	$R/R_{\odot}$ [1]	$M/M_{\odot}$ [1]	K, км/сек
		min I	max					
АН Cep (1) (2)	1 ^d 77473	7,12	6,90	B0,5 B0,5	0,40 [6]	6,06 5,50	16,5 14,2	225 260 [12]
CW Cep (1) (2)	2,729131	8,50	8,04	B3 B3	0,30 [11]	5,91 4,45 [7]	10,0 9,8 [7]	202 206 [14]
σ Aql (1) (2)	1,95026	5,18	5,00	B3 B3	0,30 [8]	4,20 3,30	6,8 5,4	164 199 [13]
AG Per (1) (2)	2,0287293	6,50	6,80	B3 B3	0,37 [17]	3,4 3,1	5,30 4,65	165 187 [14]
U Oph (1) (2)	1,6773460	6,52	5,80	B5 B5	0,00— [11] —0,61	3,1 2,9	4,04 3,87 [7]	180 199 [15]
AR Aur (1) (2)	4,1346606	6,49	5,82	B9 B9	0,02 [11]	1,8 1,8	2,55 2,30 [6]	106 121 [6]

В первом столбце табл. 1 дается название затменно-переменной системы: 1 — обозначает главную (более яркую) компоненту системы; 2 — вторичную (менее яркую); во втором столбце приведены периоды обращения. Третий и четвертый столбцы содержат звездные величины систем в моменты главного затмения — min I (затмевается более яркая компонента) и в момент максимального блеска, когда затмения нет. В пятом столбце приведены спектральные классы компонент. Данные столбцов с первого по пятый взяты из [5].

В шестом столбце дана величина Δm , характеризующая разность блеска компонент систем, полученная из решения кривых блеска. Седьмой и восьмой — дают радиусы и массы компонент, выраженные в единицах радиуса и массы Солнца. В последнем столбце приводится значение полуамплитуды кривой лучевой скорости. В столбцах с 6-го по 9-й рядом со значением интересующих нас величин дается ссылка на работу, где данная величина определена. Наблюдения проводились в моменты соединений (фазы 0^h00 и 0^h50) и в моменты элонгаций (фазы 0^h25 и 0^h75).

Исходя из кривых блеска [6—10] изучаемых нами затменных систем и используя отношения блеска компонент в каждой системе, полученных из решения этих кривых, а также учитывая, что радиусы обеих компонент несильно отличаются или равны по величине (столбец 7 таблицы), мы оценили, какая доля поверхности звезды закрыта во время главного и второго затмений. Оказалось, что доля открытой поверхности затмеваемой компоненты составляет 60—80%, так что во время затмений мы всегда наблюдаем спектры обеих компонент, накладывающиеся друг на друга.

Наблюдения выполнены на дифракционном спектрографе 1220-миллиметрового рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Некоторые данные наблюдений приведены в табл. 2 для каждой системы: в первом столбце — дата наблюдений, во втором — продолжительность экспозиции, в третьем — фазы в долях периода затмения, на которые приходилась середина экспозиции. Большинство спектрограмм получено с дисперсией 15 Å/мм и несколько (они отмечены звездочкой в табл. 2) — с дисперсией 36 Å/мм в спектральной области $\lambda\lambda$ 3700—4900 Å. Для фотографирования использовались пластинки типов 0АО, 11аО, 103аО Kodak, ZU-2 ORWO и пленка А-500 Казанского завода.

Спектрограммы были прокалиброваны при помощи ступенчатого ослабителя на лабораторном спектрографе ИСП-51. Запись спектрограмм проводилась на микрофотометре в прямых интенсивностях с увеличением в 50 или 25 раз. Дальнейшая обработка регистрограмм проводилась обычным способом.

Как видно из табл. 2, середины экспозиций хотя не строго соответствуют фазам 0^h00; 0,25; 0^h50; и 0^h75, но довольно близки к ним. Мы будем считать, что наблюдаемые нами спектры относятся к четырем указанным выше фазам, и в дальнейшем будем иметь дело с четырьмя группами спектров каждой из изучаемых систем.

Прежде всего остановимся на качественном описании наблюдаемых спектров. В моменты соединения, как указывалось выше, мы наблюдаем спектральные линии обеих компонент, не смещенные друг относительно друга, поэтому контур спектральной линии выглядит более узким, чем в моменты элонгации, симметричным и похож на контур линии одиночной звезды.

В моменты элонгации (фазы 0^h25 и 0^h75) мы наблюдаем линии либо раздвоенными, либо полностью разделенными — это зависит от ширины спектральных линий компонент и амплитуды их лучевых скоростей.

Спектрограммы, полученные в моменты фаз 0^h25 и 0^h75, ясно показывают две системы спектральных линий, принадлежащие главной и вторичной компонентам.

Рассмотрим спектры изучаемых затменно-переменных звезд в фазах 0^h25 и 0^h75. Самыми сильными линиями в спектрах изучаемых компонент являются линии водорода и линии гелия.

Водородные линии представляют собой широкие линии поглощения, состоящие из двух линий, принадлежащих спектрам двух компонент системы. В одних системах, например в АН Сер, линии H I двух компонент переналагаются в крыльях и имеют ярко выраженные ядра у членов балмеровской серии примерно до H₁₂. В других случаях эффект разделения линий водорода двух компонент выражен менее ярко и проявляется лишь в асимметрии общего контура.

Линии нейтрального гелия в моменты элонгаций в спектрах одних систем разделены полностью, в спектрах других систем разделение неполное, но правая или левая половина контура каждой компоненты не искажается другим, так что мы можем уверенно определить половину (а следовательно, и полную) эквивалентной ширины и глубину наблюдаемого контура линии каждой компоненты. Благодаря тому, что мы могли уверенно определить положение центров линий He I каждой компоненты,

Таблица 2

АН Cep			CW Cep			σ Aql		
Дата	Экс-позиция	Фаза	Дата	Экс-позиция	Фаза	Дата	Экс-позиция	Фаза
*8—9.X 1967 г.	2 ^h 00 ^m	0,98	*6—7.VIII 1967 г.	4 ^h 00 ^m	0,80	3—4.VIII 1967 г.	0 ^h 35 ^m	0,23
*8—9.X	1 20	0,02				3—4.VIII	0 35	0,24
12—13.X	1 00	0,22	*8—9.VIII	2 40	0,63	12—13.IX	1 00	0,81
12—13.X	2 00	0,25	*12—13.IX	3 35	0,25	12—13.IX	1 15	0,84
12—13.X	2 15	0,30	*22—23.IX	3 50	0,01	19—20.IX	1 00	0,25
21—22.X	2 30	0,21	*1—2.X	3 40	0,24	22—23.IX	1 20	0,95
21—22.X	2 45	0,27	*3—4.X	4 00	0,99	28—29.IX	1 00	0,00
*24—25.X	1 35	0,00	*14—15.X	3 15	0,01	30—1.IX	0 40	0,02
*16—17.XI	1 15	0,01	*4—5.IX 1968 г.	1 30	0,01	30—1.IX—X	1 00	0,04
15—16.XII	1 30	0,24				14—15.X	0 15	0,18
15—16.XII	2 00	0,29				14—15.X	0 25	0,19
*22—23.XII	1 35	0,202				15—16.X	0 35	0,70
*22—23.XII	1 25	0,23				15—16.X	0 45	0,72
8—9.VII 1968 г.	1 40	0,49				*6—7.XI	1 22	0,01
24—25.VII	2 50	0,51				6—7.XI	1 05	0,04
6—7.VIII	2 20	0,837				2—3.VIII 1968 г.	0 45	0,50
17—18.VIII	1 55	0,43				2—3.VIII	0 50	0,52
17—18.VIII	1 00	0,53				12—13.IX	0 50	0,48
						12—13.IX	1 00	0,50

Таблица 2 (продолжение)

AG Per			U Oph			AR Aur		
Дата	Экс-позиция	Фаза	Дата	Экс-позиция	Фаза	Дата	Экс-позиция	Фаза
8—9.X 1967 г.	1 ^h 20 ^m	0,02	*18—19.IV 1968 г.	2 ^h 30 ^m	0,50	23—24.II 1968 г.	2 ^h 30 ^m	0,26
16—17.XI	2 00	0,25	21—22.IV	2 35	0,25	28—29.X	1 00	0,75
6—7.II.1968 г.	2 00	0,53	4—5.V	2 10	0,014	29—30.X	1 30	0,00
18—19.VIII	1 20	0,32	4—5.V	1 45	0,030	*29—30.X	0 45	0,01
23—24.VIII	2 00	0,77	6—7.V	2 15	0,34	1—2.XI	0 50	0,76
27—28.VIII	2 10	0,76	6—7.V	2 20	0,28	2—3.XI	1 00	0,01
1—2.XI	1 15	0,27	9—10.V	2 10	0,050	2—3.XI	0 50	0,00
1—2.XI	1 20	0,26	9—10.V	1 10	0,020	*4—5.XI	0 30	0,50
2—3.XI	1 15	0,81	11—12.V	1 30	0,36	4—5.XI	1 25	0,51
3—4.XI	1 15	0,26	11—12.V	1 10	0,33	5—6.XI	0 45	0,78
3—4.XI	1 20	0,27	27—28.V	1 55	0,76	5—6.XI	0 40	0,76
4—5.XI	1 15	0,81	30—31.V	4 00	0,54			
*4—5.XI	0 20	0,76	17—18.VII	2 10	0,01			
5—6.XI	0 45	0,27						

отождествление других линий обеих компонент было проведено относительно линий He I.

Другие спектральные линии, наблюдаемые в спектрах изучаемых систем, относятся к химическим элементам O II, Mg II, Si II, C II, Fe II. Как правило, большинство этих линий слабые и блендируются. В некото-

рых системах наблюдаются линии межзвездного кальция $\lambda\lambda$ 3933, 3968 Ca II и межзвездная полоса поглощения λ 4430. В спектре системы AR Aug линия λ 3933 Ca II не является межзвездной, а образуется в звезде.

Все линии, присутствующие в спектрах наблюдаемых компонент и отождествленные нами, собраны в табл. 3. В таблицу не включались лишь мелкие линии, принадлежащие одной компоненте и blendирующиеся со слабыми линиями другой. Индекс 1 или 2 справа внизу у длины волны указывает, какой (главной — 1 или вторичной — 2) компоненте принадлежит данная линия, n — число использованных спектрограмм для определения W_λ . Остальные обозначения объяснений не требуют. В скобки заключены не вполне уверенные определения W_λ .

Эквивалентные ширины спектральных линий для спектров в фазы 0^h00 и 0^h50 приведены для неразделенных контуров; в фазы 0^h25 и 0^h75 для линий He I и неblendированных других линий дана наблюдаемая эквивалентная ширина для каждой компоненты в отдельности.

До сих пор мы говорили о наблюдаемых эквивалентных ширинах. Однако для определения спектральных классов и других характеристик компонент необходимо знать истинные эквивалентные ширины спектральных линий.

Известно, что при наблюдении спектров спектрально-двойных систем, даже если спектральные линии двух компонент полностью разделены, происходит переналожение непрерывных спектров компонент, в результате чего спектральные линии искажены. Шайн [16] и Петри [11, 17] разработали метод учета влияния непрерывного спектра одной компоненты на эквивалентную ширину линий другой, когда спектральные линии полностью разделены и компоненты имеют близкие спектральные классы.

Для случая, когда линии двух компонент не разделены, формула Шайна — Петри, связывающая наблюдаемые и истинные эквивалентные ширины, после некоторого преобразования примет вид

$$W_{\lambda(1+2) \text{ набл}} = \frac{1}{2} (W_{\lambda 1 \text{ ист}} + W_{\lambda 2 \text{ ист}}) + \frac{1}{2} \frac{1-l}{1+l} (W_{\lambda 1 \text{ ист}} - W_{\lambda 2 \text{ ист}}). \quad (1)$$

Для случая полного разделения имеем

$$\begin{aligned} W_{\lambda 1 \text{ ист}} &= (1+l) W_{\lambda 1 \text{ набл}}, \\ W_{\lambda 2 \text{ ист}} &= \frac{1+l}{l} W_{\lambda 2 \text{ набл}}. \end{aligned} \quad (2)$$

В (1) и (2) обозначены $W_{\lambda 1,2 \text{ набл}}$ — наблюдаемая эквивалентная ширина линии главной или вторичной компоненты; $W_{\lambda 1,2 \text{ ист}}$ — эквивалентная ширина линии, исправленная за влияние непрерывного спектра другой компоненты; l — отношение непрерывного спектра второй компоненты к непрерывному спектру главной компоненты в данной длине волны, которое определяется (согласно [11, 17]) отношением эквивалентных ширин и центральных глубин спектральных линий соответствующих компонент.

Определим величину l . Если предположить, что спектральные классы обеих компонент каждой изучаемой нами системы одинаковы (т. е. отношение истинных эквивалентных ширин линий компонент в одной системе равно единице), то l будет характеризовать разность блеска компонент. Величину l мы определили по отношению наблюдаемых эквивалентных ширин нескольких пар разделенных линий в спектральном интервале $\lambda\lambda$ 3800—4500 Å.

Поскольку величина l , полученная из отношения одной пары линий, отягощена ошибками, мы нашли средние значения l для каждой системы (табл. 4, столбец 2), которые использовали для определения истинных эквивалентных ширин линий. Эти же значения l были использованы для нахождения разности блеска компонент $\Delta m = -2,5 \lg l$ системы. Соглас-

Таблица 3

[illegible]

Таблица 3 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	σP_{00}		σP_{25}		σP_{50}		σP_{75}		σP_{00}		σP_{25}		σP_{50}		σP_{75}	
		$W_{\lambda}, \text{Å}$	n	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n	$W_{\lambda}, \text{Å}$	n
4267	C II																
4170	O II																
4144 ₁	He I	0,28	4	0,31	4			0,29	1	0,45	4	0,35	2			0,41	1
4144 ₂				0,17	4			0,14	1			0,30	2	0,51	1	0,25	1
4131	Si II																
4128	Si II																
4121 ₁	He I, O II																
4121 ₂		0,26	4					0,16	1	0,37	3	0,26	1	0,40	1	(0,40)	1
4116								0,21	1			0,21	1			(0,29)	1
4102	Si IV	0,20	3					(4,10)	1	3,47	4	4,03	2	4,20	1	4,59	1
4089	H ₈	2,72	4	3,22	4					0,36	2			0,20	1		
4087	Si IV	0,20	4							0,20	3			0,22	1		
4084	O II	0,17	3														
4079	O II	0,16	2							0,16	2						
4076	O II									0,15	2						
4072	O II	0,16	4							0,20	3			0,16	1		
4070 ₁	O II																
4070 ₂		0,34	4	0,21	2			0,17	1	0,21	2	0,23	2	0,28	1		
4066	He I			0,15	2			0,10	1			0,21	2				
4026 ₁	He I									0,16	1						
4026 ₂		0,64	4	0,56	5			0,48	1	0,84	4	0,52	2	0,81	1	0,77	1
4017	C II			0,28	4			0,25	1			0,44	2			0,67	1
4009 ₁	He I																
4009 ₂		0,22	2	0,21	4			0,14	1	0,30	4	0,22	2	0,28	1	0,30	1
3984	O II	0,16	1	0,16	2			0,09	1			0,20	2	0,21	1	0,26	1
3970	H ₇	3,03	4	3,35	4			3,15	1	3,75	3	3,96	2	4,10	1	4,86	1
3968	H Ca II			0,39	3			0,23	1			0,61	1			0,62	1
3956	O II	0,21	3														

Таблица 3 (продолжение)

[illegible]

Таблица 3 (окончание)

λ, Å	Элемент	0 ⁰⁰		0 ²⁵		0 ⁵⁰		0 ⁷⁵		0 ⁰⁰		0 ²⁵		0 ⁵⁰		0 ⁷⁵	
		W _λ , Å	n	W _λ , Å	n	W _λ , Å	n	W _λ , Å	n	W _λ , Å	n	W _λ , Å	n	W _λ , Å	n	W _λ , Å	n
4340	H _γ	(41,90)	1	9,20	7	7,55	1	8,80	4	6,90	3	7,90	4	6,12	2	6,30	1
4144 ₁	He I	0,68	1	0,40	2	0,54	1	0,42	3	0,43	1	0,30	3	0,62	2		
4144 ₂				0,27	2			(0,50)	3	0,10	1	0,21	3	0,28	1		
4131	Si II	0,32	1			0,18	1										
4128	Si II	0,31	1			0,15	1										
4121	He I					(7,40)	1	8,80	4	7,20	2	6,70	3	0,18	2		
4102	H ₈			8,60	3									6,80	2		
4026 ₁	He I			0,94	3	1,06	1	0,70	3	1,15	2	0,67	2	0,83	2		
4026 ₂				0,52	3			0,50	2			0,45	3				
4009 ₁	He I	1,24	1	0,28	2	0,31	1	0,32	4	0,34	2	0,13	3	5,90	2		
4009 ₂		0,60	1	0,23	2			0,25	1	6,35	2	6,80	3	0,23	1		
3970	H _ε			7,40	3			8,05	4					6,20	2		
3933 ₁	K Ca II					0,19	1			0,34	2						
3933 ₂		0,19	1			0,28	1			0,27	2	0,14	3	0,21	2		
3926 ₁	He I									5,90	2	6,65	3	5,50	2		
3926 ₂				7,30	3			7,35	4								
3889	H ₈					0,15	1	0,15	1								
3868 ₁	He I	0,23	1			0,22	1	0,12	1								
3868 ₂																	
3862 ₁	Si II																
3862 ₂																	
3856 ₁	Si II																
3856 ₂																	
3835	H ₉			6,10	3	6,05	1	6,45	4	5,22	2	5,90	3	5,00	2		
3820 ₁	He I	0,98	1	0,61	2	0,94	1	0,70	2	0,63	2	0,54	3	0,56	2		
3820 ₂				0,27	1			0,44	1			0,30	3				
3798	H ₁₀			5,30	3	5,40	1	5,20	4	4,75	2	5,10	3	4,90	2		
3770	H ₁₁			3,80	3	4,05	1	4,16	4	3,30	2	3,42	3	3,80	2		
3750	H ₁₂			2,80	3	2,90	1	2,64	4	2,20	2	2,30	3	2,85	2		
3734	H ₁₃			1,60	3	1,70	1	1,75	4	1,46	2	1,30	3	1,78	2		
3722	H ₁₄	1,60	1	1,13	3	1,50	1	0,95	2	0,95	2	0,67	3	1,30	2		
3712	H ₁₅	1,08	1			0,93	1	0,59	1	0,86	2	0,42	2	0,72	2		
3704	H ₁₆	0,94	1			0,76	1			0,54	2	0,40	2				
3697	H ₁₇																

Таблица 4

Система	l	Δm	Sp	M_v	$\lg N_{21P} H$	$\lg N_{23P} H$
АН Сеп (1)	0,68	0,42	B 0,2	—4,70	14,30	14,20
(2)			B 0,2	—4,30		
CW Сеп (1)	0,82	0,22	B 1,5	—3,80	14,65	—
(2)			B 1,5	—3,60		
σ Aql (1)	0,53	0,70	B 2,5	—2,55	14,70	14,75
(2)			B 2,5	—1,85		
AG Пер (1)	0,66	0,45	B 2,5	—1,17	14,50	14,55
(2)			B 2,5	—0,73		
U Оph (1)	0,62	0,52	B 2,0	—2,88	14,35	14,45
(2)			B 2,0	—2,36		
AR Авг (1)	0,90	0,11	B 9	+0,90	—	—
(2)			B 9	+1,00		

но средним значениям l полученные величины Δm относятся к фотографической области спектра.

Средние для двух компонент истинные эквивалентные ширины линий, которые достаточно уверенно разделяются, даны в табл. 5.

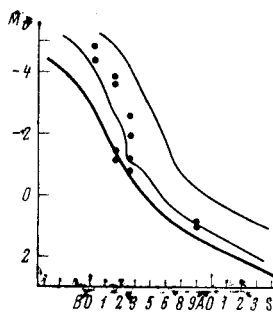
Таблица 5

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	АН Сеп	CW Сеп	σ Aql	AG Пер	U Оph	AR Авг
4481	Mg II			0,29			0,37
4471	He I	1,18	1,55	1,65	1,70	1,35	
4388	He I	0,52	0,74	0,96	1,02	0,79	
4144	He I	0,39	0,66	0,94	0,67	0,52	
4026	He I	0,83	1,26	1,45	1,32	1,12	
4009	He I	0,30	0,50	0,68	0,55	0,33	
3933	K Ca II						0,41
3926	He I	0,38	0,58	0,55			
3820	He I	0,74		1,48	1,00	0,83	

Имея истинные эквивалентные ширины линий He I и других линий и используя зависимости эквивалентных ширин или их отношений от спектральных классов из работы Боярчука [18], для каждой системы по нескольким критериям мы определили средний спектральный класс. Спектральный класс системы AR Авг получен на основании зависимости эквивалентной ширины линии λ 3933 Ca II от спектрального класса из работы Копылова [19]. Нет сомнения, что λ 3933 Ca II принадлежит спектру звезды, а не является межзвездной, так как ее поведение с фазой, форма и ширина контура такие же, как у других спектральных линий AR Авг. Ошибка определения спектрального класса не превышает $\pm 0,3$. Полученные спектральные классы систем собраны в четвертом столбце табл. 4.

Одной из важных характеристик звезды является ее абсолютная величина, знание которой дает возможность определить место звезды на диаграмме Герцшпрунга — Рессела, а следовательно, судить, на каком этапе эволюционного пути звезда находится.

Фиг. 1. Положение компонент изучаемых затменно-переменных систем на диаграмме спектр — светимость



Известно, что для ранних звезд абсолютные величины можно определить по эквивалентным ширинам водородных линий в зависимости от спектрального класса звезды. Но, как отмечалось выше, у исследуемых нами затменных систем водородные линии двух компонент не разделяются полностью, поэтому мы не можем определить истинные эквивалентные ширины линий водорода. Мы поступили таким образом.

Определение абсолютной визуальной величины M_v каждой компоненты разбиваем на два этапа: определяем некоторую среднюю визуальную величину $\bar{M}_v$ системы и находим поправки ΔM_{v1} и ΔM_{v2} для получения M_v каждой компоненты.

Первый этап основан на допущении равенства эквивалентных ширин каждой пары водородных линий компонент. Тогда в формуле (1) можно пренебречь вторым членом, и мы получим среднюю истинную эквивалентную ширину $\bar{W}_{\text{лист}}$ водородных линий каждой системы, которая равна наблюдаемой эквивалентной ширине.

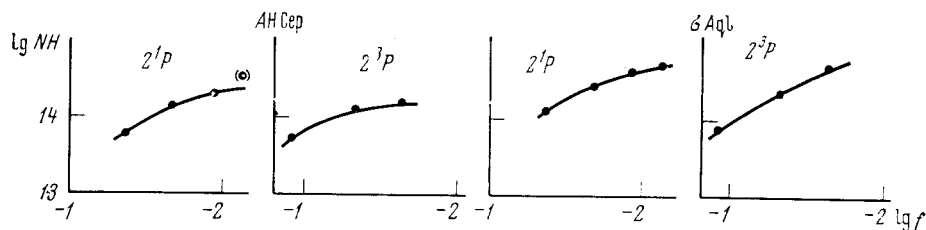
Используя $\bar{W}_{\text{лист}}$ и зависимости водородных линий H_β , $0,5(H_\gamma + H_\delta)$, $H_7 + H_8$, $H_9 + H_{10} + H_{11}$ от абсолютных величин M_v из работы Копылова [19], для каждой системы мы определили средние абсолютные визуальные величины.

Теперь найдем поправки ΔM_{v1} и ΔM_{v2} и тем самым определим M_v каждой компоненты. Как отмечалось выше, для всех систем была определена разность видимых звездных величин компонент Δm . Естественно, что $\Delta m = \Delta M$. Нам известны также и $\bar{M}_v$ для каждой системы в целом. Из того, что кривые M_v , W_λ [19] в диапазоне наших Δm представляют собой прямые отрезки, вытекает: если $\bar{W}_{\text{лист}} = W_{\lambda(1+2)\text{набл}}$, то $\bar{M}$ лежит посередине между M_{v1} и M_{v2} , т. е.

$$\begin{aligned} M_{v1} &= \bar{M}_v - \frac{1}{2} \Delta m, \\ M_{v2} &= \bar{M}_v + \frac{1}{2} \Delta m. \end{aligned} \quad (3)$$

Полученные таким образом M_{v1} и M_{v2} записаны в пятом столбце табл. 4. Располагая величинами M_{v1} и M_{v2} каждой компоненты системы, мы оценили, что учет второго члена в правой части формулы (1) ведет к ошибке в абсолютной визуальной величине не больше $\pm 0^m.15$.

Абсолютные визуальные величины $M_{v1,2}$ в зависимости от спектральных классов нанесены на диаграмму Герцшпрунга — Рассела (фиг. 1), которая построена Копыловым [19]: полоса, ограниченная тонкими линиями, показывает положение звезд главной последовательности; жирная линия определяет линию нулевого возраста. Точками обозначены положения компонент изучаемых нами затменных систем. Нетрудно видеть, что компоненты располагаются на главной последовательности или вблизи линии нулевого возраста. К сожалению, на основании наших исследований



Фиг. 2. Зависимости величины $\lg NH$ для уравнений нейтрального гелия 2^1P и 2^3P от величины $\lg f$ для систем АН Сер и σ Aql

мы не можем сказать, на какой стадии эволюционного пути — движение к линии нулевого возраста (выгорание водорода) или удаление от нее — находятся изучаемые нами системы, так как мы не можем определить относительное содержание гелия и водорода. Мы надеемся, что исследование затменных систем, у которых наблюдается спектр только одной компоненты (спектральные линии этой компоненты не искажены наложением непрерывного спектра другой компоненты), позволит нам определить химический состав и другие характеристики атмосфер компонент затменных систем и более определенно говорить об их месте на эволюционном пути.

Имея истинные эквивалентные ширины линий He I с общими нижними уровнями 2^1P и 2^3P , мы определили числа атомов $\lg N_{2^1P}H$ и $\lg N_{2^3P}H$ He I на этих уровнях (табл. 4), используя формулу Унзольда и предполагая, что линии образуются в оптически тонком слое.

Используя полученные $\lg NH$ и $\lg f$ He I, были построены зависимости этих величин для каждой системы и из графиков определены предельные значения величин $\lg NH$, которые даны в табл. 4 (столбцы 6 и 7). В качестве иллюстрации на фиг. 2 приведены графики зависимости $\lg NH$, $\lg f$ для звезд АН Сер и σ Aql. Оценки величин $\lg N_{2^1P}H$ и $\lg N_{2^3P}H$ нам потребуются при окончательном обсуждении результатов по исследованию затменных систем, входящих в нашу программу.

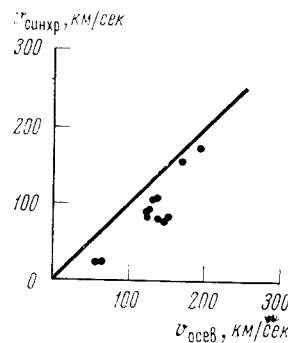
Как мы уже отмечали, интересным и важным с точки зрения эволюции звезд является изучение вопроса синхронности осевого и орбитального движений в системах двойных звезд. С этой целью мы определили скорости осевого вращения $v \sin i$ для каждой компоненты по полуширинам линий $\lambda 3933$ Ca II K (когда эта линия не межзвездная), $\lambda\lambda 4026, 4144, 4388, 4471$ He I и $\lambda 4481$ Mg II. При этом для звезд АН Сер и σ Aql $v \sin i$ были измерены независимо по наблюдаемым и истинным контурам спектральных линий. Расхождения в величинах средних по всем линиям $v \sin i$ по двум определениям не оказалось, поэтому для остальных звезд $v \sin i$ были определены по наблюдаемым контурам. Полученные значения скоростей вращения $v \sin i$ записаны в первом столбце табл. 6. Ошибка определения $v \sin i$ не превышает ± 20 км/сек.

В четвертом столбце табл. 6 представлены скорости осевого вращения, исправленные за наклонность орбиты $\sin i$. Величины $\sin i$ для всех изучаемых нами систем можно найти в работах, на которые даны ссылки в табл. 1. В пятом столбце этой же таблицы приведены скорости осевого вращения, полученные Олсоном [4]. Из сравнения четвертого и пятого столбцов видно, что для систем АН Сер и σ Aql различия находятся в пределах ошибок наших определений $v \sin i$, для систем AG Per и U Ser расхождения значительно больше.

Для определения синхронной скорости орбитального движения $v_{\text{синхр}}$ необходимо знать радиусы звезд. Радиусы компонент мы определили, используя известную формулу, полученную на основании закона излучения Стефана — Больцмана

$$\lg R = 8,49 - 0,2M_{\text{bol}} - 2 \lg T_1. \quad (4)$$

Фиг. 3. Сравнение осевых и синхронных скоростей вращения компонент



Обозначения пояснений не требуют. Болометрические поправки и температура для каждой компоненты согласно их спектральным классам были взяты из [20]. Полученные нами значения радиусов в единицах радиуса Солнца записаны в шестом столбце табл. 6.

Сравнивая шестой столбец табл. 6 с седьмым столбцом табл. 1, мы видим, что только для систем AG Per и AR Aur значения радиусов по нашим определениям и определениям других авторов хорошо согласуются; для звезд σ Aql и U Orh расхождения больше, очень значительные различия у систем AN Ser и CW Ser. Вероятно, наши значения радиусов согласно методу их определения недостаточно точные, поэтому для нахождения синхронной скорости мы использовали радиусы компонент, приведенные в табл. 1; они представляют собой наиболее уверенные (или средние из нескольких значений) определения. Результаты определения $v_{\text{синхр}}$ приведены в седьмом столбце табл. 6.

Таблица 6

Система	$v \sin i$, км/сек	$\sin i$	$v_{\text{осев}}$, км/сек	$v_{\text{осев}}$, км/сек	$R/R_{\odot}$	$v_{\text{синхр}}$, км/сек
AN Ser (1)	173	0,883	196	210	13,0	174
(2)	150		170	195	11,0	157
CW Ser (1)	130	0,990	132		9,85	107
(2)	136		138		9,00	80
σ Aql (1)	127	0,949	134	123	6,00	108
(2)	143		151	142	4,30	85
AG Per (1)	124	0,990	124	91	3,15	86
(2)	148		148	72	2,55	78
U Orh (1)	127	0,999	127	107	5,45	95
(2)	121		121	87	5,10	89
AR Aur (1)	58	0,999	58		1,85	23
(2)	62		62		1,75	23

На фиг. 3 проведено сопоставление скоростей осевого вращения компонент (из столбца 4 табл. 6) и синхронных скоростей (столбец 7). Нетрудно видеть (учитывая, что ошибка определения $v_{\text{осев}}$ составляет ± 20 км/сек), что в случае одних систем расхождения между $v_{\text{осев}}$ и $v_{\text{синхр}}$ небольшие, — следовательно, можно говорить о наличии синхронности вращений. В других системах расхождения между $v_{\text{осев}}$ и $v_{\text{синхр}}$ превышают ошибку определения $v_{\text{осев}}$, и, видимо, можно предположить, что синхронность нарушается. Совершенно очевидно, что уверенно можно говорить о наличии или отсутствии синхронизма в двойных системах лишь в том случае, когда мы располагаем достаточно уверенно определенными радиусами компонент.

Поскольку работа по изучению затменно-переменных систем будет продолжена, то более широкое обсуждение результатов будет проведено по окончании наших исследований.

В заключение выражаю благодарность А. А. Боярчуку за ценные советы и замечания при выполнении работы и Г. Н. Шараповой за помощь в обработке материала наблюдений.

Май 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. Z. K o r a l, M. B. S h a p l e y. Jodrell Bank Annals, 1956, 1, N 4.
2. N. G. R o m a n. Astrophys. J., 1956, 123, 246.
3. R. H. K o c h, E. C. O l s o n, K. M. J o s s. Astrophys. J., 1965, 141, 955.
4. E. C. O l s o n. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1968, 80, 185.
5. Б. В. К у к а р к и н и др. Общий каталог переменных звезд, т. 1. Изд-во АН СССР, 1958.
6. C. M. H u f f e r, O. J. E g g e n. Astrophys. J., 1947, 106, 108, 313.
7. A. A b r a m i, B. C e s t e r. Atti del convegno per le celebrazioni del cinquantesimo della morte di G. V. Schiaparelli. Oss. Astr. Brera, 1960, 179.
8. C. C. W y l e. Astrophys. J., 1922, 56, 232.
9. J. A s h b r o o k. Astron. J., 1949, 55, N 1.
10. Н. Л. М а г а л а ш в и л и. Абастум. бюлл., 1949, 10, 45.
11. R. M. P e t r i e. Publ. Dominion Obs. Victoria, 1947, 7, 205, 305.
12. М. З в е р е в. Переменные звезды, 1933, 4, 177.
13. F. C. J o r d a n. Publ. Allegheny Obs. Pittsburg, 1916, 3, 189.
14. J. S. P l a s k e t t. Publ. Dominion Obs. Victoria, 1925, 3, 185.
15. J. A. P e a r c e. Astron. J., 1960, 65, 55.
16. Г. А. Ш а й н. Цирк. ГАО, 1938, № 22.
17. R. M. P e t r i e. Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1951, 8, N 10; 1953, 9, 259.
18. А. А. Б о я р ч у к. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, 17, 88.
19. И. М. К о п ы л о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 20, 156; 1960, 23, 148.
20. Aa. S t r a n d. Basic astronomical data, 1963, 269.

МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ
ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ NGC 5194/5195

И. И. Проник, К. К. Чуваев

В прямом фокусе 2,6-метрового телескопа им. Шайна с применением ЭОП в 6—9 фильтрах были получены фотографии двойной системы NGC 5194/5195. Эффективные длины волн установки были: 3600, 3730, 4400, 4680, 5090, 5280, 6090, 6600, 7400 Å. В центральной части NGC 5194 измерено распределение яркости для всех фильтров. Центральная область размером около 10" (200 pc) излучает свет примерно одного спектрального состава. Это самая плотная часть галактики. Она оказалась одной из самых красных среди галактик типа Sc в списке [13]. Центральная линза галактики голубее, чем область ядра. Кроме того, она содержит более плотные и голубые образования, которые ярче соседних участков и в фильтре H_{α} .

Во всей центральной линзе NGC 5194 диаметром примерно 60" (1200 pc) наблюдается эмиссия в фильтре H_{α} . Эта эмиссия составляет около 20% от яркости непрерывного спектра. В спиральных рукавах NGC 5194 на расстояниях 0,7—8 kpc от центра было измерено 85 ярких образований, 58 из которых оказались H II-областями. В шести H II-областях заподозрено излучение в небулярных линиях, а в четырех — в линии 3727 Å. Верхний предел масс водорода H II-областей оказался 10^4 — $10^5 M_{\odot}$. Восемь из десяти самых ярких туманностей располагаются в спиральном рукаве, направленном к NGC 5195. Все H II-области связаны с звездными группировками, более яркие из них — с более голубыми группами.

Галактика NGC 5195 в красных лучах выглядит, как SB; в голубых лучах яркость перемычки неравномерна. Галактика NGC 5195 в целом более красная, чем центральная часть NGC 5194. Внешние области ее несколько голубее центральных. Поглощение света в восточной части галактики на 1,5—3^m,5 больше, чем в остальных областях

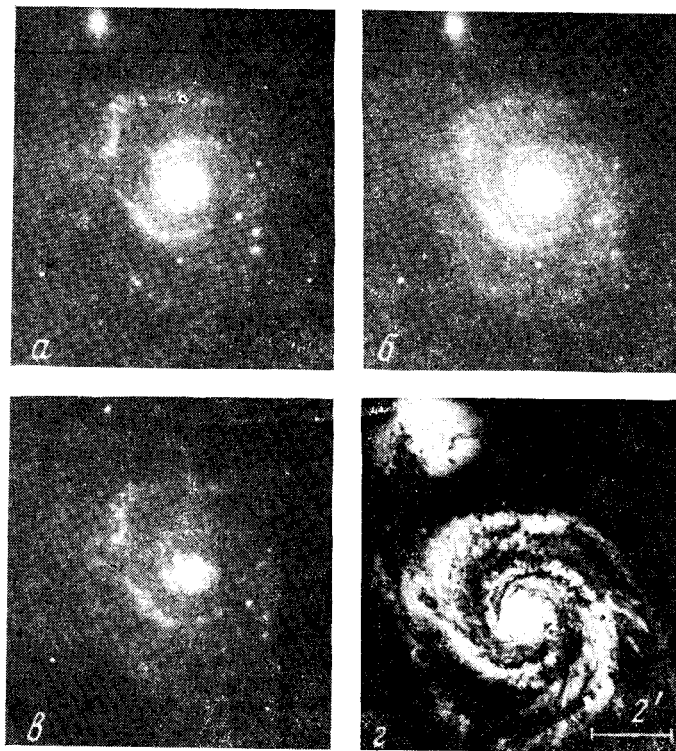
MULTICOLOUR PHOTOMETRY OF THE DOUBLE SYSTEM NGC 5194/5195, by I. I. Pronik, K. K. Chuvaev. — The prime-focus image-converter on the 2,6-meter Schajn Telescope has been used to take the photographs of the double system NGC 5194/5195 through 6—9 filters; response bands in use have effective wavelengths about 3600, 3730, 4400, 4680, 5090, 5280, 6090, 6600, 7400 Å.

The brightness distribution of the central part of NGC 5194 was measured in all the colours. The spectral energy distribution is the same all over the nuclear region 10" (about 200 pc) in diameter. This is the most dense part of the galaxy. The central region of NGC 5194 was found to be the reddest among the central regions of Sc galaxies in list [13]. The central lens of the galaxy is bluer than the nuclear region. Moreover it has more dense and blue patches which are brighter than the neighbouring ones in H_{α} filter.

All over the central lens of NGC 5194 about 60" (or 1200 ps) in diameter an emission in H_{α} is observed. This emission is about 20% of the continuum one. At the distance of 0,7—8 kpc from the center 85 bright patches were measured in the spiral arms of NGC 5194, 58 of which are H II regions. 6 H II regions were suspected to have emission in nebular lines [O II] while 4 H II ones — in $\lambda 3727$ Å. The upper limit of hydrogen masses of nebulae is 10^4 — $10^5 M_{\odot}$. Of the 10 brightest nebulae 8 are in the spiral arm directed to NGC 5195. All H II regions are connected with the stellar groups, more bright ones being connected with more blue ones.

Galaxy NGC 5195 looks like a bar in red light, in blue the bar brightness is not smooth. Galaxy NGC 5195 is more red on the whole than the central part of NGC 5194. The outer regions of NGC 5195 are more blue than its central part. The light absorption in the east part of NGC 5195 is 1^m,5—3^m,5 more than that in other regions.

Двойная галактика NGC 5194/5195 — одна из ближайших систем с удобной для изучения ориентацией в пространстве. Она представляет



Фиг. 1. Фотографии NGC 5194/5195

a — в фильтре $H\alpha$; *b* — в фильтре 6100 Å; *c* — в фильтре 3730 Å; *d* — из атласа Хаббла. Масштаб: 5,5 мм $\approx 1''$

собой объект, в котором можно изучать фотометрические и спектральные характеристики таких структурных деталей, как ядро, отдельные участки в околоядерной области, детали спиральных ветвей и т. д. Интерес к ней вызывается еще и тем, что она является системой двух связанных между собой галактик, в регулярной спиральной структуре главной компоненты которой хорошо видны искажения. Изучению этой системы посвящено много исследований (см. библиографию в [1]). Однако среди них очень мало работ по колориметрии отдельных образований галактики. Показатели цвета некоторых объектов NGC 5194 были определены Сейфертом [2]. Цветовые и яркостные характеристики туманности в целом и 38 звездных ассоциаций в спиральных ветвях NGC 5194 были получены Б. Е. Маркарянном по снимкам в двух фильтрах [3].

Настоящая статья содержит результаты многоцветной фотометрии центральных областей обеих компонент NGC 5194/5195 и 85 деталей спиральных ветвей NGC 5194. Общие характеристики двойной галактики по [1, 4, 5] приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

NGC	Тип	Спектр	Спектр по Моргану	Размер	m_{pg} интегральная	Модуль расстояния	Красное смещение, км/сек
5194	Sc I	F8:	f	10,0×5,5	8 ^m 88	28 ^m 2	+546
5195	Pec	F5	—	2,5×1,8	10,47	28,2	+650

Наблюдения и обработка. Снимки галактики в 6—9 фильтрах с $\lambda_{\text{эфф}}$ около 3600, 3730, 4400, 4680, 5090, 5300, 6090, 6600 и 7400 Å были получены в первичном фокусе 2,6-метрового телескопа с электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) [6, 7]. Вследствие большого различия яркости ядра и соседних с ним областей (фиг. 1) фотографирование в каждом фильтре производилось с набором экспозиций, отношение между которыми было $1 : 1/4 : 1/8$. Для абсолютной калибровки снимков галактики с таким же набором экспозиций получались фотографии внефокальных изображений звезды 76 Com. Фотометрические и спектральные характеристики этой звезды по данным [8, 9] следующие: $V = 9^m10$, $B - V = -0^m547$, $U - B = +0^m028$, $Sp = G0 V$.

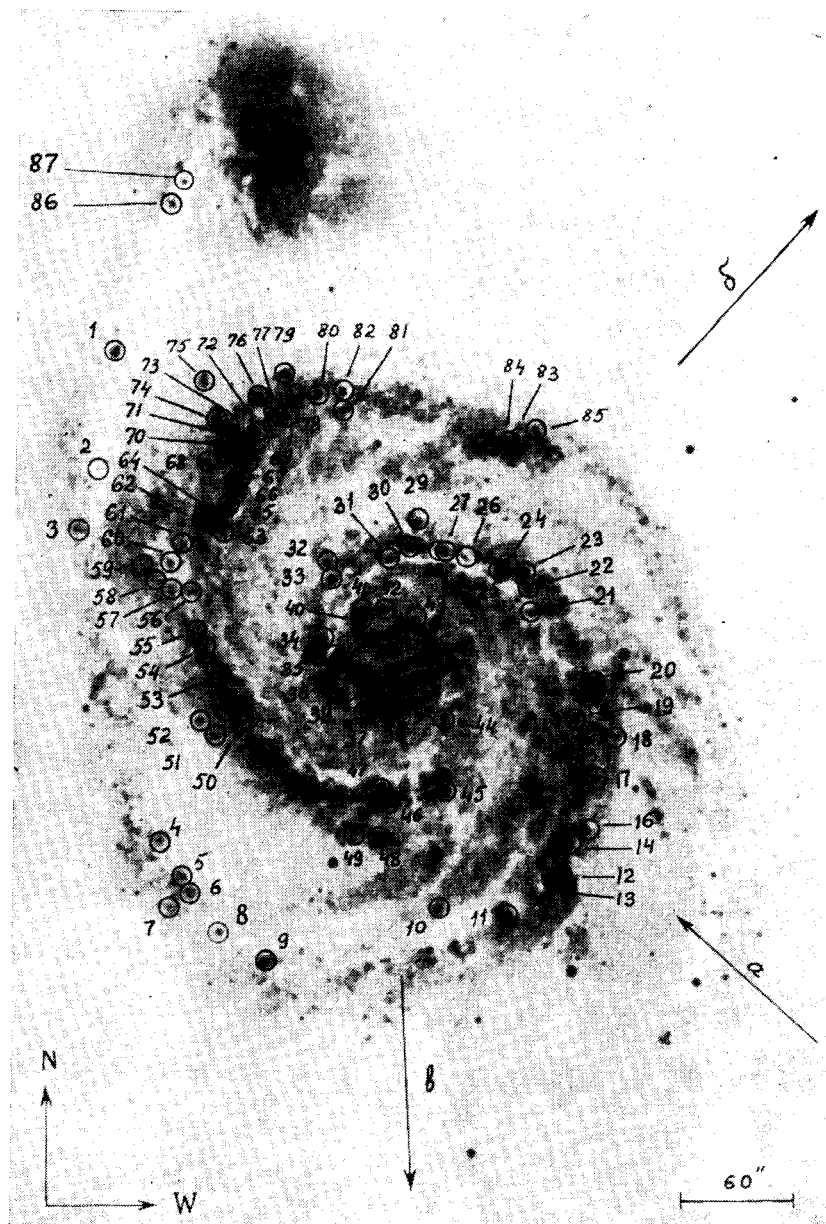
Сведения об использованном материале наблюдений приведены в табл. 2.

Таблица 2

Объект	Дата	Число фотографий	Экспозиция
NGC 5194	29.III 1968 г.	21	$5^s - 7^m$
76 Com	29.III	21	$5^s - 7^m$
NGC 5194	29.V	24	$2^s5 - 3^m5$
76 Com	26.V	17	$2^s5 - 3^m5$
NGC 5194	16.II 1969 г.	8	$1 - 53^s$
76 Com	16.II	6	$1 - 53^s$
NGC 5194	14.III	18	$2 - 53^s$
NGC 5195	14.III	58	$2^s - 7^m$
76 Com	14.III	43	$2^s - 3^m8$

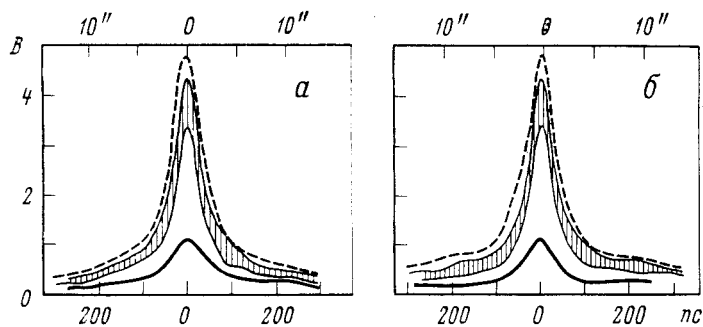
Фотографии обрабатывались на микрофотометре МФ-2 с круглой диафрагмой, вырезающей на негативе кружок диаметром около 0,1 мм, или 2". Измеренные поверхностные яркости после учета средней экстинкции и сравнения с яркостями внефокальных изображений звезды 76 Com в соответствующих фильтрах приводились в единую шкалу. При этом за единицу была принята поверхностная яркость $3,5 \cdot 10^{-16}$ эрг/см·сек·Å с кв. сек. дуги. Распределение энергии в непрерывном спектре 76 Com считалось близким к распределению энергии в звезде G0 и было взято из [10]. Энергетический поток от звезды с $V = 0$ принимался согласно А. Коду [11].

Фотометрия центральной области NGC 5194. Для изучения центральной области галактики размером около 20" на всех фотографиях, полученных с малыми экспозициями, делались два взаимно перпендикулярных фотометрических разреза. Направление разрезов показано на фиг. 2 стрелками *a* и *б*. Более далекие и слабые области до расстояний 60—65" от ядра изучались по снимкам с большими экспозициями, сделанными в лучшую по условиям наблюдений ночь 29.III 1968 г. На этих фотографиях, кроме разрезов *a* и *б*, был сделан также разрез *в*. Ход яркости в разрезах *a* и *б* для области ядра показан на фиг. 3, в разрезах *a*, *б* и *в* для более далеких частей — на фиг. 4 (по оси абсцисс отложены расстояния от ядра галактики в парсеках и секундах дуги). Как видно на фиг. 3, самая плотная центральная область галактики симметрична относительно ядра и имеет размер порядка 10", или 200 пс (в соответствии с принятым модулем расстояния, равным 28^m20). В этой области наблюдается быстрое падение яркости с расстоянием от центра. (Яркость в центре ядра, вероятно, занижена из-за недостаточного разрешения на снимках).



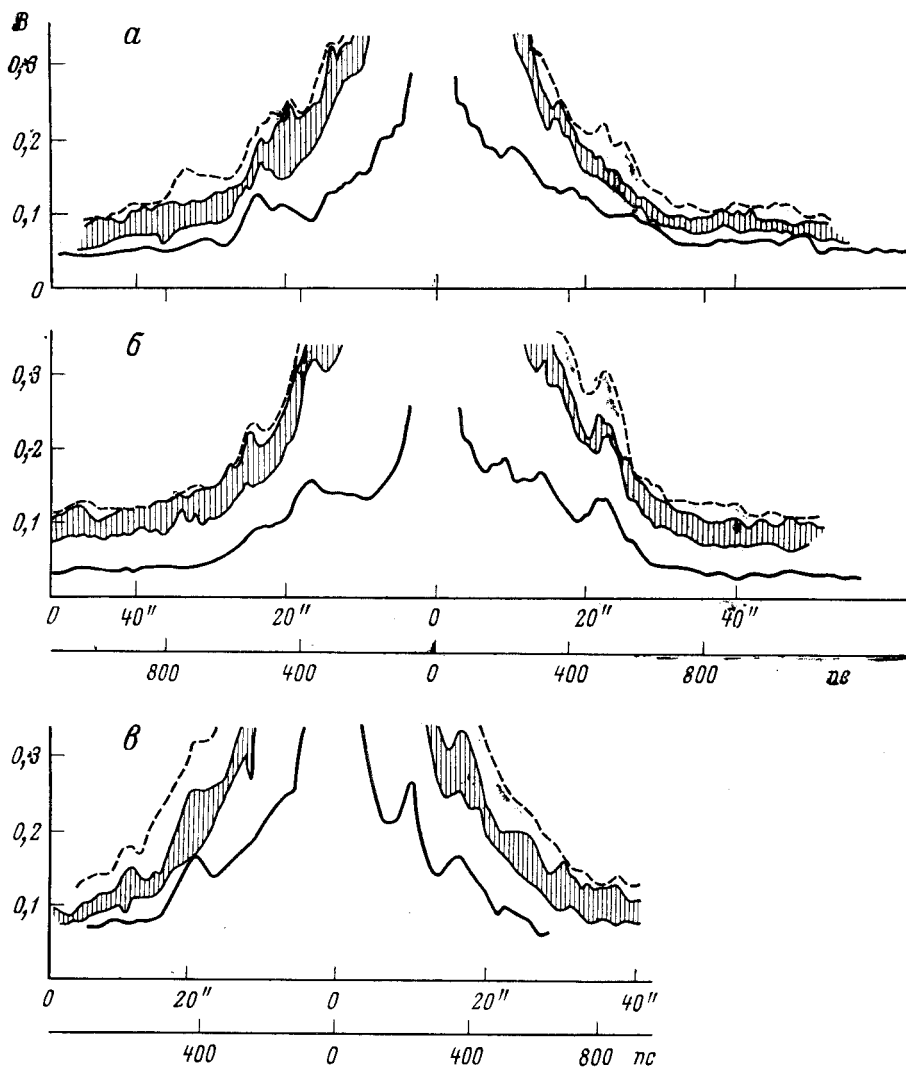
Фиг. 2. Схема расположения измеренных деталей в галактике NGC 5194
Стрелками показаны направления фотометрических разрезов, приведенных на фиг. 3 и 4

За пределами центральной области яркость почти на порядок меньше и, как это видно на фиг. 4, убывает значительно медленнее. Далее, но еще в пределах центральной линзы, т. е. до расстояний, не превышающих 30—35" (500—600 pc), от ядра, ход яркости становится очень неравномерным, что указывает на наличие неоднородностей в структуре центральной линзы. Эти неоднородности также видны в общем свете на фотографиях атласа Хаббла и Сэндейдж [12] предполагает, что они обусловлены сложной структурой пылевой материи внутри центральной линзы. Между тем, на фиг. 4 видно, что эти неоднородности наиболее контрастны в фиолетовых



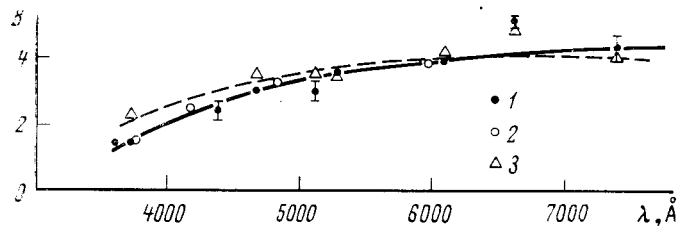
Фиг. 3. Яркость излучения центральной области галактики NGC 5194 в разных фильтрах в фотометрических разрезах *a* и *б* (см. фиг. 2)

Штриховая линия — в фильтре H_{α} ; сплошная — в фильтре 3730, в заштрихованной области — во всех остальных фильтрах



Фиг. 4. Яркость излучения в центральной линзе NGC 5194 в фотометрических разрезах *a*, *б*, *в* в разных фильтрах (см. фиг. 2)

Обозначения те же, что на фиг. 3



Фиг. 5. Распределение энергии в спектре NGC 5194

1 — для центральной области диаметром 21"; 2 — для той же зоны по фотоэлектрическим измерениям Тиффа [13]; 3 — для кольца, прилегающего к центральной зоне, с внешним диаметром около 60"

лучах; они синее, чем в среднем центральная линза, и кроме того, в них часто наблюдается более сильное свечение газа в линиях H_α и $[N II]$ по сравнению с соседними областями. Нам представляется, что отмеченные неоднородности отражают реальные различия в плотности и возрасте звезд, образующих линзу. Звезды, содержащиеся в уплотнениях, в среднем более молодые.

