

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

---

ИЗВЕСТИЯ  
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXV



---

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА — 1961

Редакционная коллегия

Член-корр. АН СССР *А. Б. Северный* (ответственный редактор);  
член-корр. АН СССР *Э. Р. Мустель*,  
доктор физ.-мат. наук *В. Б. Николов*,  
кандидат физ.-мат. наук *П. П. Добронравин* (заместитель ответственного редактора),  
кандидат физ.-мат. наук *Л. С. Галкин* (ответственный секретарь)

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЦЕФЕИД В ВИДИМОЙ  
И ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА

В. В. Прокофьева

Получено 389 фотоэлектрических наблюдений в трех цветах (с эффективными длинами волн 4800, 7700 и 9200 Å) семи цефеид: RT Aur, RX Cam, SU Cas, Y Oph, S Sge, T Vul,  $\alpha$  UMi. Эти цефеиды различаются по форме кривой блеска и принадлежат как к плоской, так и к сферической подсистемам Галактики. Получены их кривые блеска в трех областях спектра, а также кривые цветовых эквивалентов ( $C_{4800/7700}$  и  $C_{7700/9200}$ ). Отмечена нестабильность «синей» кривой блеска RX Cam. По относительной величине запаздывания кривых блеска исследованных цефеид для различных длин волн получена средняя величина запаздывания кривых блеска на единицу длины волны, равная  $0,06 \pm 0,03$  периода/микрон.

Метод Блексли позволил по амплитудам блеска в трех областях спектра получить для каждой цефеиды температуры в максимуме и минимуме блеска, а также относительную величину изменения их радиусов. Одновременно метод Блексли позволил проверить, насколько близко можно аппроксимировать излучение цефеид в исследуемой области спектра излучением абсолютно черного тела. Небольшие отступления от закона Планка замечены для четырех цефеид (SU Cas, T Vul, S Sge, RT Aur). Для этих звезд оценены возможные амплитуды изменения пашеновского скачка в течение цикла.

На основе полученных нами температур и относительных величин изменения радиусов вычислены болометрические амплитуды блеска наблюдавшихся цефеид.

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF CEPHEIDS IN THE VISIBLE AND INFRARED SPECTRAL REGION, by V. V. Prokofyeva.—389 three-colour photoelectric observations (effective wave-lengths 4800 Å, 7700 Å, 9200 Å) are made for seven Cepheids: RT Aur, RX Cam, SU Cas, Y Oph, S Sge, T Vul,  $\alpha$  UMi. These stars have different light curves and belong to the flat and spherical components of the Galaxy. Their light curves in the three effective wave-lengths and also the colour equivalent curves ( $C_{4800/7700}$ ,  $C_{7700/9200}$ ) are obtained. The non-stationarity of the blue light curve for RX Cam is noted. The mean value of the lag of the light curves in unit of wave-length equal to  $0.06 \pm 0.03$  period/micron is derived from the relative value of the lag of the light curves of the studied Cepheids in different wave-lengths.

By applying Bleksley's method it is possible to determine the temperatures at maximum and minimum brightness, and also the relative variations of radius for each Cepheid from the brightness amplitudes in the three effective wave-lengths. Bleksley's method also made possible a conclusion on the approximation of Cepheid radiation in the investigated spectral region by the black body curve. Small deviations from the Planck law are noted for 4 Cepheids (SU Cas, T Vul, S Sge, RT Aur). For these four stars the possible amplitudes of variation of the Paschen jump during a cycle are estimated.

The bolometric brightness amplitudes of the observed Cepheids are calculated on the basis of the derived temperatures and relative values of radius variations.

## Введение

Цефеиды являются одной из наиболее полно и всесторонне изученных групп переменных звезд. Описанию их характеристик посвящено несколько монографий и огромное количество статей (см., например, [1,2]). Спектральные наблюдения дают возможность детально анализировать их атмосферы, но наряду с этим большое значение имеют и фотометрические наблюдения. Последние дают, конечно, меньше данных для изучения физических характеристик звезд, но зато позволяют изучать значительно большее число звезд. К настоящему времени получены длинные ряды визуальных и фотографических наблюдений цефеид.

В последнее десятилетие успешное применение электрофотометрии позволило получить более точные кривые блеска цефеид в различных спектральных областях. Однако подавляющее большинство таких наблюдений относится к видимой, наиболее доступной области спектра. Материалы наблюдений, относящиеся к ультрафиолетовой и инфракрасной областям спектра, весьма скудны.

Особенно бедна наблюдениями инфракрасная область, где проведение наблюдений затруднено отсутствием приемника инфракрасного излучения, обладающего достаточно высокой чувствительностью и при этом удобного для эксплуатации. Используя обычный кислородно-дезенный фотоэлемент, Дж. Холл наблюдал  $\zeta$  Cep [3] в инфракрасной области ( $\lambda_{эф} = 7400 \text{ \AA}$ ), а А. Беннет получил инфракрасные кривые блеска ( $\lambda_{эф} = 8000 \text{ \AA}$ ) для S Sge [4] и RT Aur [5]. Наиболее длинноволновые кривые блеска ( $\lambda_{эф} = 10\,300 \text{ \AA}$ ) получили Дж. Стеббинс, Г. Крон и Дж. Смит для трех цефеид:  $\delta$  Cep,  $\alpha$  UMi,  $\eta$  Aql [6—8]. В более далекой инфракрасной области имеются только радиометрические наблюдения цефеид, проведенные Петтитом и Никольсоном [9] для  $\delta$  Cep и  $\eta$  Aql.

Небольшое количество полученных инфракрасных кривых блеска подтверждает известный для видимой области спектра факт, что амплитуды блеска цефеид уменьшаются по мере продвижения в более длинноволновую область спектра. О. А. Мельников [10] указывает, что величина этого уменьшения амплитуды в инфракрасной области не согласуется с величиной, полученной из предположения, что цефеиды излучают как абсолютно черные тела. Беннетом отмечено увеличение относительного размера вторичного горба S Sge в инфракрасной области спектра [4].

Несомненный интерес представляет дальнейшее накопление наблюдений цефеид в инфракрасной области спектра. Существенно проследить, как ведут себя в этой области кривые блеска цефеид, относящихся к различным подгруппам как по типу кривых блеска, так и по типу населения Галактики.

Большое значение имеет также исследование вопроса о возможности аппроксимации излучения цефеид излучением абсолютно черного тела. В частности, это важно для применения метода А. Блексли [11], позволяющего в случае, если цефеиды излучают как черные тела, определять их температуры в максимуме и минимуме блеска, а также относительные

величины изменения их радиусов, используя только монохроматические амплитуды блеска цефеид, полученные в трех и более областях спектра.

Вопрос аппроксимации излучения цефеид законом Планка обсуждался в литературе неоднократно [11—15].

Резюмируя эти работы, можно сказать, что в видимой области спектра излучение цефеид отличается от излучения абсолютно черного тела не больше, чем излучение обычных звезд тех же спектральных классов. В инфракрасной области этот вопрос почти не исследовался. О. А. Мельников, сравнивая наблюдения одних и тех же цефеид в различных областях спектра, пришел к выводу, что в инфракрасной области возможны сильные отступления от закона Планка [10].

Расчеты коэффициента поглощения звездной материи, проведенные С. Чандресекаром [16], Э. Витензе [17] для обычных звезд и Р. Канаваджиа и Ж. Пеккером для желтых гигантов [18], показывают, что отступление от излучения абсолютно черного тела у цефеид, атмосферы которых состоят из смеси металлов, нейтрального водорода и отрицательных ионов, может быть обусловлено поглощением нейтрального водорода. Это подтверждают также и измерения бальмеровского скачка у ряда цефеид, проведенные Р. Канаваджиа [19, 20]. Ее результаты показывают, что в течение цикла величина бальмеровского скачка у цефеид меняется примерно на  $0^m,1—0^m,2$  для различных звезд; изменения величины скачка по фазе соответствуют кривой блеска. Измерений пашеновского скачка у цефеид не производилось. Можно ожидать, что у цефеид, как и у обычных сверхгигантов, величина пашеновского скачка должна быть в три-четыре раза меньше, чем бальмеровского, т. е. порядка  $0^m,02—0^m,10$ , что может быть обнаружено фотоэлектрическими наблюдениями.

Очевидно, выбрав соответствующим образом фильтры в красной и инфракрасной областях спектра (подобно системе  $U, B, V$  в коротковолновой области спектра), можно надеяться получить из электрофотометрических наблюдений некоторые данные о поведении пашеновского скачка. Поскольку величина пашеновского скачка, так же как и бальмеровского, чувствительна к изменению температуры и электронного давления в атмосферах звезд, постольку исследование поведения скачка в течение цикла цефеиды может дать дополнительные сведения для понимания механизма и природы пульсаций цефеид.

Итак, при исследовании излучения цефеид в инфракрасной области спектра, с одной стороны, было интересно проследить, как изменяются кривые блеска разных цефеид в длинноволновой области, с другой — разрешить вопрос, насколько точно излучение цефеид в инфракрасной области спектра можно аппроксимировать законом Планка.

Для исследования последнего вопроса мы воспользовались методом А. Блексли. Для этого наблюдения цефеид велись в трех областях спектра (синей, красной и инфракрасной). Цветовая система была выбрана так, что один из фильтров приходился на спектральную область, расположенную за пределом пашеновской серии водорода.

По совету П. П. Паренаго для наблюдений было отобрано семь довольно ярких цефеид с различными формами кривых блеска. Из них две

( $\gamma$  Ori и  $\alpha$  UMi) принадлежат к сферической составляющей, остальные — к плоской составляющей нашей Галактики. Подробные данные об этих звездах с краткой характеристикой их кривых блеска приводятся ниже в табл. 1.

### § 1. Аппаратура, цветовая система

Наблюдения цефеид в трех цветах велись в фокусе куде 500 мм телескопа системы Д. Д. Максутова (МТМ-500). Применявшаяся фотоэлектрическая аппаратура подробно описана в предыдущей статье [21]. В качестве светоприемника использован фотоумножитель типа ВЭИ-1 [22] с кислородно-цезиевым фотокатодом, охлаждаемый твердой углекислотой. После предварительного усиления постоянного фототока последний измерялся при помощи зеркального гальванометра. Для регистрации отсчетов применялась фотозапись. Вследствие сильного различия величины отсчетов в разных фильтрах при регистрации отсчетов гальванометра использованы два осветителя, дающие на шкале фотозаписи два зайчика с постоянным расстоянием между ними. Это позволило регистрировать отсчеты, превосходящие длину шкалы почти в два раза.

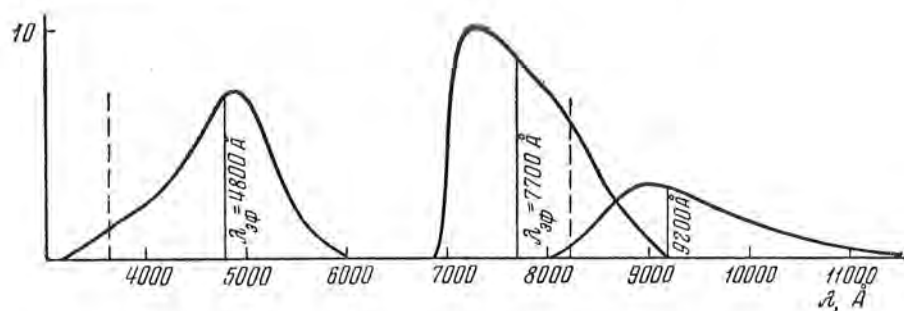
Цветовые характеристики фотометра для красной и инфракрасной областей спектра также были рассмотрены ранее [21]. Фильтры КС-19 ( $d=1$  мм) и марблит ( $d=5$  мм) вместе с фотоумножителем позволяли получить систему с эффективными длинами волны (отнесенными к источнику с равномерным распределением энергии по спектру), равными 7700 и 9400 Å.

Исследование цветовых характеристик фотометра в синей области спектра было проведено дополнительно. Для наблюдений в этой области спектра был выбран синий фильтр Шотта ВG-28 ( $d=2$  мм). Кривая пропускания этого фильтра была промерена на фотоэлектрическом спектрофотометре СФ-4. Оказалось, что в инфракрасной области спектра пропускание фильтра начинается только с 1,2 мк, где чувствительностью фотоумножителя можно пренебречь.

Измерение спектральной чувствительности умножителя в коротковолновой области спектра проводилось на спектрофотометре СФ-4. Для этой цели стандартный светоприемник был снят и заменен сначала термоэлементом, а затем исследуемым фотоумножителем. Эффективная длина волны системы светоприемника с синим фильтром, отнесенная к источнику с равномерным распределением энергии по спектру, оказалась равной 4500 Å.

При вычислении эффективных длин волн, соответствующих условиям наблюдений, надо учесть поглощение в оптике телескопа, распределение энергии в спектрах звезд, а также спектральное ослабление света в атмосфере. Спектральная прозрачность оптики телескопа (поглощение в мениске и отражение на четырех зеркалах) в исследуемой области оказалась практически постоянной и ее влиянием на относительную чувствительность аппаратуры можно пренебречь. Спектральные классы наблюдавшихся нами звезд в среднем колеблются около значения G1—G2. Поэтому расчет эффективных длин волн нашей цветовой системы можно

было провести для звезды спектрального класса G2. Учет неравномерной спектральной прозрачности атмосферы изменил только эффективную длину волны синего фильтра.



Фиг. 1. Спектральная чувствительность аппаратуры

В результате получены следующие эффективные длины волн: 4800, 7700 и 9200 Å. Кривые спектральной чувствительности аппаратуры, соответствующие этим эффективным длинам волн, изображены на фиг. 1. Вертикальными штриховыми линиями отмечены положения пределов пашеновской и бальмеровской серий водорода.

## § 2. Методика наблюдений, учет экстинкции

Наблюдения цефеид велись по программе, применяемой обычно при электрофотометрических наблюдениях переменных звезд. Для каждой переменной была взята одна звезда сравнения. Методика обработки наблюдений (см. ниже) позволила проверить постоянство блеска этих звезд с точностью до  $\pm 0^m,015$ . Звезды сравнения выбирались по возможности близкими к соответствующей переменной по блеску, спектральному классу и положению на небе. Исключение составляла  $\beta$  Cas, расположенная далеко от Полярной.

Список наблюдавшихся нами цефеид и соответствующих звезд сравнения приведен в табл. 1. Значения периодов цефеид, спектральные классы и звездные величины цефеид в максимуме и минимуме блеска и их координаты приведены по Общему каталогу переменных звезд [24]. Значения спектральных классов, звездных величин и координат звезд сравнения приведены по каталогу Генри Дрейпера [23] (приведены фотометрические звездные величины).

Наблюдения велись по следующей схеме: каждое полное наблюдение переменной звезды состояло из наблюдения переменной, звезды сравнения, фона неба, а также двух отсчетов на фотометрическом стандарте (люминофор постоянного действия). Как наблюдение звезд, так и наблюдение фона неба состояло из шести отсчетов в трех фильтрах. Наблюдение звезды сравнения и фона неба было разделено по времени на две симметричные половины, из которых первая наблюдалась до переменной, а вторая после. Такая система записи отсчетов обеспечивала практическую одновременность средних моментов и одинаковый вес наблюдений

Таблица 1

Цефеиды и звезды сравнения	Периоды цефеид	Спектральный класс	Звездная величина	$\alpha$ 1900	$\delta$ 1900	Характеристика кривых блеска цефеид
SU Cas	d 1,94927	F5—F7	$m$ $m$ 6,2—6,8	$h$ $m$ 02 43,0	+68°28'	Симметричная кривая
HD 12339 (49 Cas)		G5	5,3	01 55,9	75 38	Симметричная кривая
$\alpha$ UMi	3,96961	F8	2,5—2,6	01 22,5	88 46	Симметричная кривая
HD 432 ( $\beta$ Cas)		F5	2,4	00 03,8	58 36	Симметричная кривая
T Vul	4,435578	F5—G0	5,8—6,8	20 47,2	27 52	Асимметричная кривая
HD 198809 (31 Vul)		G5	4,8	20 47,8	26 43	Асимметричная кривая
RT Aur	3,728261	F1—G0	5,3—6,5	06 22,1	30 33	Асимметричная кривая
HD 39587		F8	4,6	05 48,5	20 16	Асимметричная кривая
RX Cam	7,911848	G2—K2	8,1—9,4	03 56,7	58 23	Асимметричная кривая, вторичный горб
HD 20123		K0	5,3	03 09,0	50 35	Асимметричная кривая, вторичный горб
S Sge	8,3821723	F6—G5	5,9—7,0	19 51,5	16 22	Асимметричная кривая, вторичный горб
HD 190406		G0	5,9	19 59,7	+16 48	Асимметричная кривая, вторичный горб
$\gamma$ Oph	17,11884	F8—G3	7,0—7,8	17 47,3	—06 17	Асимметричная кривая, вторичный горб
HD 165341 (70 Oph)		K0	4,1	18 00,4	+02 31	Асимметричная кривая, вторичный горб

переменной и звезды сравнения. Длительность записи отсчета в каждом фильтре составляла 40—45 сек, а полного наблюдения переменной звезды 15—20 мин.

Учет атмосферной экстинкции в инфракрасной области спектра сложнее, чем в видимой области, из-за влияния поглощения водяных паров. Поэтому определение экстинкции проводилось по наблюдениям звезд сравнения. Для определения их внеатмосферных цветовых эквивалентов и величин наряду с переменными звездами и их звездами сравнения в программу наблюдений были включены стандартные звезды  $\beta$  Aql,  $\eta$  Psc. Используя методику, разработанную В. Б. Никоновым [25], мы получили внеатмосферные значения разностей звездных величин всех звезд сравнения и фотометрического стандарта  $m_{oa}$ . Это дало возможность для каждого наблюдения звезды сравнения получить значение фактора экстинкции

$$\alpha(t, C_a) = \frac{m(z, t) - m_{oa}}{F(z)_a}, \quad (1)$$

где  $\alpha(t, C_a)$  — фактор экстинкции для среднего момента наблюдения в направлении на данную звезду сравнения;  $F(z)_a$  — воздушная масса, на которой наблюдается звезда сравнения;  $m(z, t)$ ,  $m_{oa}$  — наблюдаемые и внеатмосферные значения разностей звездных величин звезды сравнения и фотометрического стандарта соответственно. Благодаря этому мы могли следить за изменениями прозрачности в направлениях, близких к направлениям на переменные звезды.

Из тридцати ночей с длинными рядами наблюдений (по четыре, пять и более часов) всего четыре показывают наличие небольшого азимуталь-



ного эффекта. Наибольшая разница фактора экстинкции, определенное по разным звездам сравнения, в этих случаях не превосходит  $0^m,04$ . Для всех тридцати ночей мы оценили среднеквадратичное значение отклонений  $\alpha(t, C_a)$ , определенных по звездам сравнения, от значений  $\alpha(t, C_a)$ , полученных для тех же моментов времени по стандартным звездам:  $\Delta\alpha_{4800} = \pm 0^m,017$ ,  $\Delta\alpha_{7700} = \pm 0^m,014$  и  $\Delta\alpha_{9200} = \pm 0^m,013$ .

Отметим, что мощная полоса паров воды ( $\lambda_{эф} \approx 9400 \text{ \AA}$ ) попадает в область инфракрасного фильтра. Из приведенных выше данных видно, что для этого фильтра  $\Delta\alpha$  минимально. На основании этого можно считать, что наличие водяного пара в атмосфере в условиях летне-осенне-зимнего сезона в Крымской астрофизической обсерватории не ухудшает точность фотоэлектрических наблюдений в ближайшей инфракрасной области спектра.

Для двух сезонов наблюдений: летнего (июль—август) и осенне-зимнего (сентябрь—декабрь) нами были вычислены средние значения фактора поглощения  $\bar{\alpha}$ . В первом случае использовались данные двадцати шести ночей, во втором—двадцати семи. Результаты представлены в табл. 2.

Таблица 2

	$\bar{\alpha}_{4800}$		$\bar{\alpha}_{7700}$		$\bar{\alpha}_{9200}$	
	$\bar{m}$	$\bar{m}$	$\bar{m}$	$\bar{m}$	$\bar{m}$	$\bar{m}$
Летний сезон . . . . .	$0,40 \pm 0,10$		$0,17 \pm 0,07$		$0,19 \pm 0,07$	
Осенне-зимний сезон . . . . .	$0,26 \pm 0,04$		$0,08 \pm 0,04$		$0,08 \pm 0,04$	

Заметно резкое улучшение прозрачности в осенне-зимний период. Кроме этого, бросается в глаза, что в летний период величина фактора поглощения в инфракрасной области ( $\lambda_{эф} = 9200 \text{ \AA}$ ) больше, чем в красной. Это, очевидно, вызвано наличием водяных паров в атмосфере, причем летом [их больше, чем осенью и зимой. В последнем случае  $\bar{\alpha}_{7700} = \bar{\alpha}_{9200}$ .

Для вычисления внеатмосферных значений разностей звездных величин переменной звезды и звезды сравнения  $\Delta m$  можно использовать формулу, предложенную Е. К. Никоновой и В. Б. Никоновым [26] для учета экстинкции при наблюдениях переменных звезд. В нашем случае спектральные классы переменных звезд и звезд сравнения были близки, поэтому изменение прозрачности с цветом звезды можно было не учитывать и использовать для вычислений упрощенную формулу:

$$\Delta m = \Delta m_{v,a} - \alpha(t, C_a)[F(z)_v - F(z)_a], \quad (2)$$

где  $\Delta m_{v,a}$  — наблюдаемые значения разности звездных величин переменной звезды и звезды сравнения, а  $F(z)_v$  и  $F(z)_a$  — соответствующие им воздушные массы.

### § 3. Наблюдения и их точность

За время наблюдений с 27 августа 1956 г. по 5 января 1957 г. было получено 417 полных наблюдений цефеид. После предварительной обработки 28 наблюдений были исключены как ненадежные. Критерием отбора

Таблица 3

J. D. hel 2435...	Фаза	$\Delta m_{4800}$	$\Delta m_{7700}$	$\Delta m_{9200}$	$\Delta C_{4800/7700}$	$\Delta C_{7700/9200}$
SU Cas						
<i>d</i>	<i>p</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>
692,520	0,009	+0,435	+0,692	+0,694	-0,251	0,000
698,383	0,017	0,453	0,712	0,712	0,271	+0,004
774,407	0,018	0,456	0,707	0,691	0,266	0,014
737,440	0,053	0,428	0,682	0,691	0,255	-0,004
741,340	0,054	0,454	0,687	0,676	0,238	+0,012
774,478	0,054	0,421	0,698	0,693	0,276	+0,006
706,310	0,083	0,380	0,653	0,671	0,261	-0,016
774,542	0,087	0,386	0,678	0,667	0,285	+0,020
741,406	0,088	0,421	0,678	0,690	0,256	-0,007
706,381	0,120	0,429	0,687	0,642	0,257	+0,032
741,483	0,128	0,418	0,679	0,676	0,234	-0,001
745,396	0,135	0,417	0,676	0,684	0,255	+0,006
747,423	0,148	0,435	0,669	0,691	0,236	+0,022
706,444	0,152	0,473	0,699	0,674	0,229	+0,022
741,544	0,159	0,456	0,689	0,687	0,239	0,000
708,412	0,162	0,481	0,692	0,712	0,193	-0,013
753,283	0,181	0,472	0,681	0,720	0,207	-0,041
706,504	0,183	0,465	0,691	0,705	0,229	-0,014
741,598	0,187	0,485	0,711	0,713	0,219	-0,002
747,506	0,191	0,465	0,706	0,674	0,235	+0,031
708,492	0,203	0,491	0,709	0,693	0,219	+0,017
706,558	0,211	0,491	0,712	0,721	0,223	-0,024
712,427	0,220	0,506	0,737	0,702	0,237	+0,035
747,565	0,221	0,487	0,700	0,694	0,212	+0,017
751,441	0,236	0,521	0,696	0,734	0,153	-0,045
708,562	0,239	0,529	0,717	0,723	0,177	-0,003
712,478	0,247	0,546	0,728	0,717	0,197	+0,006
751,506	0,269	0,616	0,757	0,730	0,137	+0,029
751,564	0,299	0,622	0,779	0,718	0,163	+0,058
753,513	0,299	0,630	0,757	0,778	0,132	-0,021
751,610	0,322	0,634	0,777	0,745	0,145	+0,021
753,571	0,328	0,638	0,780	0,748	0,141	0,030
765,288	0,340	0,647	0,799	0,756	0,155	0,045
685,401	0,357	0,686	0,819	0,739	0,135	0,060
685,448	0,381	0,635	0,817	0,743	0,193	0,076
687,399	0,382	0,649	0,831	0,741	0,185	0,087
683,538	0,401	0,695	0,835	0,760	0,147	0,075
765,431	0,413	0,732	0,828	0,800	0,099	0,027
685,523	0,419	0,724	0,832	0,810	0,111	0,024
765,497	0,447	0,720	0,852	0,797	0,140	0,056
691,446	0,458	0,800	0,857	0,837	0,053	0,017
698,518	0,469	0,839	0,855	0,837	0,024	0,020
693,221	0,483	0,783	0,874	0,834	0,078	0,035
773,381	0,491	0,791	0,873	0,825	0,078	0,043
695,429	0,501	+0,833	+0,878	+0,803	-0,031	+0,076