Для центральной области диаметром 21" (440 pc) и для прилегающего кольца с внешним диаметром 63" (670 pc) по фотометрическим разрезам вычислялись средние яркости в каждом фильтре. По этим значениям были построены кривые спектрального распределения энергии, изображенные на фиг. 5 (масштаб яркостей, относящихся к кольцу, для удобства сравнения увеличен). На этом же графике приведены соответствующим образом нормализованные данные Тиффа [13] для этой же зоны NGC 5194. Как видно, согласно результатам вполне удовлетворительное. Сравнение с распределением энергии в центральных зонах других галактик типа Sc, исследованных в [13], показало, что центральная часть NGC 5194 — одна из самых красных.

Излучение непрерывного спектра несколько более «голубое» в кольце, чем в центральной области. На фиг. 5 обращает на себя внимание избыточная яркость в фильтре H_α , достигающая примерно 20% как в центральной части, так и во внешних частях центральной линзы. Естественно считать, что эта избыточная яркость обязана излучению газа. Наличие эмиссии в центральной области галактики известно и по спектральным наблюдениям [14]: эмиссия в линии H_α прослеживается от центра галактики до расстояний 55", а в линии $[N II]$ — до 30". Таким образом, зона свечения газа охватывает всю центральную линзу. Поскольку разрешение на фотографиях порядка 2" (40 pc), то можно считать, что, если в центральной линзе и существуют отдельные очаги свечения газа, их размер меньше указанного.

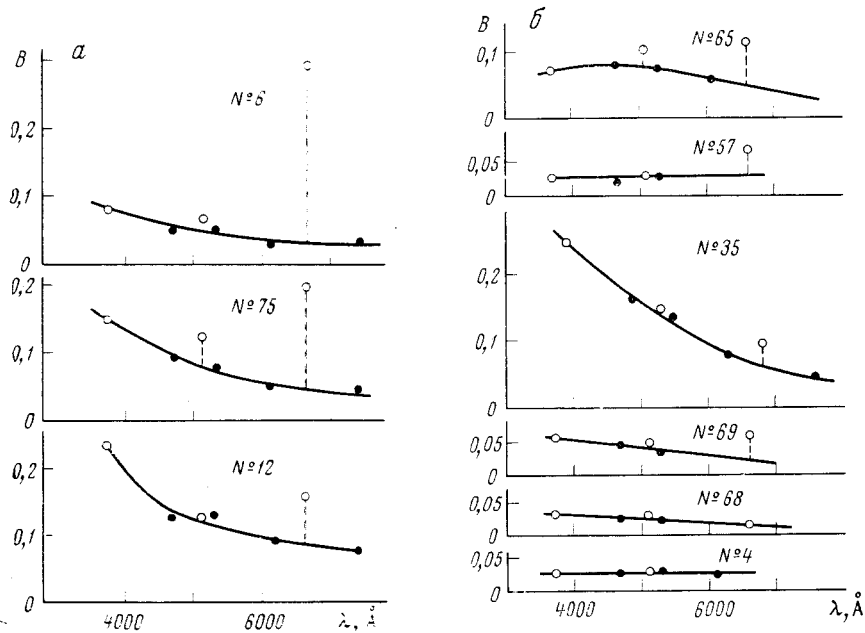
Для центральной зоны диаметром 21" была вычислена интегральная звездная величина. Среднее из шести определений, редуцированное к системе звездных величин V , дало значение $11,8 \pm 0,2$. В [13] для той же центральной зоны в $\lambda 4830 \text{ Å}$ дано значение $m = 11^m 85$. Наше определение, приведенное к $\lambda 4830 \text{ Å}$, дает $m = 12^m 3$.

Фотометрия деталей. На фотографиях, полученных только в лучшую по прозрачности и качеству изображений ночь 29.III 1968 г., были подвергнуты фотометрической обработке 85 наиболее четких и ярких деталей, расположенных в спиральных рукавах. Их положение показано на фиг. 2. Детали большого размера измерялись в нескольких точках. Результаты измерений затем осреднялись. Фон непосредственно около деталей измерялся по крайней мере в четырех точках, затем также осреднялся и учитывался при окончательном определении яркостей. Измерения во всех фильтрах позволили построить наблюдаемые кривые распределения энергии в спектре каждой детали. Некоторые, наиболее характерные из полученных кривых (без учета межзвездного поглощения в нашей

галактике) изображены на фиг. 6. Точность определения относительных яркостей на приведенных графиках около $\pm 0^m20$. Главными источниками погрешностей являются ошибки, связанные с недостаточно точным учетом иногда очень неравномерного фона, и ошибки привязки шкал яркостей в разных фильтрах. Для уменьшения первой ошибки фотографии измерялись независимо двумя лицами. Яркие детали, кроме того, измерялись на фотографиях, полученных не только с самой большой, но и со средней экспозицией. При сравнении яркостей различных деталей между собой необходимо иметь в виду также возможные ошибки поля, которые определяются, в основном, неравномерностью чувствительности катода ЭОП. Как указано в [6], в отдельных местах катода они могут достигать величины $\pm 0^m3$.

Рассмотрение кривых распределения энергии в спектрах деталей показало, что 58 из 85 деталей имеют избыточное излучение в фильтре H_α . Мы считали это результатом свечения зон H II. В шести деталях (№ 6, 27, 65, 71, 75, 82) заподозрено избыточное излучение кислорода в небулярных линиях. Четыре детали (№ 12, 15, 76, 78) излучают аномально много в фиолетовой области спектра. Возможно, что в этих образованиях имеется эмиссия в линии 3727 Å. Для деталей с избыточным излучением в фильтре H_α были оценены верхние пределы масс ионизованного водорода по способу, описанному в [6]. При этом предполагалось, что вклад водорода и азота в общее излучение газовой составляющей одинаков. Эти массы, размеры и избыточные яркости деталей в фильтре H_α приведены в табл. 3.

Как видно из данных табл. 3, самые мощные области свечения водорода имеют массу ионизованного газа порядка нескольких единиц на $10^5 M_\odot$. Таких областей оказалось около десяти. Ранее нами в [6, 7] были определены массы водорода в отдельных деталях одиночных Sc галактик NGC 628 и NGC 4254. Вычисленные таким же методом, самые большие из них оказались на порядок большими, т. е. $10^6 M_\odot$. При этом самые большие массы H II-областей NGC 628 и 4254 получились для самых крупных деталей



Фиг. 6. Распределение энергии в спектрах некоторых деталей NGC 5194

Светлыми кружками обозначены яркости в тех фильтрах, где возможно излучение водорода или кислорода

Таблица 3

Номер детали	Размер	$B_{H\alpha} + [NII]$	$\frac{M}{M_{\odot}} \cdot 10^{-4}$	Номер детали	Размер	$B_{H\alpha} + [NII]$	$\frac{M}{M_{\odot}} \cdot 10^{-4}$
1	3",5×3",5	0,010	2	37	6,5×4,0	0,036	7
2	3,5×3,5	0,012	1	40	5,0×5,0	0,030:	5
5	3,5×3,5	0,096	4	41	3,0×3,0	0,050	2
6	4,0×4,0	0,258	11	42	3,0×3,0	0,024	2
7	4,0×4,0	0,045:	4:	44	3,0×3,0	0,040	2
8	4,0×4,0	0,140	6	45	4,0×4,0	0,015	2
9	5,5×4,0	0,020	5	47	3,5×3,5	0,020	2
10	4,5×4,5	0,034	5	51	2,5×2,5	0,020	1
11	4,5×4,5	0,026	5	53	6,0×3,0	0,056	6
12	4,5×4,5	0,080	5	54	3,0×3,0	0,030:	2
13	4,0×4,0	0,072	6	55	3,0×3,0	0,030:	2
14	7,0×4,0	0,084	12	57	4,0×4,0	0,040	5
15	5,0×5,0	0,260	16	63	5,0×4,0	0,076	7
16	3,0×3,0	0,035	2	65	4,5×4,5	0,060	6
17	6,5×6,5	0,025	10	66	4,0×4,0	0,060	5
18	4,5×4,5	0,022	4	67	3,0×3,0	0,050	2
20	5,0×5,0	0,026	5	69	3,0×3,0	0,037	2
21	2,5×2,5	0,030:	1	71	4,0×4,0	0,038	3
23	5,0×5,0	0,036	7	72	4,0×4,0	0,030	4
26	3,5×3,5	0,090:	4	74	5,0×8,0	0,026	11
27	5,0×5,0	0,020	5	75	5,0×5,0	0,150	13
28	2,0×2,0	0,030:	1	76	4,0×4,0	0,038	4
30	5,0×6,0	0,150	20	77	3,0×3,0	0,056	2
31	5,0×4,0	0,092	9	78	2,5×2,5	0,032	1
32	3,0×3,0	0,020	1	80	3,0×3,0	0,040:	2
33	4,5×4,5	0,024	5	81	5,0×5,0	0,126	13
34	4",5×4",5	0,054	6	82	3,0×2,0	0,034	1
35	8,0×6,0	0,028	15	83	3,0×3,0	0,055:	2
36	4,0×4,0	0,050	5	84	4,0×4,0	0,020:	2

размером в несколько сот парсеков. Эти области при внимательном рассмотрении на фотографиях с лучшим разрешением распадаются на несколько более мелких. Поэтому можно считать, что верхний предел масс самих больших водородных образований для трех исследованных галактик одного порядка величины.

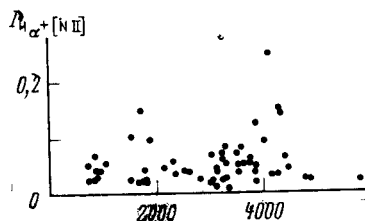
Практически все исследованные области H II оказались связанными с группами звезд, которые расположены в двух мощных спиральных ветвях. При этом спиральные ветви различаются по числу крупных водородных образований. В спиральной ветви, направленной в сторону галактики-спутника, находится 8 из 10 самых ярких H II-образований.

Распределение энергии в спектрах деталей неодинаково. Наиболее ярким H II-областям в среднем соответствуют более голубые группировки звезд. Группировки звезд № 62—69, находящиеся в области нарушения регулярной структуры спирального рукава, оказались в среднем несколько краснее остальных деталей.

На фиг. 7 приведено распределение H II-образований в зависимости от расстояния до ядра. Все они расположены в интервале от 0,7 до 8,0 *кпс* от центра галактики. Сопоставление фиг. 4 и 7 показывает, что компактные зоны H II начинаются внутри центральной линзы, где они включены в огромную центральную H II-область. Количество зон H II, приходящих-

Фиг. 7. Распределение Н II-областей по радиусу NGC 5194.

Радиус по оси абсцисс дан в парсеках

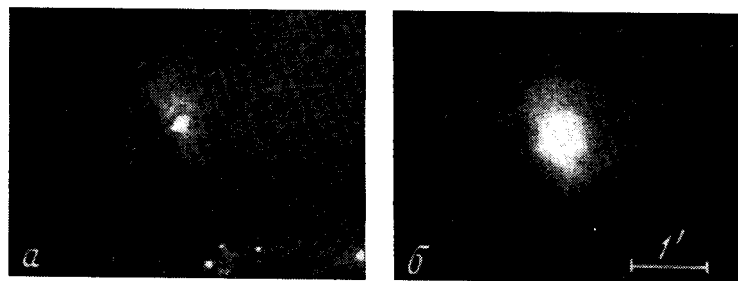


ся на единицу площади, наибольшего значения достигает в кольце от 1,5 до 2,5 *кпс* от центра галактики. Интересно, что яркость галактики в радиолинии 21 *см* не убывает еще и на расстояниях 3 *кпс* от центра [15], т. е. размер по Н I превышает ее размер по Н II-образованиям.

Фотометрия галактики NGC 5195. Классификация галактики-спутника NGC 5195 до сих пор вызывает горячие споры: часть авторов считает ее молодым иррегулярным образованием типа М 82 [16], часть — старой системой типа S0 [12, 17]. Кроме того, до сих пор идут дискуссии о том, связаны ли галактики спиральной ветвью или спиральная ветвь NGC 5194 случайно проектируется на NGC 5195 [16, 17].

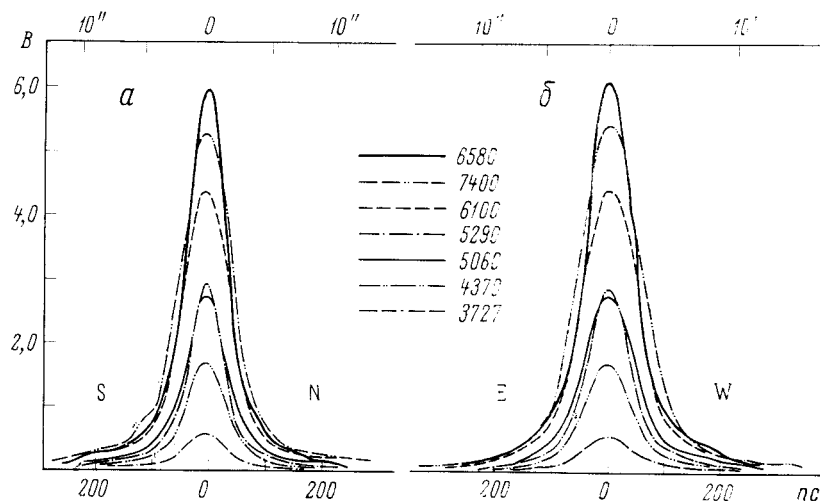
Еще Цвики [18] заметил, что внутренняя часть галактики напоминает спираль с перемычкой. Наши снимки подтверждают это (фиг. 8). На фотографиях в красных лучах отчетливо видно, что она действительно напоминает пересеченную спираль с ядром, вытянутым примерно в направлении, перпендикулярном перемычке. В фиолетовых и синих лучах видно, что яркость в перемычке не плавно убывает с удалением от ядра: либо вокруг ядра имеется область сильного поглощения, либо несколько дальше — дугообразное сгущение звезд.

Для изучения распределения энергии в центральной зоне NGC 5195 было выполнено два взаимноперпендикулярных разреза, проходящих через ядро галактики. Один из разрезов был ориентирован вдоль линии, соединяющей ядра галактик системы (примерно вдоль перемычки). Из просмотра снимков NGC 5195 в разных лучах создается впечатление, что полоса поглощающей материи, идущая вдоль спирального рукава NGC 5194, действительно проектируется на NGC 5195. По мере перехода к фотографиям в красных лучах структура NGC 5195 становится более четкой и регулярной. Кроме того, на снимках в $\lambda 7400 \text{ \AA}$ наиболее плотная часть поглощающей материи еще видна и подходит к центральной области NGC 5195. Кривые хода интенсивности по разрезам для центральной области диаметром 20" приведены на фиг. 9. На фигуре видно, что в каждом разрезе, по крайней мере до расстояния 10", центральная часть галактики симметрична относительно ядра. В разрезе E — W размер наиболее плотной части галактики больше, чем в разрезе N — S. Звездная величина галактики в центральном кружке диаметром 21" в системе V оказалась равной $12^m 6 \pm 0^m 1$, т. е. примерно на величину слабее такой же зоны галак-



Фиг. 8. Фотографии NGC 5195

а — в фильтре $\lambda 3600$; б — в фильтре $\lambda 7400$

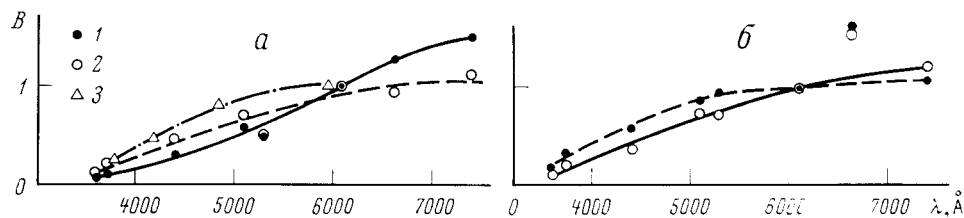


Фиг. 9. Яркость излучения в центральной области NGC 5195 в двух фотометрических разрезах во всех фильтрах

a — вдоль линии, соединяющей ядра галактик; *b* — в перпендикулярном направлении. Вместо указанных на фиг. 9 длин волн следует читать: 6600, 7400, 6090, 5280, 5090, 4400, 3730

тики NGC 5194. Однако, как видно из сравнения фиг. 3 и 8, в кружке диаметром около 5'' обе галактики в красных лучах сравнимы по яркости.

Кривые распределения энергии в центральной области и в прилегающем кольце изображены на фиг. 10, *a*. Центральная часть NGC 5195 оказалась значительно краснее центральной части NGC 5194. Распределение



Фиг. 10. Распределение энергии в спектре центральной области NGC 5195

a: темные кружки — для центральной области диаметром 10'', светлые — для прилегающего кольца шириной 5''; треугольники — в NGC 4874 пс [13]; *b*: темные кружки — для южной, западной и северной областей до 25'' от центра галактики, светлые — для восточной области того же размера

энергии в кольцевой зоне показывает, что с удалением от центра галактика голубеет, оставаясь все же краснее центральной зоны NGC 5194. На фиг. 10, *a* для сравнения приведено распределение энергии в центральной зоне диаметром 21'' в самой красной из галактик типа S0 из списка [13], она голубее, чем рассматриваемая галактика.

Для более далеких областей NGC 5195 на фотографиях, полученных с большими экспозициями, в указанных выше направлениях были проведены измерения яркости в пределах 20—60'' (400—1200 пс) от центра галактики. Вследствие того, что в этих областях поверхностная яркость галактики невелика и фотометрические привязки оказались не очень надежными, полученные результаты следует рассматривать как качественные. На фиг. 10, *b* приведено распределение энергии отдельно для восточной и осредненное для трех других направлений. Как и следовало ожидать, последнее несколько голубее вследствие того, что на востоке на галактику

проектируются облака поглощающей среды (см. фиг. 2). Если предположить, что наблюдаемое отличие в цвете восточной части галактики целиком обязано поглощению пылью, и принять, что закон поглощения света там такой же, как и в нашей галактике [19], то избыток поглощения в ΔA_v в этой области оказывается равным $1,5-3^m/5$. Распределение энергии в разрезах, свободных от поглощения, близко к распределению энергии в кольце, прилегающем к центральной области (фиг. 10, а). Это свидетельствует о том, что население галактики более или менее однородно по составу во всех исследованных областях. Только в центральной области размером $10''$ или 200 пс , оно, вероятно, более старое. В целом NGC 5195 более красное образование, чем центральная область NGC 5194.

На конце спиральной ветви, связывающей компоненты системы, имеется несколько компактных деталей. Качественное рассмотрение распределения энергии показало, что в двух из них (№ 86 и 87) отмечается избыточное излучение в фильтре H_α . Одна из них отмечена в [1]. Это указывает на то, что газ в спиральной ветви наблюдается достаточно далеко от центра галактики.

Краткие выводы

1. В галактике NGC 5194 имеется плотное компактное ядро размером меньше $10''$ (200 пс), яркость которого на порядок больше окружающей его центральной линзы. По цвету центральная область NGC 5194 оказывается одной из наиболее красных среди изученных галактик типа Sc.

2. Интегральная звездная величина центральной части галактики NGC 5194 диаметром $21''$ в системе V равна $11,6 \pm 0^m/2$.

3. Излучение прилегающих к ядру областей центральной линзы голубее, чем излучение ядра. Эти области содержат сгущения звезд более голубых, чем окружающее их поле звезд всей линзы; в этих сгущениях часто наблюдается избыточное излучение в линии H_α . Это говорит о том, что линза содержит сгущения более молодых образований.

4. Вся центральная линза NGC 5194 представляет собой гигантскую, размером около 1200 пс , зону свечения H_α и $[N\text{ II}]$.

5. В спиральных ветвях NGC 5194 было выделено 85 компактных деталей, в 58 из которых зарегистрировано избыточное излучение в фильтре H_α . Вычисленные массы этих газовых образований не превышают несколько единиц на $10^5 M_\odot$. Практически все исследованные газовые детали оказались связанными с группировками звезд. Все они располагаются в двух спиральных ветвях, причем в спиральной ветви, связанной со спутником NGC 5195, находится 8 из 10 самых мощных газовых образований. Компактные зоны $H\text{ II}$ располагаются на расстояниях от $0,7$ до $8,0\text{ клс}$ от центра галактики, т. е. в области центральной линзы они включены в центральную зону $H\text{ II}$. Размер галактики по наблюдениям в линии 21 см несколько больше ее размера по $H\text{ II}$ -областям.

6. Галактика-спутник NGC 5195 в красных лучах напоминает спираль с перемычкой, ядро которой вытянуто в направлении, перпендикулярном перемычке. Она в целом несколько краснее центральной области NGC 5194 и является самой красной из исследованных в [13] галактик типа S0. Исключительно красным образованием оказалась и ее центральная часть. Поглощение в пылевых облаках, закрывающих восточную часть галактики, на $1^m/5-3^m/5$ больше, чем в других областях. Звездная величина центральной части галактики размером $21''$ $V = 12^m/6$. На конце спиральной ветви NGC 5194 около галактики-спутника имеются два сгущения в виде зон $H\text{ II}$ и звезд.

7. Существует большая вероятность того, что между галактиками NGC 5194 и NGC 5195 действительно осуществляется связь через спиральную ветвь. На эту связь, по-видимому, указывает тот факт, что наиболее плотная полоса поглощающей материи, идущая вдоль рукава от NGC 5194

к NGC 5195, подходит к центральной области последней и не прослеживается дальше.

В заключение мы приносим искреннюю благодарность А. И. Брунс, А. И. Леушиной и Л. С. Назаровой за помощь в обработке и оформлении статьи.

Май 1969 г.

Литература

1. G. R. Burbidge et al. *Astrophys. J.*, 1964, **140**, 1445.
2. C. P. Seyfert. *Astrophys. J.*, 1940, **91**, 528.
3. Б. Е. Маркарян. Сообщ. Бюраканской обс., 1963, **34**, 19.
4. S. van den Bergh. Publ. David Dunlap obs. univ. Toronto, 1960, **11**, N 6, 159.
5. M. L. Humason et al. *Astron. J.*, 1956, **61**, 97.
6. И. И. Проник, К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **38**, 219.
7. И. И. Проник, К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **40**, 96.
8. H. L. Johnson, C. F. Kuckles. *Astrophys. J.*, 1955, **122**, 209.
9. H. F. Weaver. *Astrophys. J.*, 1952, **116**, 612.
10. А. Ажусенис. Приложение к диссертации. Вильнюс, 1967.
11. Д. И. Гринштейн. Звездные атмосферы. ИЛ, 1963, стр. 97.
12. A. Sandage. The Hubble atlas of galaxies, 1961.
13. W. J. Tifft. *Astron. J.*, 1961, **66**, 390.
14. G. R. Burbidge et al. *Astrophys. J.*, 1963, **138**, 945.
15. D. H. Rogstad et al. Owens valley radio obser., 1967, N 1.
16. Б. Е. Маркарян. Сообщ. Бюраканской обс., 1963, **34**, 19.
17. Б. А. Воронцов-Вельяминов. *Астрон. ж.*, 1957, **34**, 8.
18. F. Zwicky. *Morphological astronomy*, 1957, p. 200.
19. H. L. Johnson. *Astrophys. J.*, 1965, **141**, 923.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ Ар-ЗВЕЗД. 1. ДВУМЕРНАЯ КОЛИЧЕСТВЕННАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ

В. В. Леушин

По спектрам с дисперсией 14 Å/мм было исследовано 56 Ар-звезд и 28 нормальных звезд сравнения. Из анализа спектральных классов и абсолютных величин, определенных по линиям гелия (Sp (He)), железа (Sp (Fe)) и водорода (M_v) было установлено следующее.

1) Sp (He) и Sp (Fe), возможно, составляют однородную последовательность для Ар-звезд. Из того, что Sp (He) и Sp (Fe) для Ар-звезд с аномальными линиями Mn и Si более поздние (это вызвано ослаблением линий He и усилением линий Fe), чем для нормальных звезд того же цвета $B - V$, можно заключить, что в этих звездах существует дефицит гелия и избыток железа.

2) Звезды с пекулярностями других типов имеют Sp (Fe), в среднем совпадающий со спектральным классом нормальных звезд того же цвета $B - V$, однако имеется существенное рассеяние.

3) Зависимость эквивалентных ширин водородных линий от светимости для Ар-звезд такая же, как и для нормальных. А так как линии водорода формируются практически во всей атмосфере, это до некоторой степени свидетельствует, что в целом структура атмосфер пекулярных звезд мало отличается от структуры атмосфер нормальных звезд.

4) На диаграмме Sp — M_v можно выделить две последовательности Ар-звезд: последовательность звезд с аномальными линиями Mn и Si и последовательность звезд с другими типами пекулярностей.

5) Ар-звезды Mn типа локализованы в очень небольшой области диаграммы Sp — M_v ; это может свидетельствовать о том, что Mn-пекулярность возникает при выполнении каких-то очень жестких условий.

6) В целом Ар-звезды немного ярче нормальных звезд главной последовательности того же спектрального класса и расположены в области звезд III — IV классов светимости.

SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE Ap TYPE STARS. I. A TWO DIMENSIONAL QUANTITATIVE SPECTRAL CLASSIFICATION, by V. V. Leu shin.— 56 Ap-type stars and 28 normal stars have been analyzed on the basis of spectrograms with a dispersion of 14 Å/mm. The analysis of spectral classes and luminosities obtained from the spectral lines of helium (Sp (He)), iron (Sp (Fe)) and hydrogen (M_v) allows to draw the following conclusions.

1) Sp (He) and Sp (Fe) possibly form homogeneous sequence for Ap type stars. Sp (He) and Sp (Fe) for Ap type stars with anomalies in the intensity of Mn and Si lines are latter (it is due to the weakening of He lines and strengthening of Fe lines) than those for normal stars with the same $B - V$ color. We can conclude that these stars have deficiency of helium and overabundance of iron.

2) The stars with other peculiarities have Sp (Fe) which are on the average in agreement with the spectral classes of the normal stars with the same $B - V$ color. However there is a large scattering in the direction of earlier spectral classes as well as in that of later ones.

3) The dependence of the equivalent widths of hydrogen lines on luminosity is the same both for Ap type stars and normal stars. As the hydrogen lines practically appear all over the atmosphere, it shows to a certain extent that the atmospheric structure of Ap type stars differs very little from that of the normal stars in general.

4) We can divide Ap type stars in the Sp — M_v diagram into two sequences — the sequence of stars with anomalies in the intensity of Mn and Si lines and that of stars with other type peculiarities.

5) Ap type stars with anomalies in the intensity of Mn lines fall on a little range of the Sp — M_v diagram. This indicates that the Mn peculiarity arises under very strict conditions.

6) On the whole Ap type stars are slightly brighter than the normal stars of the main sequence with the same spectral classes. They fall on the range of the stars of III — IV luminosity classes.

Пекулярные и магнитные звезды класса А обладают таким количеством особенностей, что эти звезды трудно сравнивать не только с нормальными, но и друг с другом. Отличие их от нормальных звезд и различие между собой являются правилом; нет ни одной пары Ар-звезд, которая содержала бы звезды, сходные по всем своим свойствам. Это сильно затрудняет их изучение, выяснение роли в эволюции звезд и проблемы происхождения. Между тем сравнение звезд Ар с нормальными могло бы дать ответы на некоторые эти вопросы. Для сравнения же нужно знать хотя бы приблизительно средние условия в атмосфере пекулярной звезды, т. е. температуру и ускорение силы тяжести. В случае звезд Ар определение этих характеристик сильно осложнено многочисленными аномалиями в интенсивностях линий поглощения. Поскольку все прежние классификации Ар звезд проводились глазомерно, и к тому же по тем линиям в их спектрах, которые или имеют аномальные интенсивности (К Ca II, He I), или слабо меняются в этом спектральном интервале (Mg II, 4481), то точность классификации Ар-звезд следует считать совершенно неудовлетворительной.

Достаточно сказать, что пекулярные звезды, классифицируемые как А0р, имеют спектральный класс, найденный по цвету $B - V$, в интервале от В5 до А5.

Выделение пекулярных звезд производится, по-видимому, простым глазом по усилению тех или иных линий (Si, Mn, Sr, Cr, редкие земли): какого-либо объективного количественного критерия пекулярности не существует. Первичная классификация звезд Ар по степени пекулярности по спектрам, полученным с объективной призмой, дает значительное число пекулярных звезд, которые при дальнейшем их исследовании по щелевым спектрограммам оказываются нормальными [1, 2]. Кроме того, отсутствие объективных критериев пекулярности приводит к тому, что одни авторы относят данную звезду к пекулярным, другие — к нормальным (например, 21 Aql). К настоящему времени всем звездам Ар приписан спектральный класс только в системах HD или МК.

Существует первичная качественная классификация звезд Ар по видам пекулярности, введенная первоначально Морганом [3], а затем Яшеками [4]. Эта классификация делит Ар-звезды на семь групп: Si — λ 4200; Mn; Si; Si — Eu — Cr; Eu — Cr; Eu — Cr — Sr; Sr. Такое разделение до некоторой степени коррелирует с изменением цвета $B - V$, покраснение идет от первой группы к последней. Однако и эта классификация оказывается недостаточно четкой. Во-первых, отдельные звезды имеют и те и другие пекулярности (например, HD 205 087 имеет аномальные линии и Si и Sr), а некоторые типы пекулярностей вообще не отражаются (аномальное усиление линий Ba, ослабление К Ca II, изменение профилей и интенсивностей линий). Во-вторых, это классификация не количественная.

Из самых последних работ по спектральной классификации Ар-звезд следует упомянуть работу Осава [5]. Классификация проведена здесь для 244 звезд Ар по спектрам с дисперсией 60 Å/мм (у Н₂). Но так как эта классификация тоже проведена качественно, то она описывает скорее вид спектров Ар-звезд, чем является температурной классификацией. Сопоставление $B - V$ с типом пекулярности у Осава дает еще меньшую корреляцию между ними, чем в [4]. Из рассмотрения каталога Осава, который опреде-

лял для звезд Ар спектральный класс по линиям He, H, линии K Ca II и линиям металлов, видно, что спектральный класс по металлам наиболее поздний, спектральный класс по K Ca II всегда более ранний, чем по металлам, и до A5 более ранний, чем по водороду. Правда, здесь имеется несколько исключений. Спектральный класс по гелию в среднем совпадает со спектральным классом по водороду, а следовательно, и со спектральным классом по $B - V$. С другой стороны, исследования Сирла и Сарджента [6] показывают, что в наиболее горячих звездах Ар, где линии He достаточно сильны для измерения, их интенсивности слабее, чем у нормальных звезд с теми же цветами $B - V$, а это должно привести к более поздним спектральным классам по He.

Совпадение Sp (H) с Sp ($B - V$), корреляция между которыми определяется по нормальным звездам, свидетельствует как будто о нормальном строении атмосфер Ар-звезд, это же подтверждается и нормальным распределением звезд на двуцветной диаграмме ($B - V$, $U - B$) [7]. С другой стороны, исследование Ю. В. Глаголевским непрерывных спектров Ар-звезд [8] свидетельствует об аномальности строения их атмосфер. Он исследовал бальмеровские скачки D у Ар-звезд и показал, что уменьшенные значения D у Ар-звезд по сравнению с нормальными можно объяснить пониженным температурным градиентом в атмосферах. В то же время некоторые авторы [9] считают, что это уменьшение D в спектрах Ар-звезд можно объяснить, приписывая этим звездам какой-либо другой спектральный класс.

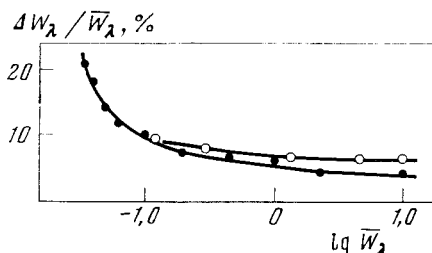
Вероятно, наиболее точно описывает физические условия в атмосфере звезды спектральный класс, найденный по $B - V$ и линиям водорода, однако в случае аномального строения атмосфер Ар-звезд по сравнению с нормальным, $B - V$ для Ар- и нормальных звезд окажутся несопоставимыми величинами. Водородный же спектральный класс для звезд Ар определяется очень неточно из-за того, что зависимость W_λ линий водорода от спектрального класса в области A0 — A2 очень слабая.

О распределении Ар-звезд на диаграмме Герцшпрунга — Рассела (H — R) существуют противоречивые сведения. По Моргану [3] и Копылову [10], звезды Ар обладают повышенной светимостью и расположены в области звезд А класса светимости III. По [4], они лежат на главной последовательности. Возможно, что частично это расхождение вызвано различием в спектральной классификации, частично в принятом положении главной последовательности. Однако все авторы отмечают существенное рассеяние Ар-звезд на диаграммах H — R и ($B - V$, $U - B$), причем оно определено больше, чем для нормальных звезд.

Таким образом, для выяснения природы пекулярных звезд необходимо выяснить действительное положение их на диаграмме H — R, провести однородную количественную двумерную классификацию, выработать количественные критерии пекулярности и, наконец, выяснить, что же является истинной температурной характеристикой атмосфер Ар-звезд: линейчатый или непрерывный спектр?

Материал наблюдений

Для решения некоторых из только что упомянутых задач была составлена программа наблюдений Ар-звезд и нормальных звезд сравнения. Пекулярные звезды выбирались так, чтобы возможно полнее охватить все типы пекулярностей, весь диапазон спектральных классов, цветов $B - V$, скоростей вращения $v \sin i$. Выбор нормальных звезд диктовался необходимостью, чтобы Sp, M_v , $v \sin i$ Ар-звезд были заключены между этими же параметрами для нормальных звезд и чтобы по этим трем характеристикам для каждой Ар-звезды можно было подобрать подобную звезду среди нормальных. В табл. 1 приведены пекулярные и нормальные звезды



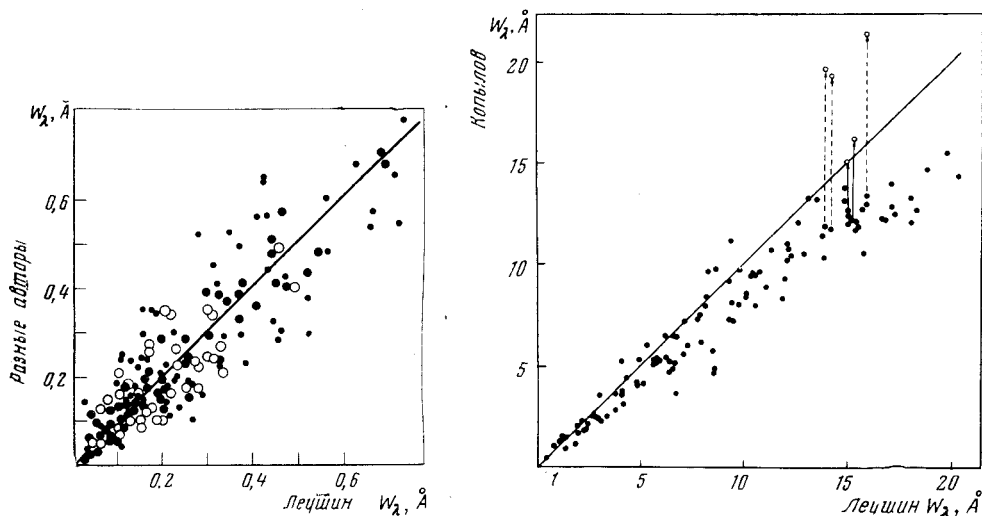
Фиг. 1. Зависимость вероятной относительной ошибки ε от среднего значения $\bar{W}_\lambda$

Темные кружки относятся к спектрам нормальных звезд, светлые — к спектрам Ар-звезд

программы с их характеристиками. Величины U , B , V взяты из [11], значения D — из [8], $v \sin i$ — из [12, 13], типы пекулярностей — из [5, 14].

Наблюдения проводились на спектрографе АСП-11 50" телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Дисперсия спектрограмм 14 Å/мм. Спектрограммы охватывают область от 4650 до 3640 Å. Проекция щели спектрографа на пластинке равнялась 0,026 мм (т. е. порядка размеров зерна пластинок Kodak Oa-O и Kodak Oa-J) или 0,36 Å. Спектры расширялись от 0,45 до 0,80 мм. В последних столбцах табл. 1 приведено число спектрограмм, полученных для каждой звезды, и экспозиция при съемке. В основном были использованы пластинки Kodak Oa-O и Kodak Oa-J, в случае очень ярких звезд — эмульсии Agfa Diapositiv. Для каждой звезды получено в среднем по два спектра в области от 4650 Å до 3933 Å и по два в области от 4370 до 3640 Å. Калибровка спектрограмм проводилась на лабораторном спектрографе ИСП-51, регистрация — на микрофотометре прямых интенсивностей [15]. После отождествления спектральных линий регистрограммы измерялись на приборе «Графоанализатор», состыкованном с ЭЦВМ «Минск-1». Методика измерений описана в [16]. Полученные значения эквивалентных ширин были использованы для всестороннего анализа спектральных и физических характеристик Ар-звезд и сравнения их с нормальными.

Значения W_λ измеренных линий для каждой звезды усреднялись. Определялась вероятная относительная ошибка этого среднего



Фиг. 2. Сопоставление наших определений W_λ с определениями разных авторов

Большие темные кружки — сравнение со спектрами с большой дисперсией (1—4 Å/мм), малые — со спектрами с малой дисперсией (75 Å/мм). Светлые кружки — сравнение эквивалентных ширин для Ар-звезд по нашим определениям и по определениям в [6]

Фиг. 3. Сравнение W_λ водородных линий

Вертикальными линиями соединены значения одних и тех же линий, измеренных по спектрам 75 Å/мм (нижние точки) и 1—2,8 Å/мм (верхние)

$\varepsilon = 0,67 \sqrt{\frac{\sum (\bar{W}_\lambda - W_{\lambda i})^2}{n(n-1)}} / \bar{W}_\lambda$. Зависимость ее от $\bar{W}_\lambda$ представлена на фиг. 1.

Вероятная относительная ошибка лишь в редких случаях превосходит 20%. Эта зависимость построена в основном для стандартных звезд программы. Но очевидно, что и для Ар-звезд будет справедлива подобная зависимость. Однако в случае Ар-звезд наблюдается иногда значительный разброс индивидуальных определений, возможно вызываемый переменностью линий [17, 18].

Наши определения $\bar{W}_\lambda$ сравнивались с определениями разных авторов [6, 9, 19—25] (фиг. 2, 3). Согласно с определениями W_λ по спектрограммам высокой дисперсии хорошее, большой же разброс малых точек на фиг. 2 можно объяснить тем, что в [19] W_λ определены по спектрам со значительно более низкой дисперсией (75 Å/мм). Систематическое увеличение наших значений на фиг. 3 объясняется недооценкой крыльев водородных линий на спектрограммах с дисперсией 75 Å/мм.

Выбор критериев спектральной классификации

Для спектральной классификации звезд лучше всего брать пары таких линий, из которых одна усиливается, а другая ослабляется с изменением спектрального класса. В таком случае отношение этих линий будет быстро меняться при переходе из класса в класс, что повышает точность классификации. Кроме того, использование отношения эквивалентных ширин линий как критерия выгодно тем, что оно снимает систематическую ошибку каждой спектрограммы (эта ошибка возникает главным образом за счет неодинакового проведения непрерывного спектра на разных регистрограммах). Но в случае А-звезд подобрать такие линии практически невозможно. (Все эти звезды расположены в области, где слабеющие с температурой линии элементов исчезают совсем, а усиливающиеся еще очень слабы. Это замечание относится к линиям He, C, Fe, Ti, V. Причем линии He и C слабеют, а линии Fe, Ti, V усиливаются). В случае Ар-звезд поведение элементов Si и Ca является аномальным и их привлечение к спектральной классификации может дать сведения скорее о пекулярности, чем о температуре звезды. Линии C в области от B5 и позже слишком слабы для измерения. Линии магния имеют при данной температуре естественный разброс значений W_λ , гораздо больший, чем ход со спектральным классом. Следовательно, из линий, увеличивающих свою эквивалентную ширину при переходе от спектрального класса B5 к более поздним, остаются еще линии металлов Fe, Ti, V (Cr, Mn, Sr, Sc, редкие земли — это все элементы с аномальными интенсивностями линий). Но линии этих элементов появляются примерно от A0,5 — A1,0, т. е. там, где линии He практически исчезли.

Таким образом, классификацию Ар-звезд можно проводить только поэтапно: в области звезд B5 — A0 — по линиям He, уменьшающим свои W_λ , и в области от A0 до F0 — по линиям Fe, увеличивающим W_λ (линии V везде здесь слабы и малочисленны, а Ti, по-видимому, тоже пекулярен). Ошибки проведения непрерывного спектра должны усредниться, так как здесь используются $\bar{W}_\lambda$, усредненные по 2—4 спектрам, и маловероятно, что случайная ошибка проведения непрерывного спектра войдет в определение $\bar{W}_\lambda$ с каким-то одним знаком.

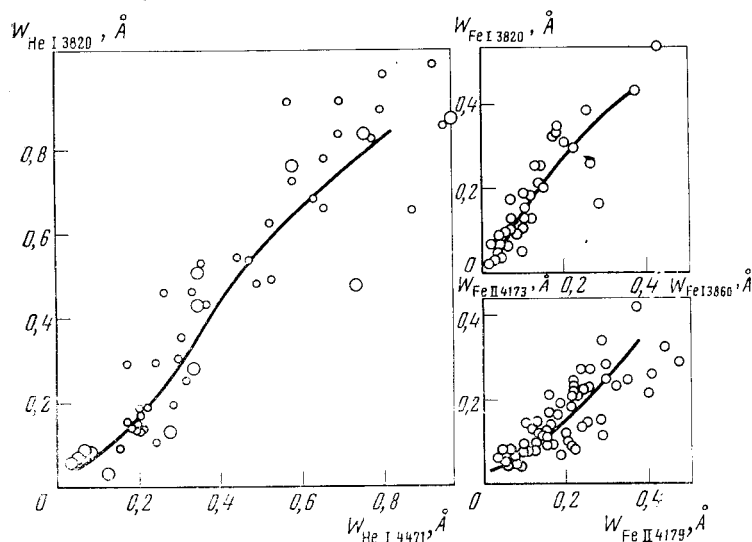
Определение спектральных классов и оценка ошибок

В соответствии с изложенным нами проведена спектральная классификация Ар-звезд по линиям He I, Fe I, Fe II. Мы были вынуждены привлечь линии He I, несмотря на ряд указаний об их аномальностях [5, 6], так как

Ион, номер мультиплета		$\lambda, \text{\AA}$	$\varepsilon_i, \%$	Примечания
He I	14	4471	20,87	W_λ меняется от 0,9 $\text{\AA}$ у B5 до 0 $\text{\AA}$ у A0,5
	16	4121	20,87	
	18	4026	20,87	Слабое блендирование начиная от B8
	20	3867	20,87	Практически исчезает к B7
	22	3820	20,87	В области A0—A2 линия Fe I 3820 становится более интенсивной
	50	4438	21,13	Исчезает у B6
	51	4388	21,13	Блендируется с линией Mg II
	52	4169	21,13	Исчезает у B8
	53	4144	21,13	Резко уменьшается от 0,7 $\text{\AA}$ (B5) до 0,1 $\text{\AA}$ (A0), затем растет за счет Fe I 4144
	55	4009	21,13	Блендируется с Ti II и Fe I
	58	3926	21,13	Блендируется с Mn и Fe
	60	3872	21,13	Блендируется с Fe
Fe I	4	3860	0,00	
	20	3820	0,86	В области B9,5—A0,5 блендируется с He I
	43	4045	1,48	
	43	4144	1,55	То же
	152	4187	2,41	
Fe II	355	4154	2,82	
	3	3914	1,66	Блендируется с линией Ti II
	27	4417	2,77	То же
	27	4385	2,77	Блендируется с линией Mg II
	27	4352	2,69	То же
	27	4303	2,69	При большом вращении блендируется с линиями Ti II
	27	4233	2,57	Блендируется с линией Cr II
	27	4173	2,57	
	28	4179	2,57	
	29	4002	2,77	Слабая линия ($\sim 0,15 \text{\AA}$)
	37	4520	2,79	
	37	4491	2,84	Слабая линия ($\sim 0,05\text{--}0,20 \text{\AA}$)
	37	4489	2,82	
	38	4584	2,79	
	38	4576	2,83	
	38	4549	2,82	
	187	4447	5,93	Слабая линия ($\sim 0,10 \text{\AA}$)

в области спектральных классов от B5 до A1 линии металлов практически не видны. По нашим спектрам были измерены эквивалентные ширины линий He I, Fe I и Fe II, перечисленные в табл. 2. По этим линиям образованы критерии спектральной классификации, которыми являются суммы эквивалентных ширин линий, одинаково меняющихся при изменении спектрального класса. Для гелия это: I — ($W_{4471} + W_{4121} + W_{3867}$), II — ($W_{4026} + W_{3820}$), III — ($W_{4438} + W_{4169} + W_{4388}$), IV — ($W_{4144} + W_{4009} + W_{3926} + W_{3872}$).

Поскольку в изучаемых звездах с переходом от B5 к A0 линии He I начинают исчезать и их интенсивности для части звезд сравнимы с флуктуациями за счет зерна пластинок, то для этих звезд измерены лишь некоторые из перечисленных линий. Для учета вклада неизмеренных линий в величину критерия были построены зависимости между эквивалентными



Фиг. 4. Зависимости между эквивалентными ширинами линий одного и того же элемента

Маленькими кружками нанесены значения из [10]

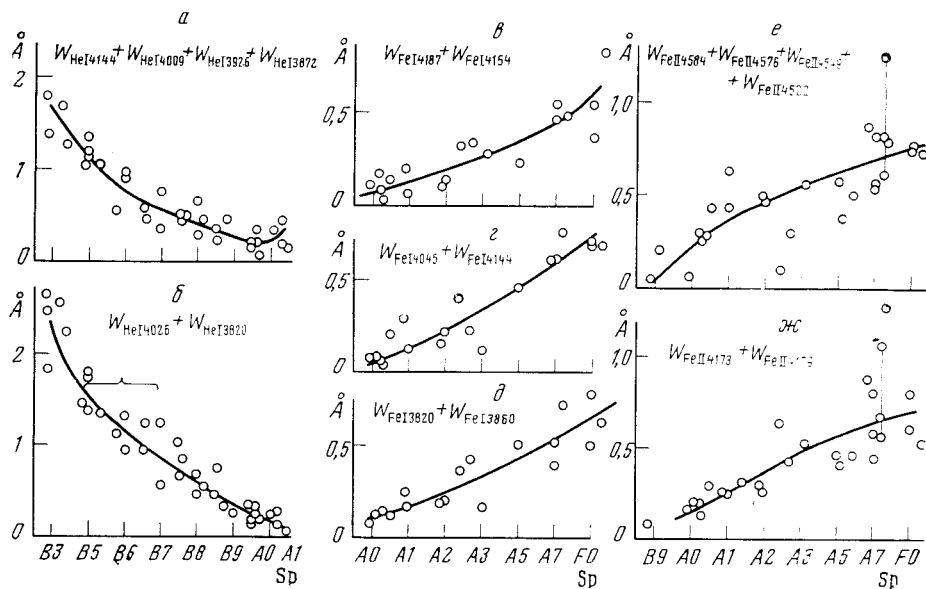
ширинами линий (пример таких зависимостей см. на фиг. 4). Из этих зависимостей также можно заключить, что точность определения $\overline{W}_\lambda$ лежит в пределах 8—20%. С помощью этих зависимостей по измеренным величинам находились $\overline{W}_\lambda$ неизмеренных линий.

Затем строились средние зависимости между величиной критерия и спектральным классом для стандартных звезд (значения спектрального класса выбирались из [10, 26]) и по ним определялся спектральный класс для нормальных, а потом и для пекулярных звезд. Для построения всех этих зависимостей были использованы, кроме наших измерений, значения W_λ для линий He I из [19]. Зависимости «спектральный класс — величина критерия» представлены на фиг. 5. Вероятная относительная ошибка величины критерия, рассчитанная из ошибок, входящих в критерий линий, такова: ~4—15% для I критерия, ~4—12% для II, ~4—15% для III, ~3—10% для IV. Ошибка растет с уменьшением величины критерия. Мы рассчитали величину вероятной ошибки индивидуального определения спектрального класса по каждому критерию. Результаты представлены в табл. 3.

Индивидуальная ошибка каждого определения зависит от спектрального класса, но эта зависимость незначительна. Величины ошибок среднего (последняя строка табл. 3) согласуются с вероятными ошибками среднего спектрального класса, определенными для каждой звезды (см. 14-й

Таблица 3

Критерий	B3	B5	B6	B7	B8	B9	A0
I	$\pm 0,15$	$\pm 0,25$	$\pm 0,25$	$\pm 0,30$	$\pm 0,30$	$\pm 0,30$	?
II	$\pm 0,10$	$\pm 0,10$	$\pm 0,10$	—	$\pm 0,20$	$\pm 0,20$	$\pm 0,20$
III	$\pm 0,15$	—	—	—	—	$\pm 0,30$	?
IV	$\pm 0,10$	—	—	—	—	$\pm 0,30$	?
Среднее...	$\pm 0,07$	$\pm 0,12$	$\pm 0,12$	$\pm 0,15$	$\pm 0,15$	$\pm 0,15$	?



Фиг. 5. Примеры зависимостей величины различных критериев от спектрального класса

Изменение $\text{Sp}(\text{He I})$ для CU Vir (показано фигурной скобкой) вызвано изменением $W_{\text{He I } \lambda 1026}$ от 0,3 до 0,8 Å [26]. Вертикальные прямые показывают, куда смещается точка для γ Boo при учете блендинга

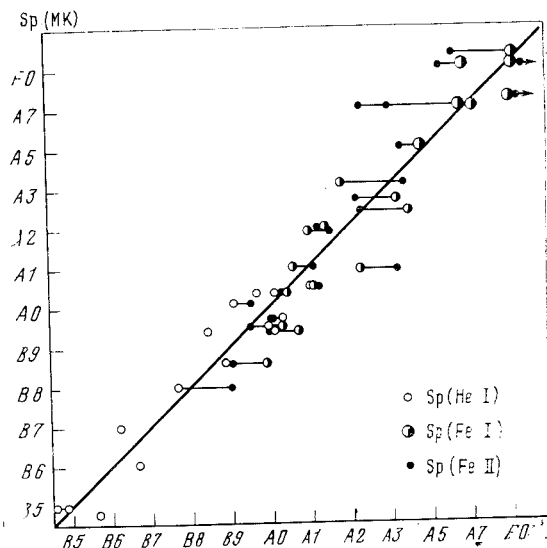
столбец табл. 1). Следовательно, формальная ошибка определения спектрального класса по гелиевым критериям не выше $\pm 0,3$ спектрального подкласса, т. е. величины, обусловленной естественным разбросом в зависимости спектральный класс — интенсивность линии.

Спектральный класс по He I с достаточной точностью определяется от B3,5 до A0,0 — A0,5 по I — III критериям и до B9,5 — по IV. Рост величины критерия IV начиная от B9,5 (фиг. 5, а) вызван начинающимся усилением интенсивностей линий металлов, в частности линии Fe I $\lambda 3820$.