Таблица 3 (продолжение)

J. D. hel 2435...	Фаза	$\Delta m_{4800}$	$\Delta m_{7700}$	$\Delta m_{9200}$	$\Delta C_{4800}/_{7700}$	$\Delta C_{7700}/_{9200}$
<i>d</i>	<i>p</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>
693,492	+0,508	+0,800	+0,891	+0,888	-0,109	+0,059
775,365	0,509	0,795	0,886	0,824	0,088	0,066
697,426	0,526	0,826	0,883	0,832	-0,050	+0,041
693,536	0,530	0,869	0,866	0,862	+0,018	-0,001
697,472	0,549	0,845	0,911	0,895	-0,040	-0,007
695,536	0,556	0,855	0,912	0,837	0,054	+0,066
775,468	0,562	0,871	0,918	0,853	0,049	0,066
697,528	0,578	0,856	0,910	0,847	0,052	0,057
742,365	0,580	0,893	0,898	0,869	0,009	0,031
703,404	0,593	0,842	0,897	0,867	0,056	0,030
701,469	0,600	0,845	0,905	0,847	0,072	0,039
703,469	0,626	0,857	0,899	0,855	0,049	+0,045
701,540	0,636	0,880	0,884	0,875	-0,003	-0,006
742,477	0,637	0,907	0,909	0,895	+0,008	+0,013
742,524	0,661	0,899	0,921	0,908	-0,027	+0,021
710,361	0,675	0,934	0,930	0,900	+0,002	+0,020
828,319	0,675	0,912	0,909	0,906	+0,002	0,014
742,576	0,688	0,900	0,954	0,905	-0,058	0,051
705,541	0,689	0,898	0,932	0,879	0,037	0,058
826,424	0,703	0,888	0,920	0,869	0,036	0,053
752,378	0,716	0,897	0,929	0,907	0,032	0,016
707,545	0,717	0,894	0,917	0,891	-0,015	+0,052
752,410	0,733	0,921	0,912	0,929	+0,016	-0,015
741,486	0,738	0,917	0,898	0,911	+0,016	+0,012
752,485	0,771	0,896	0,910	0,906	-0,021	0,007
711,551	0,772	0,878	0,921	0,898	0,043	0,027
752,528	0,793	0,836	0,900	0,876	0,059	0,022
752,599	0,830	0,787	0,883	0,851	0,101	0,025
682,450	0,843	0,767	0,884	0,813	0,131	0,065
684,406	0,846	0,741	0,875	0,829	0,131	0,018
682,522	0,880	0,707	0,821	0,823	0,120	0,000
686,454	0,897	0,607	0,804	0,780	0,195	+0,025
688,448	0,920	0,580	0,757	0,756	0,180	-0,003
686,510	0,926	0,545	0,792	0,767	0,238	+0,015
692,404	0,949	0,489	0,747	0,718	0,245	0,014
688,512	0,953	0,585	0,752	0,734	0,181	0,023
774,284	0,954	0,462	0,746	0,693	0,247	0,053
737,284	0,973	0,452	0,707	0,712	0,253	0,003
692,456	0,976	+0,472	+0,733	+0,697	-0,260	+0,038
RT Aur						
844,428	0,010	+0,535	+0,818	+0,740	-0,276	+0,081
844,474	0,022	0,542	0,802	0,741	0,282	0,067
822,278	0,069	0,666	0,835	0,791	0,167	0,046
837,221	0,077	0,677	0,864	0,811	0,189	0,053
837,285	0,094	0,691	0,843	0,799	0,151	0,042
837,346	0,110	+0,744	+0,915	+0,840	-0,170	+0,080

Таблица 3 (продолжение)

J. D. hel 2435...	Фаза	$\Delta m_{4800}$	$\Delta m_{7700}$	$\Delta m_{9200}$	$\Delta C_{4800/7700}$	$\Delta C_{7700/9200}$
<i>d</i>	<i>n</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>
837,397	0,124	+0,795	+0,897	+0,828	-0,099	+0,076
826,249	0,134	0,775	0,916	0,841	0,135	0,062
837,440	0,135	0,809	0,925	0,845	0,113	0,085
837,485	0,147	0,851	0,960	0,854	0,112	0,115
826,318	0,153	0,819	0,933	0,848	0,117	0,080
826,394	0,173	0,863	0,945	0,884	0,089	0,064
841,354	0,186	0,933	0,956	0,882	0,020	0,067
826,478	0,196	0,891	0,939	0,864	0,039	0,077
841,415	0,202	0,948	0,974	0,889	-0,028	0,088
774,455	0,242	1,013	0,985	0,904	+0,032	0,077
774,558	0,269	1,043	0,992	0,920	0,033	0,069
838,211	0,345	1,183	1,080	0,983	0,120	0,083
827,269	0,408	1,286	1,125	1,048	0,167	0,074
842,195	0,411	1,315	1,166	1,057	0,147	0,115
827,340	0,427	1,304	1,161	1,042	0,139	0,119
827,432	0,451	1,328	1,177	1,076	0,145	0,108
827,505	0,471	1,347	1,153	1,067	0,189	0,094
775,392	0,493	1,344	1,153	1,061	0,189	0,094
842,643	0,531	1,409	1,199	1,085	0,209	0,119
824,358	0,627	1,480	1,261	1,158	0,227	0,101
753,555	0,636	1,458	1,233	1,138	0,234	0,099
824,504	0,666	1,487	1,271	1,158	0,210	0,127
828,293	0,682	1,497	1,286	1,181	0,201	0,109
787,360	0,703	1,495	1,314	1,194	0,172	0,121
828,372	0,704	1,489	1,296	1,202	+0,197	0,101
828,448	0,724	1,506	1,305	1,189	0,209	0,120
828,521	0,744	1,466	1,292	1,193	0,186	0,096
765,467	0,831	1,296	1,191	1,095	0,107	0,096
765,569	0,858	1,152	1,108	1,072	+0,102	0,039
844,215	0,953	0,542	0,790	0,781	-0,250	0,022
773,404	0,960	0,526	0,768	0,789	0,255	0,002
844,285	0,972	0,511	0,820	0,762	0,315	0,058
788,374	0,975	0,499	0,751	0,742	0,248	0,008
844,354	0,990	+0,491	+0,843	+0,762	-0,376	+0,082
$\alpha$ UMi						
774,242	0,004	-0,217	--0,545	-0,617	+0,315	+0,060
747,538	0,024	0,217	0,547	0,590	0,329	0,046
774,351	0,031	0,197	0,528	0,598	0,331	0,054
747,598	0,040	0,169	0,507	0,558	0,375	0,048
774,409	0,046	0,199	0,535	0,628	0,385	0,051
684,372	0,112	0,235	0,548	0,598	0,311	0,065
688,380	0,122	0,190	0,512	0,586	0,328	0,068
684,426	0,126	0,208	0,530	0,574	0,324	0,018
692,440	0,145	0,173	0,529	0,561	0,360	0,035
708,365	0,156	-0,229	-0,527	-0,602	+0,293	+0,068

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

J. D. hel 2435...	Фаза	$\Delta m_{4800}$	$\Delta m_{7700}$	$\Delta m_{9200}$	$\Delta C_{4800/7700}$	$\Delta C_{7700/9200}$
<i>d</i>	<i>p</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>
688,529	+0,159	-0,166	-0,513	-0,584	+0,343	+0,063
708,474	0,156	0,235	0,539	0,617	0,310	0,065
712,446	0,184	0,266	0,521	0,542	0,351	0,030
708,541	0,201	0,239	0,542	0,615	0,314	0,059
744,339	0,219	0,211	0,532	0,593	0,320	0,059
744,393	0,232	0,179	0,489	0,579	0,333	0,061
744,436	0,243	0,184	0,506	0,583	0,326	0,063
752,437	0,259	0,175	0,507	0,589	0,318	0,083
752,511	0,277	0,185	0,539	0,606	0,347	0,066
752,511	0,288	0,161	0,514	0,579	0,350	0,067
788,353	0,306	0,156	0,549	0,561	0,385	0,021
693,342	0,372	0,122	0,516	0,560	0,372	0,051
685,430	0,379	0,153	0,503	0,559	0,325	0,037
689,451	0,391	0,162	0,482	0,561	0,320	0,075
701,387	0,399	0,170	0,513	0,586	0,333	0,068
689,451	0,412	0,154	0,497	0,559	0,350	0,051
705,410	0,412	0,162	0,541	0,574	0,358	0,049
697,552	0,432	0,144	0,500	0,592	0,359	0,080
705,563	0,450	0,130	0,502	0,576	0,373	0,061
741,317	0,457	0,098	0,465	0,548	0,363	0,078
753,250	0,463	0,096	0,467	0,538	0,358	0,077
745,345	0,472	0,113	0,476	0,545	0,353	0,059
737,410	0,473	0,099	0,517	0,538	0,416	0,019
753,333	0,484	0,120	0,422	0,544	0,331	0,117
741,426	0,485	0,106	0,457	0,548	0,352	0,084
737,465	0,487	0,141	0,501	0,539	0,341	0,067
745,417	0,490	0,104	0,500	0,543	0,399	0,047
753,408	0,503	0,102	0,452	0,542	0,356	0,083
741,511	0,506	0,110	0,503	0,571	0,386	0,070
753,468	0,518	0,053	0,449	0,529	0,399	0,080
741,573	0,522	0,130	0,493	0,550	0,357	0,061
753,531	0,534	0,125	0,521	0,574	0,398	0,046
773,442	0,550	0,156	0,517	0,590	0,364	0,062
753,615	0,555	0,170	0,523	0,584	0,352	0,078
686,297	0,597	0,143	0,495	0,566	0,360	0,067
682,415	0,619	0,141	0,509	0,567	0,370	0,042
686,417	0,627	0,115	0,491	0,533	0,372	0,036
686,531	0,656	0,125	0,487	0,570	0,350	0,083
706,460	0,676	0,127	0,490	0,576	0,361	0,089
706,540	0,697	0,127	0,507	0,580	0,370	0,058
742,285	0,701	0,131	0,478	0,540	0,344	0,059
774,183	0,737	0,127	0,498	0,572	0,377	0,064
742,503	0,756	0,137	0,497	0,558	0,363	0,049
742,552	0,768	0,115	0,472	0,543	0,372	0,067
774,352	0,779	0,109	0,547	0,565	0,436	0,006
742,601	0,781	-0,169	-0,518	-0,555	+0,354	+0,049

Таблица 3 (продолжение)

J. D. hel 2435...	Фаза	$\Delta m_{4800}$	$\Delta m_{7700}$	$\Delta m_{9200}$	$\Delta C_{4800/7700}$	$\Delta C_{7700/9200}$
<i>d</i>	<i>p</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>
774,434	0,800	-0,146	-0,500	-0,558	+0,368	+0,034
774,517	0,821	0,178	0,510	0,582	0,341	0,057
683,378	0,862	0,165	0,523	0,554	0,356	0,021
687,429	0,882	0,215	0,533	0,594	0,310	0,062
683,510	0,895	0,148	0,496	0,558	0,337	0,048
707,355	0,902	0,188	0,535	0,589	0,339	0,061
687,526	0,907	0,164	0,486	0,544	0,322	0,045
703,421	0,911	0,172	0,540	0,594	0,315	0,049
691,523	0,914	0,159	0,515	0,576	0,353	0,050
707,488	0,935	0,196	0,569	0,609	0,369	0,027
703,551	0,944	0,183	0,532	0,574	0,341	0,045
711,530	0,954	0,179	0,500	0,548	0,324	0,053
747,260	0,954	0,198	0,543	0,581	0,352	0,029
747,342	0,975	0,201	0,522	0,589	0,319	0,060
751,325	0,978	0,194	0,554	0,600	0,350	0,045
747,396	0,989	-0,193	-0,559	-0,626	+0,370	+0,061
T Vul						
709,433	0,011	+0,656	+1,131	+1,164	-0,465	-0,028
828,224	0,017	0,649	1,123	1,181	0,452	0,059
686,349	0,032	0,655	1,121	1,158	0,448	0,048
686,470	0,059	0,709	1,152	1,184	0,441	0,040
775,303	0,086	0,737	1,136	1,178	0,397	0,042
744,254	0,086	0,784	1,150	1,204	0,357	0,058
695,489	0,088	0,756	1,150	1,204	0,322	0,063
744,392	0,117	0,839	1,170	1,219	0,336	0,042
682,342	0,129	0,794	1,163	1,215	0,356	0,056
682,472	0,158	0,912	1,206	1,254	0,304	0,051
691,404	0,172	0,926	1,195	1,261	0,264	0,074
700,296	0,176	0,936	1,203	1,255	0,264	0,058
691,500	0,193	0,979	1,222	1,254	0,236	0,025
710,299	0,206	1,020	1,219	1,276	0,196	0,060
789,200	0,219	0,988	1,241	1,267	0,255	0,026
710,390	0,226	0,978	1,251	1,298	0,264	0,026
829,175	0,231	0,977	1,256	1,260	0,264	-0,003
687,349	0,257	1,101	1,280	1,267	0,185	+0,010
687,458	0,282	1,074	1,264	1,291	0,185	-0,030
705,340	0,314	1,078	1,287	1,324	0,200	0,016
705,475	0,344	1,177	1,311	1,350	0,136	-0,029
683,322	0,350	1,180	1,321	1,320	0,149	+0,003
705,523	0,355	1,139	1,335	1,315	0,201	+0,016
683,440	0,376	1,238	1,338	1,310	0,094	-0,014
692,368	0,384	1,228	1,361	1,366	0,143	-0,011
692,481	0,410	1,258	1,377	1,358	0,121	+0,013
701,431	0,432	1,279	1,382	1,377	0,089	+0,006
701,523	0,453	1,280	1,376	1,377	0,088	-0,004
741,459	0,457	1,341	1,404	1,395	0,069	+0,010
688,328	0,480	+1,225	+1,389	+1,405	-0,171	+0,008

Таблица 3 (продолжение)

J. D. hel 2435...	Фаза	$\Delta m_{4800}$	$\Delta m_{7700}$	$\Delta m_{9200}$	$\Delta C_{4800}/_{7700}$	$\Delta C_{7700}/_{9200}$
<i>d</i>	<i>p</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>
688,406	0,496	+1,300	+1,414	+1,439	-0,123	-0,024
688,488	0,514	1,362	1,413	1,432	0,044	0,021
697,451	0,530	1,356	1,427	1,436	0,088	0,000
737,341	0,532	1,349	1,425	1,434	0,068	0,012
697,510	0,543	1,394	1,431	1,464	0,037	-0,025
706,425	0,558	1,365	1,433	1,433	-0,078	+0,012
706,520	0,580	1,422	1,440	1,477	+0,001	-0,034
684,354	0,582	1,440	1,476	1,466	-0,037	+0,003
693,314	0,597	1,421	1,446	1,466	0,029	-0,016
684,491	0,613	1,425	1,504	1,517	0,082	0,068
773,238	0,620	1,430	1,476	1,508	0,050	0,032
693,462	0,631	1,411	1,510	1,539	0,005	+0,010
742,317	0,650	1,459	1,485	1,502	0,036	-0,011
712,291	0,654	1,502	1,493	1,517	0,002	0,032
712,337	0,664	1,477	1,519	1,519	0,057	0,010
751,260	0,665	1,427	1,477	1,507	0,057	0,031
712,404	0,680	1,447	1,503	1,508	0,056	0,009
742,450	0,680	1,469	1,495	1,535	0,025	-0,042
751,412	0,699	1,461	1,506	1,482	0,046	+0,022
712,505	0,702	1,476	1,488	1,540	0,018	-0,029
689,433	0,726	1,486	1,531	1,545	0,044	0,006
689,490	0,740	1,473	1,513	1,523	0,041	0,010
707,324	0,761	1,477	1,520	1,528	0,049	0,015
787,216	0,771	1,422	1,518	1,520	0,095	0,001
747,379	0,790	1,407	1,479	1,560	0,167	0,075
707,512	0,803	1,307	1,458	1,494	0,139	-0,043
747,456	0,808	1,300	1,488	1,460	0,145	+0,025
685,350	0,807	1,317	1,551	1,502	0,234	+0,046
694,398	0,842	1,233	1,411	1,462	0,168	-0,056
703,298	0,853	1,188	1,401	1,421	0,205	0,019
703,365	0,868	1,110	1,361	1,417	0,268	0,057
823,160	0,875	1,046	1,376	1,377	0,328	0,000
703,445	0,886	1,046	1,297	1,405	0,242	0,103
703,512	0,901	0,972	1,317	1,358	0,344	0,044
713,496	0,926	0,835	1,187	1,294	0,350	0,090
690,330	0,930	0,802	1,214	1,265	0,421	0,058
690,493	0,966	0,712	1,136	1,233	0,416	0,112
708,339	0,990	0,672	1,135	1,200	0,438	0,081
779,319	0,991	0,634	1,119	1,170	0,471	0,051
828,152	1,000	+0,651	+1,139	+1,194	-0,482	-0,062
RX Cam						
827,469	0,001	+2,327	+2,229	+2,078	+0,088	+0,141
756,351	0,012	2,377	2,276	2,107	0,106	0,150
788,331	0,054	2,360	2,233	2,102	0,143	0,128
828,258	0,100	2,298	2,273	2,076	0,029	0,200
828,415	0,120	+2,470	+2,298	+2,091	+0,094	+0,211

Таблица 3 (продолжение)

J. D. hel 2435...	Фаза	$\Delta m_{4800}$	$\Delta m_{7700}$	$\Delta m_{9200}$	$\Delta C_{4800/7700}$	$\Delta C_{7700/9200}$
<i>d</i>	<i>p</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>
844,250	0,122	+2,385	+2,292	+2,085	+0,133	+0,174
844,405	0,141	2,412	2,298	2,117	0,117	0,186
789,230	0,168	2,434	2,280	2,101	0,152	0,170
765,593	0,180	2,513	2,262	2,148	0,242	0,110
774,325	0,284	2,455	2,222	2,054	0,164	0,164
751,472	0,395	2,845	2,395	2,227	0,453	0,160
775,267	0,403	2,671	2,373	2,222	0,292	0,153
751,584	0,409	2,840	2,358	2,239	0,473	0,115
775,435	0,424	2,787	2,394	2,287	0,393	0,104
823,201	0,461	2,863	2,457	2,233	0,391	0,211
752,347	0,506	3,047	2,439	2,315	0,612	0,120
752,573	0,534	3,131	2,467	2,287	0,709	0,184
824,325	0,603	2,951	2,558	2,391	0,419	0,177
753,442	0,644	3,137	2,595	2,403	0,543	0,190
841,326	0,752	3,143	2,685	2,473	0,464	0,213
841,392	0,760	3,110	2,652	2,399	0,461	0,249
826,280	0,851	2,906	2,576	2,416	0,336	0,151
842,175	0,859	2,892	2,532	2,345	0,389	0,193
842,258	0,870	2,937	2,518	2,364	0,421	0,152
826,456	0,872	2,824	2,520	2,353	0,304	0,166
779,251	0,906	2,667	2,411	2,278	0,262	0,143
787,280	0,921	2,628	2,419	2,278	0,258	0,141
827,224	0,970	2,382	2,304	2,152	0,087	0,152
827,365	0,988	+2,397	+2,261	+2,115	+0,122	+0,156
			S Sge			
688,358	0,013	-0,532	-0,529	-0,673	-0,001	+0,146
688,466	0,026	0,462	0,497	0,643	+0,036	0,143
705,385	0,044	0,368	0,490	0,574	0,106	0,081
705,501	0,058	0,337	0,509	0,584	0,166	0,074
697,401	0,092	0,309	0,487	0,572	0,176	0,083
756,300	0,118	0,226	0,469	0,539	0,269	0,070
773,199	0,134	0,261	0,485	0,555	0,224	0,076
689,399	0,137	0,301	0,460	0,619	0,147	0,160
773,277	0,144	0,286	0,497	0,576	0,205	0,078
689,473	0,146	0,341	0,482	0,567	0,145	0,085
706,355	0,160	0,305	0,481	0,595	0,171	0,015
706,488	0,176	0,313	0,489	0,631	0,163	0,139
765,243	0,185	0,358	0,527	0,596	0,175	0,077
765,325	0,195	0,322	0,537	0,607	0,224	0,071
690,351	0,251	0,314	0,563	0,608	0,246	0,052
774,262	0,261	0,338	0,535	0,602	0,203	0,069
707,293	0,272	0,303	0,536	0,549	0,230	0,014
682,378	0,299	0,229	0,516	0,554	0,283	0,042
741,283	0,327	0,072	0,387	0,523	0,317	0,132
741,378	0,338	+0,001	-0,381	-0,486	+0,386	+0,102



Таблица 3 (продолжение)

J. D. hel 2435...	Фаза	$\Delta m_{4800}$	$\Delta m_{7700}$	$\Delta m_{9200}$	$\Delta C_{4800}/7700$	$\Delta C_{7700}/9200$
<i>d</i>	<i>p</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>
691,342	0,369	-0,033	-0,360	-0,496	+0,304	+0,142
775,208	0,374	+0,050	0,357	0,482	0,343	0,126
691,483	0,386	0,040	0,358	0,496	0,405	0,146
708,305	0,393	0,021	0,350	0,497	0,362	0,138
683,356	0,416	0,000	0,364	0,466	0,407	0,089
683,475	0,430	0,135	0,360	0,407	0,438	0,068
700,320	0,440	0,114	0,323	0,447	0,437	0,127
742,251	0,442	0,093	0,308	0,445	0,400	0,094
742,346	0,454	0,085	0,294	0,470	0,350	0,177
742,394	0,460	0,133	0,285	0,415	0,431	0,123
692,315	0,485	0,166	0,278	0,413	0,452	0,132
692,496	0,507	0,215	0,250	0,381	0,457	0,130
709,336	0,516	0,223	0,247	0,373	0,480	0,126
751,284	0,520	0,244	0,227	0,380	0,480	0,148
684,322	0,531	0,280	0,274	0,330	0,554	0,050
751,386	0,532	0,261	0,222	0,386	0,479	0,181
684,470	0,549	0,281	0,206	0,408	0,461	0,281
701,410	0,570	0,323	0,176	0,349	0,494	0,170
827,155	0,571	0,344	0,195	0,305	0,538	0,109
701,501	0,581	0,359	0,140	0,292	0,495	0,146
693,359	0,610	0,425	0,151	0,232	0,473	0,076
693,515	0,628	0,476	0,127	0,304	0,607	0,145
710,310	0,632	0,378	0,108	0,289	0,481	0,177
685,323	0,651	0,415	0,084	0,296	0,523	0,209
685,493	0,671	0,409	0,087	0,242	0,482	0,155
744,286	0,685	0,445	0,105	0,224	0,557	0,125
828,173	0,693	0,423	0,107	0,195	0,524	0,093
744,362	0,694	0,435	0,029	0,198	0,468	0,166
694,305	0,722	0,380	0,095	0,215	0,441	0,117
711,308	0,751	0,395	0,098	0,227	0,490	0,141
753,364	0,768	0,317	0,141	0,240	0,460	0,099
686,322	0,770	0,280	0,126	0,305	0,381	0,182
711,465	0,770	0,349	0,123	0,208	0,474	0,089
686,494	0,790	0,226	0,150	0,270	0,381	0,118
703,346	0,801	0,212	0,186	0,312	0,406	0,124
703,494	0,819	0,141	0,209	0,302	0,385	0,093
695,307	0,842	+0,019	0,268	0,404	0,297	0,135
779,264	0,858	-0,038	0,293	0,391	0,269	0,093
712,350	0,870	0,086	0,332	0,439	0,258	0,069
687,324	0,890	0,144	0,380	0,423	0,227	0,029
687,476	0,908	0,226	0,379	0,503	0,161	0,120
696,338	0,965	0,420	0,509	0,544	0,093	0,037
822,154	0,975	-0,456	-0,538	-0,562	+0,074	+0,013

Таблица 3 (окончание)

J. D. hel 2435...	Фаза	$\Delta m_{4800}$	$\Delta m_{7700}$	$\Delta m_{8200}$	$\Delta C_{4800/7700}$	$\Delta C_{7700/8200}$
Y Oph						
<i>d</i>	<i>p</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>
691,309	0,002	+2,068	+1,406	+1,058	+0,673	+0,346
691,384	0,006	2,128	1,402	1,039	0,757	0,352
708,281	0,052	2,079	1,376	0,999	0,703	0,362
692,294	0,060	2,050	1,378	1,065	0,698	0,319
693,285	0,118	2,129	1,363	1,040	0,764	0,317
693,384	0,123	2,171	1,357	1,033	0,758	0,303
694,288	0,176	2,201	1,385	1,068	0,836	0,312
695,288	0,235	2,298	1,415	1,080	0,891	0,329
695,372	0,239	2,305	1,432	1,063	0,870	0,359
696,317	0,295	2,435	1,479	1,094	0,953	0,377
697,344	0,355	2,487	1,536	1,146	0,936	0,384
698,345	0,417	2,469	1,542	1,127	0,916	0,400
682,317	0,477	2,491	1,577	1,198	0,889	0,384
683,299	0,534	2,517	1,586	1,240	0,924	0,343
683,407	0,541	2,581	1,618	1,239	0,948	0,371
701,288	0,585	2,671	1,645	1,254	0,984	0,379
684,299	0,593	2,765	1,659	1,295	1,072	0,362
685,302	0,655	2,640	1,643	1,247	0,974	0,374
703,276	0,701	2,595	1,639	1,275	0,941	0,369
686,368	0,714	2,698	1,701	1,304	1,000	0,372
687,285	0,767	2,629	1,694	1,263	0,932	0,417
687,372	0,772	2,553	1,658	1,243	0,909	0,368
705,310	0,820	2,409	1,623	1,230	0,782	0,382
688,311	0,827	—	1,580	1,278	—	0,304
706,278	0,877	2,359	1,580	1,213	0,763	0,359
689,376	0,889	2,308	1,583	1,191	0,730	0,396
741,254	0,920	2,287	1,514	1,139	0,770	0,322
690,294	0,943	2,191	1,496	1,133	0,690	0,370
690,372	0,947	2,172	1,500	1,083	0,624	0,396
742,233	0,976	2,130	1,435	1,086	0,692	0,343
708,281	0,994	+0,058	+1,379	+1,052	+0,675	+0,313

служила устойчивость работы аппаратуры, проверявшаяся по фотометрическому стандарту, а также устойчивость прозрачности атмосферы, оценивавшаяся по стандартным звездам и звездам сравнения.