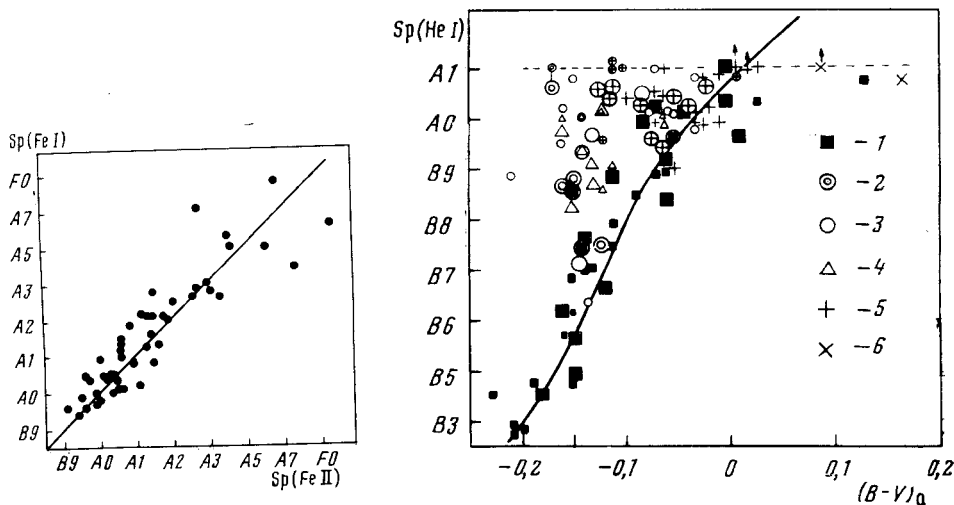
Для всех звезд, у которых можно было измерить линии Fe I и Fe II, с линиями этих элементов была проделана та же процедура, что и с линиями гелия. Линии Fe I и Fe II (см. табл. 2) были сгруппированы в следующие критерии: для Fe I: I — $(W_{4187} + W_{4154})$, II — $(W_{4045} + W_{4144})$ и III — $(W_{3820} + W_{3860})$; для Fe II: I — $(W_{4584} + W_{4576} + W_{4549} + W_{4520})$, II — $(W_{4173} + W_{4179})$ и III — $(W_{4491} + W_{4489} + W_{4447} + W_{4417} + W_{4385} + W_{4352} + W_{4303} + W_{4233} + W_{4002} + W_{3914})$. Вероятная ошибка индивидуального определения спектрального класса, рассчитанная исходя из ошибки величины критерия, почти не меняется со спектральным классом и меньше, чем $\pm 0,25$ спектрального подкласса. Однако на калибровочных графиках для определения спектрального класса по Fe I и Fe II (см. фиг. 5, в — ж) разброс гораздо больше, чем на графиках для гелия. Особенно он велик для Fe II в области от A3 и позже. Это вызвано тем, что в спектральной области, где используется гелиевый критерий, вращение звезды не влияло на величину критерия, так как там линии очень редки и линии He I, даже при очень сильном вращении, не blendируются с линиями других элементов. В области от A0 до A3 при вычислении величины критериев по Fe слабые бледы просто замыкаются вращением и «выпадают» из критерия, начиная же от A3 и позже бледы уже достаточно сильны и вносят существенный вклад в величину критерия.

Для проверки этого предположения мы оценили вклад линий, которые при скорости вращения 135 км/сек ($v \sin i$ для $\gamma \text{ Boo}$) будут бленди-

Фиг. 6. Сопоставление наших определений спектрального класса для стандартных звезд по He I, Fe I и Fe II со спектральным классом в системе МК. Более уверенным определениям соответствуют большие значки. Значки со стрелкой дают нижний предел значения спектрального класса по Fe II.



роваться с линиями железа, входящими в критерии по Fe. При вычитании этого вклада точка, соответствующая γ Boo, смещается примерно в область звезд с нулевым вращением (см. фиг. 5, е, ж). Кроме вращения разброс на этих кривых вызывается еще эффектом светимости (большое значение он имеет для Fe II) и различием в турбулентной скорости. Эта причина тоже больше влияет на линии Fe II, так как в общем эквивалентные ширины линий Fe II здесь больше, чем эквивалентные ширины линий Fe I. Влияние различия в турбулентной скорости в атмосфере усиливается к более позднему спектральному классу, где линии Fe ложатся в основном на плоскую часть кривой роста, и потому разброс величин критериев увеличивается к более поздним спектральным классам. Следовательно, определение спектрального класса по Fe II более неуверенное, чем по Fe I,



Фиг. 7. Сопоставление $Sp(Fe I)$ со $Sp(Fe II)$ для Ap-звезд

Фиг. 8. Сопоставление $Sp(He I)$ с $(B - V)_0$

1 — нормальные звезды; 2 — звезды типа Si — $\lambda 4200$; 3 — Si-звезды; 4 — Mn-звезды; 5 — Sr-, Sr — Eu-звезды; 6 — Sr-звезды. Комбинированные значки указывают на присутствие обеих peculiarностей; стрелки — возможное изменение спектрального класса при более точном измерении слабых линий; штриховая линия — предел, до которого можно определить спектральный класс по линиям He I. Большие значки для звезд с определениями спектрального класса по нашим измерениям W_λ , маленькие — для звезд с измерениями W_λ в [6, 10]

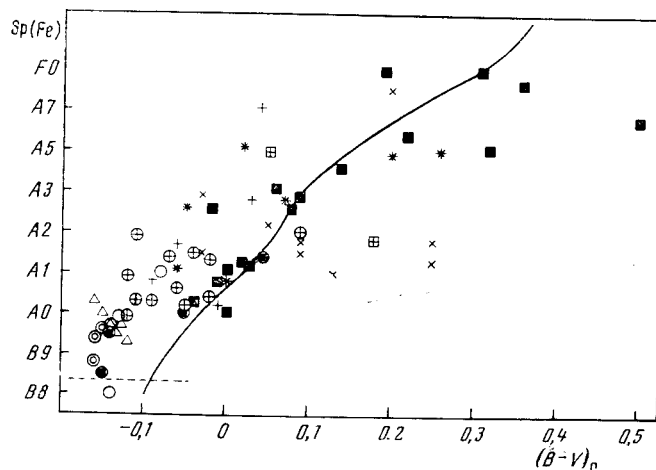
но это справедливо только по отношению к спектральным классам позже A3. Для ранних же спектральных классов точности сравнимы, так как все приведенные факторы, увеличивающие разброс, примерно одинаковы для Fe I и Fe II.

На фиг. 6 сопоставлены наши определения спектральных классов по He II, Fe I и Fe II со спектральным классом в системе МК. Согласие хорошее, разброс спектров по Fe II, как указывалось, несколько больше в области A5 — F0, чем в A0 — A3. На фиг. 7 представлено сопоставление Sp (Fe I) со Sp (Fe II) для звезд Ар. Здесь согласие тоже хорошее и разброс позже A3,5 обусловлен неточностью в Sp (Fe II). Следовательно, для Ар звезд можно использовать средний спектральный класс по железу. В табл. 1 приведены спектральные классы по He I, Fe I и Fe II с вероятными ошибками их определения.

Необходимо отметить, что многие Ар-звезды являются спектрально переменными. В результате изменения интенсивностей линий приписываемый им спектральный класс меняется, и иногда это изменение может быть очень значительным (см. фиг. 5, б). Однако большие изменения очень редки и обычно наблюдаются у элементов с пекулярными линиями. Линии Fe I и Fe II меняются слабо, и их изменениями можно пренебречь. Справедливость этого подтверждают фиг. 1 и 2. На фиг. 1 видно, что ошибки измерения $\overline{W}_\lambda$ для Ар-звезд в среднем лишь немного больше, чем для нормальных, причем это различие наблюдается исключительно для водородных линий, для линий металлов (с малыми $\overline{W}_\lambda$) кривые ошибок практически совпадают. Увеличение ошибок для звезд Ар вызвано, вероятно, спектральной переменностью линий водорода; совпадение ошибок для металлических линий в нормальных и Ар-звездах говорит об отсутствии значительных изменений в этих линиях. На фиг. 2 видно, что при сопоставлении наших значений W_λ с $\overline{W}_\lambda$, определенными в [6] для Ар-звезд, разброс около средней прямой сравним с разбросом для нормальных звезд, хотя разброс для W_λ Ар-звезд обусловлен не только обычными ошибками, но и спектральной переменностью линий.

Результаты спектральной классификации

Полученные спектральные классы были сопоставлены с $(B - V)_0$. Исправление $B - V$ за межзвездное покраснение производилось по спо-



Фиг. 9. То же, что и на фиг. 8, для Sp(Fe)
 m — металлическая звезда 68 Тау, Ba — бариевая звезда HD 20210.
 Штриховая линия — предел для определения Sp (Fe)

сому, описанному в [28]. Для увеличения числа точек на диаграмме $Sp(He\ I) - (B - V)_0$ были использованы результаты [6], в которой даны измерения эквивалентных ширин линии $\lambda 4471\ He\ I$ для ряда Ар-звезд. Наша система эквивалентных ширин совпадает с системой [6] (см. фиг. 2). По этой линии с помощью кривых типа фиг. 4 был образован критерий I для определения спектрального класса по $He\ I$. Затем были построены зависимости $Sp(He\ I) - (B - V)_0$ и $Sp(Fe) - (B - V)_0$ (фиг. 8 и 9). Из их рассмотрения можно сделать некоторые выводы.

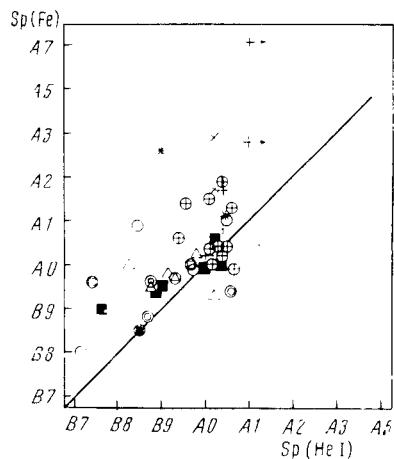
1. Ар-звезды $Si - \lambda 4200$ и Мп-типов имеют более поздний спектральный класс как по He , так и по Fe , чем нормальные звезды с такими же $(B - V)_0$.

2. Звезды Si , $Si - Cr - Eu$ обладают тем же свойством, однако некоторые из $Si - Cr - Eu$ -звезд имеют спектральные классы, совпадающие со спектральным классом по $B - V$.

3. Звезды с аномальным усилением линий Sr имеют как более ранние значения $Sp(Fe)$ для своих цветов $(B - V)_0$, так и более поздние, причем рассеяние в обе стороны здесь значительное.

Примерно одинаковое поведение спектральных классов по $He\ I$ и Fe позволяет предположить, что спектральные классы по He и Fe составляют однородную последовательность, т. е. если бы для ранних звезд можно было измерить W_λ линий железа и по ним определить спектральный класс, то он совпал бы со спектральным классом по гелию, и наоборот: спектральный класс по гелию, если бы существовала возможность его определения для поздних звезд, совпал бы со спектральным классом по железу. Для проверки этого предположения были сопоставлены спектральные классы по He и по Fe для Ар-звезд (фиг. 10). Отсюда видно, что для $Si - \lambda 4200$ и Мп-звезд спектральные классы совпадают довольно хорошо, это же относится и к части Si - и $Si - Cr - Eu$ -звезд. Однако на фиг. 10 звезды имеют тенденцию к более раннему спектральному классу по He и к более позднему спектральному классу по Fe . До некоторой степени эту тенденцию можно объяснить тем, что в спектральной области, где можно определить $Sp(He\ I)$ и $Sp(Fe)$, с уменьшением температуры линии $He\ I$ исчезают, а линии железа только появляются. Следовательно, они порой меньше флуктуаций на регистрируемых за счет зернистости фотоэмульсии и при измерении значения их эквивалентных ширин завышаются, т. е. спектр по $He\ I$ становится более ранним, а спектр по Fe более поздним. Значит, смещение точек от оси на фиг. 10, вероятно, в действительности еще меньше.

В [6] было показано, что ослабление линий $He\ I$ вызвано не условиями возбуждения, а дефицитом He в атмосфере звезд Ар. Однако отмечалось, что это справедливо только для $Si - \lambda 4200$ звезд. Из наших же результатов следует, что ослабление линий $He\ I$ наблюдается почти во всех горячих Ар-звездах, особенно в $Si - \lambda 4200$ и Мп. Поскольку в остальных типах звезд Ар линии $He\ I$ очень слабы, выводов об их поведении не делалось. В случае, если предположение о том, что $Sp(He\ I)$ и $Sp(Fe)$ составляют однородную последовательность для Ар-звезд, правильно, можно сделать вывод, что дефицит He связан с избытком железа, и наоборот.



Фиг. 10. Сопоставление $Sp(He\ I)$ со $Sp(Fe)$ для Ар- и нормальных звезд

Обозначения те же, что на фиг. 8

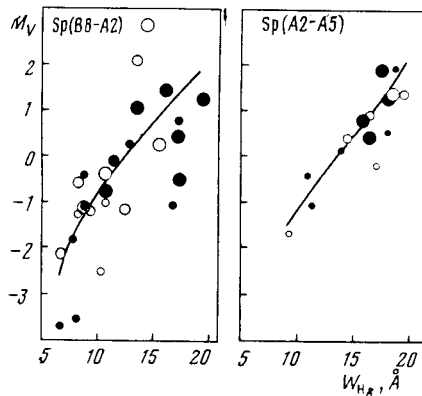
Определение абсолютных величин

Для построения диаграммы Герцшпрунга — Рессела для Ар-звезд необходимо знание абсолютных величин. Определение их для этих звезд облегчено тем, что: 1) имеется достаточное количество тригонометрических параллаксов для Ар-звезд и нормальных звезд в этой спектральной области и 2) интенсивность водородных линий здесь достигает максимума и изменение W_λ водородных линий почти целиком зависит от светимости, так как коэффициент поглощения в водородных линиях обусловлен главным образом эффектом Штарка. Однако для звезд позднее А5 влияние эффекта Штарка на эквивалентную ширину маскируется противоположным действием коэффициента поглощения отрицательных ионов водорода. Происходит это так. Уменьшение электронной плотности с увеличением светимости вызывает уменьшение коэффициента поглощения в водородных линиях. Это ведет к уменьшению W_λ . С другой стороны, уменьшение электронной плотности вызывает уменьшение коэффициента непрерывного поглощения отрицательными ионами водорода. В результате повышается прозрачность атмосферы и, значит, число атомов водорода во втором квантовом состоянии, поглощающих излучение в линиях бальмеровской серии. Это приводит к увеличению W_λ . Следовательно, для звезд позже А5 зависимость W_λ водородных линий от светимости практически отсутствует. Но так как пекулярных звезд в этой области мало, то это не очень важно.

Здесь определение M_v производилось по калибровочным кривым, построенным по линиям H_γ , H_β и H_α для звезд, имеющих известные тригонометрические параллаксы (фиг. 11). M_v , вычисленные на их основе, даны в 19-м столбце табл. 1, 20-й столбец содержит ошибку M_v из-за ошибки определения параллакса (параллаксы брались из [29]). В 21-м столбце приведены значения M_v по определениям [10].

Для оценки и исключения зависимости W_λ водородных линий от спектрального класса кривые были построены для двух интервалов В6 — А2 и А2 — А5, кривые различаются очень мало, и их различия гораздо меньше неувренности проведения кривых из-за ошибок определения M_v по тригонометрическому параллаксу.

Для увеличения числа точек при построении кривых были привлечены измерения W_λ из [19], причем значения W_λ редуцировались в нашу систему с помощью фиг. 3. Необходимо отметить, что калибровочные кривые, построенные отдельно по звездам Ар и по нормальным, совпадают в пределах ошибок, и поэтому для определения M_v в дальнейшем были использованы кривые, построенные по тем и другим звездам вместе. В 22-м столбце табл. 1 содержатся средние значения M_v , определенные по трем линиям, следующий столбец содержит вероятные относительные ошибки этого среднего.

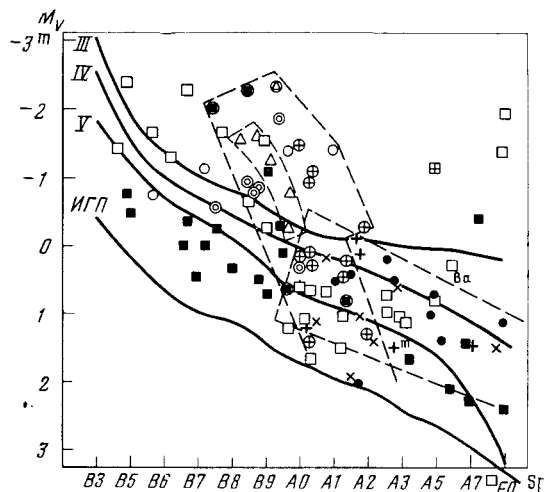


Фиг. 11. Пример калибровочных кривых для определения M_v по эквивалентной ширине водородных линий

Черные кружки — нормальные звезды, белые — пекулярные. Большие значки соответствуют значениям для звезд, у которых $\Delta M_{v, \text{trig}}$ определяется с ошибкой $\Delta M_v < 0.6^m$, средние — с $0.6^m < \Delta M_v < 1.2^m$ и малые — с $\Delta M_v > 1.2^m$

Фиг. 12. Участок диаграммы Герцшпрунга — Рессела для Ар-звезд

Параметры исходной главной последовательности взяты из [29], параметры для V, IV и III классов светимости — из [30]. Обозначения те же, что на фиг. 8—10



При построении диаграммы Герцшпрунга — Рессела для звезд Ар использованы спектральные классы и M_v , определенные нами. Если спектральный класс звезд сопределялся по гелию и железу, то при построении диаграммы учитывалось, что 1) в области спектральных классов раньше B9,5 точность определения спектрального класса по гелию выше, чем по железу, а в области позже A0,0 наоборот; 2) точность определения Sp (Fe I) и Sp (Fe II) примерно одинакова в спектральной области до A5, а позже точность Sp (Fe II) ниже, чем точность Sp (Fe I).

Используемая система абсолютных величин целиком основана на тригонометрических параллаксах. Для звезд, спектральные классы которых позже A5, использовались M_v , определенные только на основании тригонометрических параллаксов. Полученный участок диаграммы представлен на фиг. 12. При рассмотрении его можно отметить следующие особенности в распределении звезд по диаграмме.

1) Пекулярные звезды в среднем ярче нормальных звезд главной последовательности того же спектрального класса и расположены в области звезд III — IV классов светимости. Звезды Si и Mn даже еще ярче.

2) Звезды с пекулярными линиями Mn локализованы в очень малой области диаграммы Sp — M_v .

3) Ар-звезды по положению на диаграмме можно разделить на две последовательности: первая последовательность, которую образуют звезды с пекулярными линиями Mn и Si, идет под большим углом к главной последовательности от спектрального класса B7 — B8 до A0 — A2 и пересекает линии классов светимости III, IV и V, доходя почти до исходной главной последовательности; вторая, включающая звезды с пекулярными линиями Cr, Sr и редких земель, идет параллельно главной последовательности от класса B9 до F0, причем звезды, образующие ее, расположены в области звезд IV — V классов светимости.

Типы пекулярностей, рассматриваемые здесь, определены качественно, и в дальнейшем предполагается разработка и определение количественных характеристик пекулярности. Вероятно, это слегка изменит контуры областей диаграммы, занимаемых звездами той или иной пекулярности, но в общем картина должна сохраниться.

О происхождении Ар-звезд

По всем прежним представлениям о происхождении Ар-звезд считается, что эти звезды завершили стадию гравитационного сжатия и или уже прошли стадию красных гигантов и вернулись к главной последователь-

ности [31], или являются компонентами двойной системы и эволюционируют от главной последовательности. Причем вторичная компонента Ар-звезды, выбросив часть массы на поверхность главной компоненты, превратилась в белого карлика [32, 33]. В [34] обсуждается ряд существенных моментов, противоречащих обоим этим гипотезам.

Можно, однако, предположить еще одну гипотезу о происхождении Ар-звезд. Это предположение заключается в том, что Ар-звезды все еще находятся в стадии гравитационного сжатия, т. е. это молодые звезды, которые образовались из вещества, обогащенного тяжелыми элементами (He, Fe и т. д.). Почти все Ар-звезды имеют большие магнитные поля. Можно предположить, что они образовались при сжатии первичного магнитного поля, существовавшего в протозвездном облаке. В сжимающемся облаке магнитное поле образует на его поверхности своеобразную оболочку, которая задерживает ионизованные атомы (вмороженность поля), а так как тяжелые элементы в общем-то ионизируются легче, чем гелий и водород, то атмосфера образующейся звезды обогащается тяжелыми элементами. Этим до некоторой степени можно объяснить дефицит гелия и избыток железа в атмосферах звезд Ар. В пользу этой гипотезы можно привести следующие доводы.

1) В молодых Ар-звездах реликтовое магнитное поле, усилившееся при сжатии, еще не успело затухнуть, и потому не требуется механизмов для его генерации и поддержания. Тот факт, что магнитные поля значительной силы существуют в основном только в А-звездах, можно, вероятно, объяснить тем, что для ранних более массивных звезд сжатие происходит очень быстро и, если в гравитирующем облаке вмороженность поля недостаточна, поле может не сжаться вместе со звездой, и одновременно не возникнет пекулярность химического состава. В случае же более поздних звезд время сжатия столь велико, что поле, возможно, просто затухает.

2) Статистические соображения не противоречат этой гипотезе. Ар-звезды имеют массы, примерно равные 2—3 массам Солнца [34]. Время сжатия звезды такой массы 10^6 — 10^7 лет [35]. Если учесть, что магнитные поля вызывают замедление сжатия, то это время еще увеличится. Время жизни А-звезд в стадии главной последовательности 10^8 — 10^9 лет. Следовательно, отношение числа Ар-звезд к общему числу звезд в этой спектральной области должно быть примерно равно 0,01—0,10. Ар-звезды составляют 0,15 от всех звезд в этой области, а звезды с пекулярными линиями Mn и Si — 0,05 [14].

3) Ар-звезды имеют в среднем более низкие скорости вращения ($v \sin i$), чем нормальные [36]; это может быть вызвано, во-первых, тем, что звезда теряет свой угловой момент при взаимодействии магнитного поля с первичным облаком, и, во-вторых, тем, что звезда еще не сжалась.

В пользу того, что Ар-звезды являются молодыми и находятся в стадии гравитационного сжатия, может свидетельствовать следующее.

1) Так как звезды с аномальными линиями Mn и Si находятся дальше от исходной главной последовательности, чем звезды других типов пекулярности, то они должны быть более молодыми. Это не противоречит наблюдениям. Возраст Si и Si — $\lambda 4200$ звезд, определенный по принадлежности к скоплениям, примерно 10^7 лет, возраст Eu — Cr — Sr-, Sr-звезд примерно 10^8 [37].

2) В Ар-звездах наблюдается большое количество различных изменений, как периодических, так и иррегулярных (изменения v_r , магнитного поля, интенсивности линий, светимости, цвета), имеются свидетельства о механических колебаниях и истечении вещества [38, 39]. Возможно, что эти явления отражают неустойчивость сжатия звезды.

Эта гипотеза встречает некоторые трудности в объяснении свойств Ар-звезд. Все пекулярности невозможно объяснить в предположении о простом сжатии из вещества, обогащенного тяжелыми элементами. Веро-

Звезда	Sp (Ti II)	$\sigma_{\text{Sp}}(\text{Ti II})$	Звезда	Sp (Ti II)	$\sigma_{\text{Sp}}(\text{Ti II})$	Звезда	Sp (Ti II)	$\sigma_{\text{Sp}}(\text{Ti II})$
α And	B9,0	$\pm 0,50$	17 ComA	A1,3	$\pm 0,32$	HR 8216	A2,0	$\pm 0,82$
HR 234	A2,0	0,42	21 Com	A2,0	0,40	CG And	B9,5	0,50
87 Psc	A1,0	0,85	HR 4816	A3,4	0,57			
HR 465	B9,9	0,70	γ Vir N	A5,2	0,90	β Tau	A7,0	0,40
43 Cas	A0,6	0,62	HR 4854	A1,2	0,47	γ Cet	A2,9	0,28
α PscA	A1,0	0,30	ϵ UMa	B9,5	0,32	HR 1242	A3,6	0,54
ι Cas	A0,6	0,52	α^2 CVn	A0,0	0,15	γ Gem	A1,0	0,21
21 Per	A0,0	0,40	78 Vir	A1,8	0,40	α CMa	A0,1	0,18
56 Ari	B9,9	0,60	α Dra	A1,0	0,20	2 Hya	A3,4	0,50
HR 976	A3,0	0,30	π BooA	A0,2	0,56	ζ Leo	F1,0	0,40
41 Tau	B9,3	0,25	γ UMi	A7,0	1,00	λ UMa	A1,0	0,30
θ^2 Tau	A1,0	0,62	β CrB	F0,0	0,40	β UMa	A3,0	0,65
68 Tau	A2,2	0,45	ι CrB	B9,3	0,25	γ Crv	A0,3	0,40
μ Lep	B9,2	0,31	ω Her	A0,0	0,40	η Vir	A1,5	0,25
β Tau	B8,0		45 Her	A1,0	0,50	θ Vir	A1,4	0,15
27 Aur	A2,2	0,71	52 Her	A2,1	0,32	γ Boo	F1,0	
137 Tau	A0,4	0,20	HR 6326	A5,0	0,60	HR 5780	B8,0	
θ Aur	B9,0		HR 7058	A0,0	0,83	β Ser	A5,2	0,25
53 Aur	A0,5	0,52	112 Her	A0,3	0,22	δ Her	A5,6	0,42
HR 2534	A0,2	0,48	10 Aql	A2,0	0,67	μ Oph	B9,0	0,50
3 Hya	A1,0	0,82	21 Aql	A0,0	0,60	α Lyr	A0,0	0,30
κ Спс	B9,3	0,62	4 Cyg	B5,0	0,43	κ Cep	B9,9	0,50
30 Uma	A1,1	0,20	HR 7575	A3,3	0,20	29 Vul	B9,9	0,32
θ Leo	A1,2	0,25	73 Dra	A2,7	0,18	δ Del	A3,0	0,43
HR 4369	A5,8	0,60	γ Equ	A3,5	0,40	α Peg	A1,8	0,45

ятно, в Ар-звездах существует какой-то механизм развития пекулярности, связанный, возможно, с магнитным полем и условиями рождения звезды. Можно предположить, что степень пекулярности зависит от продолжительности действия этого механизма, т. е. от времени жизни звезды. В этом случае более старые из Ар-звезд должны обладать большими пекулярностями, что и наблюдается в Сг — Еи — Ср- и Ср-звездах.

В заключение необходимо отметить, что все эти соображения требуют более детального количественного рассмотрения.

Заключение

Нами была проведена двумерная количественная спектральная классификация 56 Ар- и 28 нормальных звезд. На ее основе был сделан вывод о дефиците гелия в атмосферах горячих пекулярных звезд (Si- и Mn-пекулярность) и об избытке железа в звездах с аномальными линиями Si и Mn. Дефицит гелия отмечался и ранее [6], однако предполагалось, что он наблюдается только в Si — $\lambda 4200$ звездах, по нашим же исследованиям, практически все горячие Ар-звезды (Si — $\lambda 4200$, Mn, Si, Si — Сг — Еи) имеют дефицит гелия, хотя здесь, конечно, тоже есть типичные для Ар-звезд исключения. Возможно, что дефицит гелия в атмосферах звезд Ар связан с избытком железа и что по этому признаку Ар-звезды можно разбить на две группы: в первую входят Ар-звезды с аномальными линиями Si и Mn, во вторую — звезды с остальными типами пекулярностей.

Нужно отметить, что звезды различных типов пекулярности занимают довольно большие области на диаграмме Герцшпрунга — Рассела, исключение составляют Мп-звезды, локализованные на небольшом участке диаграммы. Возможно, что это различие связано с природой Ар-звезд и локализация Мп-звезд вызвана жесткими условиями возникновения Мп-пекулярности в отличие от других типов, возможно же, разброс звезд других типов пекулярности вызван неточностью классификации по типу пекулярности. Для выяснения этого вопроса, очевидно, необходимо провести количественное определение «степени пекулярности», что будет сделано в дальнейшем.

Может быть, что обогащение атмосфер звезд Ар тяжелыми элементами (железо) и обеднение легкими (гелий) произошло в результате магнитного разделения тяжелых элементов, ионизация которых происходит относительно быстро, и потому их ионы задерживаются магнитным полем, в то время как легкие элементы с высокими потенциалами возбуждения свободно проходят во внутренние области сжимающейся звезды. В пользу образования пекулярностей в Ар-звездах при рождении говорит и то, что по структуре атмосфер Ар-звезды как будто мало отличаются от нормальных (о последнем, вероятно, может свидетельствовать совпадение зависимостей W_λ водородных линий от светимости).

Автор выражает глубокую благодарность И. М. Копылову за руководство при выполнении данной работы *.

3 декабря 1968 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. P. Bidelman. *Vistas in astronomy*, 1966, **3**, 53.
2. R. K. Honeycutt, S. W. McCuskey. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1966, **78**, N 463.
3. W. W. Morgan. *Publ. Yerkes Obs.*, 1935, **7**, pt 3.
4. C. Jaschek, M. Jaschek. *Z. Astrophys.*, 1958, **45**, 35.
5. K. Osawa. *Ann. Tokyo Astron. Obs.*, 1965, **9**, N 3.
6. W. L. W. Sargent, L. Searle. *Astrophys. J.*, 1964, **139**, 793.
7. H. A. Abt, J. C. Golsen. *Astrophys. J.*, 1962, **136**, 35.
8. Ю. В. Глаголевский. Дисс., 1966.
9. В. Л. Хохлова, С. Алиев, В. М. Руденко. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1968, **39**.
10. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1960, **23**, 148.
11. H. L. Johnson, R. I. Mitchell, B. Iriarte, W. Z. Wisniewski. *Comm. Lunar and Planet. Laboratory*, 1966, N 63, **4**.
12. А. А. Боярчук, И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1963, **31**, 44.
13. H. W. Babcock. *Astrophys. J. Suppl.*, 1958, **3**, N 30.
14. Ch. Vermaud. *J. Observateurs*, 1959, **42**, N 4-5.
15. Б. П. Абражевский. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1965, **34**, 331.
16. В. В. Леушин, А. А. Якомо, Н. П. Русак. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1970, **41—42**, 384.
17. H. J. Wood. *Astrophys. J.*, 1964, **69**, 564.
18. В. В. Леушин. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1968, **40**.
19. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1960, **22**, 189.
20. K. Hunger. *Z. Astrophys.*, 1955, **36**, 42.
21. W. Buscombe. *Astrophys. J.*, 1951, **114**, 73.
22. S. Kriz. *Bull. Astron. Czechosl.*, 1966, **14**, 175.
23. K. Kohl. *Das Spektrum des Sirius*. Kiel, 1964.
24. А. А. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1962, **28**, 123.
25. M. Hack, S. M. Matthews. *Publ. Osserv. Trieste*, 1966, N 343.
26. И. М. Копылов. Двумерная количественная спектральная классификация 238 звезд спектральных классов О5 — В7 и построение диаграммы спектр-абсолютная величина. Дисс., 1958.

* После того как статья была закончена и сдана в печать, были определены спектральные классы по линиям Ti II. Эти классы и их ошибки приведены в табл. 4. Методика определения (Ti II) была та же, что и для Sp(Fe) и Sp(He).

27. A. Deutsch. *Astrophys. J.*, 1952, **116**, 536.
28. K. Serkowski. *Astrophys. J.*, 1963, **138**, 1035.
29. L. F. Jenkins. *General Catalogue of trigonometric stellar parallaxes*. 1952.
30. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1964, **32**, 88.
31. W. A. Fowler, E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, F. Hoyle. *Astrophys. J.*, 1965, **142**, 423.
32. P. Renson. *Ann. d'Astrophys.*, 1965, **28**, 679.
33. E. P. J. van den Heuvel. *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 1968, **19**, 326.
34. H. A. Abt, P. S. Conti, A. Deutsch, G. Wallerstein. *Astrophys. J.*, 1968, **153**, 177.
35. М. Шварцшильд. *Строение и эволюция звезд*. ИЛ, 1961.
36. A. Slettebak. *Astrophys. J.*, 1954, **119**, 146; 1955, **121**, 653.
37. M. Jaschek, C. Jaschek. *Symposium on Stellar Evolution*. La Plata, 1962, p. 137.
38. Г. У. Бэбкок. *Звездные атмосферы*. Ред. Д. Гринстейн. ИЛ, 1963, стр. 238.
39. K. Rakosch. *Klein. Veroff. Remeis — Sternwarte Bamberg*, 1962, N 34, 100.

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЯДЕР НЕПРЕРЫВНОЙ ЭМИССИИ
СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Н. В. Стешенко

Измерено положение ядер непрерывной эмиссии в спектрах 47 вспышек, снятых с 1955 по 1960 г. на БСТ Крымской астрофизической обсерватории. Найдено, что в большинстве случаев непрерывная эмиссия вспышек возникает в других узлах вспышки, чем линейчатая эмиссия. Несовпадение центров непрерывной эмиссии с центрами свечения линий вызвано в основном не вертикальной стратификацией узлов, а разделением их в горизонтальном направлении, т. е. вдоль поверхности Солнца.

Ядра с непрерывной эмиссией ни в одном случае (по крайней мере из десяти наблюдавшихся) не совпали с наиболее активными узлами вспышек с эмиссией линий He I и He II в проекции на диск.

Предложен следующий механизм возникновения непрерывной эмиссии для некоторого типа вспышек: струя плазмы, которая движется со скоростью около 100 км/сек из узла вспышки, излучающего линейчатый спектр, может попасть на каком-то расстоянии от вспышки в более плотные слои атмосферы (фотосферу) и там затормозиться. Переносимая струей энергия $\sim 8 \cdot 10^9$ эрг/см²·сек достаточно для нагрева участка фотосферы до температуры около 6600—6700° К, при которой появляется наблюдаемое непрерывное излучение.

THE LOCATION OF THE CONTINUOUS EMISSION REGIONS OF THE SOLAR FLARES, by N. V. Steshenko. — The location of the continuum emission in the spectra of 47 flares observed with the tower solar telescope of the Crimean astrophysical observatory is measured. It is found that in most cases the continuum emission of flares appears in the other regions of the flare than emission of lines. This difference in the position of continuum and linear emission depends mainly not on the difference in the height of the emitting regions, but on the horizontal division of these regions, i.e. along the solar surface.

Neither of continuum emission regions (of the 10 observed at least) coincides with the most active regions of disk flares with He I and He II emission lines.

The following mechanism of the continuum emission appearance in some types of flares is proposed: the plasma jet, which moves with the velocity about 100 km/sec from the flare region, emitting the lines, can hit the photosphere at some distance from the flare. The kinetic energy of this jet $\sim 8 \cdot 10^9$ erg/cm²·sec is enough to increase the temperature of the certain part of the photosphere up to 6600—6700° K, that leads to the appearance of the continuum emission observed.

Непрерывная эмиссия (н. э.) солнечных вспышек сосредоточена в малых ядрах, размером всего в несколько тысяч километров, занимающих площадь, во много раз меньшую, чем площадь вспышки в H α . Распределение интенсивности н. э. по спектру впервые измерил А. Б. Северный [1] для вспышки 27.VIII 1956 г. Он также нашел общую энергию, излучаемую единицей поверхности вспышки в области н. э., примерно равной $2 \cdot 10^9$ эрг/см²·сек. Бэкер [2] составил список всех вспышек, наблюдавшихся в белом свете до 1958 г.; из анализа этих наблюдений он нашел, что видимость н. э. составляет в среднем около 10 мин. Мишар [3] нашел для 11 вспышек, обладавших непрерывной эмиссией, что появление н. э. совпадает с начальной фазой развития вспышки и продолжительность излучения н. э. составляет больше 15 мин. Спектральное распределение и изменение центр — край для н. э. вспышек такое же, как для факелов. Во всех

случаях наблюдавшаяся Мишаром н. э. вспышек совпадает с положением максимума эмиссии водородных линий, а свечение металлов, за исключением Ca II, появляется примерно на 5 тыс. км ниже.

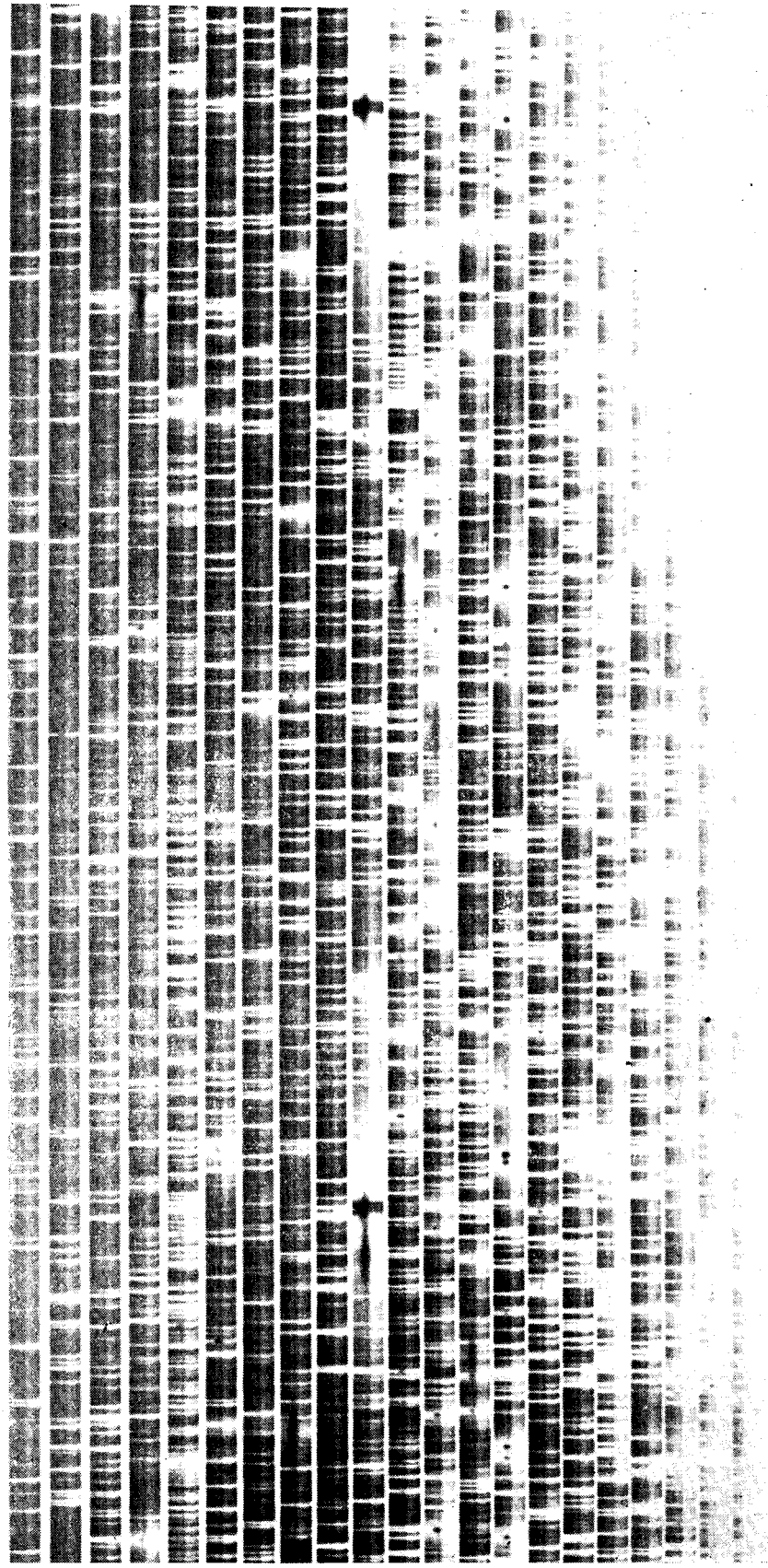
Непрерывный спектр некоторых наиболее мощных вспышек может наблюдаться в течение десятков минут. Так, во вспышке 23.III 1958 г., отмеченной вблизи восточного лимба и подробно описанной Вальдмайером [4], н. э. была видна в течение часа. Глубина образования непрерывной эмиссии вспышек определялась в [5] по поглощению эмиссии в крыльях линий H и K Ca II. Найдено, что оптическая глубина для разных вспышек и их различных узлов заключена в довольно широких пределах — примерно от 0,04 до 1. Кривая спектрального распределения избыточной непрерывной эмиссии во вспышках (после вычитания фотосферного излучения) имеет максимум около 4300 Å.

Общая энергия, излучаемая вспышкой в области непрерывного спектра, составляет 10^{29} — 10^{30} эрг, т. е. сравнима с излучаемой вспышкой в эмиссионных линиях видимого участка спектра, а в некоторых случаях даже превышает ее. Таким образом, непрерывная эмиссия играет существенную роль в энергетическом балансе вспышки.

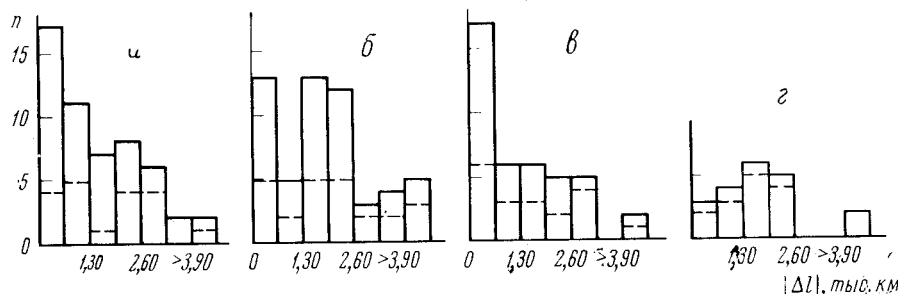
Природа н. э. вспышек, вероятно, может быть различной и существенно зависеть от физических условий в самой вспышке и от локализации вспышки по высоте в солнечной атмосфере. А. Б. Северный [6] показал, что н. э. может являться длинноволновым хвостом тормозного излучения быстрых электронов. Э. Р. Мустель [7] считает, что небольшое возрастание температуры фотосферы может приводить к возрастанию непрерывного излучения. При этом основную роль в образовании н. э. во вспышках на диске будут играть отрицательные ионы водорода. Мензел [8] полагает, что плотность в некоторых узлах вспышки, особенно связанных с петельными протуберанцами, может настолько возрасти, что оптическая толща становится достаточной для появления непрерывного излучения. Однако спектральные наблюдения петельных протуберанцев даже во взрывной фазе не показывают такого яркого непрерывного излучения, которое могло бы наблюдаться в проекции на диск (за исключением, вероятно, единственного случая, описанного в [9]).

За период работы башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории с 1955 г. на нем получены спектрограммы многих десятков вспышек различного балла. Просмотр этих спектрограмм показал, что несколько более 50 вспышек имеют полосы непрерывной эмиссии. В настоящей работе спектрограммы 47 вспышек с непрерывной эмиссией, из которых 10 вспышек протонные (согласно каталога Л. С. Левицкого [10]), использованы для измерения положения полосок н. э. по отношению к излучению вспышки в различных линиях. В большинстве случаев полосы непрерывной эмиссии не совпадают с положением вспышки в ядрах линий. Для измерений использованы спектрограммы, в которых полосы н. э. и изображения узлов вспышки в линиях имеют достаточно четкую границу по высоте спектра.

На фиг. 1 приведен отпечаток части спектрограммы вспышки 18.VIII 1959 г. (участки полосок в области от 4600 до 43500 Å, на которой отчетливо видна полоска н. э., а также водородные линии от H_γ до H_{10} , линии H и K Ca II и многочисленные слабые линии металлов и других элементов). Спектр получен на спектрографе с эшелле, подробно описанном в [11]. Измерение спектрограмм проводилось следующим образом: находилось расстояние $l_{н.э.}$ центра полоски н. э. от резкого края спектра с обеих сторон от избранной линии на таком расстоянии от нее, чтобы влияние крыльев было совершенно исключено, затем полученные величины усреднялись. Таким же образом измерялось расстояние вспышки в центре линии $l_{всп}$ от того же края спектра. Смещение полоски н. э. относительно вспышки в центре линии $\Delta l = l_{н.э.} - l_{всп}$, при этом ошибка, с которой получены



Фиг. 1. Часть спектрограммы вспышки 18.VIII 1959 г. (пластинка № 3395, $1^{h}19^{m}UT$)



Фиг. 2. Распределение числа узлов с непрерывной эмиссией в зависимости от $|\Delta l|$ — расстояния полоски н. э. от излучения вспышки в линиях

а — расстояние от H и K Ca II; б — от H_{α} (или H_{β} , если H_{α} не наблюдалась); в — от H_{β} ; г — от слабых линий металлов; штриховая линия — в том числе для протонных вспышек

величины Δl , в среднем около 0,5 тыс. км, а максимальная ошибка не превышает 1,3 тыс. км. Смещению полоски н. э. Δl к югу от положения вспышки в линии приписан знак «плюс». В большинстве случаев смещение на юг для вспышек южного полушария Солнца и смещение на север для вспышек северного полушария соответствует удалению от центра солнечного диска. Только для вспышек 14.IX 1957 г., 14.IX 1958 г. и 3.IV 1960 г. направление смещения относительно центра диска надо принимать обратным.

Результаты измерений сведены в таблицу. В первых столбцах таблицы приведены данные о вспышках, взятые из [12] и [13], в столбце 9 указана линия, относительно которой измерено смещение полоски н. э. Значению «Мет.» соответствуют многочисленные слабые линии различных элементов или ионов, сконцентрированные в синей и ультрафиолетовой областях спектра. В столбце 10 — смещение полоски н. э., 11 — номер узла вспышки, 12 — относительный контраст полоски непрерывной эмиссии (1 — слабая, 2 — средней интенсивности, 3 — очень интенсивная), 13 — ширина полоски непрерывной эмиссии, 14 — ширина узла вспышки в центре данной линии.

Как видно из данных приведенной таблицы, в большинстве случаев положение полосок н. э. вспышек или же их отдельных узлов *не совпадает* с эмиссией всех, в том числе и водородных, линий. Эти результаты измерений согласуются с выводами А. Б. Северного [14] о том, что нити не связанной со вспышками непрерывной эмиссии, возникающей в активных областях, большей частью не проходят через место наибольшего эмиссионного обращения в ядрах линий H и K Ca II, H_{α} и др. В то же время наши данные расходятся с данными Мишара [3], полученными им при качественном анализе 11 вспышек, имевших непрерывный спектр.

На фиг. 2, а — г приведено распределение числа узлов с непрерывной эмиссией в зависимости от их расстояния $|\Delta l|$ (в проекции на диск Солнца) от центров излучения вспышек в ядрах различных линий.

Эти гистограммы отчетливо показывают, что величины Δl в среднем несколько различны для линий разного типа. Полоски н. э. находятся ближе к линиям H и K Ca II и H_{β} , чем к H_{α} и слабым линиям металлов. Так, больше половины узлов с н. э., для которых Δl измерено относительно H и K Ca II и H_{β} (53 и 56% соответственно), отстоят от этих центров линейчатой эмиссии менее чем на 1,3 тыс. км. В то же время только для одной трети узлов, где Δl измерено относительно H_{α} и слабых линий металлов, $\Delta l \leq 1,3$ тыс. км.

Рассмотрение Δl , измеренных относительно различных балмеровских линий, показывает, как это видно из данных таблицы и фиг. 2, б, в, что чем более слабая линия балмеровской серии используется для измерений, тем, как правило, меньше получаемое Δl . Однако даже для линий H_{10} , H_{15} (вспышки № 31, 46) Δl не становится равным нулю.