В окончательную обработку было включено 389 наблюдений. Приводим их распределение по отдельным звездам:

RT Aur 40 Y Oph 31 T Vul 70  
 RX Cam 29 S Sge 63  $\alpha$  UMi 72  
 SU Cas 84

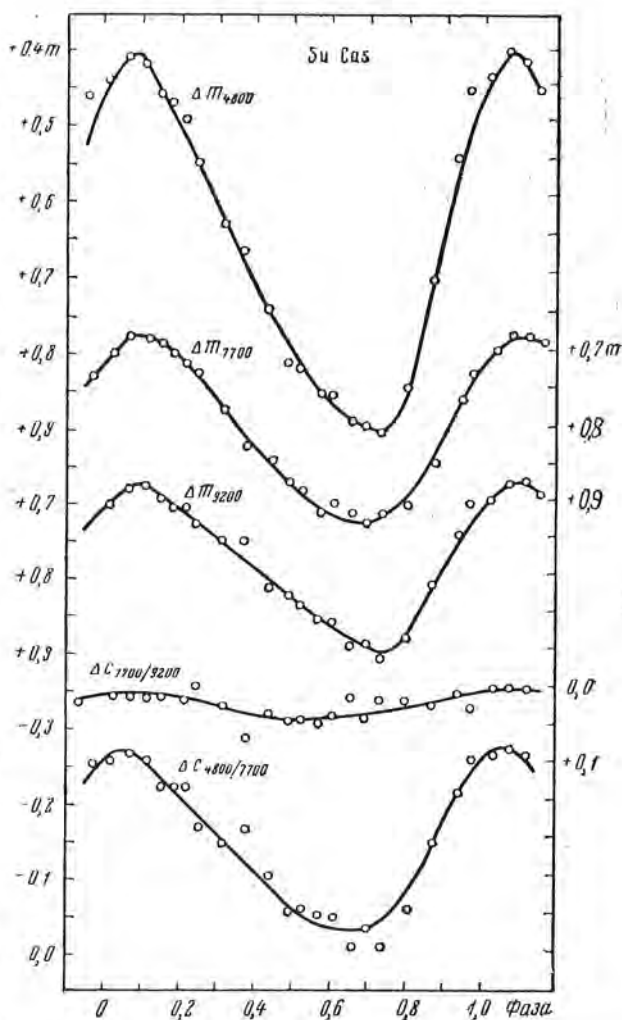
Результаты наблюдений, представленные в табл. 3, расположены для каждой звезды в порядке возрастания фазы. В первом столбце дана гелиоцентрическая юлианская дата наблюдения, во втором — фаза наблюдения, вычисленная по элементам, взятым из Общего каталога перемен-

ных звезд [24], в третьем, четвертом и пятом — разность синих ( $\Delta m_{4800}$ ), красных ( $\Delta m_{7700}$ ) и инфракрасных ( $\Delta m_{9200}$ ) величин переменной звезды и соответствующей звезды сравнения, в шестом и седьмом — соответствующая разность цветовых эквивалентов:  $C_{1907/7700}$  и  $C_{7700/9200}$ .

Для звезд с большим числом наблюдений (SU Cas, T Vul,  $\alpha$  UMi) были вычислены нормальные точки для кривых блеска и цвета, объединяющие по четыре наблюдения. Для S Sge нормальные точки не вычислялись, так как кривые блеска этой цефеиды показывают характерные изменения и вычисление нормальных кривых блеска при имеющемся у нас не очень большом числе наблюдений могло привести к сглаживанию кривых.

Полученные кривые блеска и цвета для всех семи цефеид приведены на фиг. 2—8. В случае, когда нормальные точки не вычислялись, кривые были проведены по отдельным наблюдениям

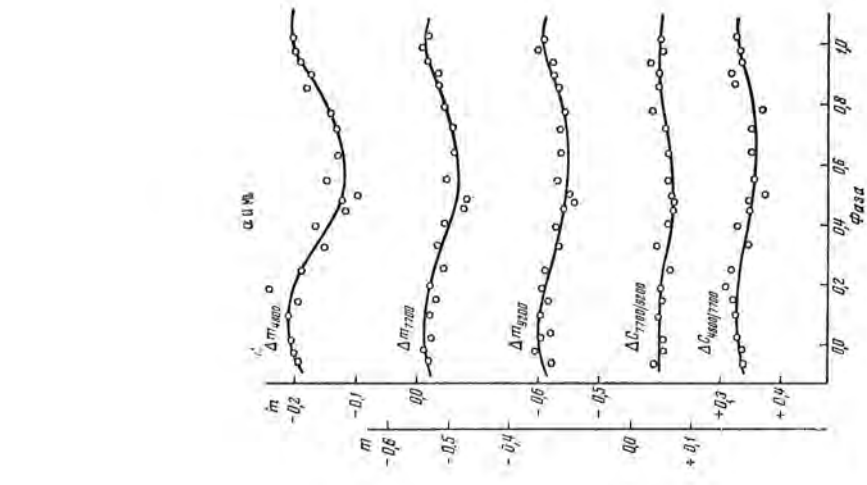
так, чтобы было обеспечено наименьшее среднее квадратичное уклонение отдельных наблюдений от средней кривой.



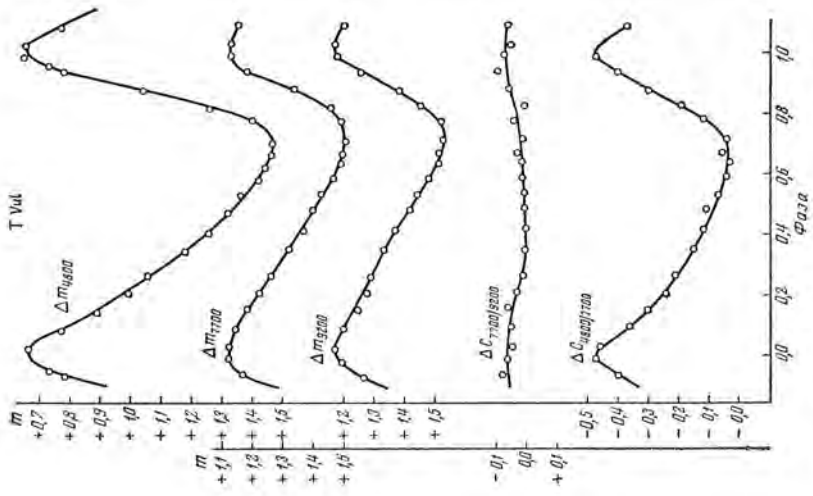
Фиг. 2. Кривые блеска и цвета SU Cas (нормальные точки)

Таблица 4

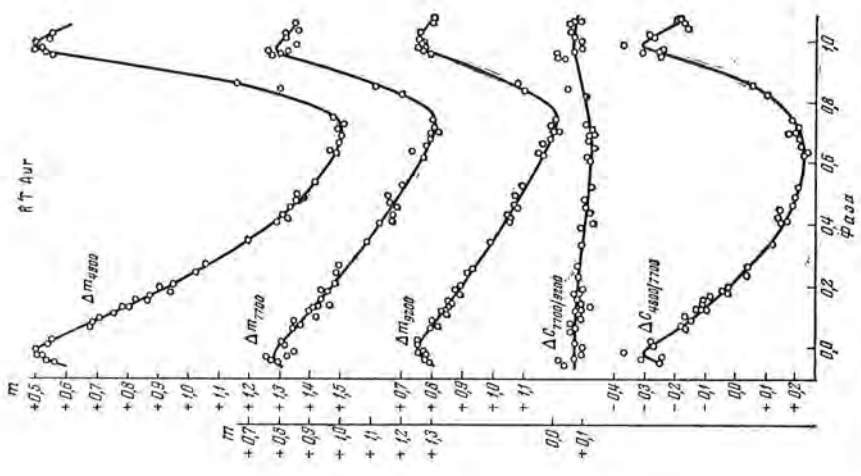
	SU Cas	RT Aur	$\alpha$ UMi	T Vul	RX Cam	S Sge	Y Oph
$\Delta m_{4800}$	$\pm 0,015$	$\pm 0,015$	$\pm 0,018$	$\pm 0,023$	$\pm 0,051$	$\pm 0,022$	$\pm 0,023$
$\Delta m_{7700}$	0,009	0,019	0,019	0,012	0,015	0,025	0,013
$\Delta m_{9200}$	0,014	0,015	0,018	0,014	0,021	0,022	0,019
$\Delta C_{7700/9200}$	0,018	0,013	0,017	0,021	0,019	0,019	0,024
$\Delta C_{4800/7700}$	0,027	0,020	0,020	0,031	0,071	0,030	0,025



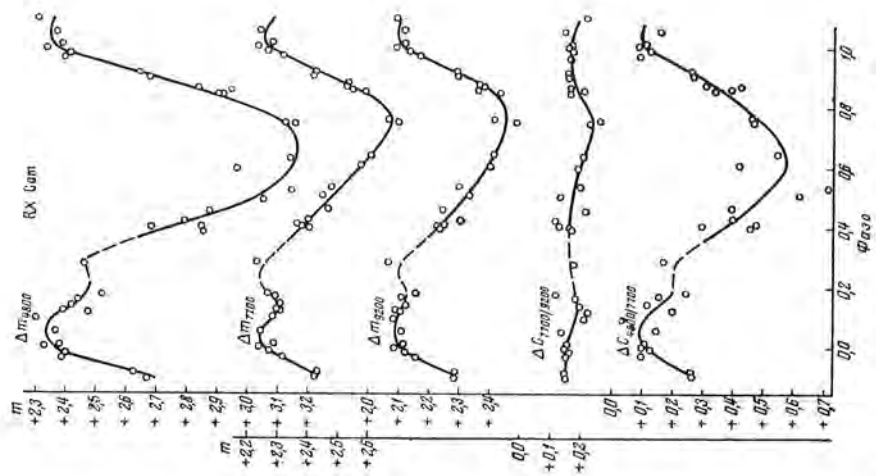
Фиг. 3. Кривые блеска и цвета  $\alpha$  UMi (нормальные точки)



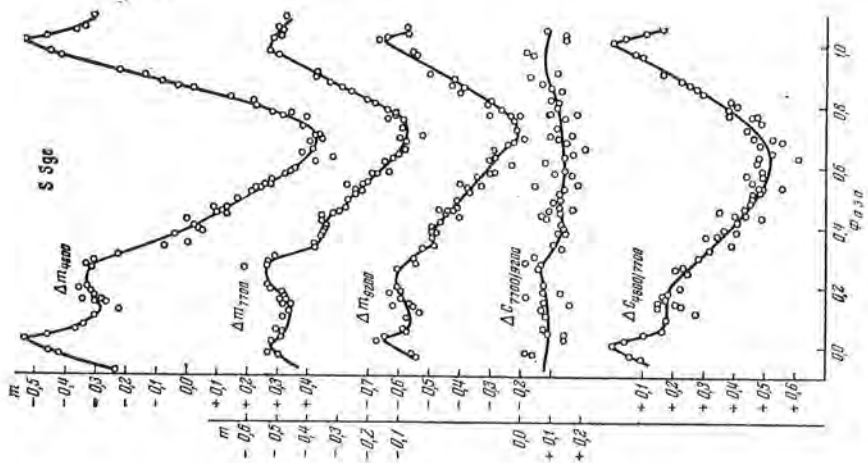
Фиг. 4. Кривые блеска и цвета T Vul (нормальные точки)