Дата	φ	λ	ρ	$\rho \cos \alpha$	Балл	Номер пластин- ки	Время, UT	Линия	Δt , тыс. км	Номер узла вспышки	I_n , э. тыс. км	b_n , э., тыс. км	$v_{\text{всп.}}$, тыс. км	Δh , тыс. км	Примечание
20.VI 1955 г.	20N	60W	0,89	0,214	1	234	05 ^h 00 ^m	H, K Ca II	-4,0	}	1	5,2	7,8	+18,2	Протонная
20.VI	20N	66W	0,90	0,216	1	238	15 43	H β	-2,3		1	4,0	3,2	+10,5	
								H, K Ca II	-1,6		1		3,9	+7,5	
								H γ	-2,3		1		2,6	+10,5	
7.VII	31N	06W	0,46	0,450	1	392	07 50	H δ	-1,9	}	1		2,6	+9,1	
9.VII	23S	65W	0,92	0,414	1	440	10 05	H, K Ca II	-1,3		1	2,6	7,8	+2,8	
						441	10 08	H α	-1,3		1	3,9	6,5	-3,1	
22.VI 1956 г.	15S	26W	0,52	0,343	1	1073	04 00	H α	-1,3		1	3,2	3,2	-3,1	
23.VIII	18S	32W	0,66	0,244	2	1304	03 50	H α Ca II	+1,6	}	1	2,0	2,6	+4,8	
								H ϵ	0		2	3,9	7,2	0	
								H ϵ Ca II	0				5,8	0	
								H α Ca II	-1,3		2	3,9	6,5	-5,3	
27.VIII						1306	04 16	K Ca II	-0,6	}	2	3,2	5,2	-2,7	
								K Ca II	+0,6		3	4,5	6,5	+2,7	
								K Ca II	0		2	3,2	6,5	0	
								K Ca II	-1,9		2	1,9	4,5	-10,2	
6.IX	25S	72E	0,96	0,740	1	1423	05 30	H α Ca II	-1,9	}	2	2,3	7,8	-10,2	
								K Ca II	-1,9		1	1,8	7,0	-3,4	
								H ϵ Ca II	-2,2			1,8	5,7	-2,4	
3.IV 1957 г.	22S	49W	0,76	0,320	3	1758	08 52	H ϵ	-1,8		1	4,5	5,8	-5,1	
								Met.	-1,6	}		4,5	5,8	-5,1	
22.V	17S	44W	0,72	0,381	1 ⁺	1759	09 05	H β	-1,9		1	6,5	7,8	-6,1	
1.VI	26S	26W	0,58	0,522	1 ⁺	1846	06 07	H α	0		1	1,6	4,0	0	
4.VI	16S	23W	0,47	0,362	2	1859	02 50	H α	+1,9	}	1	1,6	2,6	+3,8	
						1876	03 42	H β	-1,6		2	1,5	3,2	-4,5	

(продолжение таблицы)

Дата	Φ	λ	ρ	$\rho \cos z$	Балл	Номер пластин- ки	Время, t, T	Линия	Δl , тыс. км	Номер узла вспышки	$t_{н. э.}$ тыс. км	$b_{н. э.}$ тыс. км	$b_{всп.}$ тыс. км	Δl , тыс. км	Примечание
4.VI 1957 г.	19S	06E	0,35	0,304	1	1886	03 ^h 45 ^m	H Ca II	0	2	1	1,3	3,2	0	
								H ϵ Ca II	0		1	1,6	2,6	0	
								H ϵ	0		1	1,6	3,2	0	
								H ϵ	0		1	3,9	2,3	0	
6.VI 15.VI	14S	28W	0,52	0,354	1 ⁺	1899	11 42	H Ca II	-1,2	1	1	5,2	5,2	-3,7	
	20S	55E	0,84	0,218	2	1945	04 00	H α	-0,3		1	5,2	6,5	-1,5	
							04 02	H α	-0,6		1	5,2	6,5	-3,0	
							04 12	H α	-4,5		1	3,9	7,8	-21,0	
27.VI	21N	53W	0,83	0,340	1	1946	04 18	K Ca II	+0,6	3	1	6,5	9,1	+3,0	
						1947	03 49	H β	0	1	1	1,9	4,5	0	
						2044	03 46	H α	0	2	2	3,2	4,5	0	
							03 51	H Ca II	0		2	2,6	4,5	0	
5.VII	30S	00	0,54	0,534	1	2045 2065	03 53	H ϵ	0	1	1	2,0	3,9	0	
							03 33	H β	-2,6		3	3,2	3,2	-4,8	
								H Ca II	-2,9		2	2,6	5,2	-5,4	
								H ϵ	-2,3		2	3,9	3,2	-4,2	
16. VII	31N	80E	0,98	0,441	1 ⁺	2154 2155		H Ca II	-2,3	2	3	3,9	4,5	-4,2	
								H ϵ	-1,6		2	3,2	3,9	-3,0	
							08 01	K Ca II	-2,6		2	3,2	3,9	-4,8	
								H γ	+1,3		2	1,9	4,5	-2,9	
22.VII	29N	03E	0,41	0,406	2	2194	08 04	H δ	+1,3	1	2	3,2	4,5	-2,9	
								H ϵ	+1,3		1	2,6	5,2	-2,9	
								H Ca II	+2,3		1	1,6	7,8	-5,2	
							06 40	H ϵ	0		1	3,9	3,9	0	
								H Ca II	+0,6	1			4,5	-1,6	
								K Ca II	+0,6				4,5	-1,6	

(продолжение таблицы)

Дата	φ	λ	ρ	$\rho \cos \lambda$	Балл	Номер пластин- ки	Время, UT	Линия	Δl , тыс. км	Номер узла вспышки	$I_{H, \text{э.}}$ тыс. км ²	$b_{H, \text{э.}}$ тыс. км ²	$b_{\text{всп.}}$ тыс. км ²	Δh , тыс. км	Примечание
22.VII 1957 г.	23S	07E	0,33	0,314	2	2198 2199	$13^h 10^m$ 13 15	H $_{\alpha}$	0	1	1,9	1,9	9,7	0	
								H $_{\epsilon}$	0	2	4,5	4,5	7,8	0	
								H Ca II	0				11,0	0	
								K Ca II	0	2	5,8	5,8	10,4	0	
								Мет.	0				7,8	0	
27.VII	30S	65E	0,95	0,637	4+	2206	15 30	H $_{\epsilon}$	-4,2	3	5,8	5,8	5,2	-13,4	
								H Ca II	-3,2		5,8	5,8	6,5	-10,4	
								K Ca II	-3,6		5,2	5,2	5,8	-11,4	
								H $_{\alpha}$	-2,6	2	2,6	2,6	5,8	-4,1	
								H $_{\beta}$	-1,9		2,6	2,6	4,5	-3,0	
6.VIII	27S	55W	0,87	0,366	4-	2261	12 08	H $_{\alpha}$	+1,9	2	1,9	1,9	3,9	+5,3	
								H $_{\beta}$	+2,6				3,2	+7,2	
								H $_{\gamma}$	+2,6	2	2,6	2,6	3,9	+7,2	
								H $_{\epsilon}$	+1,9				3,9	+5,3	
								H Ca II	+2,6	2			5,8	+7,2	
19.VIII	21N	46E	0,72	0,063	4+	2294	08 02	H $_{\beta}$	-0,6	1	3,9	3,9	3,9	+10,4	Прогонная
								H $_{\epsilon}$	-0,6		1,9	1,9	3,9	+10,4	
								H Ca II	-1,3	1			6,5	+20,8	
								H Ca II	+2,3		3,9	3,9	5,8	-12,0	
								K Ca II	-1,3	2	3,9	3,9	7,8	+6,9	
21.VIII	28S	82E	0,99	0,722	1	2341	14 27	H $_{\alpha}$	-1,9	1	6,5	6,5	7,8	-2,7	Прогонная
								K Ca II	+1,3		4,5	4,5	8,5	+4,8	
								Мет.	+1,0				4,5	+4,4	
								H $_{\beta}$	0	2	3,2	3,2	6,5	0	
								H $_{\gamma}$	+0,3		3,9	3,9	6,5	0	
21.VIII	31S	33E	0,75	0,712	3	2334	09 33	H $_{\epsilon}$	+0,3	2	5,2	5,2	7,2	+0,4	
								H Ca II	+0,3				8,5	+0,4	

(продолжение таблицы)

Дата	φ	λ	ρ	$\rho \cos \alpha$	Балл	Номер пластин- ки	Время, UT	Линия	ΔI , тыс. км	Номер узла вспышки	I_H , э,	b_H , э, тыс. км	$b_{всп}$, тыс. км	Δh , тыс. км	Примечание	
30.VIII 1957 г.		24N	0,44	0,163	1	2338 2343 2347 2349	09 ^h 58 ^m 10 26 10 54 04 02	H ϵ H Ca II Met. Met. H ϵ H Ca II H ϵ H Ca II H α H δ H ϵ H Ca II	-1,0 -0,6 -0,5 -1,6 -2,9 -2,9 +0,6 -1,0 -0,3 -2,3 -2,9 -3,2	} 3 } 4 } 5 } 6 } 7 } 8 } 1 } 2	2	6,5 4,0 5,2 5,8 9,1 5,2 9,1 4,6 2,3 2,9	7,8 9,1 6,0 5,2 7,2 9,1 7,2 9,1 3,9 3,9 4,5 6,5	-1,4 -0,9 -0,7 -2,3 -4,1 -4,1 +0,9 -1,4 -0,4 +14,0 +18,0 +20,0		
								D α , D δ	-1,6							
								H α	-1,6							
								H ϵ	-0,6							
								H Ca II	-0,6							
								H α	+0,9							
								H α	+2,2							
								H ϵ	+1,3							
								H Ca II	+1,5							
								1.IX								12N
H ϵ	-0,6															
3.IX		15N	0,64	0,384	2	2367	10 50	H α	+0,9	} 1	1	1,8	3,5	-2,3		
								H α	+2,2							
3.IX 6.IX	23N 13N	30W 86W	0,54 0,99	0,437 0,554	3 1	2372 2377	14 25 05 08	H β H α H β H γ H δ H ϵ	+3,6 +1,9 +1,6 +0,3 +0,6 +1,6	} 1	3 3 3 3 2 3	3,2 2,6 3,2 3,2 3,2	7,8 5,8 7,1 6,5 5,8 9,1	+3,0 -6,5 -3,5 -2,9 -0,6 -1,2 -2,9	Протонная	
								H Ca II	+1,6							

(продолжение таблицы)

Дата	φ	λ	ρ	$\rho \cos \alpha$	Балл	Номер пластин- ки	Время, UT	Линия	ΔI , тыс. км	Номер узла вспышки	I п. э.	b н. э., тыс. км	b исп., тыс. км	Δh , тыс. км	Примечание												
14. IX 1957 г.		09N	0,98	0,254	2	2378	05 ^h 15 ^m	H α	+3,9	}	2	2,6	6,5	-7,0													
								H β	+2,3					-4,1													
								H γ	+1,0					-1,8													
								H δ	+1,3					-2,3													
								D ₁ , D ₂	+1,9					-3,5													
								Mg	+4,9					-3,5													
								H γ	+4,3					-2,3													
								H δ	+1,3					-2,3													
								H ϵ	+1,6					-2,9													
								H ζ	+0,6					-1,2													
								H ζ	+0,6					-1,2													
								D ₃ (эмис)	+4,2					+16,6													
								D ₃ (эмис)	+1,9					+7,7													
								D ₁ , D ₂	+1,9					+7,7													
								H δ	-0,6					-2,5													
21. IX		09N	0,43	0,065	4 ⁺	2450	~09 ^h	H α	+3,9	}	1	2,6	6,5	0													
								H β	+4,2					-60,0													
								H γ	+4,5					-65,0													
								Met.	+4,5					-70,0													
								H ϵ	+5,8					-70,0													
								H Ca II	+5,8					-90,0													
								Met.	+5,8					-90,0													
								H ϵ	+0,3					-90,0													
								H Ca II	0					+1,2													
								D ₁ , D ₂	-1,3					0													
								H β	+1,3					2,3		+3,6											
								H δ	+1,6					2,3		-5,9											
								19. X	24S					25W		0,62	0,260	2 ⁺	2521	06 ^h 35 ^m	H ϵ	+0,3	}	1	1,6	4,5	+1,2
																					H Ca II	0					0
																					D ₁ , D ₂	-1,3					2,3
14. VI 1958 г.	14N	47E	0,76	0,357	2	2634	11 33	H β	+1,3	}	1	1,3	2,3	-5,9	Прогонная												
								H δ	+1,6					-7,3													
26. VI	10N	49E	0,76	0,220	2 ⁺	2648	03 40				1	1,9	5,2	-7,3													

(продолжение таблицы)

Дата	φ	λ	ρ	$\rho \cos \alpha$	Балл	Номер пластин- ки	Время, UT	Линия	Δl , тыс. км	Номер узла вышки	I н. э.	b н. э., тыс. км	$b_{\text{всп.}}$ тыс. км	Δh , тыс. км	Примечание
16.VIII 1958 г.	14S	50W	0,78	0,094	3+	2666a 2666c	05 ^h 04 ^m 05 26	H α	-2,6	1	1	3,2	5,2	-27,5	Протонная
								H α	+6,5	2	1	1,9	8,4	+70,0	
								H α	-1,6	3	1	1,9	4,5	-17,3	
								H α	-2,3	4	1	2,6	5,2	-21,2	
14.IX	10S	80W	0,98	0,333	2+	2688	08 50 08 55	H β	+1,6	1	1	5,2	5,8	-4,9	Протонная
								H β	+2,3		1	3,2	5,2	-6,8	
								H γ	+2,9		1	2,6	5,8	-8,8	
								H γ	+3,9		1	2,6	6,5	-11,7	
						2691	09 17	H γ	+2,9	1	1	3,2	8,4	-8,8	
								H ϵ	+2,6				11,7	-7,8	
								H ϵ Ca II	+2,6				8,4	-7,8	
								3965 He	+1,3		1	3,2	5,2	-3,9	
								H ϵ	+1,0	2			7,8	-2,9	
								H ϵ Ca II	+1,3				5,2	-3,9	
								3965 He	+2,3		1	3,9	6,5	-6,8	
								5015 He	+1,9				9,1	-5,8	
								Met.	+1,0	2	1	3,9	6,5	-2,9	
								5015 He	+1,3				7,2	-3,9	
								Met.	+2,3		1	4,5	7,2	-6,8	
								4686 He II	+1,3		1	4,5	5,8	-3,9	
								4686 He II	+2,6	1	1	4,5	7,8	-7,8	
								D β (эмис.)	+1,9				7,8	-5,8	
								D γ , D δ	+1,0		1	3,9	7,1	-2,9	
								D δ (эмис.)	+0,6				6,5	-2,0	
								D γ , D δ	+2,3		1	4,5	6,5	-6,8	
								4713 He							

(продолжение таблицы)

Дата	φ	λ	ρ	$\rho \cos \alpha$	Балл	Номер пластин- ки	Время, UT	Линия	ΔI , тыс. км	Номер узла вспышки	$I_{H, \Sigma}$	$b_{H, \Sigma}$, тыс. км	$b_{H, \Sigma}$, тыс. км	ΔI , тыс. км	Примечание
22.IX 1958 г.	19S	42W	0,75	0	2	2711	08 ^h 18 ^m	H _z	+2,6	}	1	7,8	19,0	—	Протонная
								H _ε	+2,9		2	6,5	14,0	—	
12.X	16N	38W	0,62	0,396	1 ⁺	2753	06 45	H Ca II	+2,6	}	1	3,9	19,0	—	
								H _ε	+1,6				5,2	-4,1	
26.VI 1959 г.	09N	07W	0,17	0,090	1	2993	04 32	H Ca II	+1,9	}	1	2,1	6,5	-5,0	
								H _β	+1,7				4,0	-19,3	
								H _γ	+1,6	}	1		4,0	-17,4	
								Mg	+1,7		1		3,5	-19,3	Спектр снят с эшеле
								Met.	+1,7	}	1	2,1	3,5	-19,3	
14.VII	17N	04E	0,23	0,223	3 ⁺	3099	03 46	H _z	+4,9		3	4,3	6,1	-21,8	Протонная
								H _β	+5,2	}	3		6,1	-23,3	
								H _γ	+5,6				6,1	-25,0	Спектр снят с эшеле
								H _δ	+4,9	}			5,2	-21,8	
								H _ε	+5,2		3	4,3	6,1	-23,3	
								H Ca II	+5,6	}			6,1	-25,0	
								K Ca II	+5,0		3	4,3	6,1	-22,7	
						3132	04 41	H _z	-1,6	}	2	2,1	14,0	+7,0	
								H _β	-1,6				12,0	+7,0	
								H _γ	-1,2	}	2	2,3	12,0	+5,4	
								H _δ	-0,9			3,0	12,0	+8,8	
								H _ε	-1,2	}	2		14,0	+5,4	
								D ₁ , D ₂	-2,1				14,0	+9,4	
								Mg	-2,1	}			14,0	+9,4	
								Met.	-2,6				15,0	+11,0	

(продолжение таблицы)

Дата	φ	λ	ρ	$\rho \cos \alpha$	Балл	Номер пластин- ки	Время, UT	Линия	Δl , тыс. км	Номер узла вспышки	I_n , э. тыс. км	b_n , э., тыс. км	$b_{всп}$, тыс. км	Δh , тыс. км	Примечание
						3137	04 ^h 56 ^m	H α H β H γ H δ H ϵ D $_1$, D $_2$ Mg Mer.	-0,3 +0,3 0 0 0 -0,7 0 0	}	2	3,5	10,4	+4,6	Возможно, что снима- лась другая часть узла, чем на пла- стинке № 3132
									+0,3 0 0 0 0 0 0		2	4,9	8,7	-4,6	
									0 0 0 0 0 0 0	}	2		8,7	0	
									0 0 0 0 0 0 0		2	4,2	8,7	0	
									-0,7 0 0 0 0 0 0	}	2		10,0	+3,2	
									0 0 0 0 0 0 0				10,0	0	
									0 0 0 0 0 0 0	}			12,0	0	
						3144	05 08	H α H β H γ H δ H ϵ H Ca II K Ca II D $_1$, D $_2$ Mer.	-1,9 -2,3 -1,6 -1,6 -1,4 -1,7 -2,1 -1,7 -1,7		2	3,5	7,8	+8,5	
									-1,9 -2,3 -1,6 -1,6 -1,4 -1,7 -2,1 -1,7 -1,7	}	2		7,8	+10,0	
									-1,9 -2,3 -1,6 -1,6 -1,4 -1,7 -2,1 -1,7 -1,7		2	3,6	7,0	+7,0	
									-1,9 -2,3 -1,6 -1,6 -1,4 -1,7 -2,1 -1,7 -1,7	}	3		7,0	+7,0	
									-1,9 -2,3 -1,6 -1,6 -1,4 -1,7 -2,1 -1,7 -1,7		3	4,0	7,0	+6,3	
									-1,9 -2,3 -1,6 -1,6 -1,4 -1,7 -2,1 -1,7 -1,7	}			7,0	+7,8	
									-1,9 -2,3 -1,6 -1,6 -1,4 -1,7 -2,1 -1,7 -1,7				8,7	+9,4	
									-1,9 -2,3 -1,6 -1,6 -1,4 -1,7 -2,1 -1,7 -1,7	}			8,7	+7,8	
									-1,9 -2,3 -1,6 -1,6 -1,4 -1,7 -2,1 -1,7 -1,7				8,0	+7,8	
						3147	05 20	H α H β H γ H δ H ϵ H Ca II K Ca II D $_1$, D $_2$ Mg Mer.	-1,2 -1,6 -0,9 -0,7 -0,4 -1,2 -1,0 0 0 -1,0	}	2	1,8	5,2	+5,4	
									-1,2 -1,6 -0,9 -0,7 -0,4 -1,2 -1,0 0 0 -1,0		2	2,1	5,2	+7,0	
									-1,2 -1,6 -0,9 -0,7 -0,4 -1,2 -1,0 0 0 -1,0	}	3	3,0	4,9	+3,8	
									-1,2 -1,6 -0,9 -0,7 -0,4 -1,2 -1,0 0 0 -1,0		3		4,3	+3,2	
									-1,2 -1,6 -0,9 -0,7 -0,4 -1,2 -1,0 0 0 -1,0	}	3	3,1	5,2	+1,6	
									-1,2 -1,6 -0,9 -0,7 -0,4 -1,2 -1,0 0 0 -1,0				7,8	+5,4	
									-1,2 -1,6 -0,9 -0,7 -0,4 -1,2 -1,0 0 0 -1,0	}			7,0	+4,7	
									-1,2 -1,6 -0,9 -0,7 -0,4 -1,2 -1,0 0 0 -1,0				7,0	0	
									-1,2 -1,6 -0,9 -0,7 -0,4 -1,2 -1,0 0 0 -1,0	}			6,6	0	
									-1,2 -1,6 -0,9 -0,7 -0,4 -1,2 -1,0 0 0 -1,0				5,2	+4,7	

(продолжение таблицы)

Дата	φ	λ	ρ	$\rho \cos \alpha$	Балл	Номер пластин- ки	Время, UT	Линия	Δl , тыс. км	Номер узла выпукли	I н. э.	b н. э., тыс. км	b исп., тыс. км	Δh , тыс. км	Примечание
47.VIII 1959 г.	44N	17W	0,32	0,214	1	3362	05h21m	H α	0	}	3	3,5	7,0	0	Немного сдвинуто на щели по сравнению с пластин- кой № 3147 Спектр снят с эшелле
								H β	0		3	4,3	7,0	0	
								H γ	+0,5		3	6,0	6,0	-2,4	
								H δ	+0,7		3		6,0	-3,2	
								H ϵ	-0,3	}	2	6,0	6,0	+1,6	
								H Ca II	0				8,7	0	
								D $_1$, D $_2$	0				8,7	0	
								H β	0		3	4,8	3,5	0	
								H γ	0	}	3	4,3	3,1	0	
								H δ	0		3	4,3	3,1	0	
								H Ca II	+1,2		2	4,3	4,3	-5,8	
								K Ca II	+1,2			4,3	4,3	-5,8	
								H α	-2,8	}	3	4,8	4,3	+13,0	
								H β	-2,4		3	4,3	4,3	+11,3	
								H γ	-2,3		2	4,3	4,3	+10,6	
								H δ	-2,4		2	3,5	5,2	+11,3	
								H ϵ	-2,1	}	1	3,5	4,8	-9,8	
								H Ca II	-1,7				7,0	+8,2	
								K Ca II	-1,7				7,0	+8,2	
								D $_1$, D $_2$	-2,4				7,0	+11,3	
								Mg	-2,1				7,0	+9,8	
								Мет.	-2,1				7,0	+9,8	
								D $_3$ (эмис.)	-1,7				5,2	+8,2	

(продолжение таблицы)

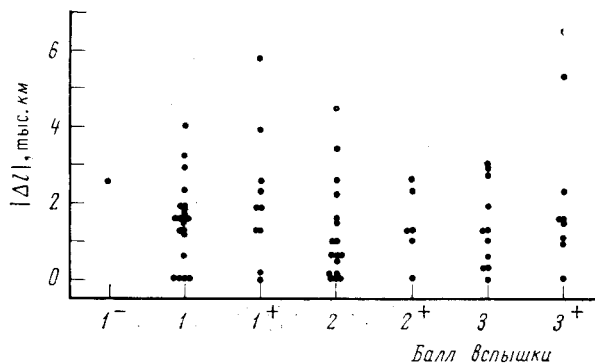
Дата	ϕ	λ	ρ	$\rho \cos \alpha$	Балл	Номер пластин- ки	Время, UT	Линия	ΔI , тыс. км	Номер узла вспышки	$I_{\text{н. э.}}$ тыс. км	$b_{\text{н. э.}}$ тыс. км	$b_{\text{всп.}}$ тыс. км	Δh , тыс. км	Примечание
17.VIII 1959 г.	15N	20W	0,36	0,238	1+	3372	12 ^h 37 ^m	H α	-0,3		1	2,1	2,8	+1,4	Спектр снят с эшелле
								H β	0						
								H γ	-0,5						
								H δ	-0,5						
								H ϵ	-0,9						
								H Ca II	-0,3						
								K Ca II	0						
								D $_{1, 2}$	-1,7						
								Mg	-1,6						
								Мет.	-1,2						
18.VIII	15N	31W	0,52	0,291	1	3383	05 59	H α	-0,7		1	3,8	3,1	+2,4	Спектр снят с эшелле
								H β	-0,3						
								H γ	-0,3						
								H δ	-0,3						
								H ϵ	0						
								H Ca II	0						
								K Ca II	0						
								H α	-4,2						
								H β	-3,8						
								H γ	-3,5						
18.VIII	12N	33W	0,55	0,247	3	3384	10 59	H δ	-3,1		1	1,7	6,1	+14,1	Спектр снят с эшелле
								H ϵ	-2,6						
								H Ca II	-2,8						
								K Ca II	-3,1						
								D $_{\text{B}}$ (эмис.)	-1,9						
								D $_{1, 2}$	-3,0						
								Mg	-3,1						
								Мет.	-2,1						

(продолжение таблицы)

Дата	φ	λ	ρ	ρ cos α	Балл	Номер пластин- ки	Время, UT	Линия	ΔI, тыс. км	Номер узла вспышки	I _{H, э.}	b _{H, э.} тыс. км	b _{всп.} тыс. км	Δh, тыс. км	Примечание
						3385	11 ^h 00 ^m	H _α H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II K Ca II Mg	0 0 0 0 0 0 0 0	} 2	2	5,2	2,6	0	
								H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II K Ca II Mg	0 0 0 0 0 0 0		2	5,2	2,6	0	
								H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II K Ca II Mg	0 0 0 0 0 0 0		2	4,3	3,0	0	
								H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II K Ca II Mg	0 0 0 0 0 0 0		2	4,3	3,5	0	
								H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II K Ca II Mg	0 0 0 0 0 0 0		2	4,3	3,5	0	
								H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II K Ca II Mg	0 0 0 0 0 0 0		2	4,3	4,3	0	
								H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II K Ca II Mg	0 0 0 0 0 0 0		2	4,3	4,3	0	
								H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II K Ca II Mg	-2,6 -2,4 -1,9 -1,9 -2,3 -1,7 -2,6 -2,3 -2,3 -3,1 -3,1 -2,8 -2,8 -2,8		2	3,1	4,9	+10,6	
						3386	11 01	H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II D ₈ (эмис.) D ₁ , D ₂ Mg Mer.	-2,6 -2,4 -1,9 -1,9 -2,3 -1,7 -2,6 -2,3 -2,3 -3,1 -3,1 -2,8 -2,8 -2,8	} 1	2	3,1	5,2	+10,0	
								H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II D ₈ (эмис.) D ₁ , D ₂ Mg Mer.	-2,6 -2,4 -1,9 -1,9 -2,3 -1,7 -2,6 -2,3 -2,3 -3,1 -3,1 -2,8 -2,8 -2,8		2	3,1	4,9	+7,8	
								H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II D ₈ (эмис.) D ₁ , D ₂ Mg Mer.	-2,6 -2,4 -1,9 -1,9 -2,3 -1,7 -2,6 -2,3 -2,3 -3,1 -3,1 -2,8 -2,8 -2,8		2	3,1	5,2	+9,2	
								H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II D ₈ (эмис.) D ₁ , D ₂ Mg Mer.	-2,6 -2,4 -1,9 -1,9 -2,3 -1,7 -2,6 -2,3 -2,3 -3,1 -3,1 -2,8 -2,8 -2,8		2	3,1	4,3	+7,0	
								H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II D ₈ (эмис.) D ₁ , D ₂ Mg Mer.	-2,6 -2,4 -1,9 -1,9 -2,3 -1,7 -2,6 -2,3 -2,3 -3,1 -3,1 -2,8 -2,8 -2,8		2	3,1	5,2	+10,6	
								H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II D ₈ (эмис.) D ₁ , D ₂ Mg Mer.	-2,6 -2,4 -1,9 -1,9 -2,3 -1,7 -2,6 -2,3 -2,3 -3,1 -3,1 -2,8 -2,8 -2,8		2	3,1	5,2	+9,2	
								H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II D ₈ (эмис.) D ₁ , D ₂ Mg Mer.	-2,6 -2,4 -1,9 -1,9 -2,3 -1,7 -2,6 -2,3 -2,3 -3,1 -3,1 -2,8 -2,8 -2,8		2	3,5	3,5	+12,7	
								H _β H _γ H _δ H _ε H Ca II D ₈ (эмис.) D ₁ , D ₂ Mg Mer.	-2,6 -2,4 -1,9 -1,9 -2,3 -1,7 -2,6 -2,3 -2,3 -3,1 -3,1 -2,8 -2,8 -2,8		2	3,5	3,8	+12,7	
						3395	11 19	H _α H _β H _γ H _δ H _ε	-3,1 -3,1 -2,8 -2,8 -2,8	} 1	2	3,5	5,2	+11,3	
								H _α H _β H _γ H _δ H _ε	-3,1 -3,1 -2,8 -2,8 -2,8		2	3,5	5,2	+11,3	
								H _α H _β H _γ H _δ H _ε	-3,1 -3,1 -2,8 -2,8 -2,8		2	3,1	5,2	+11,3	
								H _α H _β H _γ H _δ H _ε	-3,1 -3,1 -2,8 -2,8 -2,8		2	3,1	5,2	+11,3	
								H _α H _β H _γ H _δ H _ε	-3,1 -3,1 -2,8 -2,8 -2,8		2	3,1	5,2	+11,3	

(окончание таблицы)

Дата	φ	λ	ρ	$\rho \cos \alpha$	Балл	Номер пластин- ки	Время, UT	Линия	Δl , тыс. км	Номер узла вспышки	I н. э. тыс. км	b н. э., тыс. км	$b_{\text{всп.}}$ тыс. км	Δh , тыс. км	Примечание
3.IV 1960 г.	11N	36W	0,64	0,109	2	3398	11 ^h 26 ^m	H ₈	-2,1	1	2		6,1	+8,6	Спектр снят с эшеле
								H ₉	-2,1				5,5	+8,6	
								H ₁₀	-2,3				5,2	+9,2	
								H Ca II	-3,0				5,2	+12,0	
								H Ca II	-3,1				5,2	+12,7	
								D ₃ (эмис.)	-2,6				5,2	+10,6	
								D ₁ , D ₂	-2,8				5,2	+11,3	
								Mg	-2,8				6,1	+11,3	
								Met.	-2,3				6,0	+9,2	
								H _{α}	-3,3		3	2,1	4,3	+13,4	
								H _{β}	-3,3		3	2,6	5,2	+13,4	
								H _{γ}	-3,4		2	3,1	4,7	+12,7	
								H ₈	-2,4		2	2,6	5,2	+10,0	
								H _{ϵ}	-2,1		2	2,6	7,8	+8,6	
								H Ca II	-2,8	1			7,0	+11,3	
								K Ca II	-2,6				7,0	+10,6	
								D ₁ , D ₂	-2,8				5,2	+11,3	
								Mg	-2,6				7,0	+10,6	
								Met.	-1,9				7,0	+7,8	
								H _{α}	-2,2		2	5,0	4,5	-20,5	
								H _{β}	-1,7		2	4,5	4,5	-15,5	
								H _{γ}	-1,3		1	4,5	4,5	-12,3	
								H ₈	-1,2		1	4,5	4,5	-11,2	



Фиг. 3. Расстояние между центрами линейчатой и непрерывной эмиссии $|\Delta l|$ как функция балла вспышки.

На фиг. 3 приведены величины $|\Delta l|$ в функции балла вспышки. Здесь взяты Δl , измеренные относительно H и K Ca II или H α , если спектр вспышки не снимался в линиях ионизованного кальция. Никакой зависимости Δl от балла вспышки не обнаруживается.

Несовпадение узлов свечения непрерывной и линейчатой эмиссии во вспышках было использовано нами для попытки найти высотную стратификацию этих узлов в атмосфере Солнца. Если вспышка находится на расстоянии ρ от центра диска, а щель расположена под углом α к направлению, соединяющему вспышку с центром диска Солнца, то разность высот узлов вспышки будет равна

$$\Delta h = \frac{\Delta l}{\rho \cos \alpha},$$

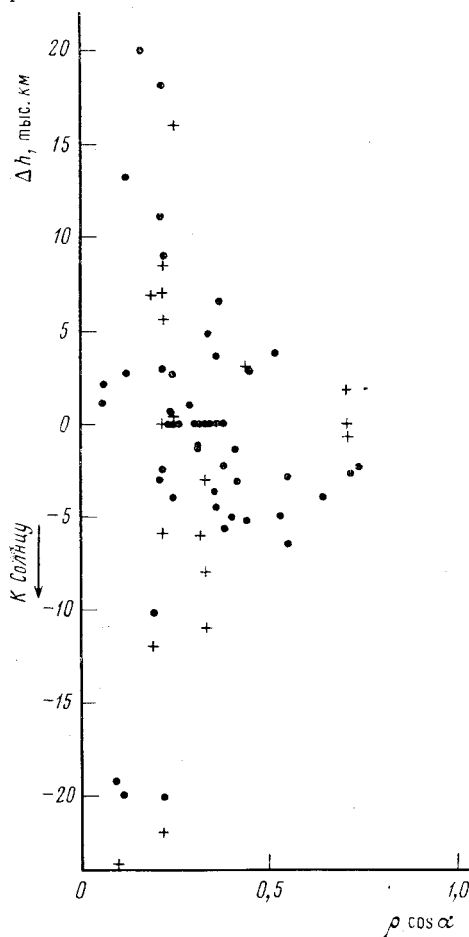
где ρ выражено в единицах радиуса солнечного диска. Вычисленные таким образом «высоты» Δh узлов с непрерывной эмиссией относительно узлов вспышки, излучающих в соответствующих линиях, приведены в столбце 15 таблицы. При $\Delta h > 0$ узел с н. э. находится выше узла, излучающего в линии.

На фиг. 4 приведены «высоты» узлов с н. э. вспышек относительно узлов свечения H α или H β (если эти линии не снимались, то относительно H и K Ca II) в функции произведения $\rho \cos \alpha$, определяющего положение вспышки на диске и ориентацию щели спектрографа. График ясно указывает на зависимость вычисленных величин Δh от значений $\rho \cos \alpha$, хотя такой зависимости не должно быть. В то же время график фиг. 5, показывающий распределение измеренных значений Δl в функции $\rho \cos \alpha$, практически не обнаруживает никакой зависимости между этими величинами. Если бы смещение полосок Δl определялось только высотной стратификацией узлов свечения вспышки, то измеренные величины Δl должны были бы расти пропорционально росту $\rho \cos \alpha$. Поскольку такой зависимости нет, то можно уверенно заключить, что в несовпадении полосок н. э. с центрами свечения линий вспышки более существенную роль, чем вертикальная стратификация, играет горизонтальное, т. е. вдоль поверхности Солнца, несовпадение узлов вспышки, ответственных за непрерывную и линейчатую эмиссии.

К выводу о существовании различий в физических условиях соседних областей вспышки не только в вертикальном, но больше в горизонтальном направлении пришли Швестка, Копецкий и Блаха [15, 16], исследуя так называемый ими V-эффект. Они обнаружили, что протяженные крылья водородных линий образуются в других местах, чем ядра линий, в связи с чем линия приобретает вид, несколько напоминающий букву V. Направление изгиба линии не зависит от положения вспышки на диске и ориентации щели спектрографа, поэтому этот эффект им не удалось объяснить только высотной стратификацией физических условий во вспышках.

Измеренное расстояние полосок н. э. от ядер линий Н Ca II и Н_ε во многих случаях не совпадает. Это несовпадение нельзя объяснить различием в условиях наблюдений, так как обе линии находятся рядом, на эшелъных и на обычных спектрограммах они сняты за одну экспозицию. На фиг. 6 приведена разность Δl для этих линий в функции $\rho \cos \alpha$. Хотя и с большим рассеянием точек, но все же можно проследить рост этой разности с увеличением $\rho \cos \alpha$. Рассеяние точек в значительной мере вызвано ошибками измерений. На основании разностей Δl вычислена разность глубин Δh (Н_ε— Н Ca II), данные приведены на фиг. 7 в функции $\rho \cos \alpha$. На этом графике видно, что если разность глубин для узлов, излучающих линии Н Ca II и Н_ε, существует, то она только в очень редких случаях достигает 3—4 тыс. км.

Для всех рассмотренных вспышек измерена ширина полосок непрерывной эмиссии. На фиг. 8 дано распределение числа полосок в зависимости от их ширины. Естественно, что результаты измерений ширины полосок $b_{н.э.}$ искажены прежде всего за счет размытия изображений земной атмосферой и наличия дрожаний. Однако уже то, что 42% полосок имеют

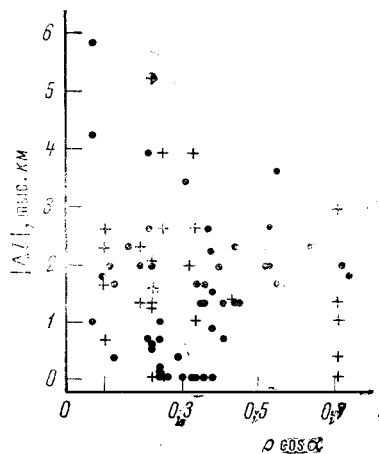


Фиг. 4. Разность высот между центрами линейчатой и непрерывной эмиссии в зависимости от $\rho \cos \alpha$ — положения вспышки на диске и ориентации щели спектрографа

Точки — непотонные, крестики — протонные вспышки

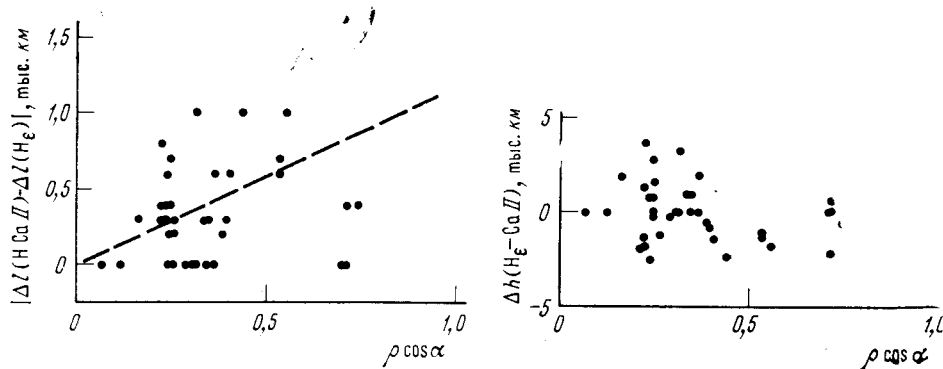
ширины до 2,6 тыс. км, позволяет судить, что спектры фотографировались при достаточно хорошем качестве изображения Солнца. Рассмотрение спектрограмм показывает, что и в тех случаях, когда ширина полосок больше 3—4 тыс. км, края полосок, как правило, достаточно резкие, что указывает на реальность таких ширин. Это позволяет заключить, что приведенные размеры узлов н. э. вспышек завышены не более чем на 0,5—1,0 тыс. км.

Непрерывная эмиссия, являющаяся характерной особенностью



Фиг. 5. Распределение измеренных значений $|\Delta l|$ как функции $\rho \cos \alpha$

Точки — непотонные, крестики — протонные вспышки



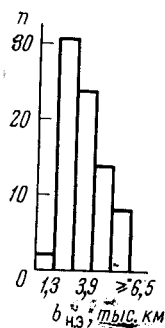
Фиг. 6. Расстояние между центрами излучения линий H_e и $H\text{Ca II}$ в функции $\rho \cos \alpha$

Фиг. 7. Высоты узлов свечения H_e относительно $H\text{Ca II}$ в зависимости от $\rho \cos \alpha$

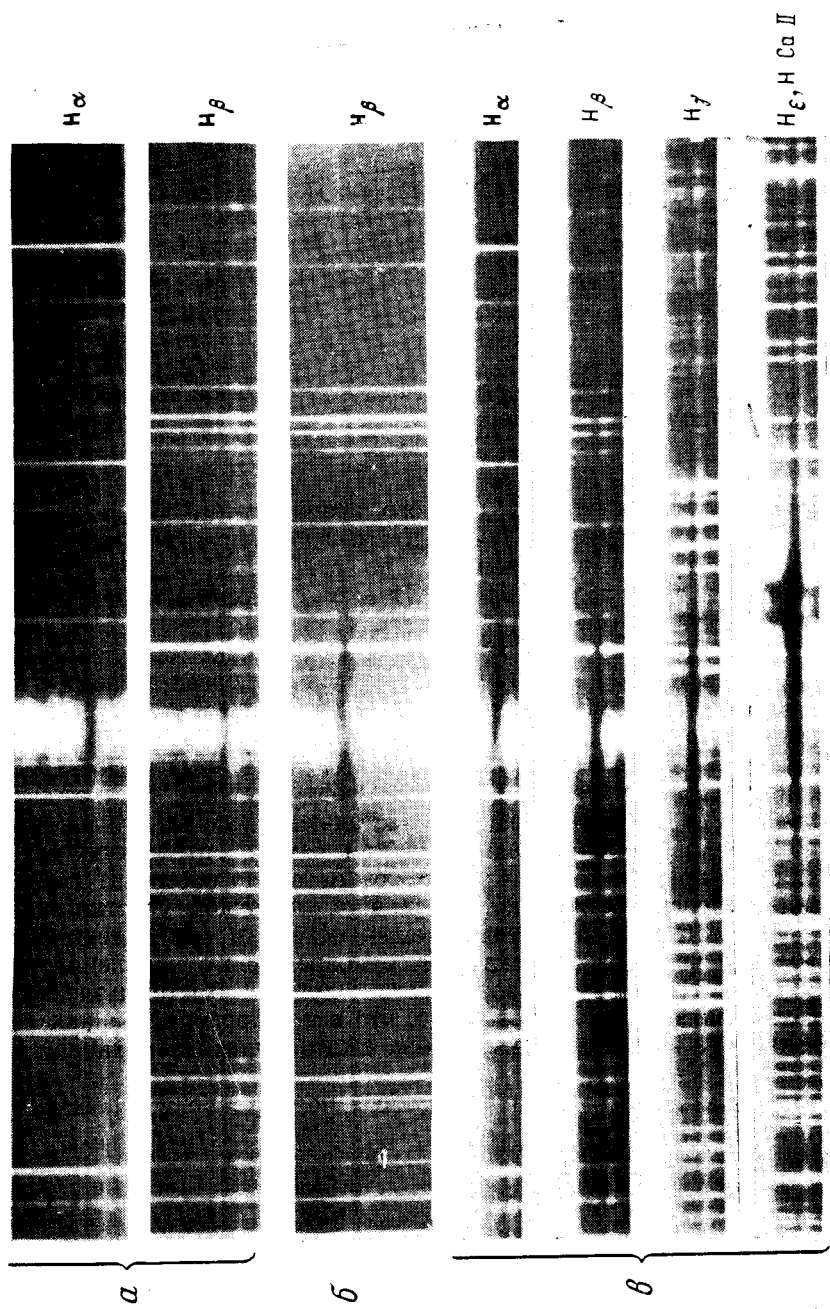
большинства мощных и значительного числа вспышек средней мощности, излучается, как правило, другими областями вспышки, чем линейчатая эмиссия. Полоски непрерывной эмиссии вспышек никогда не совпадают с наиболее возбужденными областями вспышки. Так, из всех 10 наблюдавшихся узлов (для семи вспышек), в которых линия $D_3\text{He I}$ наблюдалась в эмиссии на диске, ни один не совпал с полоской н. э., а в трех из этих вспышек непрерывной эмиссии вообще не было заметно. Во вспышке на диске 14.IX 1958 г. наблюдалось в эмиссии много линий He I и линия $\lambda 4686\text{He II}$, относящиеся к двум ярким узлам вспышки. Полоски н. э. также не совпали ни с одним из этих узлов.

Как уже отмечалось в [15] и [16], во вспышках с протяженными крыльями водородных линий ядро линии излучается другой частью вспышки, чем ее крылья (V-эффект). Просмотр спектрограмм показал, что во всех подобных случаях, если только имеются полоски н. э., они совпадают с крыльями линий. На фиг. 9 даны отпечатки спектрограмм водородных линий вспышек, на которых хорошо виден V-эффект и постепенный переход крыльев линий в полоску непрерывной эмиссии. Узел вспышки, в котором светится центр линии, соединяется с узлом вспышки, излучающим непрерывный спектр, посредством крыльев линии, образованных за счет эффекта Доплера. Это указывает на существование между узлами вспышки направленного потока атомов водорода. А. Б. Северный [17] показал, что во вспышках с широкими крыльями водородных линий скорости атомов могут превышать 250 км/сек . Такая струя плазмы, попадая в верхние слои фотосферы, может отдавать им свою энергию, повышая тем самым температуру данного места фотосферы, что и приведет к появлению избыточного непрерывного излучения.

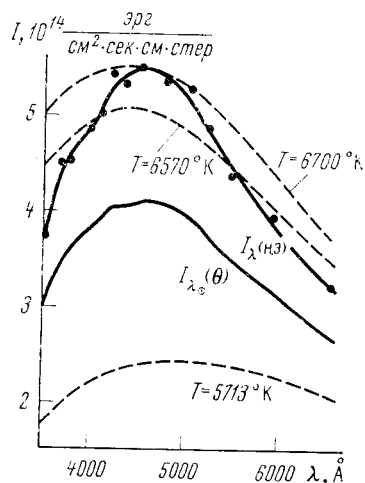
Если плотность атомов водорода в струе $n_H = n_e = 10^{13}\text{ см}^{-3}$, что весьма характерно для сильных вспышек, а скорость струи v составляет



Фиг. 8. Распределение числа полосок непрерывной эмиссии вспышек в зависимости от их ширины



Фиг. 9. Спектрограммы вспышек, показывающих V-эффект и переход эмиссии крыльев в полосы непрерывной эмиссии
 а — вспышка 27.VII 1957 г. (пластинка № 2206); б — вспышка 21.IX 1957 (пластинка № 2450); в — вспышка 6.IX 1957 г.
 (пластинка № 2377)



Фиг. 10. Распределение интенсивности в спектре полосы н. э. вспышки 18.VIII 1959 г. (пластинка № 3395) и в непрерывном спектре соседнего участка Солнца

Штриховыми линиями показано распределение интенсивности излучения черного тела для трех значений температуры

100 км/сек, то единица поверхности той среды, в которой тормозится струя, получит за единицу времени энергию

$$E = n_H \cdot v \cdot E_H,$$

где E_H — кинетическая энергия каждого атома струи. Подставив сюда принятые выше значения, получим $E \approx 8 \cdot 10^9$ эрг/см²·сек. Избыточное излучение ядер непрерывной эмиссии во вспышках составляет около $2 \cdot 10^9$ эрг/см²·сек, т. е. водородная струя энергетически может обеспечить свечение непрерывного спектра вспышки.

На фиг. 10 показано распределение энергии в полоске непрерывной эмиссии вспышки 18.VIII 1959 г. и распределение энергии в спектре Солнца для $\rho = \sin \theta = 0,55$. Здесь же приведено распределение интенсивности излучения черного тела для ряда температур. Полоске н. э. наиболее близко соответствует температура около 6600° K. Некоторый недостаток наблюдаемой эмиссии в ультрафиолете можно объяснить тем, что в этой области (3500—4000 Å) линии поглощения настолько сгущены, что их крылья неизбежно перекрываются, увеличивая тем самым оптическую глубину ядра н. э. Если принять $\tau \approx 0,4$ для $\lambda 3500$ Å, то это обеспечит наблюдаемое падение интенсивности в полоске н. э. в указанном участке спектра.

Вполне естественно, что предлагаемый механизм возбуждения непрерывной эмиссии вспышек не исключает одновременного появления непрерывной эмиссии также за счет тормозного излучения быстрых электронов, как это было показано в [6]. Возможно, что в некоторых вспышках непрерывное излучение может возникать из-за сжатия плазмы, механизм которого рассмотрен Хайдером [18].

Автор искренне благодарен А. Б. Северному за ценное обсуждение работы.

Май 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 72.
2. U. Becker. Z. Astrophys., 1958, 46, N 3, 168.
3. R. Michard. Ann. Astrophys., 1959, 22, N 6, 887.
4. M. Waldmeier. Z. Astrophys., 1958, 46, N 2, 92.
5. А. Н. Коваль, Н. В. Стещенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 200.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 22, 67.
7. Э. Р. Мустель. Trans. IAU, 1957, 9, 671.
8. D. H. Menzel. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1961, 73, 194.

9. К. О. Кирепнхейер, Г. Куензер. *Z. Astrophys.*, 1958, **44**, 138.
10. Л. С. Левницкий. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1970, **41—42**, 203.
11. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. *Астрон. ж.*, 1960, **37**, 23.
12. *Quart. Bull. Solar Activity. Zürich. 1955—1957*, N 110—118.
13. H. W. Dodson, E. R. Hedeman. *IGY, Solar Activity Rep.*, 1960, N 12; 1961, N 15; 1962, N 18. *High Altitude Obs.*, Boulder, Colorado.
14. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1957, **17**, 129.
15. Z. Švestka, M. Kopecký, M. Blaha. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 1961, **12**, N 6, 229.
16. M. Blaha, M. Kopecký, Z. Švestka. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 1962, **13**, N 3, 85.
17. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1959, **21**, 131.
18. C. L. Hyder. *Solar Phys.*, 1967, **2**, N 1, 49; 1967, **2**, N 3, 267. *Nobel Symposium 9 «Mass Motions in Solar Flares and Related Phenomena»*. Anacapri, 1968.

СРАВНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В ПРОТОННЫХ И НЕПРОТОННЫХ ВСПЫШКАХ

Н. В. Стешенко

Сравниваются опубликованные данные о физических условиях в 16 протонных и 54 непротонных вспышках. Существенного различия не найдено ни для одной из основных характеристик (n_e , T_e , N_2) протонных вспышек по сравнению с непротонными. Сопоставление ширины линии H_α для 142 вспышек (баллы 2^+ , 3 , 3^+), из которых 57 протонные, также не показывает качественных различий между протонными и непротонными вспышками.

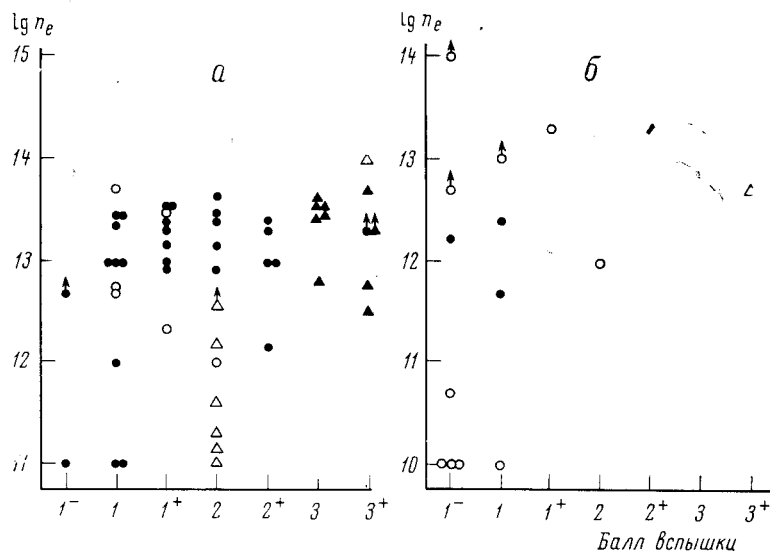
A COMPARISON OF PHYSICAL CONDITIONS IN PROTON AND NON-PROTON FLARES, by N. V. Steshenko. — The available in publications data on physical conditions in 16 proton and 54 non-proton flares are compared. Neither of the main characteristics (n_e , T_e , N_2) of proton flares is found to have essential difference in comparison with those of non-proton ones.

A comparison of H_α -line width in 142 flares (of importance 2^+ , 3 , 3^+), 57 out of which are proton flares, does not show qualitative differences between proton and non-proton flares too.

В [1] были рассмотрены некоторые спектральные характеристики протонных и непротонных вспышек (наличие крыльев линий и непрерывного спектра, характер поведения абсорбционных выбросов, условия возбуждения линий металлов, распределение энергии в полосках непрерывной эмиссии, глубина залегания ядер непрерывной эмиссии) и показано, что только мощность процессов, а не особые спектральные признаки определяют различие между протонными и непротонными вспышками.

К настоящему времени определены физические условия для многих солнечных вспышек. Так как эти работы выполнены многими авторами с применением различной методики обработки и интерпретации наблюдений, то их результаты не должны иметь систематической ошибки. Представляет интерес, воспользовавшись этими данными, сравнить физические условия в протонных и непротонных вспышках. Взяты из литературы основные данные об условиях во вспышках сведены в таблицу.

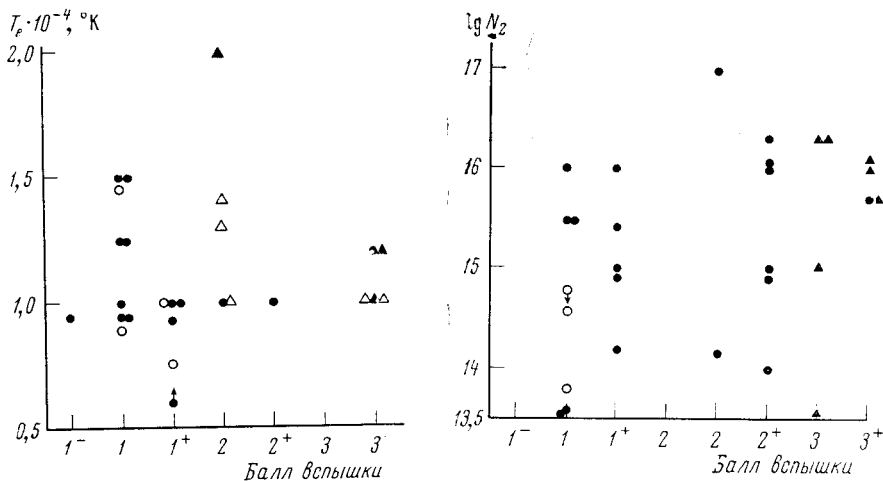
При составлении таблицы учитывалось известное свойство вспышек — их сильная неоднородность, поэтому данные о физических условиях представлены для четырех различных по условиям областей вспышек: а) области свечения водорода, б) области свечения He I, в) области свечения He II, г) области свечения металлов и их ионов, в том числе линий ионизованного кальция H и K. Наиболее полные данные относятся к области свечения водорода во вспышках. Здесь приводятся результаты определения электронной концентрации n_e , электронной температуры T_e , количество атомов водорода на втором уровне в столбе сечением 1 см^2 — N_2 , количество атомов водорода на 1 см^2 — N_H (или концентрация соответствующих атомов n_2 и n_H (в 1 см^3), а также турбулентная скорость v_t и механизм расщепления линий. Для остальных областей вспышек в таблице приведены



Фиг. 1. Зависимость электронной концентрации ($\lg n_e$) от балла вспышки
 а — для области свечения водорода; б — для области свечения нейтрального гелия. Темные кружки — непотонные вспышки на диске, светлые — вспышки на лимбе. Темные треугольники — протонные вспышки на диске, светлые — вспышки на лимбе

данные об n_e , T_e , v_t и механизме расширения линий. Соответствующие параметры для каждой области выписывались только тогда, когда они определены не косвенным методом, а на основании анализа эмиссии линий данного химического элемента или иона. В предпоследнем столбце таблицы даны некоторые дополнительные данные, например количество атомов кальция в основном состоянии N_{Ca} (на 1 см^2), концентрация атомов водорода n_H (в $1/\text{см}^3$), определенная для области свечения металлов.

В таблицу включены результаты определения физических условий только для конкретных вспышек, найденные на основании данных наблю-



Фиг. 2. Зависимость электронной температуры в области свечения водорода от балла вспышки

Обозначения те же, что на фиг. 1

Фиг. 3. Зависимость $\lg N_2$ в области свечения водорода от балла вспышки

Обозначения те же, что на фиг. 1

дений именно этой вспышки. В последнем столбце таблицы приведены ссылки на статьи, из которых взяты данные. В тех случаях, когда физические условия во вспышке определялись одним автором для ряда моментов в процессе развития вспышки, в таблицу включены данные, относящиеся к максимальной фазе развития вспышки в целом или ее определенному узлу. В таблицу не включены данные о температуре, полученные на основании измерения ширины линий, так как сейчас известно, что ширины линий в основном определяются не тепловыми, а макроскопическими (или «турбулентными») движениями во вспышках.

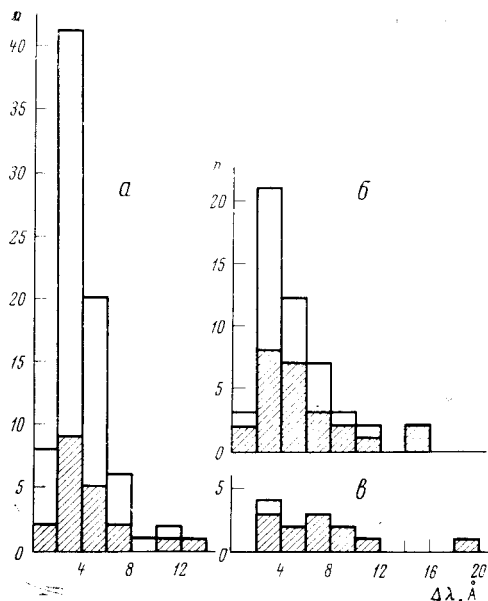
Сопоставление различных данных для протонных (согласно каталогу Л. С. Левицкого [2]) и непротонных вспышек проводится на следующих графиках. На фиг. 1 показана зависимость электронной концентрации от балла вспышки для области свечения водорода (фиг. 1, а) и области свечения нейтрального гелия (фиг. 1, б). Для некоторых вспышек имеется по 2—3 определения n_e , выполненных разными авторами. При этом наблюдения разных авторов относятся, как правило, к различным узлам вспышки, поэтому они включены в графики как независимые данные без усреднения полученных значений.

На фиг. 2 показана зависимость электронной температуры в области свечения водорода, от балла вспышки, а на фиг. 3 — зависимость $\lg N_2$ от балла вспышки также для области свечения водорода.

Ни один из графиков фиг. 1—3 не показывает различий для физических условий в протонных и непротонных вспышках. Протонные вспышки отличаются только мощностью процесса, характеризующей баллом вспышки. А такие важные параметры вспышек, как электронная плотность, электронная температура, количество атомов водорода на втором энергетическом уровне, одинаковы для протонных и непротонных вспышек. Более того, электронная концентрация и электронная температура в области свечения водорода не зависят даже от балла вспышки, при этом T_e находится в одинаковых пределах для вспышек на диске и лимбовых вспышек, а n_e в среднем более чем на порядок ниже для лимбовых вспышек.

Важной характеристикой вспышек является движение атомов, ведущее к сильному расширению эмиссионных линий и появлению очень протяженных крыльев. Однако данные о «турбулентных» скоростях во вспышках настолько отрывочные и неоднородные, что нет возможности провести сравнение протонных и непротонных вспышек относительно этого параметра.

Достаточно хорошим критерием наличия движений во вспышках являются измерения ширины линии H_α , проводимые на спектрогелиоскопах. Из [3] нами выбраны ширины линии H_α для вспышек баллов 2^+ , 3 и 3^+ за период с июля 1957 по декабрь 1962 г. На фиг. 4 приведено распределение числа вспышек разной мощности в зависимости от ширины H_α . Как видно из графиков, для вспышек балла 2^+ и 3 существенного различия



Фиг. 4. Распределение числа вспышек разной мощности в зависимости от ширины линии H_α

а — вспышки балла 2^+ ; б — вспышки балла 3; в — вспышки балла 3^+ . Штриховкой показано количество протонных вспышек

в ширине H_{α} в протонных и непротонных вспышках нет, хотя все же имеется небольшое преобладание протонных вспышек с большими ширинами линии. Все вспышки балла 3^+ , за исключением одной, для которых измерены ширины H_{α} , оказались протонными.

В [4] проведено измерение расстояний Δl между узлами вспышки, излучающими непрерывный и линейчатый спектры, для 10 протонных и 37 непротонных вспышек. Найдено, что для большинства вспышек непрерывная эмиссия образуется в других местах вспышки, чем линейчатая эмиссия. Распределение измеренных значений Δl , а также вычисленных «высот» для ядер непрерывной эмиссии, как это видно из фиг. 5 и 4 [4], одинаково для протонных и непротонных вспышек.

Таким образом, не обнаружено качественного различия ни для одной из характеристик протонных вспышек по сравнению с непротонными. Эти выводы находятся в хорошем согласии с последними данными о космических лучах [5], полученными при измерении эффектов от слабых вспышек.

Май 1969 г.

Литература

1. А. Н. Коваль, Н. В. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, **30**, 200.
2. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, **41-42**, 203.
3. Quart. Bull. Solar Activity. Zürich, 1957—1962, 119—140.
4. Н. В. Стешенко. Наст. том, стр. 130.
5. K. G. McCracken. XI-th COSPAR meeting. Tokyo, 1968.
6. M. A. Ellison. Publ. Roy. Obs. Edinb., 1952, **1**, 75.
7. Z. Švestka. Publ. Astron. Inst. Prague, 1957, N 32.
8. Э. Р. Мустель, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1952, **8**, 19.
9. А. Б. Северный, Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1955, **13**, 82.
10. Z. Suemoto. Publ. Astron. Soc. Japan, 1951, **3**, 110.
11. Т. В. Казачевская, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, **19**, 46.
12. Т. В. Казачевская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, **20**, 80.
13. В. А. Крат, В. М. Соболев. Изв. ГАО, 1958, № 162, 2.
14. H. Zirin. Astrophys. J., 1957, **126**, N 1, 159.
15. В. А. Крат, В. М. Соболев. Изв. ГАО, 1960, № 163, 2.
16. П. Н. Полупан. Публ. Киевской astron. obs., 1962, № 11, 24.
17. П. Н. Полупан. Цирк. Астрон. obs. Киевского ун-та, 1962, № 71, 3.
18. L. Fritzo va-Švestkova, Z. Švestka. Solar Phys., 1967, **2**, N 1, 87.
19. T. Hirayama. Publ. Astron. Soc. Japan, 1961, **13**, 152.
20. L. D. De Feiter. Rech. astron. Obs. Utrecht, 1966, **18**, N 2.
21. H. Zirin. Astrophys. J., 1959, **129**, N 2, 414.
22. Z. Suemoto, E. Hiei. Publ. Astron. Soc. Japan, 1959, **11**, 185.
23. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1959, **21**, 131.
24. J. T. Jefferies, E. v. P. Smith, H. J. Smith. Astrophys. J., 1959, **129**, N 1, 146.
25. П. Н. Полупан. Астрон. ж., 1960, **37**, 1032.
26. В. Н. Зуйков. Солнечные данные, 1959, № 6, 81.
27. Л. Н. Курочка. В сб. «Спектрофотометрические исследования активных образований на Солнце». Киев, «Наукова думка», 1964, стр. 81.
28. Л. Н. Курочка. Солнечные данные, 1961, № 3, 63.
29. Z. Švestka. Mitt. Astron. Ges., 1961, **72**, 1959.
30. Z. Švestka. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1962, **13**, N 1, 30.
31. Z. Švestka. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1960, **11**, N 5, 167.
32. Z. Švestka. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1964, **15**, N 2, 38.
33. Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, **24**, 258.
34. Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, **27**, 120.
35. R. B. Dunn, J. T. Jefferies, F. Q. Orrall. Observatory, 1960, **80**, N 914, 31.
36. J. T. Jefferies, F. Q. Orrall. Astrophys. J., 1961, **133**, 946.
37. Л. Н. Курочка. Солнечные данные, 1962, № 1, 64.
38. Л. Н. Курочка. Материалы МГГ. Информ. бюлл., 1964, № 6, 62.

39. J. T. Jefferies, F. Q. Orrall. *Astrophys. J.*, 1961, **133**, N 3, 963.
40. Chang Ho-chi at all. «Тяньвэнь сюэбао, *Acta astron. sinica*», 1959, **7**, N 2, 175.
41. Л. Н. Курочка. Солнечные данные, 1965, № 7, 45.
42. А. Б. Северный, А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, **26**, 3.
43. Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, **30**, 211.
44. Р. Э. Гусейнов. Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук, 1966, № 2, 129; 1966, № 3, 75.
45. В. М. Соболев. Солнечные данные, 1962, № 3, 69.
46. Н. М. Гольдберг-Рогозинская. Изв. ГАО, 1965, № 178, 35.
47. Н. М. Гольдберг-Рогозинская. Изв. ГАО, 1962, № 170, 52.
48. Р. Э. Гусейнов. Солнечные данные, 1965, № 3, 45.
49. Z. Švestka. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 1963, **14**, N 6, 234.
50. L. D. Feiter. *Rech. astron. Observ. Utrecht*, 1966, **18**, N 2.
51. E. v. P. Smith. *Astrophys. J.*, 1963, **137**, N 2, 580.
52. С. Г. Мамедов. Солнечные данные, 1962, № 1, 57; 1962, № 6, 54.
53. R. G. Teske. *Astrophys. J.*, 1962, **136**, N 2, 534.
54. С. Г. Мамедов. Солнечные данные, 1962, № 8, 54.
55. К. В. Аликаева. В сб. «Спектрофотометрические исследования активных образований на Солнце». Киев, «Наукова думка», 1964, стр. 73.
56. К. В. Аликаева. В сб. «Вопросы астрофизики». Киев, «Наукова думка», 1966, стр. 60.
57. П. Н. Полупан. В сб. «Вопросы астрофизики». Киев, «Наукова думка», 1967, стр. 96.
58. L. D. Feiter, Z. Švestka. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 1964, **15**, N 3, 117.
59. К. В. Аликаева. Солнечные данные, 1965, № 10, 50.
60. К. В. Аликаева. Солнечные данные, 1966, № 7, 63; 1966, № 8, 64.
61. И. Л. Белкина. Вестн. Харьковского ун-та, серия astron., 1967, № 28, вып. 3, 90.
62. П. Н. Полупан, Н. А. Яковкин. *Астрон. ж.*, 1965, **42**, № 4, 764.
63. П. Н. Полупан. В сб. «Спектрофотометрические исследования активных образований на Солнце». Киев, «Наукова думка», 1964, стр. 61.
64. Z. Švestka. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 1963, **14**, N 6, 234.
65. М. Н. Стоянова. Солнечные данные, 1963, № 3, 46.
66. В. Г. Банин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, **34**, 252.
67. Н. Н. Степанян. *Астрон. ж.* 1969, **46**, № 3, 580.
68. Р. Э. Гусейнов. Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук, 1966, № 3, 83, № 4, 96.

О ДВИЖЕНИЯХ ДВУХ ДЕТАЛЕЙ
В УЗЛАХ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

М. Б. Огирь

Для случаев трех хромосферных вспышек рассматривается движение двух деталей единой вспышечной ветви по спектрограммам и одновременным фильмам, полученным в центре линии H_{α} . Показано, что часто лучевые скорости обеих деталей *различаются по величине и направлению*. В случае вспышки-выступа 25.VII 1959 г. движение обеих деталей, по-видимому, имеет *вращательный характер* и как будто происходит по спирали, но с разной скоростью для каждой детали. Во вспышке-петле 25.X 1960 г., у которой наблюдается вытягивание и последующее опускание в целом, а также одновременное растекание материи из более яркой вершины, лучевые скорости обеих деталей близки по величине и направлению. В период разгорания и максимальной яркости они как будто движутся как единое целое, но при угасании их движения несколько различаются. Во вспышке 20.VII 1959 г., оба центра которой не образовали единой петли с некоторым общим движением, лучевые скорости обеих деталей одной ветви значительно различаются.

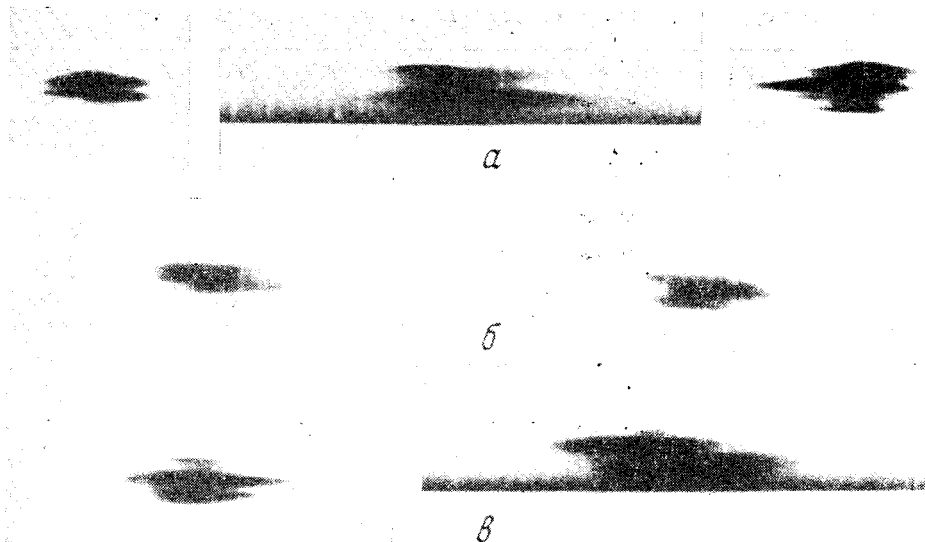
Отмечается, что *сложная картина движений, наблюдаемая во вспышках, возможно, обусловлена относительными движениями обеих деталей узла вспышки, а также макроскопическими внутренними движениями в каждой детали*.

ON THE MOTIONS OF TWO DETAILS IN THE CHROMOSPHERIC FLARE KNOTS, by M. B. Ogir.— Using spectrograms and H_{α} -films the motions of two details of a flare branch in three chromospheric flares is considered. It is shown that the radial velocities of both details of a single flare knot often differ in size and direction. In the flare of 25.VII.1959 the motion of both details seems to be rotational and probably spiral in form, but the velocity of this spiral motion is different for each detail. In the loop flare of 25.X.1960 extension followed by descent and the simultaneous spread of the matter from the bright top were observed. The radial velocities of both details were rather similar. In the stage of fading their motions became different. In the flare of 20.VII.1959 both centers didn't form a loop, and the radial velocities of both details were considerably different.

It is pointed out that the complex picture of motions observed in flares, may be due to respective motions of both details and macroscopic inner motions in each of them.

В [1] нами отмечалось, что при наблюдениях узлов вспышек на лимбе, а также при наблюдениях выбросов часто отчетливо видно, что они состоят практически из двух деталей. Кинорегистрация этих явлений с помощью фильтра, центрированного на линию H_{α} , показывает, что каждая из деталей непрерывно изменяется по своему виду. Они могут неодновременно вытягиваться с разными скоростями в картинной плоскости, сливаться друг с другом, одна из деталей даже может исчезнуть на некоторое время. По спектрам систематическое наличие двух компонент узлов вспышек на лимбе было отмечено А. Б. Северным [2] при рассмотрении очень большого материала наблюдений.

Интересно рассмотреть изменение лучевых скоростей в обеих деталях в тех случаях, для которых есть серия спектральных наблюдений и одновременные киносъемки, что позволит лучше понять характер движений внутри узла вспышки. С этой целью из большого числа спектрограмм, полученных на спектрографе башенного солнечного телескопа Крымской

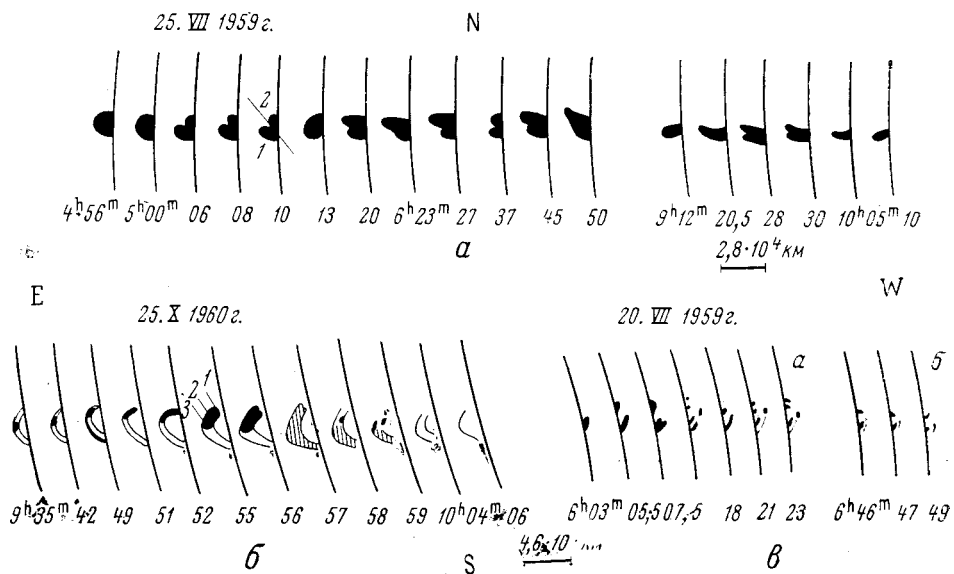


Фиг. 1. Вид двух деталей в спектрах вспышек

a — 25.VII 1959 г. (моменты 4^h36^m ; 6^h01^m ; $6^h44^m UT$); *б* — 25.X 1960 г. (моменты $9^h53^m,5$; $9^h57^m,5 UT$);
в — 20.VII 1959 г. (моменты 6^h25^m ; $6^h50^m,5$; $7^h18^m UT$) в линии H_{α}

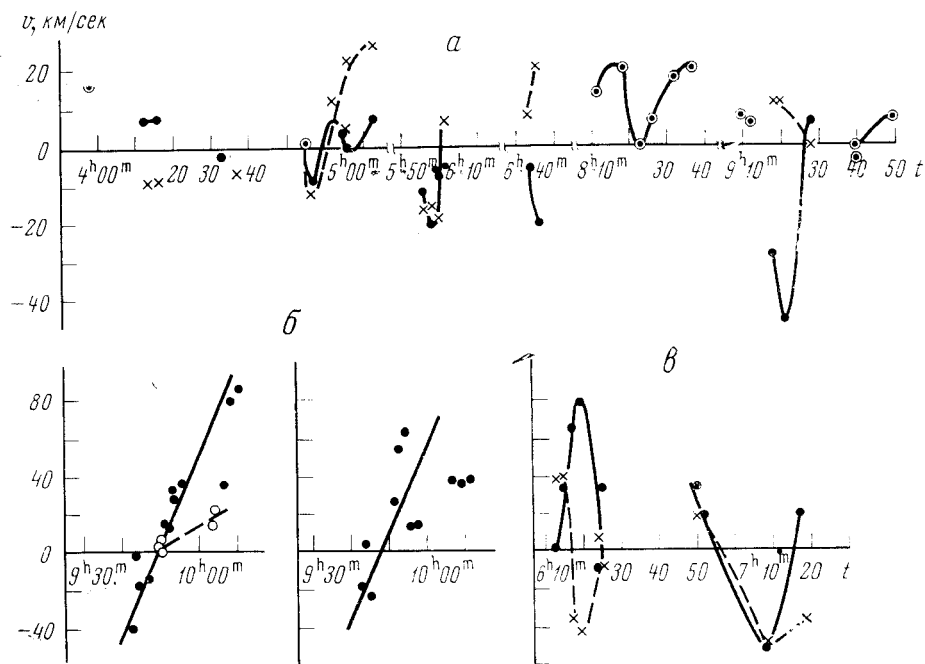
астрофизической обсерватории, был отобран ряд эшелюных спектрограмм для трех хромосферных вспышек. Для этих же вспышек имелись также кинофильмы, полученные на коронографе Крымской обсерватории в центре линии H_{α} . Лучевые скорости определялись по смещению центра тяжести каждой детали относительно центра линии H_{α} . На фиг. 1 представлено несколько отпечатков вспышек в области линии H_{α} .

1. Вспышка на лимбе 25.VII 1959 г. Она рассматривалась А. Б. Северным и А. Н. Коваль в [3], а также нами в [1]. На фиг. 2, *a* представлены зарисовки ее по наблюдениям на коронографе для некоторых



Фиг. 2. Зарисовки вспышек

a — 25.VII 1959 г.; *б* — 25.X 1960 г.; *в* — 20.VII 1959 г. Чертой указано примерное положение щели

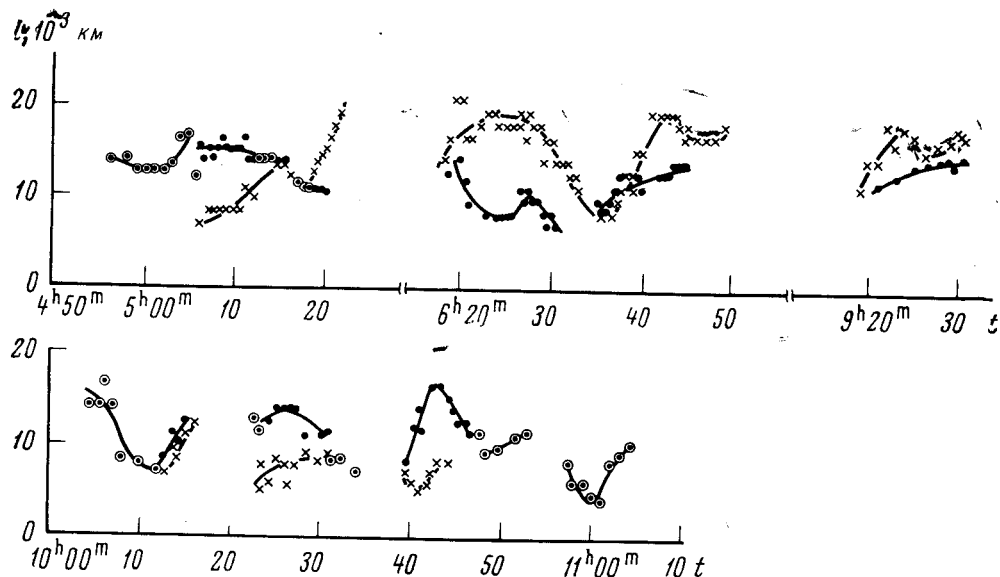


Фиг. 3. Графики изменения лучевых скоростей двух деталей во вспышках
 а — 25.VII 1959 г.; б — 25.X 1960 г.; в — 20.VII 1959 г. Точки — 1-я деталь, крестики — 2-я деталь

моментов времени. Можно видеть, как изменялся со временем вид каждой ее детали.

На фиг. 3, а приведен ход изменения лучевых скоростей для каждой детали. Из этого графика следует, что лучевые скорости периодически изменяются по величине и направлению. В некоторые моменты времени ($4^{\text{h}}56^{\text{m}}$ — $5^{\text{h}}05^{\text{m}}$, $5^{\text{h}}56^{\text{m}}$ — $6^{\text{h}}02^{\text{m}}$ UT) лучевые скорости обеих деталей довольно близки по величине и одинаково направлены. Однако в другие моменты ($6^{\text{h}}44^{\text{m}}$, $9^{\text{h}}22^{\text{m}}$ UT) лучевые скорости различаются по величине и знаку.

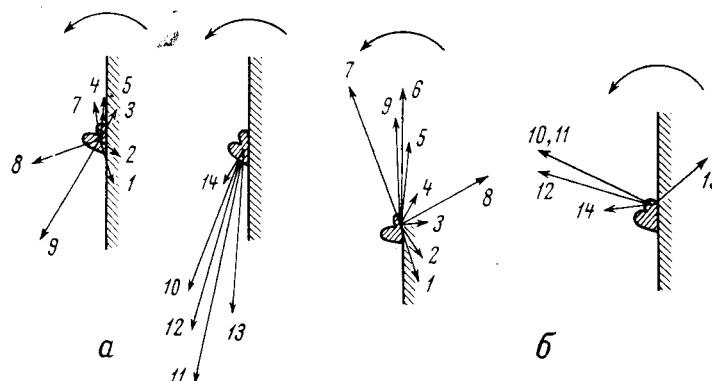
№ п/п	Время, UT	$v_{\text{танг}}, \text{ км/сек}$		$v_{\text{луч}}, \text{ км/сек}$	
		1-я деталь	2-я деталь	1-я деталь	2-я деталь
1	$4^{\text{h}}56^{\text{m}}$	—3	—3	—8	—13
2	58	—3	—3	—2	—8
3	5 00	—3	—3	+5	0
4	02	—3	—3	+8	+5
5	05	—1,5	—1,5	+5	+15
6	06	—1,5	—1,5	—1	+26
7	13	~0	+9	+7	+27
8	6 44	+12,5	—16,5	—4	+8
9	46	~+12,5	~0	—20	+21
10	9 18	+11	+23,5	—28	+12
11	20	+11	+23,5	—47	+12
12	23	+11	+23,5	—37	+8,5
13	26	+3,5	—10	—33	+8
14	28	+3,5	+10,5	+7	0



Фиг. 4. Изменение длины двух деталей вспышки-выступа 25.VII 1959 г. в картинной плоскости

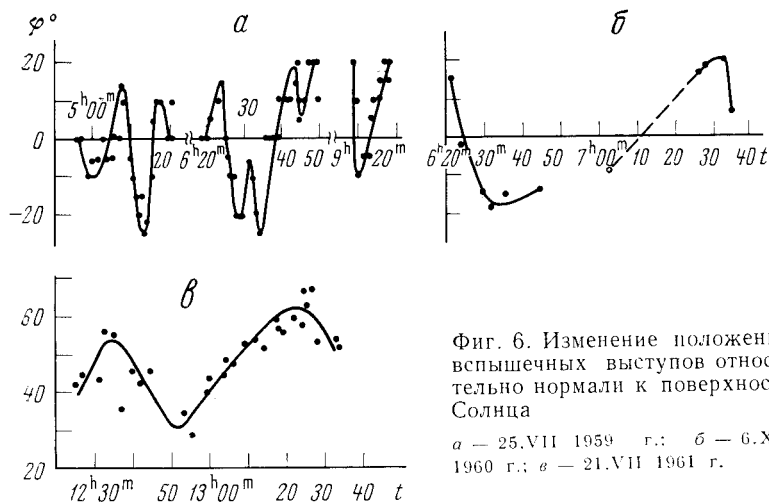
На фиг. 4 показано, как в это же время изменялась длина обеих деталей в картинной плоскости. Отсюда можно определить тангенциальную составляющую скорости деталей. В таблице для ряда моментов времени приведены лучевые и тангенциальные скорости каждой детали. Данные таблицы позволяют найти полную скорость обеих деталей.

При съемке этой вспышки щель располагалась под углом 45° к краю Солнца, но расстояние ее от края не фиксировалось. Это, конечно, вносит значительную долю неопределенности в сравнение скоростей обеих деталей. Если предположить, что щель все время пересекала одно и то же место каждой детали вспышки, то можно построить грубую картину положения векторов пространственной скорости каждой детали в те моменты, которые приведены в таблице. Эта картина представлена на фиг. 5, а, б. Из нее видно, что а) пространственные скорости обеих деталей в одни и те же моменты времени часто существенно различаются по величине и направлению; б) для одной и той же детали полная скорость сильно изменяется по величине в разное время; в) кроме того, обе детали вращаются в одном и том



Фиг. 5. Приблизительное положение векторов пространственной скорости во вспышке 25.VII 1959 г.

а — 1-я деталь; б — 2-я деталь



Фиг. 6. Изменение положения вспышечных выступов относительно нормали к поверхности Солнца

a — 25.VII 1959 г.; *б* — 6.XII 1960 г.; *в* — 21.VII 1961 г.

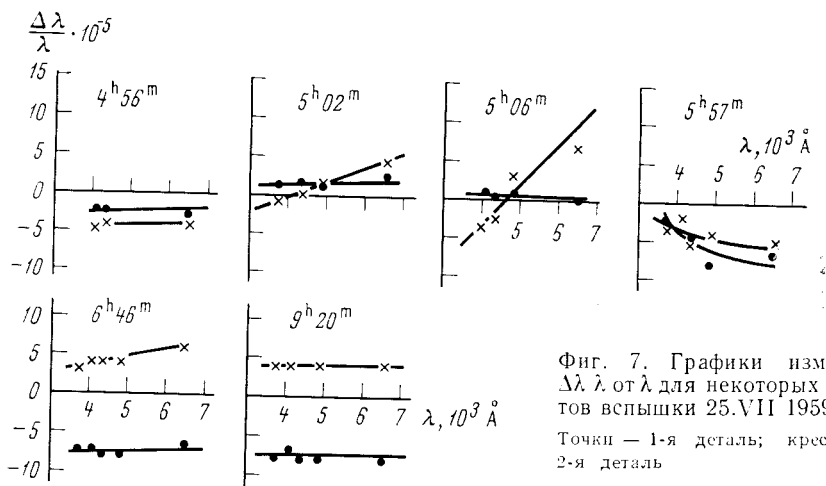
же направлении, но с разной скоростью; в частности, вторая деталь вращается быстрее, чем первая.

Надо отметить, что А. Б. Северным и В. Л. Хохловой в [4] был описан случай вращательного движения основания эруптивного протуберанца 27.X 1948 г. Возможно, такой характер движения типичен для протуберанцев и вспышек на лимбе.

Во вспышке 25.VII 1959 г. мы видим, что абсолютные величины скоростей каждой детали изменяются со временем, т. е., возможно, движение вещества в каждой детали происходит по спирали. Отражением вращательного движения узла вспышки, по-видимому, является периодическое колебание всего выступа относительно нормали к поверхности Солнца (фиг. 6, *a*). Такие колебания часто наблюдаются во вспышках на лимбе. На фиг. 6 представлены еще два примера колебаний вспышечных выступов относительно нормали.

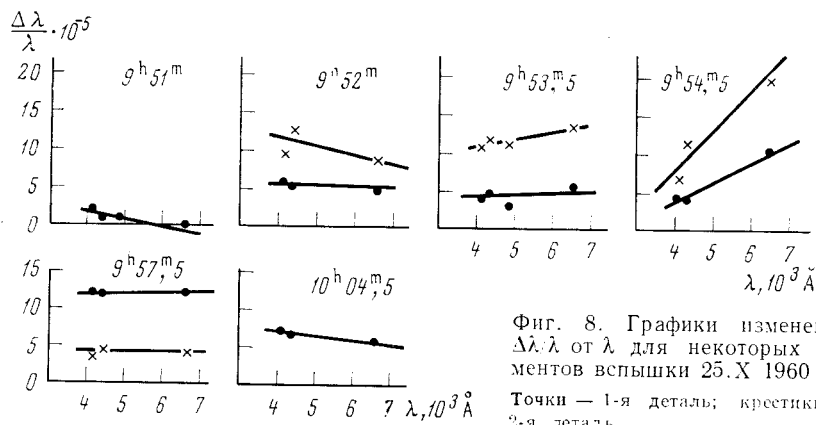
Для некоторых моментов времени были построены графики зависимости $\Delta\lambda/\lambda$ от λ (было взято несколько водородных линий и иногда линия $H\text{Ca}^+$). В одних случаях величина $\Delta\lambda/\lambda$ сохраняется постоянной, в других она заметно непостоянна (фиг. 7). Это свидетельствует о том, что величины лучевых скоростей и их ход со временем, определенные по другим водородным линиям, существенно различаются. Отсюда следует, что в одни моменты времени материя в каждой детали движется как единое целое, а в другие моменты, возможно, происходят какие-то внутренние движения.

2. Вспышка 25.X 1960 г. Согласно кинофильму в линии H_α эта вспышка представляла собой петлю, в которой постепенно сформировалась более яркая верхушка. Из нее затем происходило растекание материи вдоль обеих ветвей петли, но особенно интенсивно вдоль северной ветви (см. фиг. 2, *б*). Спектры получались при трех разных положениях щели (отмечены на фиг. 2) — примерно на расстояниях $7 \cdot 10^3$, $13 \cdot 10^3$ и $20 \cdot 10^3$ км от края. Больше всего спектрограмм относится ко второму положению щели, меньше всего — к первому. На фиг. 3, *б* представлены графики изменения лучевых скоростей в обеих деталях вспышки для второго и третьего положений щелей. Можно видеть, что лучевая скорость обеих деталей при втором положении щели сначала была отрицательной, затем стала равной нулю, а потом стала положительной, непрерывно возрастая. В среднем ход изменения лучевых скоростей для обеих деталей примерно одинаков. Однако для второй детали наблюдаются значительные отклонения от среднего, особенно начиная с момента 6^h58^m UT. Как видно из фиг. 2, *б*, обе части северной ветви петли, которые раньше были слиты, в это время значительно отличаются друг от друга по их виду в центре



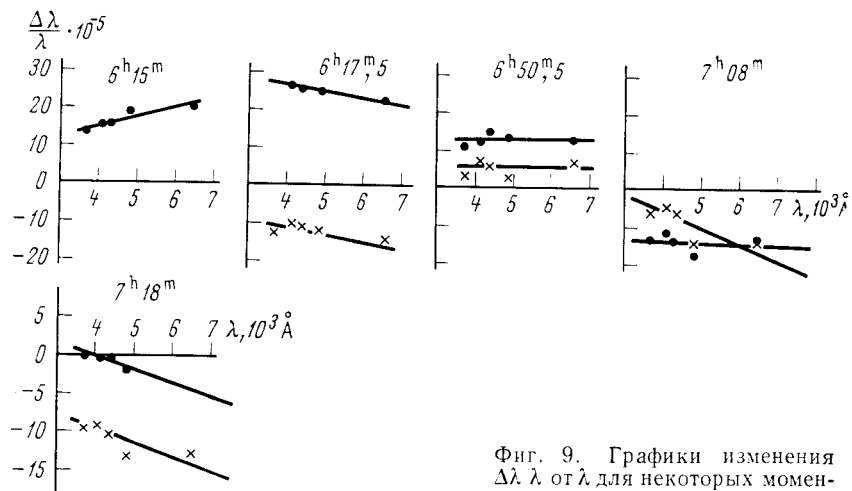
Фиг. 7. Графики изменения $\Delta\lambda/\lambda$ от λ для некоторых моментов вспышки 25.VII 1959 г.

Точки — 1-я деталь; крестики — 2-я деталь



Фиг. 8. Графики изменения $\Delta\lambda/\lambda$ от λ для некоторых моментов вспышки 25.X 1960 г.

Точки — 1-я деталь; крестики — 2-я деталь



Фиг. 9. Графики изменения $\Delta\lambda/\lambda$ от λ для некоторых моментов вспышки 20.VII 1959 г.

линии H_{α} . Отсюда следует, что наблюдаемые отклонения лучевой скорости от среднего, вероятно, реальны.

Третье положение щели практически соответствовало вершине петли. На спектрограммах, полученных при этом положении щели, в основном была видна только одна деталь. График, построенный по нескольким точкам, показывает, что примерно с $9^h50^m UT$ положительная лучевая скорость здесь возрастала, но темп роста скорости в этом случае меньше, чем для второго положения щели. Такое различие лучевых скоростей на разных высотах соответствует представлению о растекании материи из вершины петли вдоль ее ветви с возрастающей скоростью.

С течением времени вся петля в целом вытягивалась над лимбом со скоростью примерно 150 км/сек в картинной плоскости. Достигнув максимальной высоты $32 \cdot 10^4 \text{ км}$ примерно в $6^h54^m UT$, она начала опускаться к лимбу. Здесь мы, по-видимому, сталкиваемся с наличием вытягивания и последующего опускания вещества петли в целом и одновременным растеканием материи из более яркой вершины вдоль ветви петли.

Рассмотрение вида вспышки в начальные моменты ее развития, когда лучевые скорости были отрицательными, показывает, что, видимо, в это время лучевая скорость отражала вытягивание петли в целом. Как видно из фиг. 2, б, вершина петли, вытягиваясь, смещалась также в направлении к наблюдателю. Затем около момента $6^h50^m UT$, по-видимому, существенным стало уже растекание материи из вершины петли вниз вдоль ее ветвей, что и объясняет появление лучевой скорости положительного знака.

Интересно, что ход изменения лучевых скоростей в обеих деталях примерно одинаков. Это, возможно, свидетельствует о том, что во вспышках типа петли, которые в целом вытягиваются или опускаются, обе детали могут двигаться примерно одинаково как единое целое. В случае этой вспышки ход $\Delta\lambda/\lambda$ с λ (фиг. 8), определенный по некоторым водородным линиям для ряда моментов времени, показывает, что для большинства моментов $\Delta\lambda/\lambda$ изменяется очень мало. Это может свидетельствовать об отсутствии заметных внутренних движений в каждой детали этой вспышки. Однако в некоторые моменты времени в период угасания вспышки величина $\Delta\lambda/\lambda$ заметно отличается для разных линий, т. е., возможно, появляются значительные внутренние движения.

3. Вспышка 20.VII 1959 г. По-видимому, полученные спектры относятся к двум вспышкам (а и б), возникшим примерно в одном и том же месте (см. фиг. 2, в). Обе вспышки состояли из двух центров. В случае первой из них происходило заметное вытягивание южной ветви в направлении к северному центру. В конце вспышки стало видно некоторое удлинение у северного узла. Спектрограммы были получены в тот период, когда вспышка уже угасала. К сожалению, не было отмечено, какой из двух центров вспышки фотографировался. Возможно, это был южный центр, имевший большую яркость и большие движения, согласно фильму, полученному на коронографе. На фиг. 3, в видно, что лучевые скорости обеих деталей узла вспышки в течение некоторого времени изменялись довольно сложным образом, в общем в противоположных направлениях.

Вторая вспышка состояла из двух небольших, но довольно ярких и компактных центров. Судя по виду спектров, щель пересекала сразу оба центра. Количество точек на графике фиг. 3, в для этой вспышки невелико, однако создается впечатление, что обе детали одновременно колеблются по лучу зрения то к наблюдателю, то от него, причем, возможно, это колебание периодическое. Ход изменения $\Delta\lambda/\lambda$ с λ в случае этих двух вспышек, построенный для нескольких моментов времени, примерно одинаков для обеих деталей, и значения $\Delta\lambda/\lambda$ для разных λ не очень сильно меняются по спектру (фиг. 9), т. е., возможно, внутренние относительные движения здесь не очень велики.

Таким образом, из рассмотрения ряда спектрограмм для описанных вспышек можно сделать заключение, что часто обе детали единого узла вспышки характеризуются различным движением по лучу зрения. Скорости их могут отличаться по направлению и величине; правда, значительный вклад в это различие может внести то, что щель спектрографа пересекала обе детали на различных высотах над краем. В случае вспышки-выступа 25.VII 1959 г. движение вещества обеих деталей имеет вращательный характер и, возможно, происходит по спирали с разной скоростью для каждой детали.

В случае вспышки-петли 25.X 1960 г., характеризующейся вытягиванием и последующим опусканием в целом, а также одновременным растеканием материи из более яркой вершины, движения обеих деталей как будто не очень сильно различаются. В основном они движутся как единое целое. Правда, уже при угасании вспышки намечаются некоторые различия в скоростях обеих деталей.

Первая из вспышек 20.VII 1959 г. состояла из двух центров. Ветви, вытягивающиеся из них, устремились друг к другу, особенно сильно развилась южная ветвь. Однако единой петли с некоторым общим движением в этом случае не образовалось, и здесь мы наблюдаем значительные различия в скоростях обеих деталей одной из ветвей. Во второй из этих вспышек наблюдается примерно одновременное колебание обоих центров по лучу зрения. Возможно, в этом случае, как и во вспышке 25.VII 1959 г., изменение знака лучевой скорости с намечающимся некоторым периодом является отражением вращательного движения.

Уже несколько этих примеров вспышек на лимбе показывают, что могут наблюдаться разные случаи взаимных движений обеих деталей в узле вспышки.

Ранее при изучении спектров вспышек (например, в работах А. Б. Северного и А. Н. Коваль [3], Э. А. Гуртовенко и Р. И. Костика [5]) уже отмечалось, что во вспышках происходят сложные движения вещества.

Приведенный здесь материал по наблюдениям лимбовых вспышек как в картинной плоскости, так и по спектральным данным показывает, что значительный вклад в эти движения вносят относительные движения двух деталей единого узла вспышки. Наличие этих двух деталей, различие в их поведении, а также изменение движения каждой детали, возможно, связано со строением и изменением магнитного поля в области узла вспышки. Кроме относительных движений двух деталей, как будто происходят еще и макроскопические внутренние движения вещества в каждой детали. Все вместе это и может дать сложную картину движений в каждом узле вспышки.

Приношу благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение работы, а также Н. Г. Старовой за помощь в оформлении рисунков.

Май 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. М. Б. О г и р ь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41-42.
2. А. В. Се в е р н ы й. IX Nobel Symp. Апасаргі, 1968, June 10—12, 71.
3. А. Б. Се в е р н ы й, А. Н. К о в а л ь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 3.
4. А. Б. Се в е р н ы й, В. Л. Х о х л о в а. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1953, 10, 9.
5. Э. А. Г у р т о в е н к о, Р. И. К о с т и к. В сб. «Спектрофотометрические исследования активных образований на Солнце». Киев, «Наукова думка», 1964, 33.

СВЯЗЬ ДВИЖЕНИЯ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК
И ВЫБРОСОВ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

М. Б. Огирь

Рассматривается движение вспышечных струй и петель относительно магнитного поля. Показано, что существует тесное соответствие между направлением этого движения и направлением поперечной составляющей магнитного поля. Это соответствует выводам работ [6, 4]. *Вытягивание вспышечной материи наблюдается только тогда, когда этому способствует поперечное поле.*

Образование узлов вспышек и вытягивание из них ярких струй в неодинаковые моменты времени, возможно, связано с тем, что магнитное поле в области узлов вспышек также изменяется неодновременно.

Наблюдалось несколько случаев, когда *вытягивание* вспышечной материи лучше соответствует направлению поперечного поля, зарегистрированного значительно *позже* вспышки. Это явление сопоставляется с тем, что положение областей активности абсорбционных выбросов также часто лучше соответствует полю, которое появится здесь через один или даже через несколько дней. *Активность выбросов может задолго предшествовать появлению поля или его изменению.* На этом основании делается предположение о том, что *вытягивание* вспышечной материи может быть обусловлено развитием в области узла вспышки абсорбционных выбросов.

THE CONNECTION OF THE MOTIONS OF CHROMOSPHERIC FLARES AND SURGES WITH THE MAGNETIC FIELD by M. B. Ogir. — The motions of flare sprays and loops relative to the transverse magnetic field are discussed. The existence of close conformity between the direction of this motion and that of the transverse component of the magnetic field is shown. This corresponds to the conclusions of papers [6, 4].

The extension of the flare matter is observed when the transverse field promotes this motion. The nonsimultaneous formation and extension of flare knots correspond to the nonsimultaneous change of the magnetic field in the flare knot region.

The extension of the flare matter observed in some cases conforms to the direction of the transverse field, recorded considerably later than the flare. This phenomenon is compared with that for the surge activity. The position of the surge activity regions corresponds to the field, which will appear in one or some days.

The surge activity may arise long before the field appeared or changed. On these grounds the extension of the flare matter is assumed due to the development of surges in the flare knot region.

В [1] нами были рассмотрены некоторые виды движений в хромосферных вспышках. В частности, описаны случаи вытягивания ярких ветвей из двух узлов вспышки навстречу друг другу, во многих случаях заканчивающиеся образованием яркой петли. В других случаях вытягивающиеся струи не соединяются, а постепенно опускаются вниз; часто они при своем развитии достигают разных высот, меняют размеры и яркость. Яркая ветвь может развиться только у одного узла вспышки. Образовавшиеся вспышечные петли могут: а) постепенно высветиться без заметных перемещений в целом; б) вытянуться вверх, постепенно ослабевая и разделяясь на две расходящиеся ветви, и в) постепенно опуститься вниз как одно целое.

Интересно, как связаны эти различные типы движений из обоих узлов вспышек с магнитным полем. С этой целью было рассмотрено движение

нескольких вспышек с различным развитием их узлов относительно магнитного поля. Карты поперечной и продольной составляющих магнитного поля получены с помощью магнитографа башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории и опубликованы в работах А. Б. Северного [2, 3]. Большинство из приведенных здесь вспышек уже рассматривались нами довольно подробно в [4, 5]. Здесь же они используются для анализа интересующих нас движений обоих узлов этих вспышек.

1. Вспышки 3.IX 1961 г. ($4^h28^m-4^h39^m UT$) и 4.IX 1961 г. ($7^h28^m-7^h46^m UT$) являются примерами вспышек, которые в процессе своего развития образуют петлю яркой материи. В случае вспышки 3.IX 1961 г. с самого начала наблюдений оба узла уже были соединены друг с другом слабой диффузной материей. Она постепенно ярчала и вытягивалась. На фиг. 1, *а* представлены ее последовательные положения на карте магнитного поля. Можно видеть, что яркая петелька вытягивалась вдоль направления поперечного поля. Во вспышке 4.IX 1961 г. происходило заметное перемещение материи из южного узла вспышки и более слабое из северного узла, практически параллельно направлению поперечного поля (фиг. 1, *б*).

2. Во время развития вспышки 23.VI 1962 г. ($5^h45^m-6^h03^m UT$) яркая петелька образовалась в результате распространения западного узла вспышки (фиг. 2, *а, б*) вдоль поперечного поля. Петля не перемещалась, а как бы висела на силовых линиях.

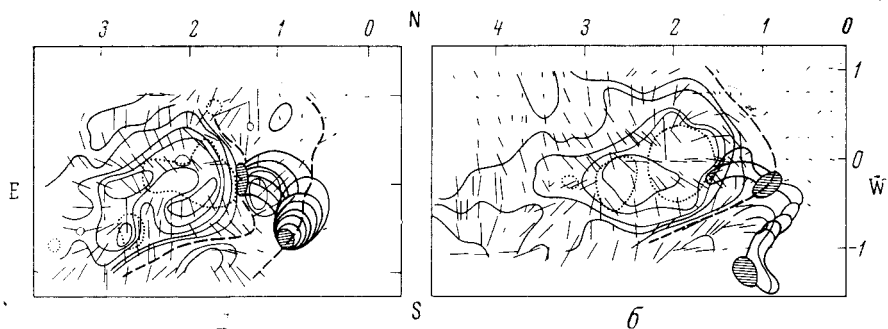
3. Узлы вспышки 16.IX 1962 г. ($6^h55^m-10^h56^m UT$) в максимуме яркости соединились друг с другом, однако в области их соединения никакого перемещения (фиг. 3) не обнаружено. Можно видеть, что в этой области нет составляющей поперечного поля, вдоль которого могло бы происходить такое перемещение.

4. Вспышка 21.VI 1962 г. ($6^h15^m-7^h24^m UT$) является примером одновременного возникновения обоих узлов. Вначале возник узел *А*, из которого вытягивалась яркая струя вдоль направления поперечного поля (фиг. 4, *а*), приблизительно через 15 мин после начала вспышки сформировался узел *Б*. На карте поля, полученной примерно через 3 час после начала вспышки (фиг. 4, *б*), в области узла *Б* заметно изменилось положение нулевой линии $H_{\parallel}$, и, кроме того, векторы поперечного поля, ранее направленные к узлу *А*, теперь расположились в направлении узла *Б*. Из узла *Б* также наблюдалось вытягивание материи, гораздо менее яркой, чем в узле *А*. Интересно, что направление движения примерно совпадало с направлением поперечного поля, зафиксированного на полученной уже после вспышки карте.

На месте узла *Б* позднее возникла новая небольшая, но яркая вспышка ($7^h30^m-8^h01^m UT$). Она равномерно расширилась, а затем сжалась без какого-либо направленного перемещения, хотя, казалось бы, могла вытягиваться так же, как узел *Б* первой вспышки. Но если связать эту вспышку с картой поля, полученной примерно через 4 час после начала вспышки (фиг. 4, *в*), то можно увидеть, что в области вспышки уже нет той составляющей поперечного поля, которая наблюдалась здесь раньше.

При рассмотрении указанных вспышек видно, что одновременное возникновение узлов в них, как и их вытягивание, соответствует одновременному изменению магнитного поля. Кроме того, в двух случаях (для узла *Б* и второй вспышки на его месте) наблюдается лучшее совпадение движения с поперечным полем для карт, полученных не сразу после вспышки, а через несколько часов после нее.

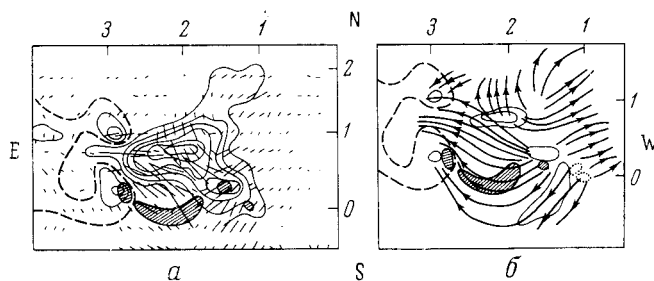
5. Во вспышке 15.VI 1963 г. ($4^h29^m-4^h41^m UT$) наблюдалось вытягивание яркой струи только из южного узла *А*. Если нанести положение этой вспышки на карту поля, полученную сразу после окончания вспышки, и на карту, полученную примерно через 9,5 час после нее (карты получены А. Б. Северным), то вытягивание узла *А* лучше совпадает с направлением



Фиг. 1. Положение вспышек 3.IX (а) и 4.IX 1961 г. (б) относительно поперечного и продольного полей

Жирная штриховая линия — нейтральная линия продольного поля; пунктиром обозначены контуры пятен; жирными сплошными линиями очерчены контуры вспышки; заштрихованные области — положение вспышки в начальный момент.

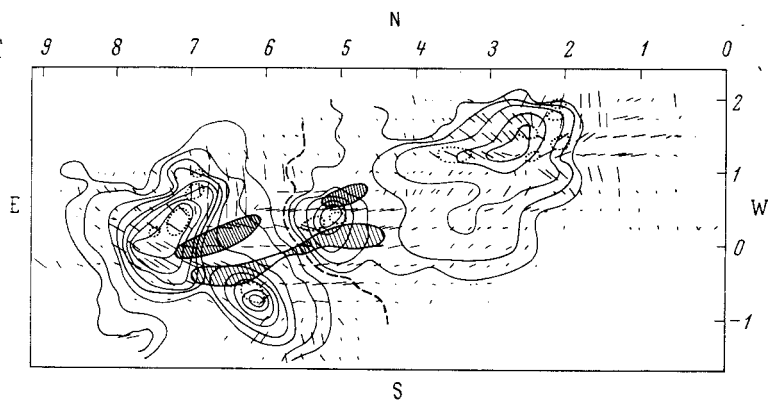
Время записи поля: а: $H_{\perp}$ 8^h24^m UT, $H_{\parallel}$ 9^h45^m—10^h23^m UT; б: $H_{\perp}$ 7^h05^m—8^h55^m UT, $H_{\parallel}$ 9^h05^m—9^h45^m UT



Фиг. 2. Положение вспышки 23.VI 1962 г. относительно поперечного и продольного полей (а), относительно силовых линий продольного магнитного поля (б)

Обозначения те же, что на фиг. 1

Время записи поля: $H_{\parallel}$ 9^h15^m—9^h45^m UT; $H_{\perp}$ 10^h01^m—11^h15^m UT



Фиг. 3. Положение вспышки 16.IX 1962 г. относительно поперечного и продольного полей

Обозначения те же, что на фиг. 1

Средний момент записи поля: $H_{\parallel}$ 11^h45^m UT, $H_{\perp}$ 13^h45^m UT

поперечного поля в случае более поздней карты. Движения из узла *A* на север и из узла *B* (на юго-западе области) на юг не было. Поперечное поле как бы препятствовало этому движению (фиг. 5). В области этой вспышки поле способствовало развитию одной вспышечной ветви (из узла *A*).

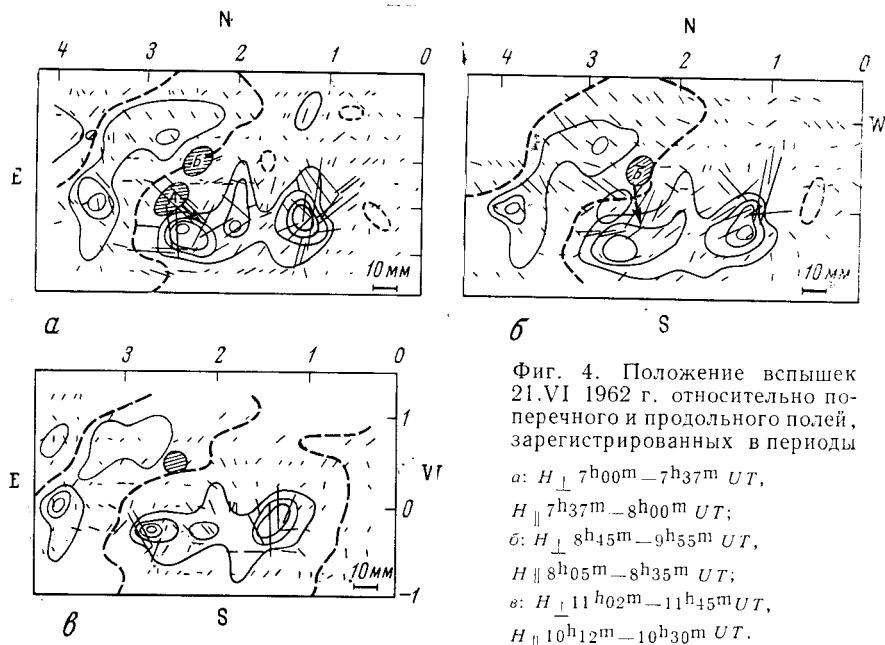
Итак, рассмотрение нескольких имеющихся случаев движений во вспышках относительно магнитного поля позволяет сказать, что:

1) вытягивание струй из узлов вспышек и вытягивание вспышечных петель происходит вдоль поперечного поля, и только тогда, когда поперечное поле как бы способствует такому движению; 2) образование узлов вспышек и вытягивание из них ярких струй в неодинаковые моменты времени соответствует тому, что магнитное поле в области вспышечных узлов также изменялось неодновременно.

Приведенный здесь материал наблюдений находится в полном соответствии с теми выводами о движении вспышечной материи вдоль поперечного поля, которые получили на большом материале наблюдений Мортон и Северный [6], и с тем, что отмечалось нами в [4]. Здесь в основном подчеркивается только то обстоятельство, что наблюдаемое многообразие видов движений в узлах вспышек, о котором говорилось в [1], по-видимому, соответствует структуре магнитного поля в областях вспышек. Вероятно, по характеру движений в каждом узле и по изменению движений можно судить о характере и изменении поля в местах узлов вспышек.

Кроме того, в трех случаях вспышек было замечено, что направление вытягивания вспышечной материи лучше соответствует поперечному полю, зарегистрированному не сразу после вспышки, а через несколько часов после нее. Конечно, материал наблюдений слишком мал, чтобы это можно было утверждать окончательно. Однако интересно то, что с подобным обстоятельством мы сталкиваемся и при рассмотрении активности выбросов в группе пятен.