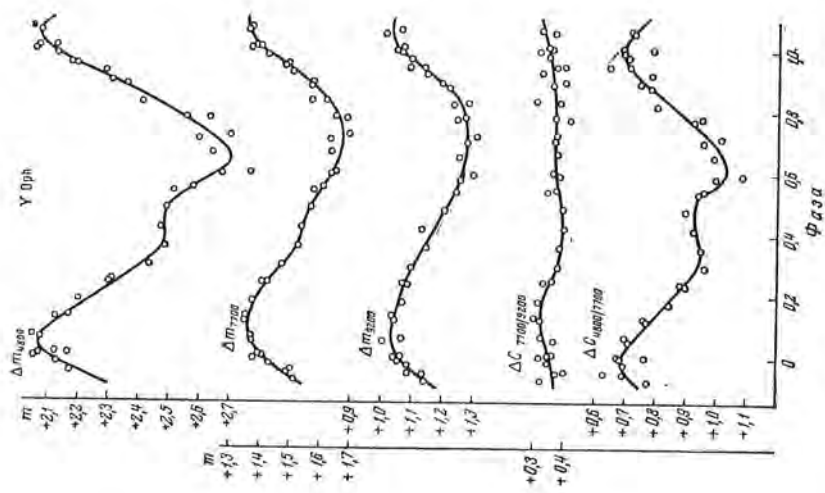
Фиг. 5. Кривые блеска и цвета RT Aur (отдельные наблюдения)



Фиг. 6. Кривые блеска и цвета RX Cam (отдельные наблюдения)



Фиг. 7. Кривые блеска и цвета S Sge (отдельные наблюдения)



Фиг. 8. Кривые блеска и цвета Y Ori (отдельные наблюдения)

Точность наблюдений была нами оценена по ошибкам, с которыми определялись внеатмосферные значения величин и цветовых эквивалентов звезд сравнения. Средняя квадратичная ошибка одного определения внеатмосферной величины звезды сравнения оказалась равной  $\pm 0^m,015$ . Средние квадратичные отклонения наблюдений переменной, большие, чем это значение, могут указывать на нестационарность ее кривой блеска, тем более, что точность дифференциальных наблюдений переменных звезд должна быть выше. Результаты оценки средних квадратичных отклонений отдельных наблюдений от средних или нормальных кривых блеска и цвета приведены в табл. 4.

Из данных таблицы видно, что эти отклонения в ряде случаев действительно меньше или равны  $0^m,015$ , но в большинстве случаев несколько превосходят эту величину.

Сильный разброс ( $\pm 0^m,050$  и  $\pm 0^m,071$ ) показывает «синяя» величина и «сине-красный» цветовой эквивалент RX Cam. Следует подчеркнуть, что красные и инфракрасные величины этой переменной большого разброса не показывают. Соответствующая звезда сравнения заметных колебаний блеска в синем фильтре также не показала. По-видимому, большие флуктуации блеска RX Cam в синей области обусловлены нестационарностью кривой блеска самой цефеиды в коротковолновой части спектра. Напомним, что Г. П. Захаров [27] на основании визуальных наблюдений RX Cam указывал на изменение вида ее кривой блеска от периода к периоду.

Обращает на себя внимание также тот факт, что у RX Cam среднее квадратичное отклонение «сине-красного» цветового эквивалента от средней кривой превосходит среднее квадратичное отклонение в синем и, тем более, в красном фильтрах. Этот факт может наблюдаться, если увеличению блеска в красной области соответствует относительное уменьшение блеска в синей области, и наоборот. Интересно, что подобная картина наблюдается также у SV Cas и T Vul, имеющих казалось бы довольно стабильные кривые блеска. У других звезд S Sge, RT Aur, Y Ori среднее квадратичное отклонение для «сине-красного» эквивалента также слегка выше, но можно считать, что это отличие находится в пределах точности определения средних квадратичных отклонений.

Таким образом, анализ точности наблюдений позволяет выявить нестационарность кривой блеска RX Cam в синих лучах, а также возможные колебания «сине-красного» цветового эквивалента RX Cam, SU Cas, T Vul.

#### § 4. Кривые блеска и цвета

Рассмотрим подробнее, как изменяются кривые блеска в длинноволновой области спектра у цефеид, имеющих различную форму кривых блеска.

Цефеиды с кривыми блеска типа  $\delta$  Cep никаких изменений вида кривых в инфракрасной области спектра обычно не показывают [3, 5, 6, 7]. Согласно нашим наблюдениям (см. фиг. 2—5), вид кривых блеска SU Cas,  $\alpha$  UMi, T Vul, RT Aur в трех областях спектра одинаков. Максимумы и минимумы почти всех кривых блеска и цвета в первом приближении также совпадают. Некоторое исключение составляют кривые цветового эквива-

лента ( $C_{7700/8200}$ ), минимумы которых на несколько десятых периода опережают минимумы остальных кривых.

Более интересные результаты можно ожидать у цефеид с кривыми блеска типа  $\eta$  Aql. А. Беннет [4], наблюдая кривую блеска S Sge в области 8000 Å, получил, что в этой области спектра вторичный горб у S Sge увеличивается и становится равным главному максимуму. Дж. Стеббинс и др. [8] наблюдали кривые блеска  $\eta$  Aql в областях 6400 и 10 300 Å. Заметного увеличения вторичного горба на этих кривых по сравнению с кривыми в видимой области ими замечено не было. Радиометрическая кривая  $\eta$  Aql [9] не показывает вообще вторичного горба. Кривая же  $m_{WC}$  (полученная с термонарой через водяной фильтр) показывает слегка заметный горб. Отсутствие горба на радиометрической кривой может быть объяснено тем, что точность наблюдений Петтита и Никольсона была невысока.

Среди наблюдавшихся нами цефеид было три звезды с характерными вторичными горбами на нисходящих ветвях кривых блеска. У RX Cam и S Sge вторичные горбы располагаются сразу за главным максимумом, а у Y Oph — перед минимумом при фазе 0,5 периода.

Поведение этих горбов в инфракрасной области спектра оказалось различным. Из фиг. 6 и 7 видно, что величина вторичных горбов у RX Cam и S Sge в длинноволновой области спектра больше, чем в видимой. Интересно, что в обоих случаях вторичный горб больше на кривых блеска с эффективной длиной волны  $\lambda_{эф}=7700$  Å, чем на кривых блеска с эффективной длиной волны  $\lambda_{эф}=9200$  Å, т. е. вторичный горб имеет максимальную величину на монохроматической кривой блеска, приходящейся на область спектра, включающую континуум пашеновской серии водорода.

Вторичный горб на кривых блеска Y Oph (фиг. 8) в длинноволновой области ведет себя по-иному: в красной области величина вторичного горба резко уменьшается, а в инфракрасной области горб исчезает совершенно. Соответственно кривая цветового эквивалента  $C_{4100/7700}$  при фазе 0,5 имеет крутой вторичный горб, а кривая цветового эквивалента  $C_{7700/8200}$  в этой области идет плавно.

Различное поведение вторичных горбов в красной и инфракрасной областях спектра у цефеид плоской и сферической составляющей говорит о том, что, вероятно, природа их образования различна. Это подтверждает существующее сейчас мнение [2, 28], что механизмы пульсаций цефеид плоской и сферической составляющей Галактики различны.

## § 5. Определение температур и относительного изменения радиусов цефеид

Если считать, что излучение звезды может быть аппроксимировано законом Планка, то светимость  $L$  связана с температурой излучения  $T_{\text{н}}$  и радиусом звезды  $R$  очевидным соотношением

$$L = 4\pi R^2 \int_{\lambda} I_{\lambda}(T_{\text{н}}) d\lambda, \quad (3)$$

где  $I_{\lambda}(T_{\text{н}})$  — монохроматический поток излучения с единицы поверхности звезды, выраженный функцией Планка.

У цефеид мы имеем одновременное изменение радиуса и температуры звезды. Для определения изменения температуры в течение цикла из полного излучения звезды (эффективная температура) или по излучению в отдельных длинах волн (температура излучения) надо знать изменения радиуса. Наиболее просто и удобно, казалось бы, определить изменение радиуса цефеиды интегрированием кривой лучевых скоростей. Согласно элементарной теории пульсаций, звезда должна иметь минимальный радиус в максимуме блеска. Результаты наблюдений показывают, однако, что максимуму блеска соответствует максимальная скорость сжатия и значит какое-то среднее значение радиуса. Это кажущееся противоречие объясняется тем, что фазы колебаний фотосферы (непрерывное излучение) и хромосферы (спектр поглощения) не совпадают. Различие фаз составляет  $1/4$  периода. Соотношение фаз таково, что колебание более высоких слоев (хромосферы) опережает колебание нижних слоев (фотосферы). Различные слои фотосферы и хромосферы колеблются также с несколько отличными фазами. Величина запаздывания здесь небольшая — около 0,02 фазы, причем в этом случае колебание верхних слоев запаздывает по отношению к колебанию нижних.

Таким образом, на границе фотосферы и хромосферы наблюдается скачок фазы на  $1/4$  периода [29]. А. В. Северный считает, что запаздывание обусловлено наличием у цефеид протяженной атмосферы [30]. Теория, разработанная в последние годы С. А. Жевакиным, объясняет этот скачок потерей фазы колебаний в двукратно ионизованной зоне гелия [31].

Вышеизложенное говорит о том, что данные, полученные по хромосферным наблюдениям, можно лишь с большой осторожностью применять для фотосферы. Поэтому особое значение имеет возможность определения изменения радиусов цефеид непосредственно из фотосферных наблюдений. Эту возможность дает метод Блексли [11], позволяющий определять температуры в максимуме и минимуме блеска  $T_M$  и  $T_m$  и относительную величину изменения радиусов звезды в максимуме и минимуме блеска  $R_m/R_M$  только из наблюдений монохроматических амплитуд блеска в трех или более областях спектра. Существенным преимуществом этого метода, как указывает О. А. Мельников [10], является независимость полученных таким образом температур от шкал звездных температур, определение нуля-пункта которых связано с некоторыми трудностями. Единственным слабым местом метода остается необходимость предположения, что цефеиды излучают, как абсолютно черные тела.

Рассмотрим метод Блексли подробнее. Пусть полное излучение звезды в интервале длин волн  $\Delta\lambda$  при эффективной длине волны  $\lambda_{эф}$  в максимуме блеска определяется выражением

$$L_{max} = 4\pi R_M^2 2 \frac{c_1}{\lambda_{эф}} (e^{c_2/\lambda T_M} - 1)^{-1} \Delta\lambda \quad (4)$$

и соответственно в минимуме блеска имеет вид

$$L_{min} = 4\pi R_m^2 2 \frac{c_1}{\lambda_{эф}} (e^{c_2/\lambda T_m} - 1)^{-1} \Delta\lambda. \quad (5)$$

Из выражений (4) и (5) получаем амплитуду блеска в звездных величинах:

$$A = 2,5 [\lg (e^{c_2/\lambda T_m} - 1) - \lg (e^{c_2/\lambda T_M} - 1)] - 5 \lg \frac{R_m}{R_M}. \quad (6)$$



Так как из наблюдений мы нашли амплитуды изменения блеска для трех эффективных длин волн, то тем самым мы имеем систему из трех уравнений с тремя неизвестными  $T_M$ ,  $T_m$ ,  $R_m/R_M$  (температура в максимуме и минимуме блеска и относительная величина изменения радиуса в максимуме и минимуме блеска).

Очевидно, в случае сильных отступлений от излучения абсолютно черного тела совместное решение уравнений (6) будет невозможно.

Температура, входящая в формулы (4), (5), является температурой излучения. Когда же мы решаем совместно уравнения типа (6) для трех длин волн, мы тем самым учитываем распределение энергии в спектре звезды, т. е. получаем температуры, в некотором смысле сходные с цветовыми. Таким образом, температуры, получаемые при решении уравнений (6), являются некоторой комбинацией цветовых температур и температур излучения.

Аналогичные температуры были получены О. А. Мельниковым [10] для  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql по нескольким монохроматическим амплитудам блеска в видимой области спектра 4000—6000 Å. О. А. Мельников упростил систему уравнений метода Блексли, приняв, что для цефеид в видимой области спектра в течение цикла выполняется соотношение  $r_i t_i = \text{const}$  (где  $r_i$  и  $t_i$  — значения радиуса и температуры звезды в момент времени  $i$ ) и заменил формулу Планка приближением Вина с поправочным членом.