Известно, что активность выбросов связана с развитием пятен. В частности, А. Н. Коваль [7] при изучении спектрального материала заметила, что выбросы часто на один день предшествуют образованию пятен. Кинематографический материал подтверждает это и при сопоставлении с картами поля еще больше подчеркивает, насколько тесна связь между актив-



Фиг. 4. Положение вспышек 21.VI 1962 г. относительно поперечного и продольного полей, зарегистрированных в периоды

a: $H_{\perp} 7^h00^m - 7^h37^m UT$,

$H_{\parallel} 7^h37^m - 8^h00^m UT$;

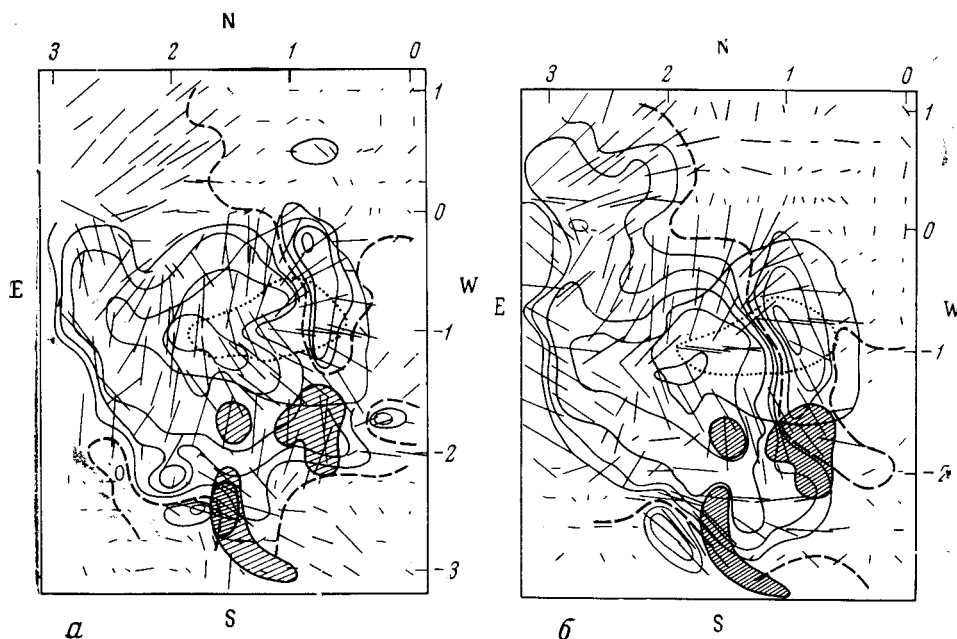
б: $H_{\perp} 8^h45^m - 9^h55^m UT$,

$H_{\parallel} 8^h05^m - 8^h35^m UT$;

в: $H_{\perp} 11^h02^m - 11^h45^m UT$,

$H_{\parallel} 10^h12^m - 10^h30^m UT$.

Обозначения те же, что на фиг. 1



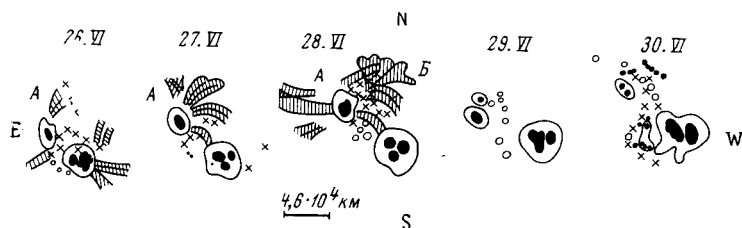
Фиг. 5. Положение вспышки 15.VI 1963 г. относительно поперечного и продольного полей

Время записи поля: а: $H_{\parallel} 5^{h40m} - 5^{h25m} UT$, $H_{\perp} 5^{h35m} - 6^{h25m} UT$; б: $H_{\parallel} 13^{h00m} - 13^{h25m} UT$, $H_{\perp} 13^{h40m} - 14^{h22m} UT$. Обозначения те же, что на фиг. 1

ностью выбросов и изменением поля. Рассмотрим несколько примеров такой связи.

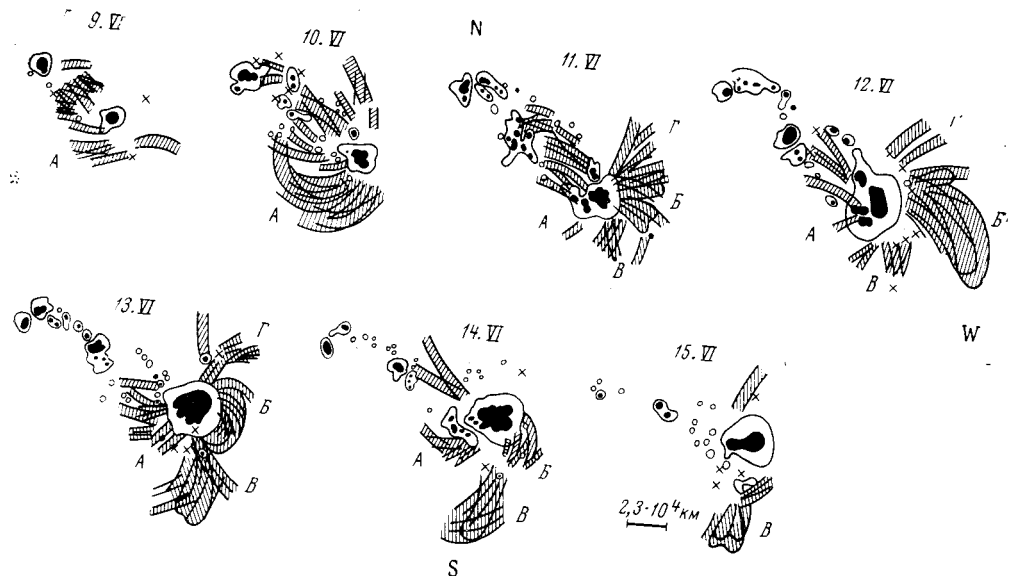
1. На фиг. 6 представлены зарисовки группы пятен, наблюдавшейся в июне 1962 г., за 5 дней. На эти зарисовки нанесены выбросы и поярчания. Наблюдения, правда, производились отрывочно, а не в течение целого дня. Кроме того, 29 и 30.VI сведения о хромосфере практически отсутствовали. Рассмотрим области *A* и *B*, где выбросов было особенно много. Вначале наблюдались только выбросы в области *A* (26 и 27.VI). К северу от нее 28.VI возникла область выбросов *B*; как показывают фотогелиограммы, 29.VI в области выбросов *A* образовались новые пятна, а 30.VI к северу от них появились пятна, положение которых соответствовало области *B*. Следовательно, активность выбросов в областях *A* и *B* на несколько дней опередила появление здесь новых пятен.

2. Рассмотрим теперь активность выбросов в большой группе пятен, наблюдавшейся в июне 1963 г. Вблизи лидера можно выделить четыре области с большой активностью выбросов (фиг. 7), не говоря уже о мощных выбросах, направленных внутрь группы. Область *A*, наблюдавшаяся 9 и 10.VI, соответствует новым пятнам, развившимся здесь 11.VI. Мощные выбросы области *B* появились 11.VI; 12.VI эта область была особенно



Фиг. 6. Положение выбросов и поярчаний относительно группы пятен, наблюдавшейся в июне 1962 г.

Выбросы заштрихованы, поярчания — обозначены крестиками

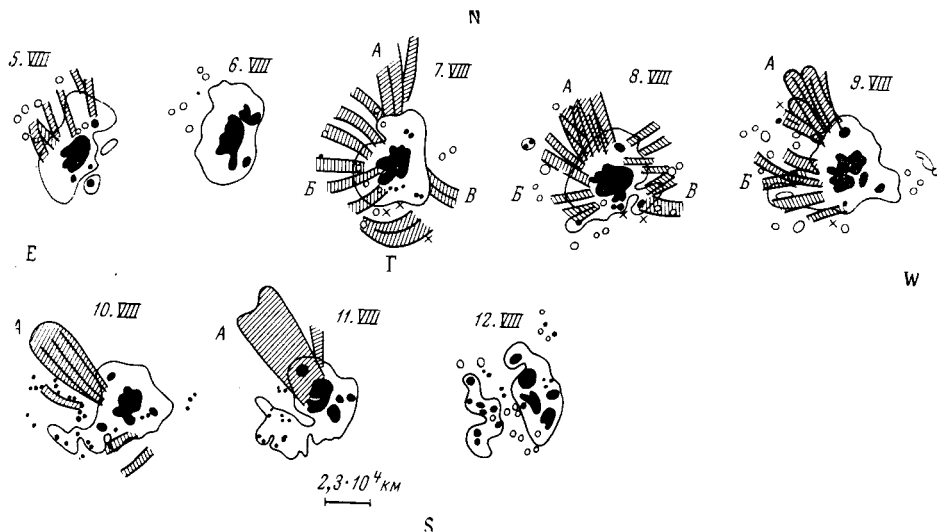


Фиг. 7. Положение выбросов и поярчаний относительно группы пятен, наблюдавшейся в июне 1963 г.

Обозначения те же, что и на фиг. 6

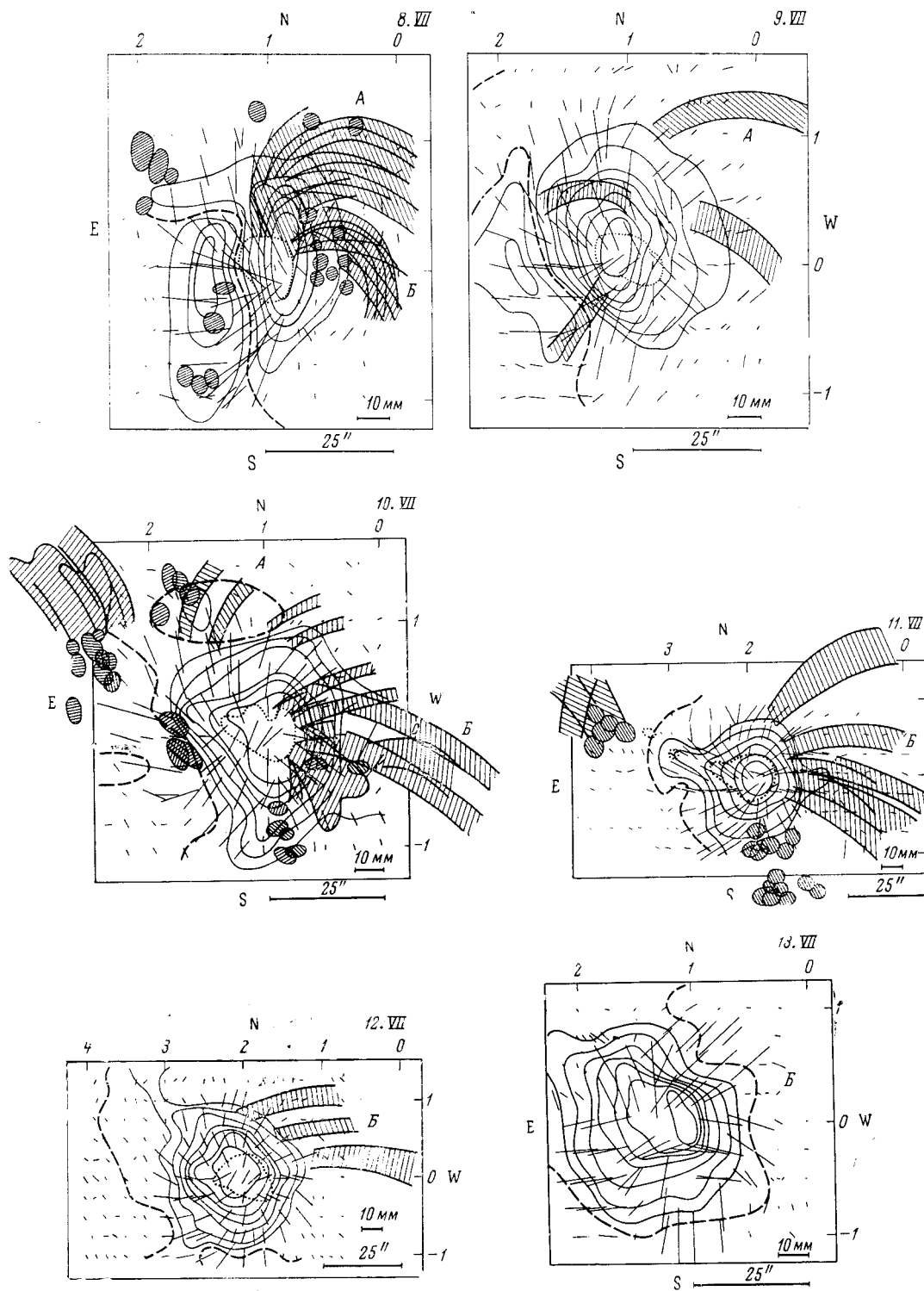
активной, а 13.VI пятно-лидер стало очень большим. Выбросы области B, возможно, связаны с образованием здесь 13.VI довольно сильного пятна. В области Γ выбросы стали появляться с 11.VI, а 13.VI здесь сформировалось новое пятно. И, наконец, 13.VI вновь активизировалась область A, где 14.VI появилось несколько новых пятен. На примере этой группы также видно, что выбросы могут на 1—2 дня опережать появление новых пятен.

3. В случае очень большого пятна, наблюдавшегося в августе 1968 г., активность выбросов была все время особенно сильной к востоку от пятна (фиг. 8). 9.VIII здесь появилось много пор, южная часть полутени заметно вытянулась на восток, а 10.VIII в области вытянувшейся полутени уже



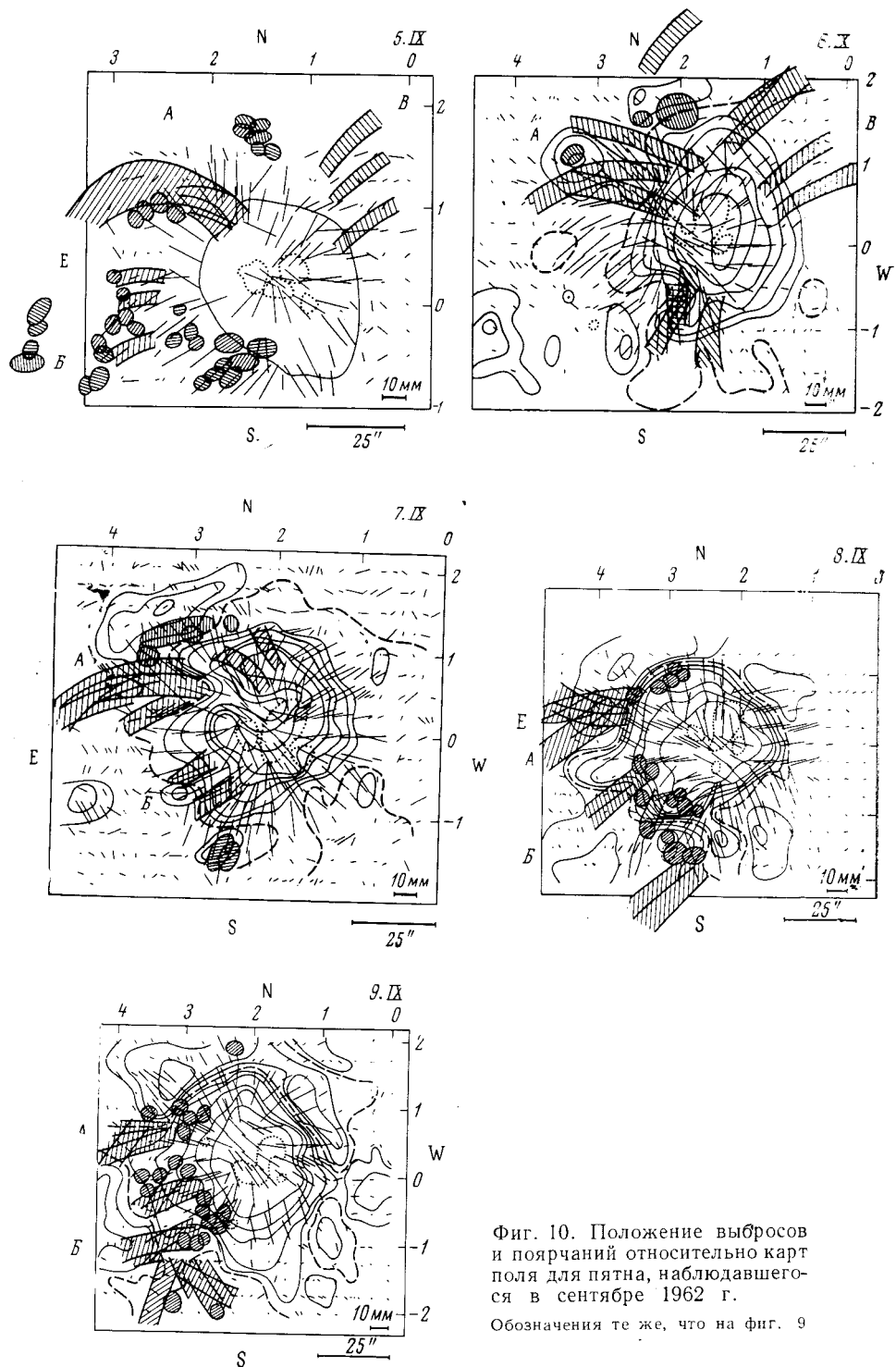
Фиг. 8. Положение выбросов и поярчаний относительно пятна, наблюдавшегося в августе 1968 г.

Обозначения те же, что и на фиг. 6



Фиг. 9. Положение выбросов и поярчаний относительно карт поля для пятна, наблюдавшегося в июле 1962 г.

Выбросы заштрихованы редкой штриховкой, поярчания — частой



Фиг. 10. Положение выбросов и поярчений относительно карт поля для пятен, наблюдавшегося в сентябре 1962 г.

Обозначения те же, что на фиг. 9

сформировались новые пятна. 12.VIII полутень разделилась на две части. Итак, в этой группе также наблюдалась непрерывная сильная активность выбросов в той области, где происходило изменение и рост поля. К сожалению, для ряда дней было очень мало наблюдений хромосферы.

Теперь рассмотрим активность выбросов в области двух одиночных пятен, для которых имелись карты магнитных полей за несколько после-

дующих дней. Магнитные поля этих пятен были подробно изучены А. Б. Северным [3]. В области одиночных пятен выбросов обычно наблюдается существенно меньше, чем в быстро развивающихся группах пятен. Однако при длительных наблюдениях можно зафиксировать ряд кратковременных и не очень сильных выбросов, многие из которых видны только в крыле линии H_{α} . Если затем нанести положение всех этих выбросов на карту поля, то оказывается, что они в основном располагаются в нескольких определенных областях, повторяющихся в течение ряда дней.

Для пятна, наблюдавшегося в июле 1962 г., можно выделить две области активности выбросов — *A* и *B* (фиг. 9). В области *A*, прослеживающейся с 8.VII, 10.VII появилось новое поле противоположного знака. Область *B* также наблюдается с 8.VII. Интересно, что 13.VII (в этот день пятно располагалось вблизи центрального меридиана) в области *B* заметно усилилось поле и появилась нулевая линия $H_{\parallel}$. К сожалению, 9, 12 и 13.VI имеется очень мало данных о хромосфере.

На фиг. 10 представлены карты поля для пятна, проходившего по диску Солнца в сентябре 1963 г. Эта группа также изучалась А. Б. Северным [3], откуда и взяты карты поля. Для этого пятна можно выделить три области активности выбросов — *A*, *B* и *C*. Сравнивая последующие дни один с другим, можно заметить, что в местах выбросов происходили существенные изменения в положении нулевой линии $H_{\parallel}$. В восточной части нулевая линия непрерывно отодвигалась от пятна (с 6 по 9.IX пятно располагалось вблизи центра диска, так что искажения из-за проекции здесь невелики). И активность выбросов как бы заранее предсказывала изменения в строении поля. Итак, в рассмотренных двух случаях одиночных пятен активность выбросов соответствовала в основном изменению поля в окрестностях пятен, но не появлению новых пятен.

Следует заметить, что бывают и такие случаи, когда выбросов наблюдается больше всего именно в тот день, когда появились новые пятна, и именно в областях появления пятен. В таких случаях здесь же часто возникают и довольно сильные вспышки. В тех группах пятен, которые были описаны выше, в основном наблюдались или очень маленькие вспышки, или чаще всего микровспышки, положение которых во многих случаях совпадало с областями выбросов.

Итак, то обстоятельство, что вытягивание вспышечной материи в некоторых случаях лучше соответствует полю, зарегистрированному значительно позже вспышки, как бы перекликается с тем, что активность выбросов также часто предшествует появлению или изменению поля.

Возможно, вытягивание вспышечной материи и обусловлено развитием выбросов в области вспышки. Это же предположение высказывалось нами в [1] при рассмотрении тесной связи между яркими вспышечными струями и абсорбционными выбросами. Если это так, то можно было бы понять лучшее соответствие вытягивания струй из вспышек более позднему полю. Конечно, необходим дополнительный материал наблюдений, чтобы сделать окончательный вывод.

Приношу благодарность лаборанту Н. Г. Старовой за помощь в оформлении рисунков.

Май 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. М. Б. О г и р ь. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41-42.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 31, 159.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, 34.
4. М. Б. О г и р ь. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 37, 69.
5. М. Б. О г и р ь. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 78.
6. G. E. M o r e t o n, A. B. S e v e r n y. Astron. J., 1966, 71, 172; Solar Phys., 1968, 3, N 21, 282.
7. А. Н. К о в а л ь. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, 138.

ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ И ЯРКОСТЕЙ
В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап

Изучалось поле скоростей и яркостей в активных и невозмущенных областях на Солнце. Измерения лучевых скоростей и яркостей выполнены на двойном магнитографе по линиям $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I, $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I, H_β , H_α и K_3 Ca II.

Показано, что имеется хорошее соответствие между яркостями на разных уровнях. Наиболее яркие места в узлах флоккулов, наблюдаемых в линиях K_3 Ca II, H_α , H_β , $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I и $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I, а также узлы, образующие хромосферную сетку в K_3 Ca II, располагаются на нулевой линии лучевых скоростей или в непосредственной близости от нее. В местах наибольшей яркости узлов флоккулов нулевые линии фотосферных и хромосферных лучевых скоростей, как правило, совпадают. В окрестности этих нулевых линий движения в фотосфере и хромосфере могут быть направлены как в одинаковом, так и в противоположном направлениях. Эти особенности движений на разных уровнях трудно согласовать с представлениями о движениях в супергранулах.

Яркость узла флоккула не зависит от того, происходит ли сжатие или расширение в окрестности нулевой линии, на которой лежит узел. Намечается зависимость яркости узла флоккула от градиента скорости. Обосновывается гипотеза, что нагрев флоккулов может быть обусловлен джоулевыми потерями.

THE FIELD OF VELOCITIES AND BRIGHTNESS IN THE SOLAR ATMOSPHERE by S. I. Gopasyuk, T. T. Tsap.— The field of velocities and brightness in active and quiet regions of the sun has been studied. The recordings of radial velocities and brightness were made in the Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$, Ca I $\lambda 6103 \text{ \AA}$, H_β , H_α , K_3 Ca II lines with the double magnetograph.

It is shown, that there is a good correlation between the brightness at different levels in the solar atmosphere. The brightest places of the plage knots as observed in the K_3 Ca II, H_α , H_β , Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$, Ca I $\lambda 6103 \text{ \AA}$ lines as well as bright knots of the chromospheric network in K_3 Ca II line coincide with the neutral line of the radial velocity or lie near it. In the places of the highest brightness of plage knots neutral lines of photospheric and chromospheric radial velocities coincide as a rule. But the motions close to these neutral lines may have the same or different directions in the photosphere and chromosphere. The features of motions at different levels of the atmosphere are not in good agreement with those in the supergranulations.

The plage knot brightness does not depend on the compression or expansion of the gas surrounding the neutral line which coincides with this knot. The correlation between the plage knot brightness and the gradient of radial velocity is found. There is reason to suppose that the Ohmic losses may be important for the heating of the plages.

Большинство исследователей в настоящее время придерживается мнения, что нагрев активной и невозмущенной хромосферы обусловлен волнами. Впервые механизм нагрева хромосферы волнами сжатия был предложен еще в 1948 г. независимо друг от друга Бирманом [1] и Шварцшильдом [2]. Эти идеи были развиты Шацманом [3], обратившим внимание на перерождение звуковых волн при их распространении в ударные, которые диссипируют весьма эффективно.

В среде с магнитным полем движения порождают магнитогидродинамические (альвеновские) волны, которые также могут нагревать хромосферу [4, 5]. Но достаточно эффективный нагрев хромосферы магнитогидроди-

намическими волнами возможен только в том случае, если частота ω этих волн порядка 1 сек^{-1} . Нельзя считать, что наличие волн с такими частотами в атмосфере Солнца окончательно установлено наблюдениями, хотя на это имеются некоторые указания [6]. Магнитогидродинамические волны, порождаемые движениями солнечной плазмы, должны быть в основном низкочастотными, которые затухают слабо. Поэтому в [7] нагрев хромосферы волнами был рассмотрен на основе того, что при распространении разные типы волн взаимодействуют между собой. В конечном счете это приводит к тому, что замедленные магнитогидродинамические волны в хромосфере переходят в ударные, которые и нагревают хромосферу [7]. При нагреве флоккулов ударными волнами, движущимися вверх, должна наблюдаться определенная связь между величиной яркости и лучевой скоростью или по крайней мере корреляция яркости со знаком лучевой скорости, что можно проверить наблюдениями.

В связи с этим здесь мы изучаем связь поля скоростей и поля яркостей в активной и невозмущенной атмосфере Солнца.

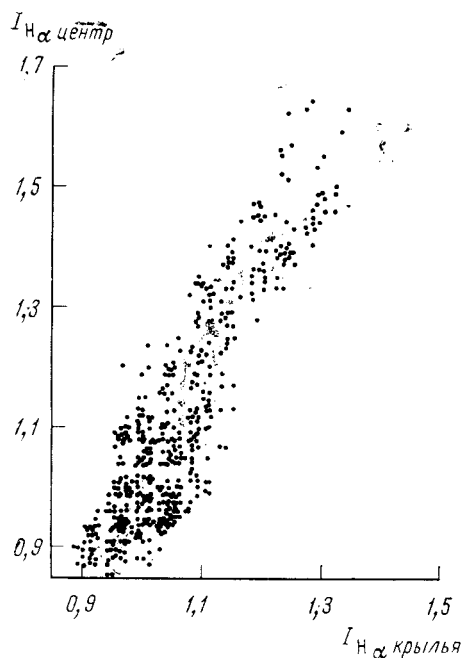
1. Материал наблюдений

Начиная с 1965 г. в Крымской астрофизической обсерватории на двойном магнитографе [8] сделано много записей магнитных полей, лучевых скоростей и яркостей в активных и невозмущенных областях Солнца. В частности, измерения были выполнены по линиям $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I, $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I, H_β , H_α и K_β Ca II. Записи велись одновременно по двум линиям в различной комбинации. При наблюдениях изображение Солнца сканировалось вдоль суточной параллели при расстоянии между центрами разрезов, равном $6''{,}7$. Скорость сканирования для большинства записей составляла $1''{,}87$, а иногда $0''{,}9$ в секунду. Ширина и высота входной щели спектрографа равнялась $0,3 \times 1,0 \text{ мм}$ или $0,3 \times 0,5 \text{ мм}$ при диаметре изображения Солнца на щели 200 мм . Записи лучевых скоростей велись по крыльям линий. Щели фотометров брались разными при записях в различных линиях (см. [9]). Калибровка лучевых скоростей обычно выполнялась по записям лучевых скоростей на восточном и западном краях диска Солнца. Для контроля калибровки скорости мы использовали тот же метод, что и в [9]. Размеры участка поверхности Солнца, в котором проводились измерения, всегда превышали размеры активной области. Последнее давало возможность выражать яркость флоккула в единицах соседнего невозмущенного фона, а также с большей уверенностью проводить нулевую линию локальных лучевых скоростей. Регистрация яркости, как правило, велась в центрах указанных линий. Кроме того, была проведена серия записей по линиям $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I и H_α , когда яркость флоккула регистрировалась одновременно в центре и крыльях линий, т. е. в тех же местах контура, в которых измерялась скорость. В крыле линии H_α запись велась на расстоянии $0,35 \text{ \AA}$. Для изучения мы отобрали записи лучевых скоростей и яркостей 20 активных областей и 5 записей невозмущенных близ центра диска Солнца. Все записи активных областей были выполнены в то время, когда активные области находились вблизи центрального меридиана (не дальше 35°). Последнее позволило в большой степени избежать влияния эффекта проекции.

По данным наблюдений были построены карты лучевых скоростей и яркостей, которые мы использовали при дальнейшем изучении.

2. Связь яркостей на разных уровнях

Изучение связи яркостей во флоккулах, измеренных по разным линиям, имеет как самостоятельный интерес, так и прямое отношение к нашим дальнейшим исследованиям. Здесь мы изучаем эту связь по записям ярко-



Фиг. 1. Зависимость яркости флоккулов в центре линии H_{α} от яркости в крыльях линии H_{α}

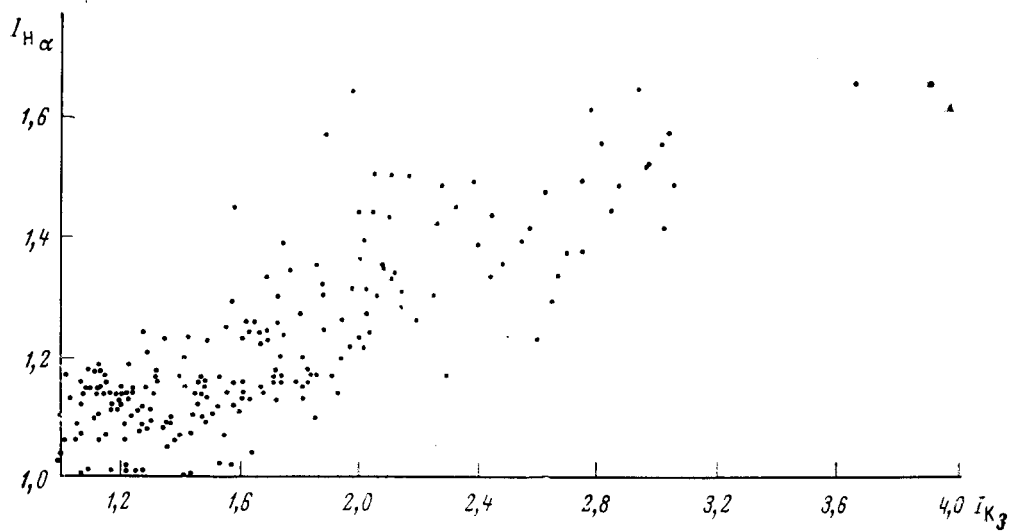
увеличивается линейно яркость и в крыле линии. Но начиная с яркости, равной 1,2—1,3 в центре линии, яркость в крыле растет быстрее. Причем чем больше яркость в центре линии H_{α} , тем быстрее яркость растет в крыле линии H_{α} . Это, в частности, можно объяснить самопоглощением, которое в центре линии H_{α} значительно больше, чем в крыльях.

На фиг. 2 показана зависимость между яркостями в центрах линий H_{α} и K_3 Ca II для активной области 7.X 1966 г. Здесь также очень хорошая корреляция между яркостями флоккулов в линиях H_{α} и K_3 Ca II, что согласуется с результатами работ [10, 11].

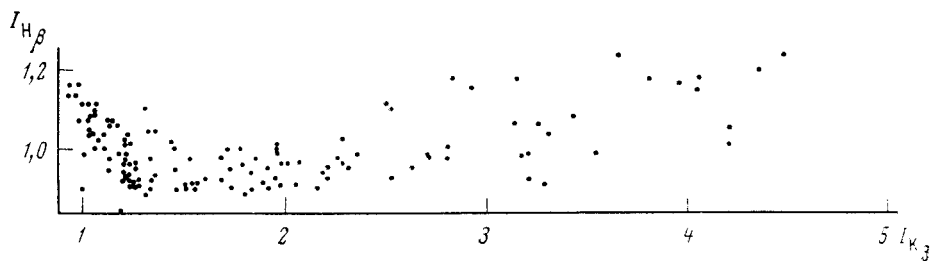
Согласно [12], только наиболее яркие места флоккулов в линии H_{α} видны также в центре линии H_{β} . Поэтому можно ожидать наличие связи между свечением флоккулов в центрах линий H_{β} и K_3 Ca II. На фиг. 3 представлена такая зависимость, согласно которой в местах активной области, где имеется сильное излучение в K_3 Ca II, в центре линии H_{β} тоже наблюдается излучение, и оно тем больше, чем больше излучение в K_3 Ca II. С уменьшением яркости в K_3 Ca II яркость в H_{β} убывает и при некотором значении яркости в K_3 Ca II становится меньше величины яркости невозмущенного фона. Затем по мере уменьшения отношения яркости флоккулов в K_3 Ca II к яркости невозмущенного фона яркость в H_{β} снова возрастает. Яркость флоккулов в H_{β} достигает наименьшего значения, т. е. флоккулы наблюдаются в поглощении, при значениях яркости, заключенных между 1,25—2,70. Очевидно, что при объяснении механизма излучения флоккулов необходимо учитывать эту особенность поведения.

Имеется также хорошая связь между яркостями K_3 Ca II и в центре $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I, в K_3 Ca II и в крыльях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I. В подтверждение этому на фиг. 4 дана зависимость между яркостью K_3 и в ядре линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ в активной области. Последнее согласуется с [11]. Так что свечение в разных линиях совпадает по положению на диске для групп вблизи центрального меридиана, хотя уровни образования линий разнесены по высоте на несколько тысяч км (например, H_{α} , K_3 Ca II и $\lambda 5250 \text{ \AA}$).

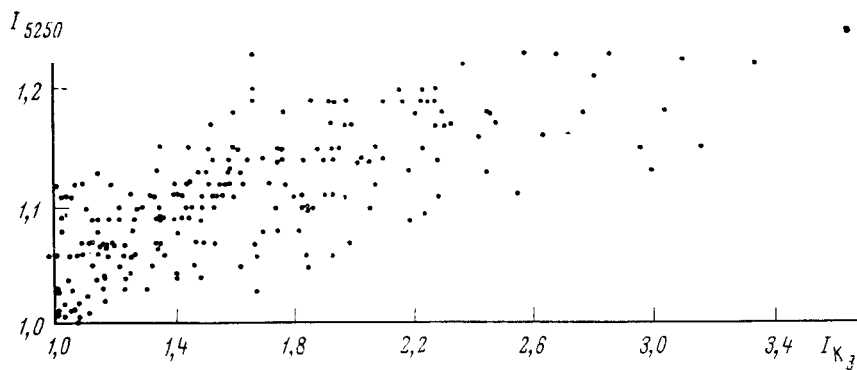
стей, которые были получены по линиям, уже упомянутым ранее. Для этого мы использовали одновременные записи яркостей флоккулов в различных линиях, а также в центре и крыльях линий H_{α} и $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I, по которым построили графики зависимости между яркостями. Яркости всюду выражены в единицах соседнего невозмущенного Солнца. График зависимости яркости флоккула в центре линии H_{α} от яркости в крыльях (на $0,35 \text{ \AA}$ от центра) линии H_{α} приведен на фиг. 1. На фигуре в первую очередь видно хорошее соответствие между яркостями, измеренными в центре и крыльях линии H_{α} . Для многих активных областей коэффициент корреляции здесь составляет 0,85—0,95. Столь тесная связь между яркостями флоккулов в центре и крыльях линии H_{α} дает основание сопоставлять карты скоростей с картами яркостей, полученными по записям в центре линии, где контраст флоккулов выше. Кроме того, из фиг. 1 следует, что сначала с ростом яркости в центре линии H_{α}



Фиг. 2. Зависимость между яркостями в центрах линий H_{α} и K_3 Ca II для активной области 7.X 1966 г.



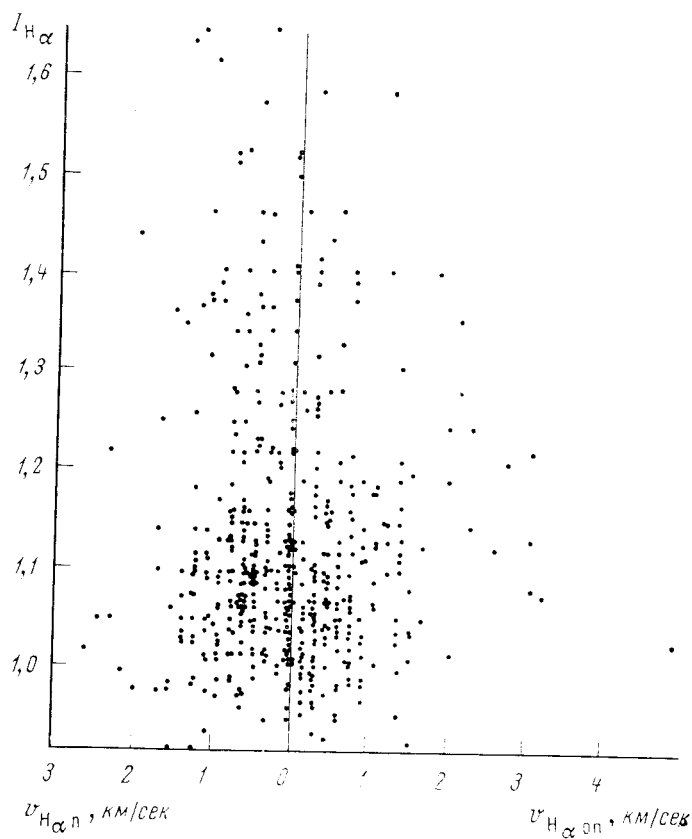
Фиг. 3. Зависимость между яркостями флоккула в центрах линий H_{β} и K_3 Ca II



Фиг. 4. Зависимость между яркостями в центрах линий K_3 Ca II и $\lambda 5250$ Å Fe I для активной области 7.X 1966 г.

3. Связь яркостей и скоростей в активных областях

Используя карты поля скоростей и яркостей, мы строили зависимости между яркостями и скоростями, измеренными по каждой из линий. По оси абсцисс мы откладывали со своим знаком лучевые скорости, а по оси ординат — яркости, измеренные в центре этой же линии. Значения скоростей и соответственно яркостей снимались с карт через одинаковые интервалы, равные 6",7. Полученные зависимости позволяют наглядно видеть связь между яркостью и скоростью. По измерениям в линии K_3 Ca II мы получили результаты, близкие к полученным в работе [13], а именно: чем больше яркость флоккулов, тем в среднем больше скорость опускания газа. Однако измерения, выполненные по всем остальным линиям, дали принципиально другую особенность. Она заключается в том, что яркость в центре линии практически не зависит от величины скорости. Слабо выражена и зависимость от знака скорости: в местах повышенного свечения область, занятая опусканием газа, незначительно ($\sim 1,5$ раза) превышает область подъема газа. Но зато отчетливо видна тенденция расположения максимальных значений яркости вблизи нулевого значения лучевых скоростей. Подтверждением этому служит фиг. 5, где в качестве примера приведена зависимость яркости в центре линии H_α от скорости, измеренной по H_α . Аналогичные зависимости получаются по значениям скоростей и яркостей в крыльях линии H_α . Это понятно, поскольку имеется



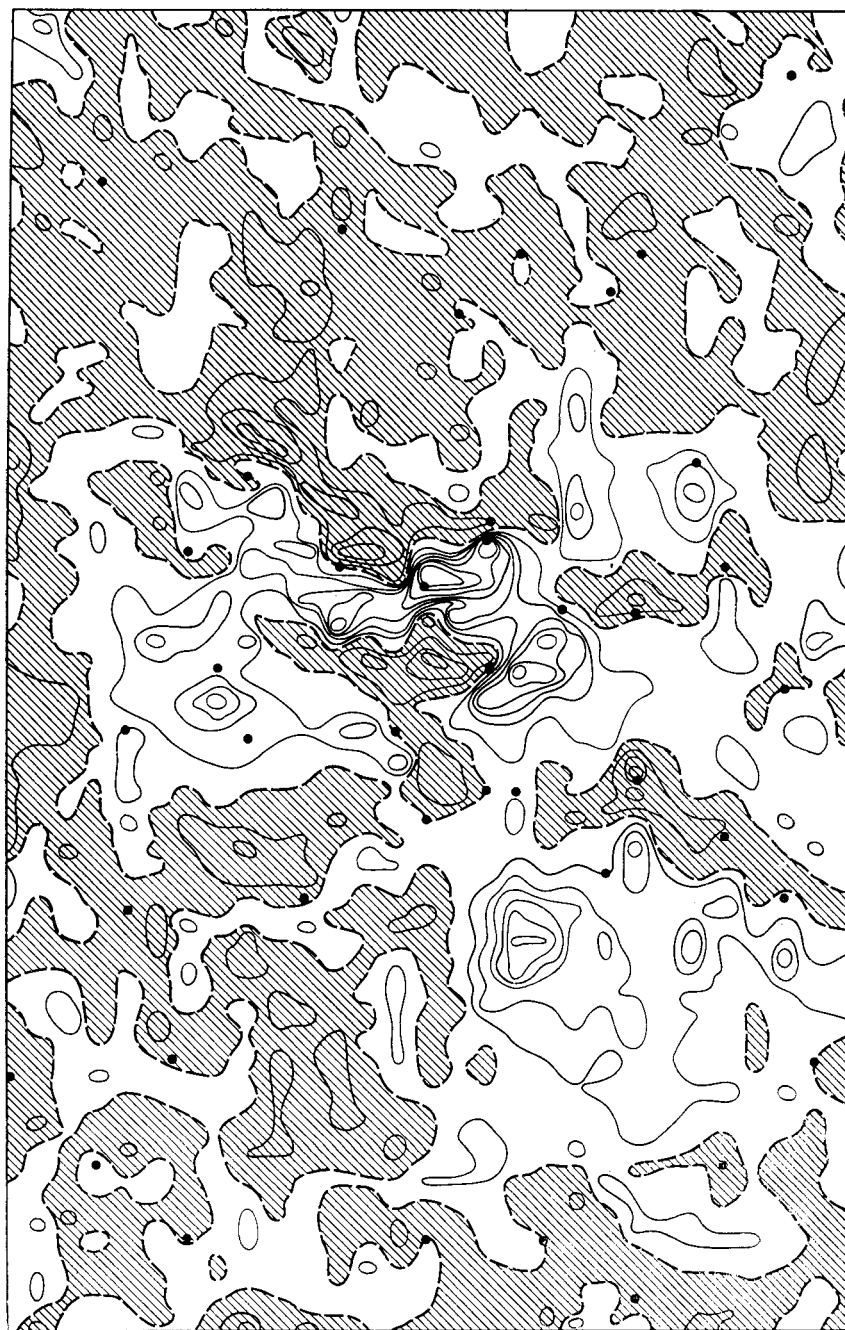
Фиг. 5. Зависимость яркости в центре линии H_α от скорости в H_α .
Вправо от нуля — скорости опускания, влево — скорости подъема

также тесная корреляция между яркостью, измеренной в центре и в крыльях линии H_{α} (см. фиг. 1).

Учитывая результаты, полученные по фигурам, аналогичным фиг. 5, мы сопоставили карты поля скоростей с картами яркостей, полученных по H_{α} и другим линиям. Примеры таких сопоставлений карт скоростей с картами яркостей, построенных по записям в линии H_{α} , а также в линии $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$ для активных областей, приведены на фиг. 6, а и б, соответственно. Сопоставление карт поля скоростей с картами яркостей для большого числа (15) активных областей, измеренных по H_{α} , отчетливо показало, что места наибольшей яркости в каждом из узлов флоккула, как правило, совпадают с нулевой линией лучевых скоростей или располагаются в непосредственной близости от нее [14]. Случаи, когда отдельные узлы отстоят относительно далеко от нулевой линии лучевых скоростей, встречаются сравнительно редко. Такие же результаты получаются из сопоставления карт поля скоростей и яркостей, измеренных по линии H_{β} . Этого можно было ожидать, так как имеется тесная связь между лучевыми скоростями, измеренными в линиях H_{α} и H_{β} [9], а наиболее яркие места флоккулов в линии H_{α} совпадают со свечением их в H_{β} . В связи с этим интересно отметить, что места появления вспышек также располагаются на нулевой линии лучевых скоростей, измеренных по H_{β} [15]. Аналогично по записям лучевых скоростей и яркостей, измеренных по линии $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$, было обнаружено, что и здесь наиболее яркие места фотосферных узлов обычно совпадают с нулевой линией лучевых скоростей (см. фиг. 6, б). Такие же результаты получаются по записям скоростей и яркостей в линии $\lambda 6103 \text{ \AA Ca I}$ [14].

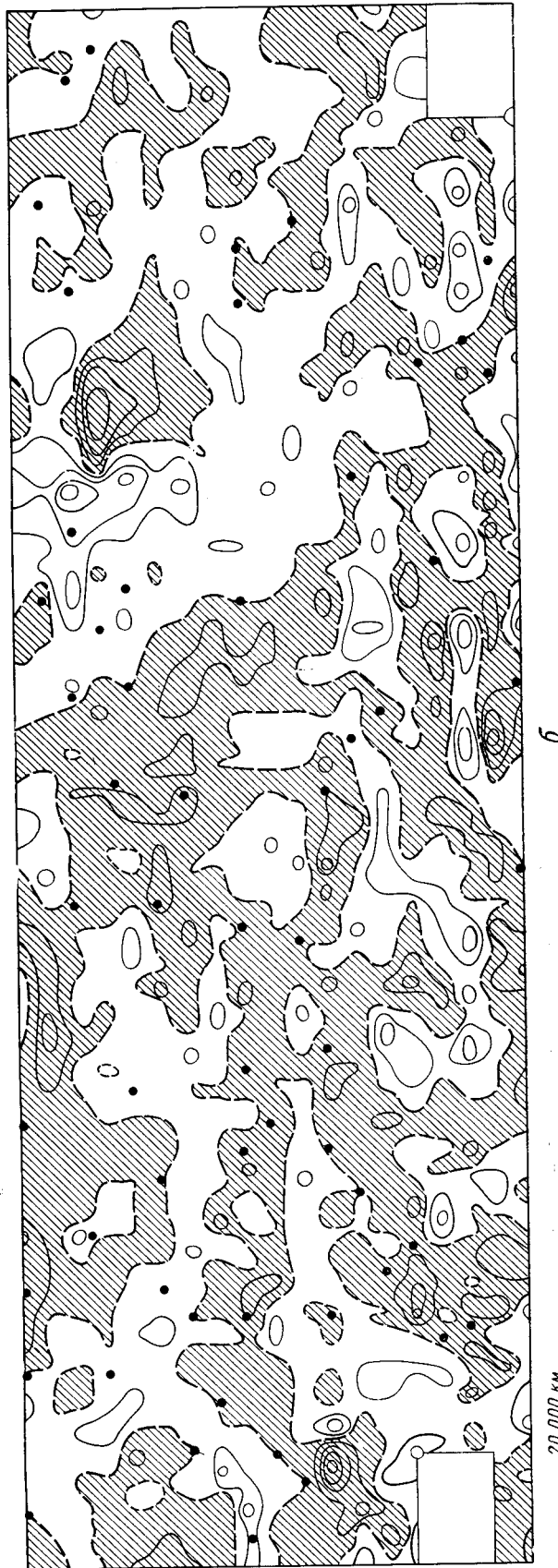
Очевидно, что по записям в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$ и $\lambda 6103 \text{ \AA Ca I}$ разных результатов нельзя было получить, так как скорости и яркости, измеренные по ним, практически одинаковы.

Учитывая, что имеется хорошая корреляция между яркостями в хромосфере и фотосфере, мы рассмотрели расположение максимумов яркости в узлах флоккула относительно поля фотосферных и хромосферных скоростей. Примером этого служат фиг. 7 и 8, где на карту поля скоростей, полученную по записям в $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$, нанесены положения максимумов яркостей узлов флоккулов в H_{α} и соответственно на карту поля скоростей в линии $\lambda 6103 \text{ \AA Ca I}$ нанесены положения максимумов яркостей узлов флоккулов в $K_3 \text{ Ca II}$. В результате оказалось, что и здесь места наибольшей яркости узлов флоккула в H_{α} или в $K_3 \text{ Ca II}$ также хорошо совпадают с нулевой линией фотосферных лучевых скоростей, измеренных по линиям $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$ или $\lambda 6103 \text{ \AA Ca I}$ [14]. Результат совершенно неожиданный, так как на основании работы [9] практически отсутствует всякая связь между скоростями, измеренными по H_{α} и $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$ или H_{α} и $\lambda 6103 \text{ \AA Ca I}$. Но, несмотря на это, полученный результат показывает, что нулевые линии лучевых скоростей в фотосфере и хромосфере в основном совпадают в тех местах, в которых яркость узлов максимальная. Из карт поля фотосферных и хромосферных скоростей, полученных одновременно, следовало, что по одну и ту же сторону от мест совпадения нулевой линии скорости на разных уровнях могут иметь разные направления. Другими словами, если на уровне фотосферы направление скоростей показывает на сжатие к нулевой линии, то на уровне хромосферы — растекание от нулевой линии или наоборот. Бывают случаи, когда направление скоростей показывает или только на сжатие к нулевой линии на обоих уровнях, или только на растекание от нее. Примерно одинаково часто встречаются случаи, когда скорости в окрестности нулевой линии на разных уровнях направлены в одну сторону или навстречу друг другу. Это еще раз свидетельствует о том, что лучевые скорости в фотосфере и хромосфере не связаны между собой, хотя в местах максимальной яркости узлов нулевые линии совпадают на обоих уровнях. Полученную картину движений на разных уровнях



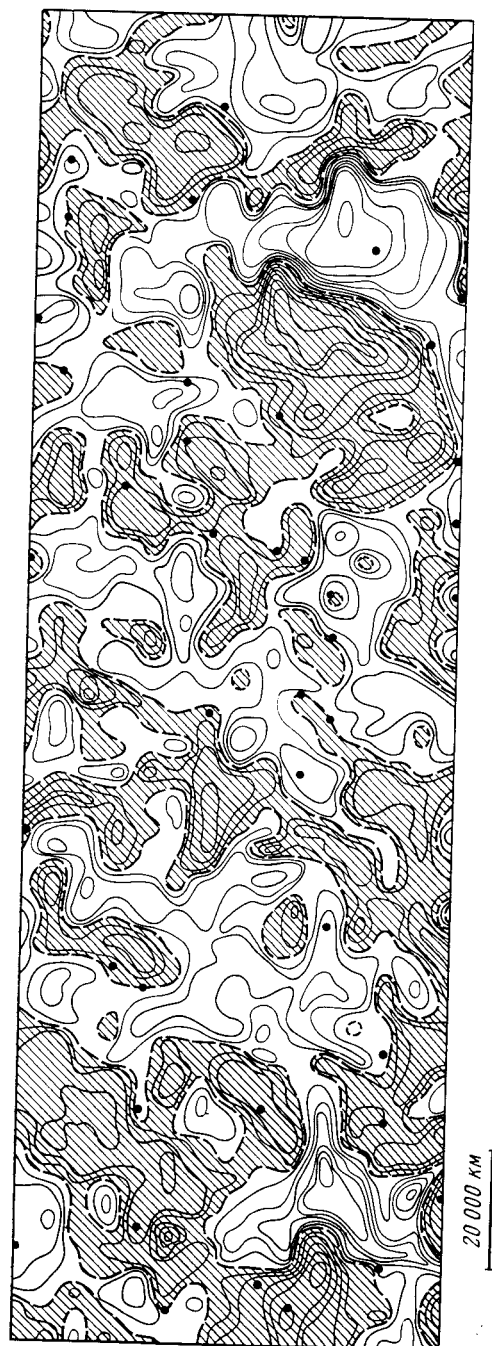
a

20 000 km

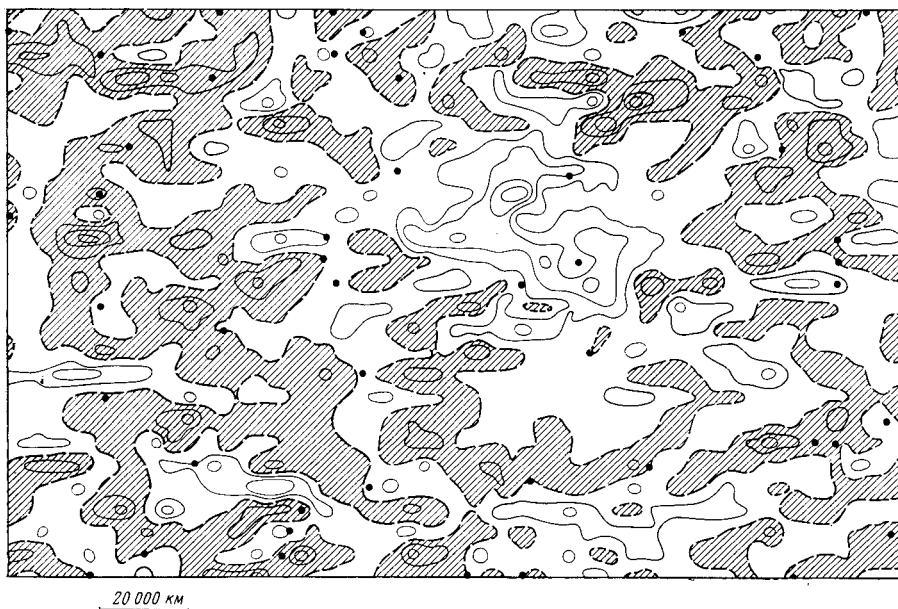


Фиг. 6. Сопоставление поля лучевых скоростей и яркостей для активных областей

Сплошными линиями проведены изолинии скоростей. Нулевая линия ($v_{\parallel} = 0$) — a — измерения скоростей и яркостей выполнены по H_{α} для активной области 4.8 X 1965 г.; b — по $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I для активной области 8.8 X 1966 г. Штриховая. Черными кружками отмечены положения максимальных значений яркости в узлах флоккула. Области подъема газа заштрихованы.



Фиг. 7. Сопоставление поля лучевых скоростей, измеренных по линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I, с яркостями, записанными одновременно в центре H_{α} , для активной области 14.VIII 1967 г. Обозначения те же, что на фиг. 6

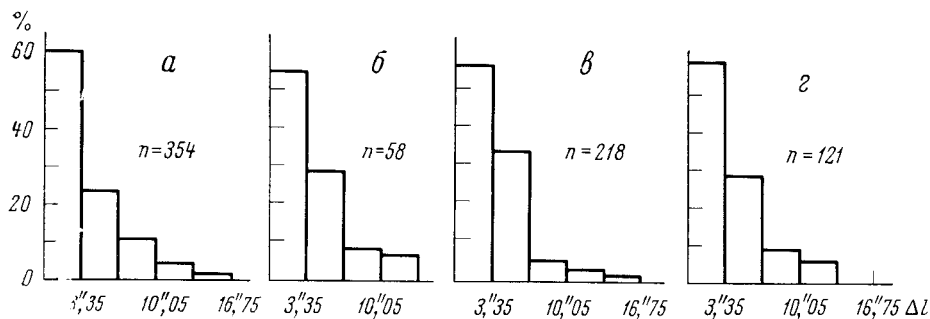


Фиг. 8. Сопоставление поля лучевых скоростей, измеренных по линии $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I, с яркостями, записанными одновременно в линии K₃ Ca II, для активной области 30.VI 1966 г.

Обозначения те же, что на фиг. 6

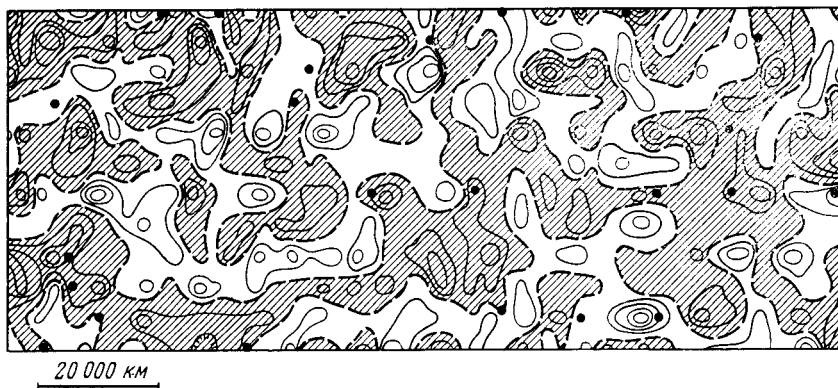
трудно согласовать с представлениями, развитыми в [16—18], согласно которым крупномасштабные движения в верхних слоях — результат движений, происходящих под фотосферой.

Далее по всем картам типа фиг. 6—8 мы построили гистограммы, показывающие частоту появления максимумов яркости узлов в зависимости от расстояния до нулевой линии лучевых скоростей. Для этого на каждой карте брались все те узлы без исключения, которые только на картах яркостей выделились как отдельные. Построенные таким образом гистограммы по записям яркостей и скоростей, которые выполнены одновременно как по одной и той же линии, так и по разным линиям, приведены на фиг. 9. На каждой из фиг. 9 по оси абсцисс отложены расстояния в секундах от максимума яркости узла до ближайшей нулевой линии скоростей, а по оси ординат — число случаев в процентах. Полное число точек, по которым построена каждая из гистограмм, указано на фигурах. На фиг. 9 видно,



Фиг. 9. Гистограммы частоты появления максимумов яркости узлов для разных расстояний до нулевой линии лучевых скоростей

а — запись яркости и скорости выполнена в линии H_α; б — в линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I; в — запись яркости сделана в линии K₃ Ca II и одновременно скорости в $\lambda 6103 \text{ \AA}$ Ca I; г — запись яркости — в H_α и одновременно скорости — в $\lambda 5250 \text{ \AA}$ Fe I



Фиг. 10. Сопоставление поля лучевых скоростей, измеренных в линии 10.IX 1967 г., невозмущенного участка в центре диска Солнца

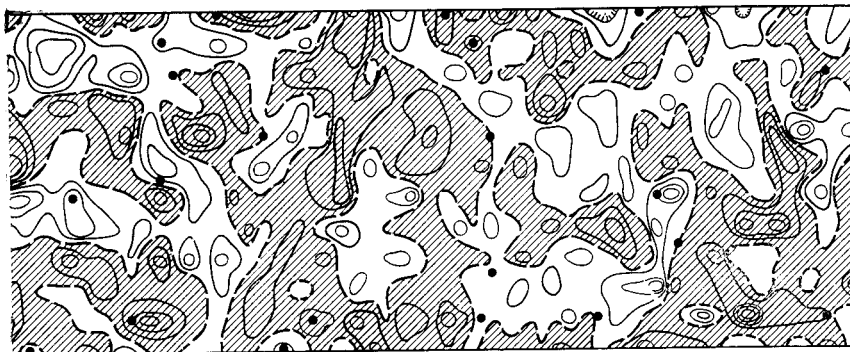
Сплошными линиями проведены изолинии скоростей. Нулевая линия ($v_{\parallel} = 0$) — в узлах хромосферной сетки. Область подъема газа заштрихована

что все гистограммы показывают примерно одинаковое распределение, которое практически не зависит от того, выполнена ли запись яркости и скорости по одной линии, или яркость по одной, а скорость — по другой линии. Во всех случаях подавляющее большинство максимумов яркости отдельных узлов совпадают с нулевой линией скоростей или отстоят от нее на расстоянии, не превышающем $3''$. И лишь незначительное число максимумов яркостей узлов приходится на расстояние, превышающее $6''$. Таким образом, мы приходим к заключению, что максимумы яркостей хромосферных и фотосферных узлов практически совпадают на диске Солнца. Они располагаются, как правило, или в непосредственной близости к нулевым линиям, или на самих линиях, которые также совпадают между собой на обоих уровнях.

4. Связь яркостей и скоростей в невозмущенных областях

Яркие узлы, наблюдаемые в линии $K_3 \text{ Ca II}$, видны также вне активных областей. Они образуют хромосферную сетку, контраст которой наибольший в линии $K_3 \text{ Ca II}$. Поэтому для изучения связи между яркостью и скоростью мы использовали записи яркости в $K_3 \text{ Ca II}$ одновременно с записями лучевых скоростей по линии $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$ или $\lambda 6103 \text{ \AA Ca I}$. Записи невозмущенных участков делались вблизи центра диска Солнца. Изучение полученного материала проведено так же, как и для активных областей. На карты поля скоростей, измеренные по $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$ или $\lambda 6103 \text{ \AA Ca I}$, наносились максимумы яркости узлов в $K_3 \text{ Ca II}$, образующие хромосферную сетку. Пример сопоставления поля скоростей в линии $\lambda 6103 \text{ \AA Ca I}$ и карты яркости в $K_3 \text{ Ca II}$ приведены на фиг. 10. На этой фигуре видно, что для невозмущенных областей, так же как и для активных, места с максимальной яркостью в линии $K_3 \text{ Ca II}$ в большинстве случаев располагаются на нулевой линии фотосферных лучевых скоростей или в непосредственной близости от нее.

По всем картам типа фиг. 10 были измерены расстояния между ближайшей нулевой линией фотосферных лучевых скоростей и наибольшей яркостью каждого из узлов в $K_3 \text{ Ca II}$. Построенная по этим данным гистограмма частоты появления максимумов яркости для разных расстояний до нулевой линии приведена на фиг. 11. На фиг. 11 по оси абсцисс отложены расстояния между нулевой линией и максимумом яркости в узле,



$\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$, с яркостями, записанными одновременно в линии $K_3 \text{ Ca II}$

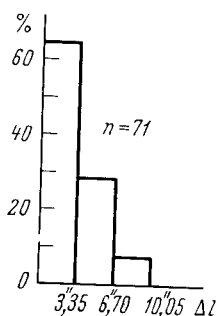
штриховая. Черными кружками отмечены положения максимальных яркостей

а по оси ординат — число случаев в процентах. Полное число случаев дано на фигуре. На фиг. 11 видно, что подавляющее большинство узлов, образующих хромосферную сетку, совпадает с нулевой линией лучевых скоростей или находится от нее на расстоянии, не превышающем $3''$. И только незначительное число узлов находится на расстоянии, большем $6''$. Кроме того, сравнивая фиг. 9 и 11, мы видим, что распределение числа случаев в невозмущенной области Солнца такое же, как и в активных областях. Так что и в невозмущенных и в активных областях места с наибольшей яркостью в узлах, как правило, локализируются в непосредственной близости от нулевых линий лучевых скоростей. Это дает основание считать, что причина, обуславливающая появление ярких узлов как в активной, так и невозмущенной областях, одна и та же.

5. Нагрев флоккулов

Полученные в предыдущих разделах результаты дают возможность подойти к механизму нагрева флоккулов, которые наблюдаются в ряде хромосферных и фотосферных линий. Тот факт, что наиболее яркие места узлов флоккулов обычно совпадают с нулевой линией лучевых скоростей, дает основание полагать, что объяснение нагрева флоккулов ударными волнами встречает затруднения. Но в то же время обнаруженные закономерности позволяют говорить о том, что нагрев флоккулов каким-то образом связан с движением вещества. Чтобы выяснить связь скоростей с яркостью, мы подробно изучили особенности распределения скоростей в ок-

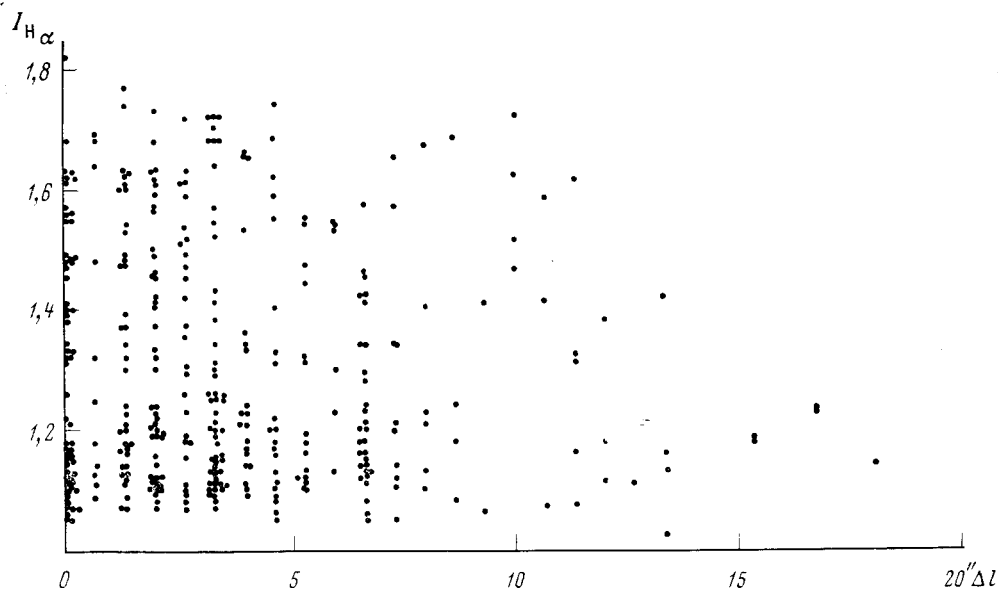
Фиг. 11. Гистограмма частоты появления максимумов яркости хромосферной сетки в $K_3 \text{ Ca II}$ для разных расстояний до нулевой линии лучевых скоростей, измеренных в $\lambda 6103 \text{ \AA Ca I}$



рестности тех мест нулевой линии, которые совпадают с наиболее яркими местами флоккульных узлов. Используя фигуры типа фиг. 6, которые были получены только по записям в линии H_{α} , сначала мы определили направление скоростей по обе стороны от нулевой линии в том месте, где она совпадала с максимумом яркости узла. Направление скоростей относительно нулевой линии по обе стороны от нее определялось по знаку скорости в данном месте и положению активной области относительно центра солнечного диска. В тех случаях, когда знак лучевых скоростей по обе стороны от нулевой линии был таким, что он указывал на встречные движения в картинной плоскости, считалось, что имеет место сжатие в окрестности нулевой линии лучевых скоростей. Если же знак скорости по обе стороны нулевой линии указывал на растекание, то это означало, что в картинной плоскости мы имеем растекание от нулевой линии. Для этой цели брались только те узлы, максимумы яркостей которых практически совпадали с нулевой линией лучевых скоростей в H_{α} . Из 354 узлов 299 совпадали с нулевой линией лучевых скоростей. 60% из них располагались на нулевой линии скоростей, в окрестности которой наблюдалось сжатие газа. И только 40% флоккулов совпадало с нулевой линией, по обе стороны от которой наблюдалось расширение газа. Поскольку в большинстве случаев, а именно в 60%, наблюдалось сжатие газа к нулевой линии, на которой лежали узлы флоккулов, можно было считать, что сжатие — один из возможных механизмов нагрева флоккулов. Если сжатие является определяющим в нагреве флоккулов, то в законе сохранения энергии можно оставить только основные члены, учитывающие нагрев посредством сжатия и охлаждение через излучение. Предполагая автоматическую усреднения по сечению температуру и плотность вещества, можно записать закон сохранения энергии для плоского случая в виде

$$2nkT \frac{v_a}{a} = q.$$

Здесь n — плотность частиц, T — температура, a — характерный размер и $v_a = -da/dt$ — скорость границы, q — величина энергии, теряемая единицей объема в единицу времени через излучение. По излучению в линии K_3 Ca II для флоккулов $q \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}$. Если взять характерный размер $a \approx 3 \cdot 10^8 \text{ см}$, $T \approx 7 \cdot 10^3^\circ \text{ К}$, $n \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, то, чтобы обеспечить наблюдаемое во флоккулах излучение в линии K_3 Ca II, скорость сжатия границы характерного размера должна составлять $v_a \approx 6 \text{ км/сек}$. Конечно, такую величину скорости, хотя она и близка к звуковой, можно допустить. Но при механизме нагрева флоккулов сжатием, как это видно из приведенного выражения, должна быть очень тесная зависимость яркости узла флоккула от скорости в окрестности нулевой линии, на которой он располагается. Это понятно, ибо весь запас тепловой энергии единицы объема газа высветился бы в лучшем случае за несколько минут, тогда как наблюдаемое время жизни узла составляет часы. Наряду с этим расширение здесь должно приводить к дополнительному охлаждению газа, а следовательно, и к пониженному излучению газа. Поэтому казалось бы, что для узлов, располагающихся на нулевой линии, в окрестности которой происходит сжатие, в среднем яркость должна быть больше, чем для узлов, в окрестности которых наблюдается расширение газа. Для проверки этого положения мы вычислили среднее значение яркости по всем узлам, в окрестности которых было сжатие к нулевой линии скоростей и отдельно среднее значение яркости по узлам, в окрестности которых было расширение от нулевой линии. Оказалось, что среднее значение яркости по всем узлам, для которых наблюдалось сжатие, равно $\bar{I}_c = 1,30$, а для узлов с расширением в окрестности нулевой линии $\bar{I}_p = 1,26$. Видно, что средние значения яркости узлов в обоих случаях примерно одинаковы. Это

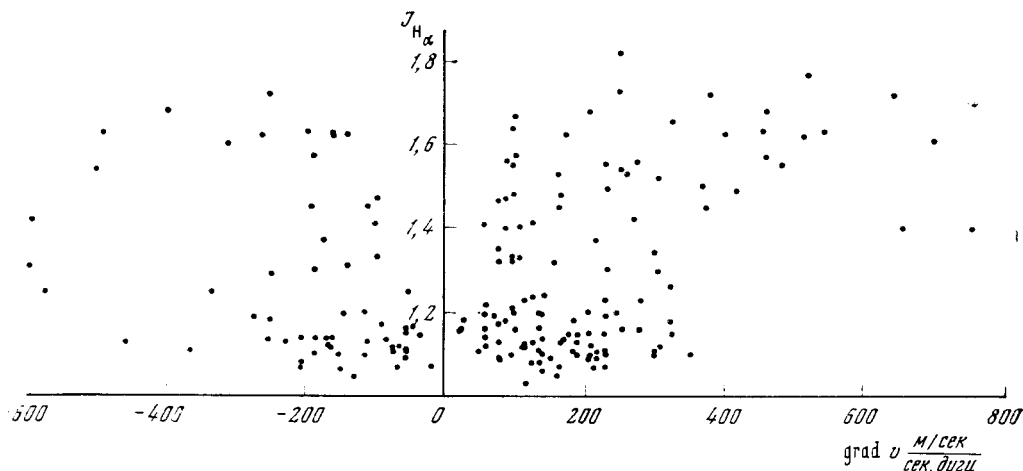


Фиг. 12. Зависимость между максимальной яркостью в узлах флоккулов от их расстояния до ближайшей нулевой линии лучевых скоростей по измерениям в линии H_α

указывает на независимость среднего значения яркости узлов флоккула от того, имеется ли сжатие или расширение в окрестности нулевой линии, на которой они лежат.

Имеющиеся данные позволили также изучить связь между максимальной яркостью в узлах флоккулов и расстоянием их до ближайшей нулевой линии. Для этого только по измерениям в линии H_α была построена зависимость между максимальной яркостью в узлах флоккулов и их расстоянием до ближайшей нулевой линии. Результаты нанесены на график фиг. 12, где по оси ординат отложены максимальные интенсивности узлов флоккулов (в единицах соседнего невозмущенного диска), а по оси абсцисс — их расстояния до ближайшей нулевой линии. Фиг. 12 не показывает никакой зависимости. Далее по картам поля скоростей в H_α были измерены градиенты лучевых скоростей по обе стороны от нулевой линии, на которой располагается узел флоккула. По величинам градиентов по обе стороны от нулевой линии находилось среднее значение градиента для каждого узла. Затем по картам яркости в H_α бралась максимальная яркость узла и наносилась на график в зависимости от величины градиента для данного узла. Результаты представлены в виде графика на фиг. 13. По оси ординат отложены максимальные значения яркости в узлах, а по оси абсцисс — значения градиентов с учетом знака. Знак градиента скорости считался положительным, если в окрестности нулевой линии, на которой лежит максимум яркости узла, скорости показывают сжатие в окрестности его. Знак «минус» у градиента скорости соответствует случаю, когда скорости показывают расширение от нулевой линии, на которой лежит узел флоккула. Рассмотрение фиг. 13 позволяет видеть наличие зависимости яркости от величины градиента скорости, но не от его знака: характер зависимости яркости узла флоккулов от градиента скорости при сжатии и расширении примерно одинаков. Последнее можно было предвидеть, так как в среднем яркости узлов флоккулов, в окрестности которых наблюдалось сжатие и расширение газа, примерно равны $\bar{I}_c \approx \bar{I}_p$.

Все это свидетельствует о том, что сжатие не является определяющим механизмом, обеспечивающим нагрев флоккулов. Так как связь яркостей и скоростей одинакова как для флоккулов, так и для узлов хромосферной



Фиг. 13. Зависимость максимальной яркости в узлах флоккулов, лежащих на нулевой линии лучевых скоростей, от градиента скорости в данном месте

сетки, то это говорит, что механизм нагрева активных и невозмущенных областей должен быть один и тот же.

Наличие зависимости яркости узлов флоккулов от абсолютной величины градиента скорости дает основание полагать, что и механизм нагрева активной и невозмущенной хромосферы должен зависеть от градиента скорости или по крайней мере проявляться через градиент скорости. С другой стороны, имеется связь между яркостью флоккулов и величиной напряженности магнитного поля [19]. Поэтому одним из таких механизмов нагрева активной и невозмущенной хромосферы, который зависит от градиента скорости, может быть механизм джоулевых потерь $j_{\perp}^2/\sigma_{\perp}$ в частично ионизованном газе при наличии магнитного поля [20]. Кроме того, большие градиенты скорости могут быть результатом турбулентных движений. Для турбулентной плазмы хотя и нет строгой теории проводимости, но есть основание считать [21], что проводимость ее по порядку величины может быть равной частоте плазменно-звуковых колебаний плазмы. Так что проводимость турбулентной плазмы может быть на несколько порядков ниже той величины, которая получается по классическим формулам [22]. Понижение проводимости способствует более эффективной диссипации токов за счет джоулевых потерь. Поэтому весьма вероятно, что основным механизмом нагрева активной и невозмущенной хромосферы являются джоулевы потери. Тогда и магнитные поля должны меняться довольно быстро [23].

В заключение приносим благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение работы, Н. А. Райковой за помощь в обработке материалов.

14 апреля 1969 г.

Литература

1. L. Biermann. Z. Astrophys., 1948, **25**, 161.
2. M. Schwarzschild. Astrophys. J., 1948, **107**, 1.
3. E. Schatzman. Ann. d'Astrophys., 1949, **12**, 203.
4. Х. Альфвен. Космическая электродинамика. ИЛ, 1952.
5. В. Е. Степанов, Н. Н. Петрова. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1959, **21**, 152.
6. R. Howard, W. C. Livingston. Solar Physik, 1968, **3**, N 3, 434.
7. С. Б. Пикельнер, М. А. Лившиц. Астрон. ж., 1964, **41**, 1007.
8. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, **43**, № 3, 465.
9. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1970, **41-42**, 15.

10. Э. Р. Мустель, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, 17, 162.
11. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 40, 158.
12. М. Вальдмайер. Результаты и проблемы исследования Солнца. ИЛ, 1950.
13. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 23, 184.
14. С. И. Гопасюк, Т. Т. Цап. Астрон. ж., 1969, 46, 925.
15. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 24, 281.
16. С. Б. Пикельнер. Астрон. ж., 1962, 39, 973.
17. E. N. Parker. Astrophys. J., 1963, 138, 226, 552.
18. G. W. Simon, R. B. Leighton. Astrophys. J., 1964, 140, 1120.
19. H. W. Babcock, H. D. Babcock. Astrophys. J., 1955, 121, N 2, 349.
20. С. Б. Пикельнер. Основы космической электродинамики. Изд-во «Наука», 1966.
21. S. I. Syrovatskii. On the mechanism of Solar flares, 1968 (ротапринт ФИАН СССР).
22. С. Чепмен, Т. Каулинг. Математическая теория неоднородных газов. ИЛ, 1960.
23. А. М. Зверева, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41-42, 97.

К ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д. Н. Рачковский

Рассматривается образование резонансной линии в слабом магнитном поле. Матрица рассеяния получена с учетом корреляции по фазе излучения с различных подуровней и представлена в виде произведения двух взаимно обратных матриц, зависящих соответственно от углов, определяющих направления падающего и рассеянного луча относительно магнитного поля.

Показано, что алгоритм решения, развитый в [3], где пренебрегалось фазовой корреляцией рассеянного излучения, можно использовать при решении уравнений переноса излучения, полученных с учетом фазовых связей.

ON THE THEORY OF TRANSFER RADIATION IN MAGNETIC FIELD, by D. Rachkovsky. — The formation of absorption lines in the faint magnetic field is considered. Taking in to account the phase correlation of the radiation emitted from different sublevels, a scattering matrix is deduced. The scattering matrix can be brought to a form of the product of two reciprocal transpose matrices depending on the angles between the directions of incident and scattered beams respectively with the magnetic field. It is shown that the method obtained in [3] can be used for the solution of transfer equations.

Удачное представление матрицы рассеяния может сильно облегчить решение уравнений переноса поляризованного излучения. В случае переноса излучения в магнитном поле нами в [1] было показано, что матрицу рассеяния можно представить так:

$$\hat{S} = \hat{\beta}(\gamma) \tilde{\beta}(\gamma^0).$$

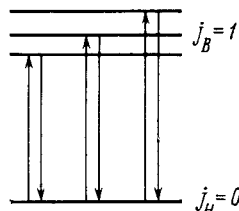
Здесь γ^0 и γ — соответственно углы падения и рассеяния луча с направлением магнитного поля. Такое представление матрицы $\hat{S}$ позволило показать, что решение системы интегродифференциальных уравнений можно свести к решению некоторой системы интегральных уравнений.

Однако в [1] при выводе матрицы рассеяния принималось, что излучение с различных подуровней верхнего состояния фазово независимо. Такое предположение справедливо при условии, что зеемановское расщепление порядка ширины уровней. Если расщепление значительно меньше ширины уровней, надо учитывать фазовую зависимость рассеянного излучения [2]. Теория образования линий поглощения в умеренных магнитных полях, когда расщепление порядка ширины уровней и, следовательно, фазовые связи не надо учитывать, рассматривалась в [3].

Ниже выводится матрица рассеяния с учетом фазовых связей, а затем дается метод решения соответствующих уравнений переноса в магнитном поле, таким образом строится теория образования линий поглощения при малых магнитных полях, когда расщепление значительно меньше ширины линии.

Первая попытка получить матрицу рассеяния с учетом фазовых связей для перехода $j_B = 0 \rightarrow j_H = 1$ была сделана нами в [4]. В. Обридо рас-

Фиг. 1. Схема перехода $j_B = 1 \rightarrow j_H = 0$



смотрел переход $j_B = 1 \rightarrow j_H = 0$ [5]. Однако ему не удалось представить матрицу рассеяния в удобном для теоретического анализа виде.

Здесь нами рассматривается переход $j_B = 1 \rightarrow j_H = 0$. Показано, что матрица рассеяния может быть представлена в виде

$$\hat{S} = \hat{\beta}(\gamma, \varphi) \hat{\beta}^*(\gamma_0, \varphi_0)$$

и что метод решения уравнений переноса, развитый в [3], оказывается в основном применимым и в этом случае.

1. Матрица рассеяния для перехода $j_B = 1 \rightarrow j_H = 0$ (фиг. 1)

Согласно теории Гамильтона [2], вероятность того, что поглощенный атомом квант, характеризуемый комплексным вектором ξ_0 , излучится в виде кванта с комплексным вектором ξ_s , равна

$$W(\xi_0, \xi_s) = \sum |(\xi_0 \mathbf{P}'_{k,n})(\xi_s \mathbf{P}''_{n,p})|^2. \quad (1)$$

Здесь n — промежуточное состояние, k — начальное, p — конечное. При $k = p = 0$ имеем только один член в сумме (1)

$$W(\xi_0, \xi_s) = |(\xi_0 \mathbf{P}'_{0,+1})(\xi_s \mathbf{P}''_{+1,0}) + (\xi_0 \mathbf{P}'_{0,0})(\xi_s \mathbf{P}''_{0,0}) + (\xi_0 \mathbf{P}'_{0,-1})(\xi_s \mathbf{P}''_{-1,0})|^2. \quad (2)$$

Выпишем теперь векторы ξ_0, ξ_s , для этого рассмотрим фиг. 2.

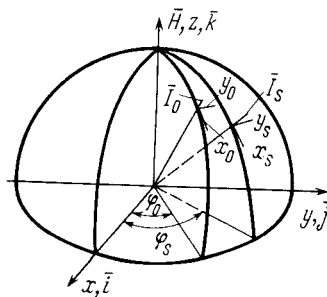
Единичные векторы $\mathbf{x}_s, \mathbf{y}_s$; $\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0$ выражаются через орты основной системы координат следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{y}_m &= -\sin \varphi_m \mathbf{i} + \cos \varphi_m \mathbf{j}, \\ \mathbf{x}_m &= \cos \gamma_m \cos \varphi_m \mathbf{i} + \cos \gamma_m \sin \varphi_m \mathbf{j} - \sin \gamma_m \mathbf{k}, \\ m &= 0, s. \end{aligned} \quad (3)$$

Моменты переходов $\mathbf{P}', \mathbf{P}''$ выражаются через единичные комплексные векторы $\mathbf{e}_{\pm 1}; \mathbf{e}_0$:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}'_{0,n} &= \sqrt{g_{0,n}} \mathbf{e}_n, & \mathbf{P}''_{n,0} &= \sqrt{G_{n,0}} \mathbf{e}_{-n}, \\ \mathbf{e}_{\pm 1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{i} \pm i\mathbf{j}), & \mathbf{e}_0 &= \mathbf{k}, \quad n = \pm 1, 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Фиг. 2. Относительное расположение единичных векторов $\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0$ и $\mathbf{x}_s, \mathbf{y}_s$, характеризующих падающий и рассеянный лучи



Введем обозначения:

$$\begin{aligned} g_{0,+1} &= k_{1,\nu}, & G_{+1,0} &= Ak_{1,\nu}, & g_{0,0} &= k_{0,\nu}, & G_{0,0} &= Ak_{0,\nu}. \end{aligned} \quad (5)$$

Нормировочный коэффициент будет обсужден далее. Введем векторы:

$$\mathbf{e}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\varphi} \begin{bmatrix} \cos \gamma \\ -i \end{bmatrix}, \quad \mathbf{e}_2 = \mathbf{e}_1^*, \quad \mathbf{e}_0 = \begin{bmatrix} -\sin \gamma \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Падающее излучение зададим в виде

$$\xi_0 = E_x x_0 + E_y y_0. \quad (7)$$

Тогда амплитуду рассеянного излучения можно представить в виде вектора $\mathbf{E}_{(s)}$. Методика вывода здесь та же, что в [4]:

$$\mathbf{E}_{(s)} = \sqrt{A} \{ \sqrt{k_{1,\nu} k_{1,\nu}} \mathbf{e}_1^{(s)} \tilde{e}_1^{(0)*} + \sqrt{k_{2,\nu} k_{2,\nu}} \mathbf{e}_2^{(s)} \tilde{e}_2^{(0)*} + \sqrt{k_{0,\nu} k_{0,\nu}} \mathbf{e}_0^{(s)} \tilde{e}_0^{(0)*} \} \mathbf{E}_{(0)}. \quad (8)$$

Определим параметры Стокса:

$$\tilde{I} = \{ \overline{E_x E_x^*}, \overline{E_y E_y^*}, \overline{E_x E_y^*}, \overline{E_y E_x^*} \}. \quad (9)$$

Представим в соответствие матрице

$$\mathbf{e}_\alpha \tilde{e}_\beta = \begin{bmatrix} a_\alpha \\ b_\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_\beta b_\beta \\ b_\alpha a_\beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_\alpha a_\beta & a_\alpha b_\beta \\ b_\alpha a_\beta & b_\alpha b_\beta \end{bmatrix} \quad (10)$$

$$4^e \text{ вектор } (\mathbf{e}_\alpha \tilde{e}_\beta) = \{ a_\alpha a_\beta, b_\alpha b_\beta, a_\alpha b_\beta, b_\alpha a_\beta \}.$$

Записывая (8) сокращенно в виде

$$\mathbf{E}_{(s)} = \{ B_1 + B_2 + B_0 \} \mathbf{E}_{(0)}, \quad (11)$$

можем определить параметры (9) следующим образом:

$$\mathbf{I}_{(s)} = \{ B_1 + B_2 + B_0 \} \Lambda \{ B_1^* + B_2^* + B_0^* \} \mathbf{I}_{(0)}. \quad (12)$$

Здесь оператор Λ есть некоторая операция, смысл которой разъясняется следующим соотношением:

$$\begin{aligned} B_i \Lambda B_k^* &= A \sqrt{k_{i,\nu} k_{i,\nu}} \mathbf{e}_i^{(s)} \tilde{e}_i^{(0)*} \Lambda \sqrt{k_{k,\nu} k_{k,\nu}} [\mathbf{e}_k^{(s)} \tilde{e}_k^{(0)*}]^* = \\ &= A (\mathbf{e}_i^{(s)} \tilde{e}_i^{(s)*}) (\mathbf{e}_k^{(0)} \tilde{e}_k^{(0)*})^* \sqrt{k_{i,\nu} k_{k,\nu} k_{i,\nu} k_{k,\nu}}. \end{aligned} \quad (13)$$

В качестве примера рассмотрим $B_1 \Lambda B_2^*$:

$$B_1 \Lambda B_2^* = A \sqrt{k_{1,\nu} k_{2,\nu} k_{1,\nu} k_{2,\nu}} (\mathbf{e}_1^{(s)} \tilde{e}_2^{(s)*}) (\tilde{e}_1^{(0)} \tilde{e}_2^{(0)*})^*,$$

но

$$\mathbf{e}_1^{(s)} \tilde{e}_2^{(s)*} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \cos \gamma \\ -i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \gamma - i \\ -i \end{bmatrix} e^{-2i\varphi} = \frac{1}{2} e^{-2i\varphi} \begin{bmatrix} \cos^2 \gamma & -i \cos \gamma \\ -i \cos \gamma & -1 \end{bmatrix}.$$

Следовательно,

$$B_1 \Lambda B_2^* = \frac{A}{4} \sqrt{k_{1,\nu} k_{2,\nu} k_{1,\nu} k_{2,\nu}} \exp [-2i(\varphi_s - \varphi_0)] \mathbf{C}_{(s)} \tilde{C}_{(0)}^*,$$

где

$$\tilde{C} = \{ \cos^2 \gamma, -1, -i \cos \gamma, -i \cos \gamma \}.$$

Проделив все операции в (12), получим

$$I_{(s)} = \frac{A}{4} \beta_1(\gamma_s) \delta_{\nu}(\varphi_s) \delta_{\nu}(-\varphi_0) \tilde{\beta}_1^*(\gamma_0) I_{(0)}. \quad (14)$$

Здесь матрица $\beta_1(\gamma)$ записывается

$$\hat{\beta}_1(\gamma) = \begin{bmatrix} \cos^2 \gamma & \cos^2 \gamma & \sin^2 \gamma & \cos^2 \gamma & \sin \gamma \cos \gamma & \cos^2 \gamma \\ 1 & 1 & 0 & -1 & 0 & -1 \\ i \cos \gamma & -i \cos \gamma & 0 & -i \cos \gamma & 0 & i \cos \gamma \\ -i \cos \gamma & i \cos \gamma & 0 & -i \cos \gamma & -i \sin \gamma & i \cos \gamma \\ \sin \gamma \cos \gamma & \sin \gamma \cos \gamma & \sin \gamma \cos \gamma & \sin \gamma \cos \gamma & & \\ 0 & 0 & 0 & & & \\ 0 & i \sin \gamma & -i \sin \gamma & & & \\ i \sin \gamma & 0 & 0 & & & \end{bmatrix}. \quad (15)$$

Записывая диагональную матрицу $\delta_{1,\nu}(\varphi)$ для сокращения места в строку, получаем

$$\begin{aligned} \hat{\delta}_{1,\nu}(\varphi) = \{ & k_{1,\nu}; k_{2,\nu}; 2k_{0,\nu}; \sqrt{k_{1,\nu}k_{2,\nu}} \exp(-2i\varphi); \sqrt{2k_{1,\nu}k_{0,\nu}} \exp(-i\varphi); \\ & \sqrt{k_{1,\nu}k_{2,\nu}} \exp(2i\varphi); \sqrt{2k_{2,\nu}k_{0,\nu}} \exp(i\varphi); \sqrt{2k_{1,\nu}k_{0,\nu}} \exp(i\varphi); \\ & \sqrt{2k_{2,\nu}k_{0,\nu}} \exp(-i\varphi) \}. \end{aligned} \quad (16)$$

В системе параметров (9) удобно составлять матрицу $\hat{\beta}_1(\gamma)$, однако обычно имеют дело с вещественной системой параметров:

$$I_2 = \{ \overline{E_x E_x^*}, \overline{E_y E_y^*}, -\sqrt{2} \operatorname{Im}(\overline{E_x E_y^*}), \sqrt{2} \operatorname{Re}(\overline{E_x E_y^*}) \}. \quad (17)$$

Соотношения перехода между системами (17) и (9) имеют вид

$$I_2 = \hat{L} I_1 \quad I_1 = \hat{L}^{-1} I_2 \quad L^{-1} = \tilde{L}^*, \quad (18)$$

где

$$\hat{L} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & i/\sqrt{2} & -i/\sqrt{2} \\ 0 & 0 & 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \end{vmatrix}. \quad (19)$$

В этой системе в выражении (14) изменится только вид матрицы $\hat{\beta}_1(\gamma)$:

$$\hat{\beta}_2(\gamma) = \begin{vmatrix} \cos^2 \gamma & \cos^2 \gamma & \sin^2 \gamma & \cos^2 \gamma & \sin \gamma \cos \gamma \\ 1 & 1 & 0 & -1 & 0 \\ -\sqrt{2} \cos \gamma & \sqrt{2} \cos \gamma & 0 & 0 & \frac{-1}{\sqrt{2}} \sin \gamma \\ 0 & 0 & 0 & -i\sqrt{2} \cos \gamma & \frac{-i}{\sqrt{2}} \sin \gamma \\ \cos^2 \gamma & \sin \gamma \cos \gamma & \sin \gamma \cos \gamma & \sin \gamma \cos \gamma \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \gamma & \frac{-1}{\sqrt{2}} \sin \gamma & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \gamma \\ i\sqrt{2} \cos \gamma & \frac{i}{\sqrt{2}} \sin \gamma & \frac{i}{\sqrt{2}} \sin \gamma & \frac{-i}{\sqrt{2}} \sin \gamma \end{vmatrix}. \quad (20)$$

2. Нормировка матрицы рассеяния

Условие нормировки вытекает из равенства поглощенной энергии и рассеянной по всем направлениям. При этом надо учитывать, что квант, поглощенный в некоторой частоте ν , может переизлучиться в частоте ν' в пределах естественной ширины верхнего уровня. Замечая, что столбцы с фазовыми множителями в матрице $\hat{\beta}_2(\gamma)$ после интегрирования по азимуту выпадают, можно сразу записать существенные для нормировки члены, определяющие рассеянное излучение.

$$\mathbf{I}_{(s)} = \frac{A}{4} \begin{bmatrix} \cos^2 \gamma_s & \cos^2 \gamma_s & \sin^2 \gamma_s \\ 1 & 1 & 0 \\ -\sqrt{2} \cos \gamma_s & \sqrt{2} \cos \gamma_s & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} k_{1,\nu} k_{1,\nu} & & \\ & k_{2,\nu} k_{2,\nu} & \\ & & 4k_{0,\nu} k_{0,\nu} \end{bmatrix} \times \\ \times \begin{bmatrix} \cos^2 \gamma_0 & 1 & -\sqrt{2} \cos \gamma_0 \\ \cos^2 \gamma_0 & 1 & \sqrt{2} \cos \gamma_0 \\ \sin^2 \gamma_0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \mathbf{I}_{(0)}.$$

После интегрирования по $\varphi_s, \gamma_s, \nu'$ для полной интенсивности рассеянного излучения находим

$$I_{(s)} + I'_{(s)} = \frac{8A}{3\pi} \int_0^\infty k_\nu d\nu' \left\{ \frac{1}{2} (k_{1,\nu} + k_{2,\nu}) \cos^2 \gamma I_{(0)} + \frac{1}{2} (k_{1,\nu} + k_{2,\nu}) I'_{(0)} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{2}} (k_{2,\nu} - k_{1,\nu}) \cos \gamma V_{(0)} + k_{0,\nu} \sin^2 \gamma I_{(0)} \right\}.$$

Выражение в фигурных скобках есть поглощенное излучение (см., например, [3]). Следовательно,

$$A = \frac{3}{8\pi} \left\{ \int_0^\infty k_\nu d\nu' \right\}^{-1}.$$

Окончательный вид матрицы рассеяния следующий:

$$\hat{S}(\nu, \gamma_s, \varphi_s; \nu_0, \gamma_0, \varphi_0) = (1 - \varepsilon) A \hat{\beta}_2(\gamma_s) \hat{\delta}(\nu, \varphi_s) \hat{\delta}(\nu_0, -\varphi_0) \hat{\beta}_2^*(\gamma_0). \quad (21)$$

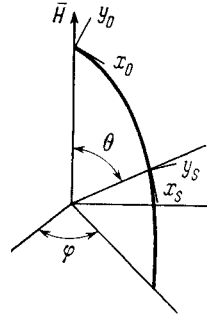
Чтобы избавиться от численного множителя, для величины A принято значение

$$A = \frac{3}{32\pi} \left\{ \int_0^\infty k_\nu d\nu' \right\}^{-1}. \quad (22)$$

3. Некоторые особенности матрицы рассеяния

Согласно [2], матрица рассеяния при $H = 0$ должна сводиться к релеевской. При релеевском рассеянии обычно выбирается система координат с одной из осей, совпадающей с плоскостью рассеяния. Здесь другая система координат. Рассмотрим для простоты частный случай направлений падающего и рассеянного лучей, а именно, падающий луч направим вдоль магнитного поля. В этом случае в применяемой здесь системе координат для падающего и рассеянного лучей релеевская матрица будет диагональной (фиг. 3).

Фиг. 3. Относительное расположение единичных векторов $\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0$ и $\mathbf{x}_s, \mathbf{y}_s$, при котором релеевская матрица диагональна



Итак, пусть $\varphi_0 = \varphi_s, \gamma_0 = 0, \gamma_s = \theta$, тогда (21) записывается в виде

$$\hat{S}(\theta) = A \begin{bmatrix} (\sqrt{k_{1v}k_{1v'}} + \sqrt{k_{2v}k_{2v'}})^2 \cos^2 \theta & (\sqrt{k_{1v}k_{1v'}} - \sqrt{k_{2v}k_{2v'}})^2 \cos^2 \theta & & & & \\ (\sqrt{k_{1v}k_{1v'}} - \sqrt{k_{2v}k_{2v'}})^2 & (\sqrt{k_{1v}k_{1v'}} + \sqrt{k_{2v}k_{2v'}})^2 & & & & \\ \sqrt{2} \cos \theta (k_{2v}k_{2v'} - k_{1v}k_{1v'}) & \sqrt{2} \cos \theta (k_{2v}k_{2v'} - k_{1v}k_{1v'}) & & & & \\ 0 & 0 & & & & \\ (k_{2v}k_{2v'} - k_{1v}k_{1v'}) \sqrt{2} \cos^2 \theta & 0 & & & & \\ \sqrt{2} (k_{2v}k_{2v'} - k_{1v}k_{1v'}) & 0 & & & & \\ 2 \cos \theta (k_{2v}k_{2v'} + k_{1v}k_{1v'}) & 0 & & & & \\ 0 & 4 \cos \theta \sqrt{k_{2v}k_{2v'}k_{1v}k_{1v'}} & & & & \end{bmatrix}. \quad (23)$$

Если $H \rightarrow 0$ и будем рассматривать излучение в пределах всей линии, то

$$\hat{S}(\theta) = \frac{3}{8\pi} \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & & & \\ & 1 & & \\ & & \cos \theta & \\ & & & \cos \theta \end{bmatrix} \cdot k. \quad (24)$$

Стоит отметить, что если бы мы не учитывали фазовые связи, то при $H = 0$ матрица рассеяния не сводилась бы к релеевской. Это следует из того, что тогда в (15) нужно брать в расчет только первые три столбца: следовательно, матрица рассеяния будет

$$\hat{S}(\theta) = \frac{3}{16\pi} \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \cos^2 \theta & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot k.$$

Если магнитное поле достаточно велико, чтобы, например, $k_1 > k_0 > k_2$, то в (20) существен только первый столбец, следовательно, фазовые связи не играют роли.

Покажем теперь, что фазовые связи не играют роли, если падающий поток поляризован по кругу или неполяризован и распространяется вдоль магнитного поля. Для излучения с круговой поляризацией имеем

$$\tilde{I} = \{I_1, I_1, \pm \sqrt{2}I_1, 0\};$$

так как $\gamma_0 = 0$, то в (20) существенны только первый, второй, четвертый и шестой столбцы. Фазовые связи учитывают только четвертый и шестой столбцы. Поскольку их влияние можно учитывать отдельно, рассмотрим,

например, четвертый столбец. Вклад от него в $\hat{S}$ соответствует

$$\Delta \hat{S} \approx \begin{bmatrix} \cos^2 \gamma & & & \\ & -1 & & \\ & 0 & & \\ & -i\sqrt{2} \cos \gamma & & \end{bmatrix} [1 \ -1 \ 0 \ +i\sqrt{2}] \begin{bmatrix} I_1 \\ I_1 \\ \pm \sqrt{2} I_1 \\ 0 \end{bmatrix} = 0.$$

4. Преобразование матрицы рассеяния к системе, в которой диагональна матрица поглощения

В [3] было показано, что необходимое преобразование имеет вид

$$\mathbf{I}_+ = \hat{L} \mathbf{I}_2 \quad \hat{L}^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & 1 & \\ & & & -1 \end{bmatrix} \tilde{L} = \hat{j} \tilde{L}, \quad (25)$$

где

$$\hat{L} = \begin{bmatrix} DD^* & 1 & \frac{1}{\sqrt{2}}(D - D^*) & -\frac{1}{\sqrt{2}}(D + D^*) \\ 1 & DD^* & -\frac{i}{\sqrt{2}}(D - D^*) & -\frac{1}{\sqrt{2}}(D + D^*) \\ -iD & -iD^* & -\frac{1}{\sqrt{2}}(1 - DD^*) & \frac{i}{\sqrt{2}}(1 + DD^*) \\ -iD^* & -iD & \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - DD^*) & \frac{i}{\sqrt{2}}(1 + DD^*) \end{bmatrix} \frac{1}{|D^2 - 1|}. \quad (26)$$

Здесь

$$D = i \frac{\frac{\sin^2 \gamma}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) + \sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}}{(s_1 - s_2) \cos \gamma}. \quad (27)$$

Для дальнейшего понадобится также вид комплексной матрицы поглощения:

$$\hat{\eta} = \begin{bmatrix} \operatorname{Re} s_+ & & & \\ & \operatorname{Re} s_- & & \\ & & \frac{1}{2}(s_+ + s_-^*) & \\ & & & \frac{1}{2}(s_+^* + s_-) \end{bmatrix}, \quad (28)$$

где

$$s_{\pm} = \frac{1}{2} \left\{ s_1 + s_2 + \frac{\sin^2 \gamma}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) \pm \sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 + \cos^2 \gamma (s_1 - s_2)^2} \right\}, \quad (29)$$

s_j при $j = 1, 2, 0$ — комплексный коэффициент поглощения.

Соотношение (21) в системе (25) запишется в виде

$$\mathbf{I}_+(s) = (1 - \varepsilon) A \hat{\beta}_+(\gamma_s) \hat{\delta}(v, \varphi_s) \hat{\delta}(v_0, -\varphi_0) \tilde{\beta}_+(\gamma_0) \mathbf{I}_+(s_0), \quad (30)$$

где

$$\hat{\beta}_+(\gamma_s) = \hat{L} \hat{\beta}_2(\gamma_s). \quad (31)$$

Отметим, что сопряженность матрицы $\tilde{\beta}_+(\gamma_0)$ в этой системе исчезает, что очень ценно.

5. Формулировка принципа взаимности

Будем характеризовать направление $\mathbf{I}$ парой углов (γ, φ) в системе координат с осью z , совпадающей с H , или углов (θ, ψ) в системе координат, где z совпадает с нормалью к фотосфере. Луч, направление которого противоположно $\mathbf{I}(\gamma, \varphi)$, можно записать как $\mathbf{I}(\pi - \gamma, \varphi + \pi)$; очевидно,

$$\begin{aligned} \hat{\beta}_2(\gamma, \varphi) &= \hat{\beta}_2(\gamma) \hat{\delta}(\nu, \varphi) = \begin{bmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{bmatrix} \hat{\beta}_2(\pi - \gamma, \pi + \varphi) = \\ &= \hat{i} \hat{\beta}_2(\pi - \gamma, \pi + \varphi). \end{aligned} \quad (32)$$

Так как

$$\hat{L}(\pi - \gamma) = \hat{i} \hat{L}(\gamma) \hat{i}, \quad (33)$$

имеем

$$\hat{\beta}_+(\pi - \gamma, \pi + \varphi) = \hat{L}(\pi - \gamma) \hat{\beta}_2(\pi - \gamma, \pi + \varphi) = \hat{i} \hat{\beta}_+(\gamma, \varphi),$$

т. е.

$$\hat{\beta}_+(\nu, \pi - \gamma, \pi + \varphi) = \hat{i} \hat{\beta}_+(\nu, \gamma, \varphi). \quad (34)$$

Формулировку принципа взаимности легче всего получить, рассматривая отражение от оптически тонкого плоскопараллельного слоя. Как увидим в дальнейшем, принцип взаимности окажется справедливым и для однородной полубесконечной среды. Всюду в дальнейшем излучение мы будем рассматривать в системе, где диагональна матрица поглощения.

Отраженное излучение можно записать в виде

$$\mathbf{I}(\nu, \theta, \psi) = (1 - \epsilon) A \mu_0 \hat{\rho}(\nu, \theta, \psi; \nu', \pi - \theta_0, \pi + \psi_0) \mathbf{I}(\nu', \pi - \theta_0, \pi + \psi_0). \quad (35)$$

Здесь μ_0 — косинус угла падения. Направление падающего луча мы характеризуем углами $\pi - \theta_0, \pi + \psi_0$, причем углы θ_0, ψ_0 соответствуют выходящему в противоположном направлении лучу.

Имеем

$$\begin{aligned} \mu_0 (1 - \epsilon) \hat{\rho}(\nu, \theta, \psi; \nu', \pi - \theta_0, \pi + \psi_0) &= \\ &= (1 - \epsilon) A \hat{\beta}_+(\gamma_s) \hat{\delta}(\nu, \varphi_s) \hat{\delta}(\nu', -(\pi + \varphi_0)) \tilde{\beta}_+(\pi - \gamma_0) \frac{\Delta \tau}{\mu}, \end{aligned}$$

$$\hat{\rho}(\nu, \theta, \psi; \nu', \pi - \theta_0, \pi + \psi_0) = A \frac{\Delta \tau}{\mu \mu_0} \hat{\beta}_+(\gamma_s) \hat{\delta}(\nu, \varphi_s) \hat{\delta}(\nu', -(\pi + \varphi_0)) \tilde{\beta}_+(\pi - \gamma_0).$$

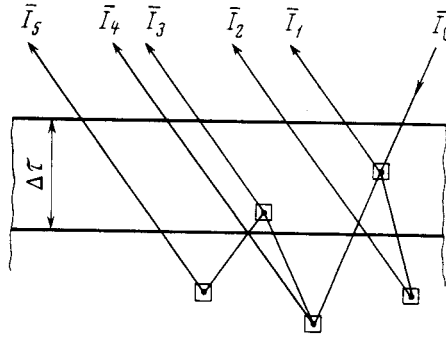
Транспонируем

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}(\nu, \theta, \psi; \nu', \pi - \theta_0, \pi + \psi_0) &= A \frac{\Delta \tau}{\mu \mu_0} \tilde{\beta}_+(\pi - \gamma_0) \hat{\delta}(\nu', -(\pi + \varphi_0)) \hat{\delta}(\nu, \varphi_s) \tilde{\beta}_+(\gamma_s) = \\ &= A \frac{\Delta \tau}{\mu \mu_0} \hat{i} \tilde{\beta}_+(\gamma_0) \hat{\delta}(\nu', -\varphi_0) \hat{\delta}(\nu, \pi + \varphi_s) \tilde{\beta}_+(\pi - \gamma_s) \hat{i}. \end{aligned}$$

Итак,

$$\tilde{\rho}(\nu, \theta, \psi; \nu', \pi - \theta_0, \pi + \psi_0) = \hat{i} \hat{\rho}(\nu', \theta_0, -\psi_0; \nu, \pi - \theta, \pi - \psi) \hat{i}. \quad (36)$$

Это соотношение является выражением принципа взаимности для поляризованного излучения в рассматриваемой задаче.



Фиг. 4. Отражение от полубесконечной атмосферы

6. Отражение от полубесконечной однородной среды

Применим принцип инвариантности по отношению к добавлению тонкого слоя к неограниченной с одной стороны атмосфере. Одновременно с дополнительными результатами получим подтверждение принципа (36).