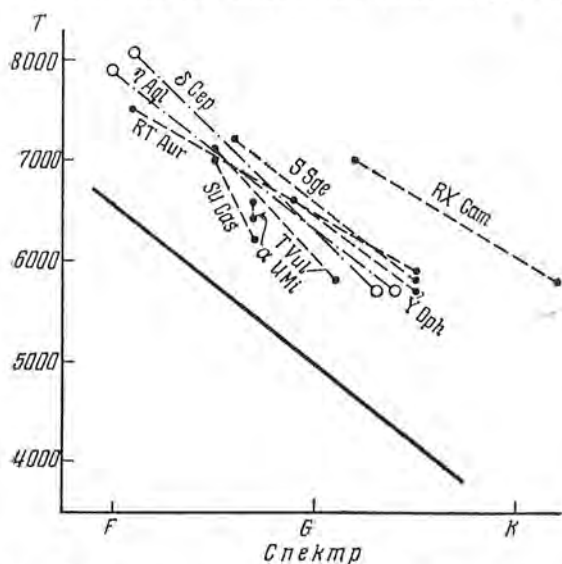
Наши наблюдения захватывают более широкий спектральный интервал, включающий инфракрасную область спектра, где выполнение соотношения  $r_i t_i = \text{const}$  сомнительно [10]. Поэтому мы им не пользовались. Формулу Планка мы также не упрощали, так как для цефеид в инфракрасной области спектра значение  $c_2/\lambda T$  порядка единицы.

Для упрощения расчетов функции  $\lg(e^{c_2/\lambda T} - 1)$  были табулированы для наших трех эффективных длин волн. Решение системы уравнений (6) производилось численно, методом подбора. Искались такие значения  $T_M$  и  $T_m$ , которые давали бы одно и то же значение  $\lg(R_m/R_M)$  для всех трех уравнений. При решении было замечено, что значения  $\lg(R_m/R_M)$  более чувствительны к изменениям разности  $\Delta T = T_M - T_m$ , чем к изменению абсолютных значений температуры. Точность определения первых составляла  $\pm 100^\circ$ , а последних  $\pm 200-300^\circ$ .

Таблица 5

Звезда	$\Delta T$	$T_m$	$T_M$	$T_{\text{ср}}$	$\frac{R_m}{R_M}$	$\sigma\left(\frac{R_m}{R_M}\right)$
SU Cas	800°	6200°	7000°	6600°	1,069	0,006
RT Aur	1600	5900	7500	6700	1,127	0,010
$\alpha$ UMi	200	6400	6600	6500	1,023	0,002
T Vul	1300	5800	7100	6450	1,138	0,013
RX Cam	1200	5800	7000	6400	1,109	0,003
S Sge	1400	5800	7200	6500	1,109	0,016
Y Oph	900	5700	6600	6150	1,099	0,003

Результаты определения температур и относительного изменения радиусов представлены в табл. 5. В первом столбце дано название звезды; во втором — разность температур в минимуме и максимуме блеска  $\Delta T$ ; в третьем и четвертом — температуры в максимуме  $T_M$  и в минимуме  $T_m$  блеска; в пятом — среднее значение температуры  $T_{\text{ср}}$ ; в шестом — значение  $R_m/R_M$ , в седьмом — дисперсия  $\sigma(R_m/R_M)$  этих значений. Эта дисперсия вызвана тем, что при решении уравнений (6) иногда не удавалось подобрать такие значения  $T_M$  и  $T_m$ , чтобы  $R_m/R_M$  получилось однозначно из трех уравнений. В этих случаях мы останавливались на тех значениях температур, при которых расхождение значений  $R_m/R_M$  было минимально. Величина дисперсии значений  $R_m/R_M$ , равная  $\pm 0,002 - 0,003$ , вызвана неточностью определения амплитуд блеска цефеид ( $\delta_m = \pm 0^m,01$ ). Тщательный анализ расчетов показал, что большую величину дисперсии  $\sigma$  у SU Cas, RT Aur, TVul и S Sge можно также свести к значению  $\pm 0,002$ , если увеличить их амплитуды блеска в красном фильтре ( $\lambda_{\text{эф}} = 7700 \text{ \AA}$ ) на  $0^m,02$ ;  $0^m,04$ ;  $0^m,05$ ;  $0^m,07$  соответственно.



Фиг. 9. Сравнение полученных нами температур цефеид в максимуме и минимуме блеска (точки, соединенные штриховой линией) с эффективными температурами цефеид, выраженными в шкале Моргана-Кинена (прямая линия). Кружками, соединенными штрих-пунктирной линией, показаны значения температур в максимуме и минимуме блеска  $\delta$  Cep и  $\eta$  Aql, полученные О. А. Мельниковым

Фиг. 9 по оси абсцисс отложены спектральные классы, а по оси ординат — температуры. Прямая линия изображает зависимость эффективных средних температур цефеид от их спектральных классов для цефеид плоской составляющей Галактики [28] в шкале Моргана и Кинена. Точки, соединенные штриховыми линиями, показывают значения температур в максимуме и минимуме блеска, полученные описанным выше методом для семи наблюдавшихся нами цефеид. Кружками, соединенными штрих-пунктирными линиями, нанесены значения температур в максимуме и минимуме блеска, полученные О. А. Мельниковым для  $\delta$  Cep и  $\eta$  Aql.

Из фиг. 9 видно, что средние температуры цефеид, полученные нами, примерно на  $1000-1500^\circ$  превосходят средние эффективные температуры цефеид в шкале Моргана и Кинена. Обращает на себя внимание тот факт, что температуры различных цефеид, определенные нами и О. А. Мельни-

ковичем, примерно на  $1000-1500^\circ$  превосходят средние эффективные температуры цефеид в шкале Моргана и Кинена [28]. На фиг. 9 по оси абс-

цисс отложены спектральные классы, а по оси ординат — температуры. Прямая линия изображает зависимость эффективных средних температур цефеид от их спектральных классов для цефеид плоской составляющей Галактики [28] в шкале Моргана и Кинена. Точки, соединенные штриховыми линиями, показывают значения температур в максимуме и минимуме блеска, полученные описанным выше методом для семи наблюдавшихся нами цефеид. Кружками, соединенными штрих-пунктирными линиями, нанесены значения температур в максимуме и минимуме блеска, полученные О. А. Мельниковым для  $\delta$  Cep и  $\eta$  Aql.

ковым в различных областях спектра, но принципиально одним и тем же методом, совпадают по величине. Это подтверждает высказанную О. А. Мельниковым [10] мысль, что истинная шкала температур должна быть выше общепринятой шкалы звездных температур.

Отметим, что О. А. Мельников, получивший этот результат по монохроматическим амплитудам блеска  $\delta$  Сер и  $\eta$  Aql в области 4000—6000 Å, проверил его на основе статистической обработки 40 наблюдений фотографических и визуальных амплитуд блеска ряда цефеид. При этом он предполагал справедливость соотношения  $r_i t_i = \text{const}$ . Мы не делали такого предположения, но получили такие же значения температур по трем амплитудам блеска для значительно большего интервала длин волн: 4000—10 000 Å.

Объяснить такое высокое значение полученных температур поглощением за пределом пашеновской серии водорода, как это делал О. А. Мельников, пожалуй, нельзя, так как при наших наблюдениях фильтр с эффективной длиной волны  $\lambda_{\text{эф}} = 9200$  Å уже не захватывал область с пашеновским скачком.

Сравним величины относительного изменения радиусов цефеид, полученных нами, с результатами их определения методом, основанным на использовании данных о лучевых скоростях. Отметим, что во втором случае мы имеем экстремальные значения радиусов  $R$  и  $r$ , которые могут не соответствовать значениям радиусов в максимуме ( $R_M$ ) и минимуме ( $R_m$ ) блеска, полученных нами. Кроме того, одни данные характеризуют поведение хромосферы, а другие — фотосферы звезды.

Величина изменения радиуса вычислялась нами непосредственно путем интегрирования кривых лучевых скоростей цефеид [32—39] по формуле [40]

$$\Delta R = \frac{24}{17} \int (\bar{v}_R - v_R) dt, \quad (7)$$

где  $\bar{v}_R$  — среднее значение лучевой скорости цефеиды. При вычислениях мы допустили, что максимальный и минимальный радиусы цефеиды можно представить в виде

$$R = \bar{R} + \frac{\Delta R}{2}; \quad r = \bar{R} - \frac{\Delta R}{2},$$

где  $\bar{R}$  — среднее значение радиуса. Для определения средних радиусов цефеид мы воспользовались известной формулой [28, стр. 313], связывающей абсолютную фотографическую величину звезды с ее радиусом и эффективной температурой

$$M_{pg} = \frac{36700}{T_e} - 5 \lg R - 0,72.$$

В качестве эффективных температур мы взяли полученные нами температуры цефеид (табл. 5).

Абсолютные фотографические величины как для цефеид плоской составляющей, так и для цефеид сферической составляющей определялись нами по зависимости период — светимость, определенной в 1949 г. Б. В. Кукаркиным [41].

$$M_{pg} = -0,74 - 1,67 \lg P \quad \text{для } 0 < \lg P < 0,95;$$

$$M_{pg} = -0,35 - 2,08 \lg P \quad \text{для } \lg P > 0,95.$$

Значение поправки нуля-пункта Шепли взято равным  $-1^m,3$  [42]. Результаты вычислений отношения амплитуды изменения радиуса к минимальному значению его  $\Delta R/r$  приведены в табл. 6 (столбец 2). Для  $\alpha$  UMi и Y Oph в скобках приводятся значения относительного изменения радиусов в случае,

Таблица 6

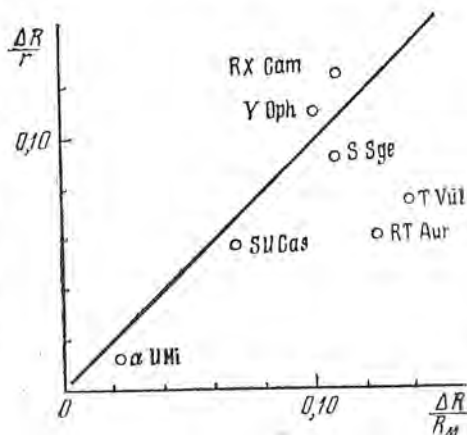
Звезда	$\frac{\Delta R}{r}$	$\frac{\Delta R}{R_M}$
SU Cas	0,056	0,069
RT Aur	0,061	0,127
$\alpha$ UMi	0,010 (0,050)	0,023
T Vul	0,073	0,138
RX Cam	0,125	0,169
S Sge	0,091	0,109
Y Oph	0,110 (0,950)	0,099

цефеид к радиусу в максимуме блеска  $\Delta R/R_M$ , полученные из наших наблюдений.

Сравнение результатов определения относительного изменения радиусов двумя методами показано на фиг. 10. Значения, приведенные в табл. 6 в скобках, на фиг. 10 не нанесены. По оси абсцисс отложены значения  $\Delta R/R_M$ , полученные из наших наблюдений, а по оси ординат — вычисленные значения  $\Delta R/r$ . Для пяти звезд точки хорошо ложатся на прямую, проведенную под углом  $45^\circ$ . Сильно отличаются значения для RT Aur и T Vul. Следует отметить, что обе эти звезды относятся к тем четырем звездам, у которых разброс значений  $R_m/R_M$  для разных  $\lambda_{эф}$  был большой (см. шестой столбец табл. 5). Придавая отношению  $\Delta R/R_M$  этих звезд меньший вес, можно считать, что относительные изменения радиусов,  $\uparrow$  определенные двумя вышеизложенными методами, согласуются довольно хорошо.

если при вычислении  $M_{pg}$  учитывать, что цефеиды сферической составляющей на  $1^m,5$  слабее [2, 41], чем цефеиды плоской составляющей. Сомнение вызывает значение 0,950 для  $\Delta R/r$  (Y Oph), амплитуда изменения радиуса в этом случае получается порядка самого радиуса.

В третьем столбце табл. 6 приводятся для сравнения отношения амплитуды изменения радиуса це-



Фиг. 10. Сравнение величин относительных амплитуд радиусов цефеид, полученных нами  $\Delta R/R_M$  и рассчитанных из кривых лучевых скоростей и абсолютных величин цефеид

## § 6. Различие фаз кривых блеска, соответствующих различным длинам волн

Эффективные длины волн наших наблюдений захватывают широкий интервал спектра. Поэтому интересно определить величину запаздывания различных кривых блеска. Согласно подсчетам Б. В. Кукаркина [43], величина запаздывания визуальной кривой блеска относительно фотогра-

фической составляет 0,013 периода, что соответствует средней величине запаздывания на единицу длины волны равной 0,1 периода/микрон.