Фиг. 4 показывает схему образования пяти типов лучей, отраженных от фотосферы и имеющих порядок по $\Delta\tau$ не выше первого.

Для сокращения записи опустим всюду множитель $A(1 - \epsilon)$, тогда имеем

$$I_1 = \hat{\beta}(v, \gamma, \varphi) \tilde{\beta}(v_0, \pi - \gamma_0, \pi - \varphi_0) \frac{\Delta\tau}{\mu} I_0,$$

$$I_2 = \int_0^\infty dv' \int_{2\pi} \mu' \hat{\rho}(v, \gamma, \varphi; v', \pi - \gamma', \pi + \varphi') \tilde{\beta}(v', \pi - \gamma', \pi + \varphi') \times \\ \times \tilde{\beta}(v_0, \pi - \gamma_0, \pi - \varphi_0) \Delta\tau I_0 d\omega',$$

$$I_3 = \int_0^\infty dv' \int_{2\pi} \frac{\mu_0}{\mu^2} \hat{\beta}(v, \gamma, \varphi) \tilde{\beta}(v'', \gamma'', -\varphi'') \hat{\rho}(v'', \gamma'', \varphi''; v_0, \pi - \gamma_0, \pi + \varphi_0) \Delta\tau I_0 d\omega'',$$

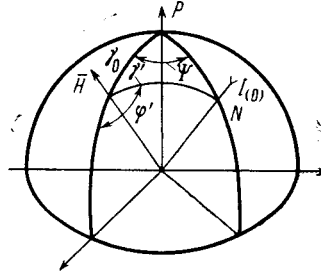
$$I_4 = \left(1 - \hat{\eta}(v, \gamma) \frac{\Delta\tau}{\mu}\right) \mu_0 \hat{\rho}(v, \gamma, \varphi; v_0, \pi - \gamma_0, \pi + \varphi_0) \left(1 - \hat{\eta}(v_0, \gamma_0) \frac{\Delta\tau}{\mu_0}\right) I_0,$$

$$I_5 = \int_0^\infty \int_0^\infty dv' dv'' \int_{2\pi} \int_{2\pi} \hat{\rho}(v, \gamma, \varphi; v', \pi - \gamma', \pi + \varphi') \tilde{\beta}(v', \pi - \gamma', \pi + \varphi') \times \\ \times \tilde{\beta}(v'', \gamma'', -\varphi'') \mu_0 \hat{\rho}(v'', \gamma'', \varphi''; \pi - \gamma_0, v_0, \pi + \varphi_0) I_0 d\omega' d\omega'' \Delta\tau.$$

Используя принцип инвариантности,

$$\frac{\hat{\eta}(v, \gamma)}{\mu} \hat{\rho}(v, \gamma, \varphi; v_0, \pi - \gamma_0, \pi + \varphi_0) + \hat{\rho}(v, \gamma, \varphi; v_0, \pi - \gamma_0, \pi + \varphi_0) \frac{\eta(v_0 \gamma_0)}{\mu_0} = \\ = \hat{\beta}(v, \gamma, \varphi) \frac{1}{\mu \mu_0} \tilde{\beta}(v_0, \pi - \gamma_0, \pi - \varphi_0) + \frac{1}{\mu_0} \int_0^\infty dv' \int_{2\pi} \hat{\rho}(v, \gamma, \varphi; v', \pi - \gamma', \pi + \varphi') \tilde{\beta}(v', \pi - \gamma', \pi + \varphi') d\omega' \tilde{\beta}(v_0, \pi - \gamma_0, \pi - \varphi_0) + \frac{1}{\mu^2} \hat{\beta}(v, \gamma, \varphi) \int_0^\infty dv'' \times \\ \times \int_{2\pi} \tilde{\beta}(v'', \gamma'', -\varphi'') \hat{\rho}(v'', \gamma'', \varphi''; v_0, \pi - \gamma_0, \pi + \varphi_0) d\omega'' + \int_0^\infty dv' \int_{2\pi} \hat{\rho}(v, \gamma, \varphi; v', \pi - \gamma', \pi + \varphi') \tilde{\beta}(v', \pi - \gamma', \pi + \varphi') d\omega' \int_0^\infty dv'' \int_{2\pi} \tilde{\beta}(v'', \gamma'', -\varphi'') \times \\ \times \hat{\rho}(v'', \gamma'', \varphi''; v_0, \pi - \gamma_0, \pi + \varphi_0) d\omega'' \times$$

Фиг. 5. Сферический треугольник P, H, N , связывающий углы γ', φ' и θ', ψ'



$$\begin{aligned} & \times \mu_0 \hat{\eta}(\nu, \gamma) \hat{\rho}(\nu, \gamma, \varphi; \nu_0, \pi - \gamma_0, \pi + \varphi_0) + \hat{\rho}(\nu, \gamma, \varphi; \nu_0, \pi - \gamma_0, \pi + \varphi_0) \times \\ & \times \hat{\eta}(\nu_0, \gamma_0) \mu = \left[\hat{\beta}(\nu, \gamma, \varphi) + \mu \int_0^\infty d\nu' \int_{2\pi} \hat{\rho}(\nu, \gamma, \varphi; \nu', \pi - \gamma', \pi + \varphi') \hat{\beta}(\nu', \pi - \right. \\ & \left. - \gamma', \pi + \varphi') d\omega' \right] \left[\hat{\beta}(\nu_0, \pi - \gamma_0, \pi - \varphi_0) + \mu_0 \int_0^\infty d\nu' \int_{2\pi} \hat{\beta}(\nu', \gamma', -\varphi') \times \right. \\ & \left. \times \hat{\rho}(\nu', \gamma', \varphi'; \nu_0, \pi - \gamma_0, \pi + \varphi_0) d\omega' \right]. \end{aligned}$$

Второе произведение в правой части можно преобразовать:

$$\begin{aligned} & \left[i\hat{\beta}(\nu_0, \gamma_0, -\varphi_0) + \mu_0 \int_0^\infty d\nu' \int_{2\pi} \hat{\rho}(\nu', \gamma', \varphi'; \nu_0, \pi - \gamma_0, \pi + \varphi_0) \hat{\beta}(\nu', \gamma', -\varphi') d\omega' \right] = \\ & = \left[\hat{\beta}(\nu_0, \gamma_0, -\varphi_0) + \mu_0 \int_0^\infty d\nu' \int_{2\pi} \hat{\rho}(\nu_0, \gamma_0, -\varphi_0; \nu', \pi - \gamma', \pi - \varphi') \times \right. \\ & \left. \times \hat{\beta}(\nu', \pi - \gamma', \pi - \varphi') d\omega' \right] \hat{i}. \end{aligned}$$

Вводя

$$\begin{aligned} \varphi(\nu, \gamma, \varphi) &= \hat{\beta}(\nu, \gamma, \varphi) + \mu \int_0^\infty d\nu' \int_{2\pi} \hat{\rho}(\nu, \gamma, \varphi; \nu', \pi - \gamma', \pi + \varphi') \times \\ & \times \hat{\beta}(\nu', \pi - \gamma', \pi + \varphi') d\omega', \end{aligned} \quad (37)$$

получим

$$(\hat{\rho}(\nu, \gamma, \varphi; \nu_0, \pi - \gamma_0, \pi + \varphi_0) \hat{i})_{ij} = \frac{\varphi_{ik}(\nu, \gamma, \varphi) \varphi_{jk}(\nu_0, \gamma_0, -\varphi)}{\mu_0 \eta_i(\nu, \gamma) + \mu \eta_j(\nu_0, \gamma_0)}. \quad (38)$$

Восстанавливая опущенный множитель в (37), имеем

$$\begin{aligned} \varphi(\nu, \gamma, \varphi) &= \hat{\beta}(\nu, \gamma, \varphi) + (1 - \varepsilon) A \int_0^\infty d\nu' \int_{2\pi} \hat{\rho}(\nu, \gamma, \varphi; \nu', \pi - \gamma', \pi + \varphi') \times \\ & \times \hat{\beta}(\nu', \pi - \gamma', \pi + \varphi') d\omega' \mu. \end{aligned} \quad (39)$$

Интегрирование ведется по нижней полусфере (для лучей, падающих вниз) по углам θ', ψ' . Связь между θ', ψ' и γ', φ' ясна из рассмотрения сферического треугольника PHN (фиг. 5).

7. Образование линий поглощения

Запишем уравнение переноса излучения

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{d}{d\tau} \bar{I}(\tau, \nu, \theta, \psi) &= (1 + \hat{\eta}(\gamma, \nu)) \bar{I}(\tau, \nu, \theta, \psi) - (1 - \varepsilon) \hat{\beta}(\nu, \gamma, \varphi) \times \\ & \times \int_0^\infty d\nu' \int_{2\pi} \hat{\beta}(\nu', \gamma', -\varphi') I(\tau, \nu, \gamma', \varphi') d\omega' - \frac{1 + \beta\tau}{2} (1 + \hat{\varepsilon}\eta(\nu, \gamma)) \hat{L}(\gamma) \bar{B}_0. \end{aligned} \quad (40)$$

Поскольку (38), (39) отличаются от соответствующих выражений (24), (25) [3] только учетом азимута и интегрированием по частоте, можно сразу аналогично (26) [3] записать для выходящего излучения:

$$\begin{aligned} \bar{I}(0, \nu, \theta, \psi) = \frac{1}{2} \left\{ \left(1 + \frac{\beta \mu}{1 + \eta} \right) \hat{L}(\gamma) - (1 - \varepsilon) \int_0^\infty d\nu' \int_{2\pi} \hat{\rho}(\nu, \theta, \varphi; \nu', \pi - \right. \\ \left. - \theta', \pi + \varphi)' \mu' (\hat{E} + \beta \mu' \left(\frac{\hat{1}}{1 + \eta(\gamma')} \right) \hat{L}(\gamma') d\omega' \right\} \bar{B}_0. \end{aligned} \quad (41)$$

Выводы

Рассматривалось образование резонансной линии в слабом магнитном поле. При выводе матрицы рассеяния учитывались фазовые связи излучения с различных подуровней.

Показано, что матрицу рассеяния можно представить в виде произведения двух взаимно обратных матриц, зависящих соответственно от углов, определяющих направления падающего и рассеянного луча с магнитным полем.

Таким образом, оказывается возможным использовать алгоритм решения, развитый в [3], где пренебрегалось фазовыми связями рассеянного излучения.

Нужно отметить, что окончательные формулы (38), (39) еще можно упростить, что будет сделано в следующей работе.

Май 1969 г.

Литература

1. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 3.
2. D. Hamilton. Astrophys. J., 1947, 106, 457.
3. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 37, 56.
4. Д. Н. Рачковский. Дисс. ЛГУ, 1963.
5. В. Н. Обридко. В сб. «Солнечная активность», № 3, изд-во «Наука», 1968.

ОПЫТ НАБЛЮДЕНИЙ ВЕНЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ТЕЛЕВИЗИОННОЙ СИСТЕМЫ

В. В. Прокофьева, С. И. Услибер

Наблюдения Венеры в ультрафиолетовой ($\lambda_{\text{эфф}} = 3700 \text{ \AA}$) и красной ($\lambda_{\text{эфф}} = 7400 \text{ \AA}$) областях спектра проведены в Крымской астрофизической обсерватории с помощью высокочувствительной телевизионной установки. На снимках планеты в красной области спектра деталей не обнаружено. В ультрафиолетовой области спектра облака зарегистрированы во все дни наблюдений. Средняя величина их контраста 0,3; наибольший зарегистрированный контраст равен 1,0, наименьший — 0,06.

Приведены фотографии Венеры.

OBSERVATIONS OF VENUS MADE WITH THE T.V. DEVICE, by V. V. Prokofieva, S. I. Usliber. — The photographs of Venus in ultraviolet and red light have been taken with the high-sensitive T.V. device at the Crimean astrophysical observatory.

No markings on Venus were observed in red light. The photographs of markings in ultraviolet light were obtained during all the dates of observations. The average value of their contrast is 0.3, the greatest and the least ones are 1.0 and 0.06 respectively. The photographs of Venus are given.

Задачей работы является оценка возможностей применения высокочувствительной телевизионной аппаратуры для получения прямых снимков больших планет, в частности Венеры. Наиболее интересны наблюдения Венеры в ультрафиолетовой области спектра. Регистрация наблюдаемых в этой области облаков обычным фотографическим методом представляет некоторые трудности вследствие малого контраста их изображений, а также вследствие необходимости больших экспозиций при наблюдениях в узких фильтрах. Обычно хорошие снимки облаков получают на телескопах среднего и большого размеров в условиях хороших изображений [1—4].

Нами была предпринята попытка наблюдений Венеры в ультрафиолетовой и красной областях спектра на телескопе небольшого размера в условиях среднего качества изображений. Использовался менисковый телескоп МТМ-500 ($D = 500 \text{ мм}$, $F = 6,5 \text{ м}$). Увеличение эквивалентного фокусного расстояния производилось при помощи объектива, устанавливаемого после фокуса телескопа и дававшего пятикратное увеличение. Вся оптическая система имела 10 отражающих и преломляющих поверхностей. Каждая из них вносила искажения в изображение и создавала дополнительный рассеянный свет. В результате коэффициент передачи контраста был довольно низким, что затрудняло наблюдения малоконтрастных деталей. Однако телевизионный метод наблюдений позволил получить изображения деталей на диске Венеры, несмотря на недостатки данной оптической системы. Это объясняется тем, что по сравнению с обычной фотографией телевизионный метод обладает большей контрастной чувствительностью и большим квантовым выходом.

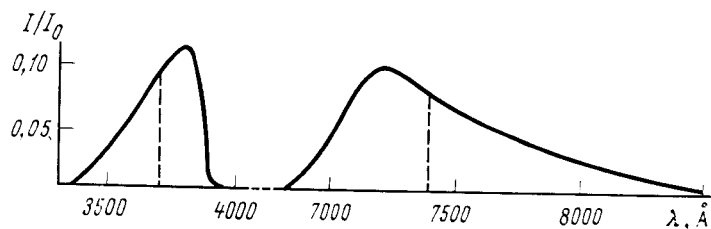
В качестве передающей телевизионной трубки использовался высокочувствительный суперортикон с дополнительным каскадом ЭОП [5]. Вход-

ной фотокатод — мультищелочной. Для работы была отобрана трубка, имеющая лучшую равномерность чувствительности по полю. Разрешающая способность телевизионной системы 15 *штрих/мм* при размере изображения на фотокатод 30×30 мм.

Наблюдения проводились в двух спектральных областях: ультрафиолетовой ($\lambda_{эфф} = 3700$ Å) и красной ($\lambda_{эфф} = 7400$ Å). На фиг. 1 приведены кривые реакции аппаратуры в этих областях для источника излучения типа Солнца (спектральный класс G2). По оси абсцисс отложены длины волн в ангстремах, по оси ординат — доля используемого света. За единицу принято количество энергии, регистрируемое без фильтров в максимуме спектральной чувствительности фотокатода. Комбинации фильтров КС-19 (3 мм) и НС-6 (2 мм) для красной области и УФС-2 (2 мм) и СЗС-10 (3 мм) для ультрафиолетовой были подобраны так, чтобы яркость получаемого изображения Венеры в обоих случаях была почти одинаковой. В красной области изображение планеты получалось все же несколько ярче. Однако это не мешало вести наблюдения Венеры в обеих областях спектра в одном и том же режиме работы телевизионной системы.

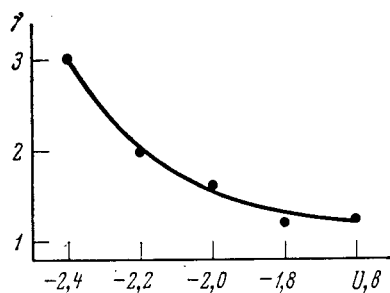
Наблюдения Венеры проводились с конца января до середины марта 1969 г. в условиях вечерней видимости планеты. Фокусировка производилась по изображению Венеры на телевизионном экране в красной и ультрафиолетовой областях отдельно. Величина дрожаний оценивалась в долях диаметра изображения Венеры. В случае очень плохих изображений наблюдения не проводились. Отмечено, что сразу после захода Солнца изображения обычно хуже, чем перед наступлением астрономической ночи. Фотографирование планеты велось в моменты наилучшей ее видимости, которые оценивались по четкости изображения яркого края диска Венеры на телевизионном экране. Снимки, полученные в таких условиях, в среднем более четкие, чем выполненные в произвольные моменты времени. Лучшее угловое разрешение, полученное на снимках в ультрафиолетовой области спектра, составляло $2''$, в красной — $1'',5$. Изображения Венеры с телевизионного экрана фотографировались на мелкозернистую фото пленку «Микрат-200». Масштаб изображения на пленке $15''/\text{мм}$. Для проявления использовался проявитель А-12. Время экспозиции было взято равным 1 сек. Выбор сравнительно большого времени экспозиции был обусловлен желанием усреднить на фотографической пленке информацию нескольких телевизионных кадров (в данном случае 12) для увеличения отношения сигнал/шум и уменьшения тем самым зернистости, обусловленной дробовым эффектом тока пучка суперорбитона. Яркость экрана кинескопа подбиралась такой, чтобы плотность фона на негативах не превышала 0,2.

Для калибровки снимков Венеры использовался специальный ступенчатый ослабитель, дающий 24 градации яркости. Пропускание соседних ступенек отличалось на 10—20%. Изображение ослабителя проектировалось на фотокатод суперорбитона без фильтров в размере, несколько превосходящем размер изображения Венеры. При этом ширина ступенек была сравнима с шириной серпа планеты. Ослабитель фотографировался строго в тех же режимах работы телевизионной системы, что и Венера.



Фиг. 1. Кривые реакции аппаратуры в ультрафиолетовой и красной областях спектра

Фиг. 2. Зависимость коэффициента контрастности γ телевизионной системы от напряжения на сетке мишени суперортикона

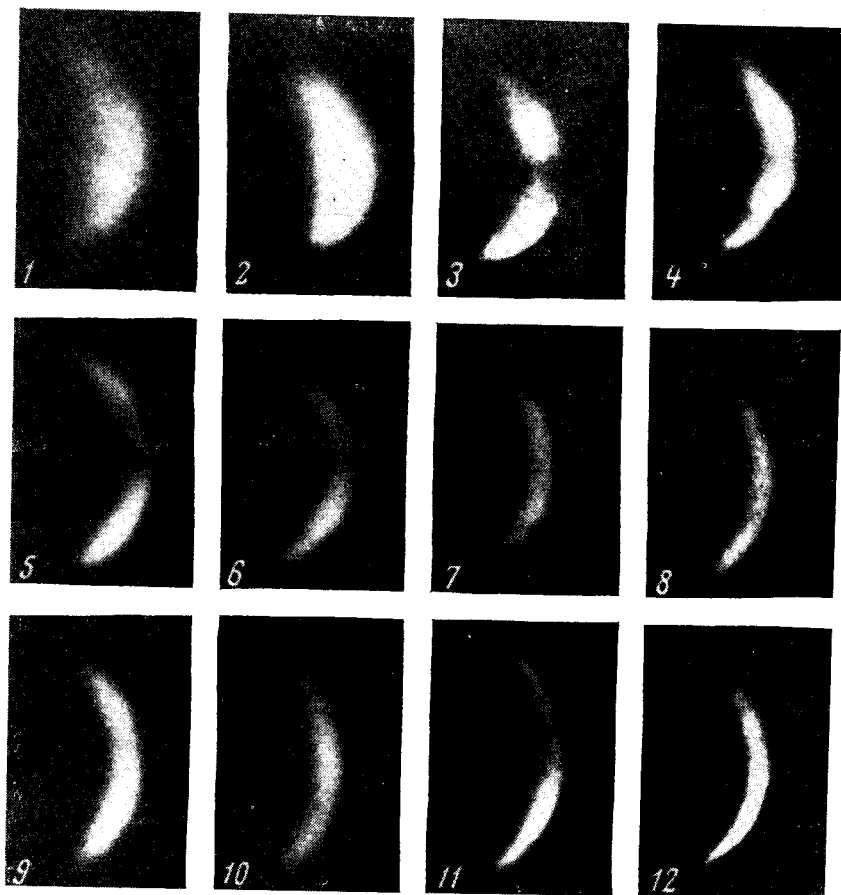


Режим работы суперортикона подбирался таким образом, чтобы обеспечить наибольшую контрастную чувствительность всей аппаратуры. Для этого были сделаны фотографии ступенчатого ослабителя при разных режимах суперортикона. По ним был определен коэффициент контрастности γ , дающий угол наклона линейного участка характеристической кривой, определяемой для всей системы, регистрирующей изображение объекта (телевизионная установка плюс фотопленка). На фиг. 2 приведены результаты определения γ в зависимости от напряжения U на сетке мишени суперортикона. Видно, что с уменьшением U сильно растет γ . Наблюдения Венеры проводились в большинстве случаев при напряжении на сетке мишени $U = -2,2 \div -2,0$ в. Результаты наблюдений представлены в таблице.

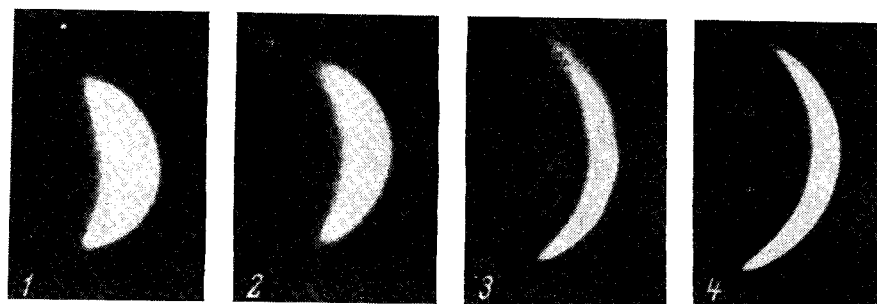
№ п/п	Дата, 1969 г.	T	z	Качество изображения	γ	K	n
1	28.I	15 ^h 45 ^m	54°	Плохое	—	—	3
2	1.II	15 05	68	»	—	—	3
3	2.II	16 10	61	Хорошее	1,0	1,0	2
4	10.II	16 30	70	»	2,3	0,15	2
5	16.II	17 30	85	»	1,7	0,22	3
6	21.II	16 40	82	Среднее	1,4	0,32	3
7	22.II	17 15	77	Хорошее	2,1	0,06	2
8	23.II	16 45	81	Среднее	2,4	0,06	2
9	26.II	18 05	67	»	2,4	0,07	2
10	5.III	17 00	64	»	1,7	0,07	3
11	6.III	17 20	61	Хорошее	1,6	0,46	4
12	9.III	17 00	62	»	2,7	0,26	2

Во втором столбце — дата наблюдений, в третьем — момент наблюдений T (всемирное время), в четвертом — зенитное расстояние Венеры z , в пятом — оценка качества изображений, в шестом — коэффициент контрастности γ , при котором получены снимки Венеры в данный день, в седьмом — контраст облаков в ультрафиолетовой области спектра, определенный по формуле $K = (B_{\max} - B_{\min})/B_{\min}$, где $B_{\max}$ — максимальная яркость изображения Венеры, $B_{\min}$ — минимальная яркость в области изображения пятна. Отношения $B_{\max}/B_{\min}$ определялись по измерениям оптической плотности негативов в области изображений наиболее ярких участков диска Венеры (исключая рога) и в области изображений облаков. По известному γ осуществлялся переход от почернения к логарифму отношения интенсивностей.

Фотографии Венеры в ультрафиолетовой и красной областях спектра приведены на фиг. 3 и 4 соответственно. Фотографии, полученные в ультрафиолетовой области, представлены для всех дней наблюдений. Фотографии, полученные в красной области, даны лишь за четыре избранных дня, так как никаких деталей на снимках Венеры в этой области замечено не



Фиг. 3. Телевизионные снимки Венеры в ультрафиолетовой области
Номера под фотографиями соответствуют порядковым номерам дат наблюдений (столбец 1
таблицы)



Фиг. 4. Телевизионные снимки Венеры в красной области спектра
Номера под фотографиями соответствуют: 1 — 2 и 2 — 10 февраля, 3 — 6 и 4 — 9 марта

было в течение всех наблюдений. При получении отпечатков изображений Венеры был применен комбинированный метод увеличения контраста: использовался метод многократной печати, при котором повышается контраст и усредняются шумы и дефекты на отдельных кадрах, и метод повышения контраста путем перепечатывания с негатива на позитив, с позитива на негатив и т. д. [6]. Поскольку видимость облаков на телевизионных снимках хорошая, то для получения составных снимков обычно брались 2—3 лучших негатива. В восьмом столбце таблицы приведено число оригинальных снимков, которые использовались для составления.

На всех снимках в ультрафиолетовой области спектра, полученных в течение 12 дней, зарегистрированы облака (см. фиг. 3). Видны темные полосы, расположенные вдоль экватора интенсивности и вблизи рогов. Южная часть серпа обычно всегда ярче. Возможно, этот эффект частично вызван влиянием земной атмосферы, так как изображение южной части серпа всегда более четко. Наибольший контраст на диске Венеры зарегистрирован 2 февраля. Отношение яркости наиболее светлой части планеты к яркости пятна составляет 2. Едва заметные облака, находящиеся на пределе регистрации, отмечены 22, 23, 26 февраля и 5 марта. В остальные дни контраст облаков 20—40%.

Результаты наблюдений показывают возможность регистрации облаков Венеры в ультрафиолетовой области спектра с помощью телевизионной системы на небольшом телескопе в условиях среднего качества изображений. Большое значение при наблюдениях таких малоконтрастных и непостоянных образований имеет возможность регулирования контраста телевизионного изображения (произвольное изменение γ приемника света).

В заключение авторы выражают благодарность ст. инженеру А. Н. Абраменко за обсуждение методики наблюдений, а также лаборанту А. К. Дабахову, аспирантам П. П. Петрову и А. В. Миронову за помощь при наблюдениях.

Май 1969 г.

Л и т е р а т у р а

1. F. E. Ross. *Astrophys. J.*, 1928, 68, 57.
2. G. Kuiper. *Astrophys. J.*, 1954, 120, 603.
3. A. Dolfuss. *Astronomie*, 1960, 74, 375.
4. В. В. Шаронов. Планета Венера. Изд-во «Наука», 1965.
5. А. Н. Абраменко, В. В. Прокофьева, П. П. Петров. *Астрон. цирк.*, 1968, № 491.
6. В. В. Шаронов. *Природа планет*. Физматгиз, 1958, стр. 95.

ЗОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ

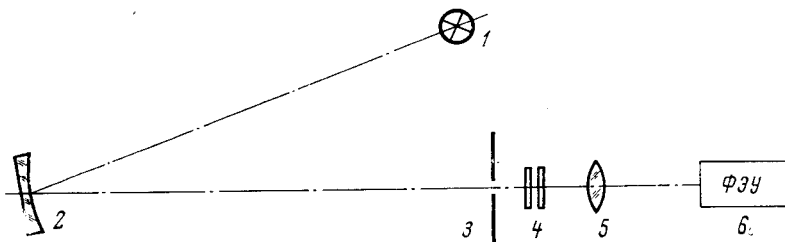
А. А. Русак, Э. И. Терез

Измерены зонные характеристики фотоумножителей ФЭУ-22, ФЭУ-39А, ФЭУ-62, ФЭУ-64, ФЭУ-79, ЕМІ 9502В, ЕМІ 6256В и обнаружено, что они значительно изменяются в разных спектральных интервалах при небольшой апертуре пучка света, падающего на фотоумножитель (1 : 12). По-видимому, изменение зонных характеристик можно объяснить фотоэффектом с первого динода ФЭУ. Учитывая эффект изменения зонных характеристик, вычислен оптимальный размер светового пятна для ФЭУ-64 и ФЭУ-79 и показано, что конструкция фотометра должна обеспечивать полное воспроизведение положения фотоумножителя.

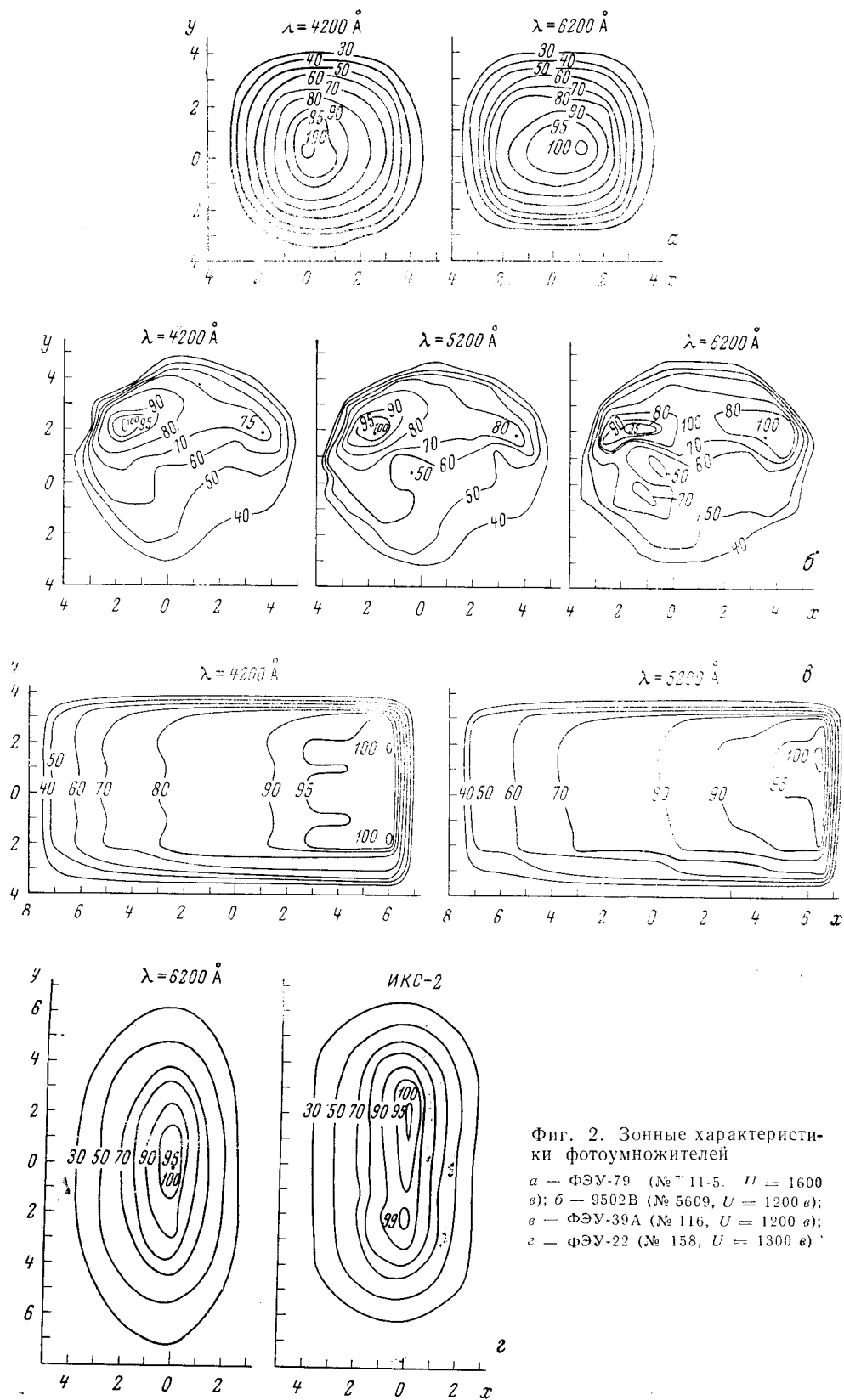
THE STUDY OF THE DISTRIBUTION OF RELATIVE SENSITIVITY OVER THE PHOTOCATHODES OF PHOTOMULTIPLIERS, by A. A. Rusak, E. I. Terez.— The distribution of relative sensitivity over the photocathodes of photomultipliers: types ФЭУ-22, ФЭУ-39А, ФЭУ-62, ФЭУ-64, ФЭУ-79, ЕМІ 9502В, ЕМІ 6256В has been measured. They are found, to vary considerably with the wavelength of the light used, when the aperture of the light, falling on the photomultiplier, is not large (1 : 12). The wavelength dependence is probably due to the photoeffect of the first dynode of the photomultiplier. Taking into consideration the variation effect of the relative sensitivity distribution over the photocathodes, the optimum dimension of the light spot for ФЭУ-64 and ФЭУ-79 has been calculated. It is shown that the construction of a photometer has to guarantee the perfect reproduction of the photomultiplier position.

Хорошо известно, что зонные характеристики фотоумножителей очень неравномерны [1, стр. 280]. Из-за этой неравномерности при регистрации слабых световых потоков необходимо сфокусировать весь свет в точку фотокатода, имеющую максимальную чувствительность. С другой стороны, при небольших размерах светового пятна небольшое перемещение его по фотокатоду вызывает сильное изменение сигнала фотоумножителя. Очевидно, что для каждого экземпляра ФЭУ можно найти оптимальный размер светового пятна и его положение на фотокатод. Целью данной работы было изучение в разных участках спектра зонных характеристик для наиболее часто используемых в фотометрии фотоумножителей, а также исследование оптимальных условий засветки фотокатодов этих ФЭУ.

Измерение зонных характеристик фотоумножителей проводилось на установке, оптическая схема которой представлена на фиг. 1. Источником



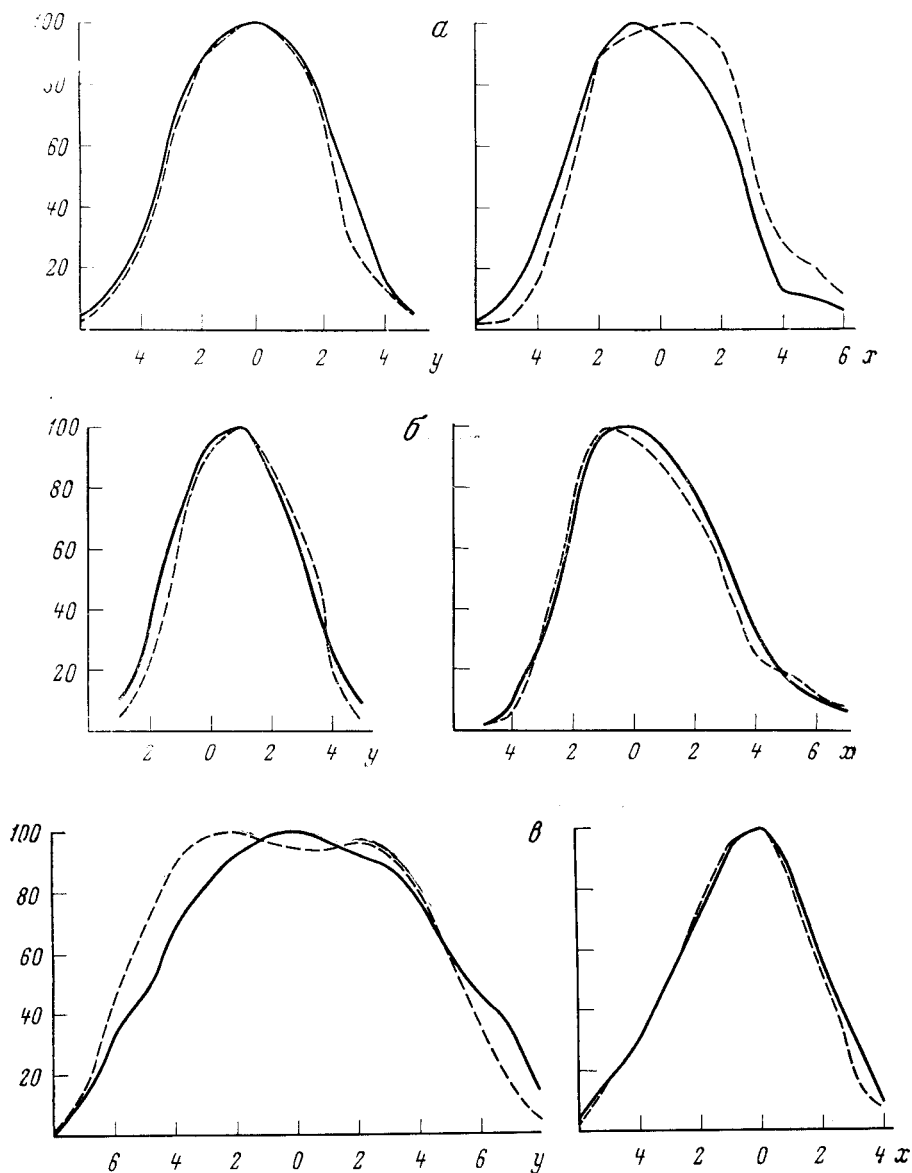
Фиг. 1. Схема установки для снятия зонных характеристик фотоумножителей



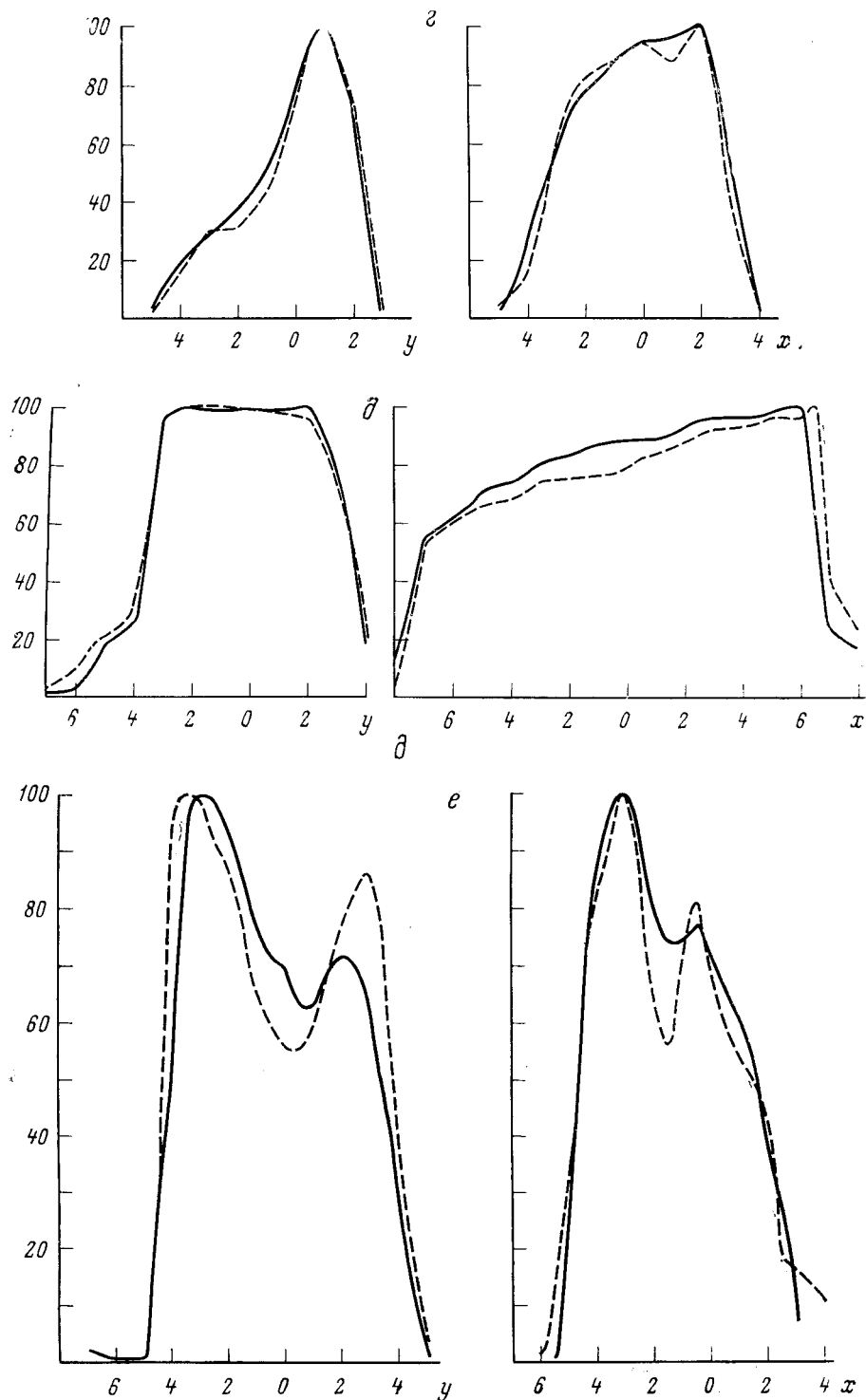
Фиг. 2. Зонные характеристики фотоумножителей

а — ФЭУ-79 (№ 11-5, $U = 1600$ в);
 б — 9502В (№ 5609, $U = 1200$ в);
 в — ФЭУ-39А (№ 116, $U = 1200$ в);
 г — ФЭУ-22 (№ 158, $U = 1300$ в).

света является ленточная вольфрамовая лампа 1 типа ЛЛС-0,7, питаемая от стабилизированного выпрямителя ВС-25, обеспечивающего стабильность тока лампы до 0,02%. С помощью сферического зеркала 2 изображение нити лампы строится в плоскости щели 3. Щель, ограниченная по высоте, вырезает центральную часть изображения нити лампы. Затем световой поток через камеру 4, в которую могут помещаться различные светофильтры, попадает на объектив-ахромат 5. Этот объектив находится от щели 3 на двойном фокусном расстоянии и, следовательно, с другой стороны на фотокатоде фотоумножителя 6 строит центральную часть изображения нити



Фиг. 3. Разрезы чувствительности фотоумножителей по фотокатоду в разных a — ФЭУ-79 (№ 11-5, $U = 1600$ в); $б$ — ФЭУ-64 (№ 27-7, $U = 1100$ в); $в$ — ФЭУ-22 (№ 158, $U = 1200$ в). Для кислородных фотоумножителей ФЭУ-22 и ФЭУ-62 сплошные кривые — измерения с фильтром $\lambda_{\max} = 4200$ Å, штриховая — с фильтром $\lambda_{\max} = 5200$ Å.



ДЛИНАХ ВОЛН

$= 1300 \text{ \AA}$; z — ФЭУ-62 (№ 8, $U = 1200 \text{ В}$); d — ФЭУ-39А (№ 116, $U = 1200 \text{ В}$); e — ЕМІ 9502В
измерения с интерференционным светофильтром $\lambda_{\text{max}} = 6200 \text{ \AA}$, штриховые — с фильтром ИКС-2,
 $\lambda_{\text{max}} = 6200 \text{ \AA}$. Для остальных фотоумножителей сплошные кривые — измерения с фильтром

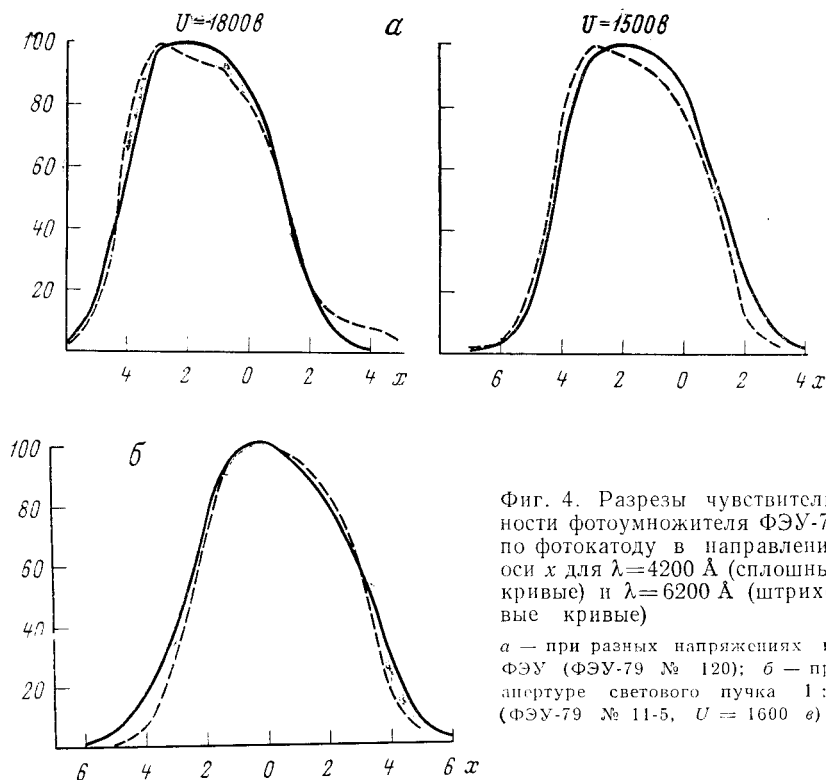
лампы. При этом апертура пучка света, падающего на фотокатод, равна 1 : 12. Возможна замена стандартного объектива 5 более светосильным, позволяющим получить апертуру светового пучка 1 : 2. Исследуемый фотомножитель помещается в стальном стакане, который укреплен на каретке, имеющей два взаимно-перпендикулярных движения. При измерениях световой пучок на фотокатод ФЭУ имеет размеры $0,2 \times 0,2$ мм. Для выделения спектральных интервалов использовались интерференционные светофильтры с $\lambda_{\text{max}} = 4200, 5200, 6200$ Å и полушириной 100 Å, а при исследовании кислородно-цезиевых фотомножителей — стеклянный светофильтр ИКС-2 толщиной 2 мм ($\lambda_{\text{эфф}} \approx 1$ мкм). Измерение зонных характеристик проводилось по точкам через 0,5 мм.

Результаты измерений

В процессе работы были измерены зонные характеристики фотомножителей ФЭУ-39А, ФЭУ-22, ФЭУ-62, ФЭУ-64 [1, стр. 336], мультищелочных ФЭУ-79 и ФЭУ-79 со слюдяным окном [2], а также английских ЕМІ 9502В и ЕМІ 6256В по несколько экземпляров каждого типа. На фиг. 2 приведены типичные зонные характеристики этих фотомножителей. Начало координат соответствует геометрическому центру фотокатода ФЭУ. При измерениях фотомножители всегда располагались так, что ось y была параллельна длине коробки первого динода ФЭУ (или направлению жалюзи в английских фотомножителях). Фотомножители ФЭУ-64, ФЭУ-79 и ФЭУ-79 со слюдяным окном имеют подобные зонные характеристики. Поэтому на фиг. 2, а приведена характеристика одного из этих ФЭУ. Точно так же для фотомножителей ЕМІ 9502В и ЕМІ 6256В дана одна «типовая» зонная характеристика на фиг. 2, б.

Анализ фиг. 2 показывает, что зонные характеристики фотомножителей в разных участках спектра неодинаковы. Максимум чувствительности фотокатода, как правило, не совпадает с его геометрическим центром, и его положение заметно смещается для разных длин волн. Наибольшее изменение чувствительности фотомножителя по фотокатоду происходит в направлении оси x (в фотомножителях ФЭУ-22, наоборот, наибольшие изменения вдоль оси y). Это особенно хорошо видно из фиг. 3, где изображены «разрезы» чувствительности фотомножителей по осям x и y , проведенные через максимум чувствительности фотокатода (при $\lambda = 6200$ Å для кислородно-цезиевых фотомножителей и при $\lambda = 4200$ Å для всех остальных ФЭУ).

Наиболее вероятными причинами изменения зонных характеристик фотомножителей в разных участках спектра могут быть следующие: 1) неодинаковость спектральной характеристики различных точек самого фотокатода [1, стр. 123], 2) фотоэффект с первого динода, 3) различие энергии электронов, эмиттированных фотокатодом, что приводит к изменению коэффициента вторичной электронной эмиссии первого динода [3]. На фиг. 4 приведены результаты дополнительных исследований зонных характеристик фотомножителей, сделанных при разных анодных напряжениях и при большой апертуре (1 : 2) пучка света, падающего на фотокатод. Как видно из графиков, даже большое изменение напряжения на ФЭУ (с 1800 до 1500 в для ФЭУ-79) не приводит к изменению зонной характеристики. В то же время при большой апертуре светового пучка эффект изменения зонной характеристики ФЭУ в разных цветах практически исчезает (см. фиг. 3, а и 4, б). Все это приводит к выводу, что по-видимому, основная причина изменения зонных характеристик — различный вклад фотоэффекта с первого динода в общий фототок фотомножителя. Заметим также, что изменение зонных характеристик с длиной волны у ФЭУ-64 значительно меньше, чем у ФЭУ-79, фотокатод которого более прозрачен. И наконец, прямые изменения зонных характеристик фотокатода (фотомножитель при



Фиг. 4. Разрезы чувствительности фотоумножителя ФЭУ-79 по фотокатоду в направлении оси x для $\lambda = 4200 \text{ Å}$ (сплошные кривые) и $\lambda = 6200 \text{ Å}$ (штриховые кривые)

a — при разных напряжениях на ФЭУ (ФЭУ-79 № 120); $б$ — при апертуре светового пучка 1:2 (ФЭУ-79 № 11-5, $U = 1600 \text{ В}$)

этом использовался как фотоэлемент, анодом которого служил первый диод) не обнаружили заметного эффекта изменения зонных характеристик с длиной волны (кроме ФЭУ-22, у которых есть небольшое изменение зонных характеристик).

Эффект изменения зонных характеристик фотоумножителей очень нежелателен при фотометрических измерениях. Он приводит к изменению спектральной характеристики фотоумножителя, если световой поток падает в разные места фотокатода. Очевидно, что чем больше размер светового пятна на фотокатоде, тем меньше будет сказываться изменение спектральной характеристики ФЭУ. Но при этом происходит некоторая потеря сигнала. Для наиболее широко употребляющихся в отечественных фотометрах фотоумножителей ФЭУ-64 и ФЭУ-79 приведены величины относительной потери сигнала в зависимости от размера светового пучка, падающего на фотокатод. Расчеты сделаны методом графического интегрирования по усредненным зонным характеристикам. При расчетах сигнал от фотоумножителя, если весь свет собран в максимум чувствительности фотокатода ФЭУ, принят за единицу. Считается также, что интенсивность света по сечению светового пучка равномерна.

Диаметр светового пятна на фотокатоде, мм	0,2	0,5	1	2	3	4	5	6
Относительная величина сигнала ФЭУ	1	0,99	0,98	0,96	0,93	0,88	0,80	0,64

Из приведенных данных видно, что при увеличении диаметра светового пятна более чем на 5 мм происходит быстрое падение сигнала фотоумножителя. В то же время из фиг. 3, a видно, что при изменении длины волны светового пучка всего на 2000 Å, от 4200 до 6200 Å, максимум чувствительности ФЭУ-79 сместился на 2 мм. Очевидно, что оптимальный размер светового пятна на фотокатоде диаметром 4—5 мм для ФЭУ-79 и 3—4 мм для ФЭУ-64.

Для некоторых физических задач (например, для измерения пропускания объективов, монохроматоров и др.) необходимо отобрать фотоумножитель, имеющий площадку фотокатода диаметром не менее 3—5 мм, очень равномерную по чувствительности. Для этого дополнительно к названным типам фотоумножителей были исследованы зонные характеристики ФЭУ-15, ФЭУ-16, ФЭУ-52, ФЭУ-67 и солнечно-слепого фотоумножителя ФЭУ-57 [4]. Из всех этих фотоумножителей только у одного экземпляра ФЭУ-52 (из четырех) была найдена площадка на фотокатоде диаметром 5 мм, центр которой находился в 1 мм от геометрического центра фотокатода и которая имеет неравномерность чувствительности не более $\pm 1\%$. Из десяти экземпляров ФЭУ-57 был выбран один, имеющий площадку диаметром 4 мм с неравномерностью $\pm 5\%$.

Выводы

Эффект изменения зонных характеристик фотоумножителей в разных длинах волн приводит к тому, что при точных измерениях спектральных характеристик фотоумножителей нужно специально оговаривать размер и положение светового пятна на фотокатоде. При многоцветной фотометрии целесообразно измерять кривую реакции всего фотометра в целом, так как при этом условия засветки ФЭУ точно такие же, что и при наблюдениях на телескопе. В конструкциях фотометров размер светового пятна на фотокатоде ФЭУ должен быть оптимальным, а пучок света, падающий на фотокатод, иметь возможно большую апертуру. При этом, несмотря на то, что максимум чувствительности фотокатода смещается в разных длинах волн, практически целесообразно сфокусировать световой поток в *геометрический центр фотокатода* ФЭУ. Это упрощает конструкцию стакана фотоумножителя, которая бы обеспечила полную воспроизводимость положения ФЭУ.

Май 1969 г.

Литература

1. Н. А. Соболева, А. Г. Берковский, Н. О. Чечик, Р. Е. Елисеев. Фотоэлектронные приборы. Изд-во «Наука», 1965.
2. Б. М. Глуховский, Э. И. Терез. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 294.
3. J. M. Vreux, G. Marette. J. Sci. Instr., 1968, 1, 668.
4. Н. К. Даниленко, А. И. Разумовская. ПТЭ, 1966, № 3, 212.