По данным шестичервотной фотометрии средняя величина запаздывания для  $\delta$  Сер, вычисленная Т. Дамбара [44] с использованием всех кривых блеска, составляет 0,09 периода/микрон. При наших наблюдениях мы не ставили исследование запаздывания фаз кривых блеска специальной задачей. Поэтому вычисленная из наших наблюдений величина запаздывания не отличается высокой точностью. Так, для  $\alpha$  UMi и RX Cam точность определения положения максимума составляет всего  $\pm 0,05-0,06$  периода.

Значения вычисленных и наблюдаемых разностей фаз максимумов для наблюдавшихся нами кривых блеска приведены в табл. 7.

Таблица 7

$\lambda$ , Å	SU Cas	RT Aur	$\alpha$ UMi	T Vnl	RX Cam	S Sge	Y Oph
4800	+0,085	-0,010	+0,100	+0,020	+0,050	+0,020	+0,040
7700	+0,095	-0,015	+0,010	+0,035	+0,030	+0,000	+0,110
9200	+0,100	-0,000	+0,050	+0,050	+0,050	+0,020	+0,080

Разности даны в долях периодов. Из приведенных значений видно, что наблюдается некоторое запаздывание для кривых, соответствующих более длинноволновому излучению. Используя данные для пяти цефеид, полученные с большей точностью, мы подсчитали величину запаздывания на единицу длины волны. Между синими и инфракрасными кривыми блеска средняя величина запаздывания составляет +0,021 периода со средним квадратичным отклонением от этого значения  $\pm 0,013$ . Аналогичная величина для синих и красных кривых блеска составляет  $+0,018 \pm 0,015$  периода. Запаздывание, отнесенное к единице длины волны, составляет 0,05 периода/микрон и 0,06 периода/микрон соответственно или в среднем  $0,06 \pm 0,03$  периода/микрон. Эта величина заметно ниже приведенных выше значений, полученных Б. В. Кукаркиным и Т. Дамбара.

### § 7. Зависимость амплитуд блеска цефеид от длины волны

О. А. Мельников по наблюдениям блеска, проведенным различными авторами для  $\eta$  Aql и  $\delta$  Сер в различных областях спектра, построил зависимость амплитуд блеска этих звезд от длины волны, назвав ее кривой затухания амплитуд [10]. Он получил, что в инфракрасной области спектра наблюдения показывают отступления от теоретического хода этих кривых. Надо отметить, правда, что эти выводы основаны на небольшом наблюдательном материале невысокой точности.

По результатам наших наблюдений мы построили кривые затухания амплитуд семи цефеид (фиг. 11). Полученные нами из наблюдений амплитуды блеска этих цефеид для разных длин волн приведены в табл. 8.

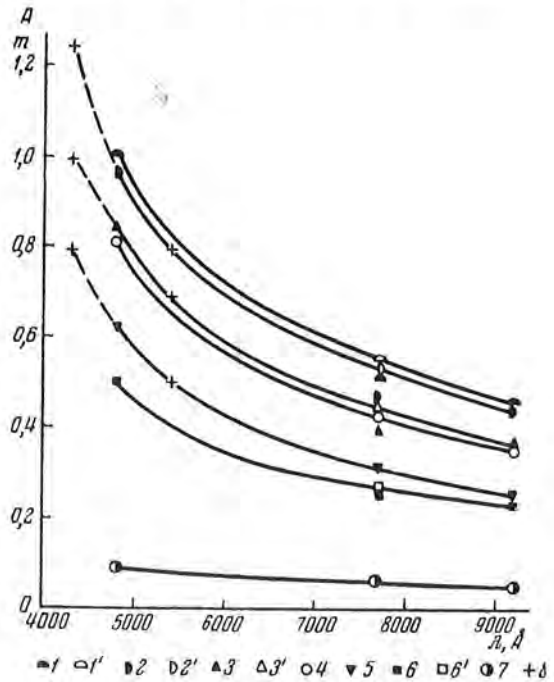
Таблица 8

Звезда	$A_{4800}$	$A_{7700}$	$\Delta_{9200}$
SU Cas	$m$ 0,500	$m$ 0,250	$m$ 0,230
RT Aur	1,000	0,510	0,450
$\alpha$ UMi	0,095	0,060	0,045
T Vul	0,835	0,390	0,360
RX Cam	0,840	0,420	0,350
S Sge	0,960	0,460	0,440
Y Oph	0,620	0,310	0,250

В §5 мы указывали, что для совместности уравнений (6) надо было бы увеличить красные амплитуды блеска для четырех звезд. Для каждой из них нами была оценена разность амплитуд, наблюдаемых и предполагаемых по закону Планка. Мы воспользовались этой оценкой и нанесли на график (фиг. 11) как наблюдаемые значения амплитуд,

так и вычисленные, т. е. красные амплитуды, увеличенные у SU Cas на  $0^m,02$ , у RT Aur на  $0^m,04$ , у T Vul на  $0^m,05$  и у S Sge на  $0^m,07$ . Последние показаны на фиг. 11 светлыми значками. В этих четырех случаях кривые проведены через значки, соответствующие вычисленным значениям амплитуд. При таком проведении кривых оказалось, что для разных звезд они идут практически параллельно друг другу.

Для четырех из наблюдавшихся нами цефеид О. Эгген получил фотоэлектрические амплитуды блеска в международной фотометрической системе. Значения амплитуд для трех звезд S Sge, T Vul, Y Oph нанесены на фиг. 11 крестиками. Данные для RX Cam мы не нанесли на график, поскольку вследствие нестабильности кривой блеска этой цефеиды амплитуды в разные годы могут сильно различаться. Видно, что значения амплитуды, полученные Эггеном, очень хорошо ложатся на кривые. Следует отметить, что штриховые части кривых для S Sge и T Vul следовало бы провести несколько круче. У этих звезд красные амплитуды



Фиг. 11. Кривые затухания амплитуд блеска цефеид  $A$  с длиной волны  
 1 — наблюдаемые амплитуды блеска RT Aur (1' — исправленная амплитуда)  
 2 — наблюдаемые амплитуды блеска S Sge (2' — исправленная амплитуда)  
 3 — наблюдаемые амплитуды блеска T Vul (3' — исправленная амплитуда)  
 4 — наблюдаемые амплитуды блеска RX Cam  
 5 — » » » Y Oph  
 6 — » » » SU Cas (6' — исправленная амплитуда)  
 7 — наблюдаемые амплитуды блеска  $\alpha$  UMi  
 8 — данные Эггена [Ap. J., 113, 367, 1951]

блеска из наблюдений получаются ниже, чем по закону Планка. Возможно, что вследствие поглощения в бальмеровском континууме наблюдаемые амплитуды блеска этих цефеид в коротковолновой области спектра также несколько ниже, чем это требуется по закону Планка.

### § 8. Боллометрические амплитуды блеска

Мы попытались воспользоваться полученными нами температурами и величинами относительного изменения радиусов для вычисления боллометрических амплитуд блеска наблюдавшихся нами цефеид. Вычисления велись по известной формуле

$$\Delta m_{bol} = -2,17 \frac{\Delta R}{R} - 4,35 \frac{\Delta T_e}{T_e}, \quad (8)$$

выведенной из закона Стефана-Больцмана;  $\Delta m_{bol}$  — боллометрическая амплитуда блеска;  $T_e$  и  $R$  — средние значения эффективной температуры и радиуса, а  $\Delta T_e$  и  $\Delta R$  — соответственно амплитуды их изменения. В качестве эффективной температуры мы взяли средние значения температур цефеид, полученных нами. Оценка величины ошибки определения  $\Delta m_{bol}$ , проведенная с учетом точности определения  $T_{cp}$ ,  $\Delta T$ ,  $\frac{\Delta R}{R}$ , показывает, что при средней боллометрической амплитуде блеска  $\Delta m_{bol} = 0^m,5$  величина боллометрической амплитуды определится из формулы (8) с точностью не большей, чем  $\pm 0^m,1$ .

Боллометрические амплитуды цефеид можно также определить из эмпирического соотношения между боллометрической амплитудой блеска  $\Delta m_{bol}$  и полуамплитудой лучевых скоростей  $K$  [1, стр. 64]

$$K = 36,0 \Delta m_{bol}. \quad (9)$$

Величина амплитуды определяется из этого соотношения с точностью не большей, чем  $\pm 0^m,1$ , так что при сравнении величин амплитуд, вычисленных этими двумя способами, их разница для одной и той же звезды может достигать  $0^m,2$ .

Результаты оценок  $\Delta m_{bol}$  обоими методами даны в табл. 9.

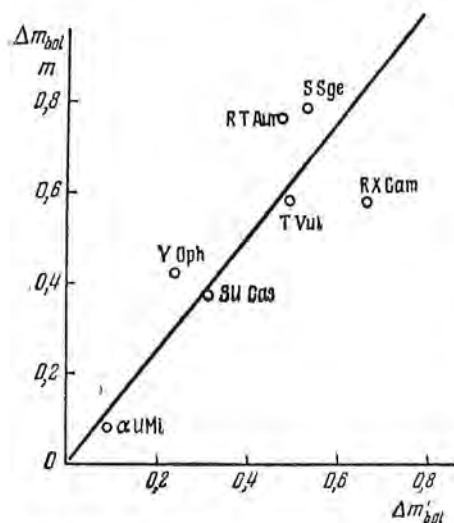
В первом столбце дано название звезды, во втором  $\Delta m_{bol}$  — боллометрические амплитуды, вычисленные по формуле (8), в третьем  $\Delta m'_{bol}$  — боллометрические амплитуды, вычисленные по лучевым скоростям, по формуле (9). На фиг. 12 произведено сравнение результатов. По оси абсцисс отложены амплитуды, вычисленные по лучевым скоростям ( $\Delta m'_{bol}$ ), по оси ординат — амплитуды, вычисленные по формуле (8) ( $\Delta m_{bol}$ ). Значения для всех звезд лежат в пределах точности

Т а б л и ц а 9

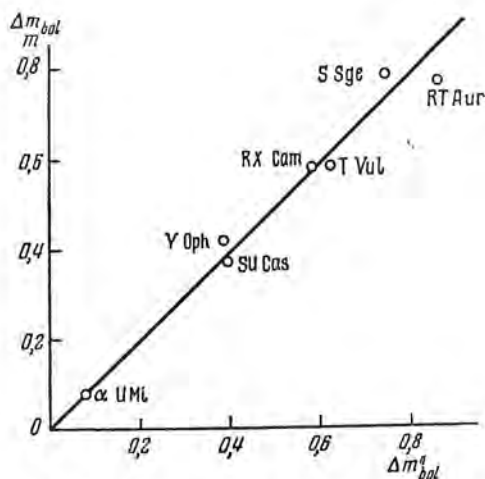
Звезда	$\Delta m_{bol}$	$\Delta m'_{bol}$	$\Delta m''_{bol}$
SU Cas	0,37	0,34	0,40
RT Aur	0,76	0,47	0,87
$\alpha$ UMi	0,08	0,08	0,08
T Vul	0,58	0,49	0,63
RX Cam	0,58	0,67	0,59
S Sge	0,78	0,53	0,75
Y Oph	0,42	0,24	0,39

наших вычислений; вычисленные нами амплитуды немного выше амплитуд, полученных по формуле (9).

Мы оценили болометрические амплитуды блеска также и третьим методом, который, правда, в принципе повторяет первый. Из графика фиг. 11 мы взяли визуальные амплитуды блеска цефеид и прибавили к ним теоретические значения болометрических поправок [46] для полученных нами температур  $T_M$  и  $T_m$ . Оцененные таким способом боло-



Фиг. 12. Сравнение болометрических амплитуд цефеид, вычисленных по формуле (8) ( $\Delta m_{bol}$ ) и формуле (9) ( $\Delta m'_{bol}$ )



Фиг. 13. Сравнение болометрических амплитуд цефеид, вычисленных по формуле (8) ( $\Delta m_{bol}$ ) и из визуальных амплитуд блеска с учетом болометрических поправок ( $\Delta m''_{bol}$ )

метрические амплитуды ( $\Delta m''_{bol}$ ) приведены в четвертом столбце табл. 9. Сравнение их с амплитудами, вычисленными по формуле (8), проведено на фиг. 13. Согласно результатам получилось хорошее. Среднее квадратичное отклонение отдельных точек от прямой составляет  $\pm 0^m,04$ .

## § 9. Обсуждение результатов

При вычислении температур и радиусов цефеид мы предполагали, что излучение звезд в трех различных областях спектра выходит из слоев, лежащих на одной и той же глубине и колеблющихся практически с одной фазой. В действительности зависимость коэффициента поглощения от длины волны приводит к тому, что слои звездной материи, ответственные за излучение в различных длинах волн, залегают на различной эффективной глубине и, следовательно, имеют несколько отличающиеся эффективные температуры. Попробуем оценить разницу этих температур. С этой целью воспользуемся результатами расчета коэффициента поглощения звездной материи, сделанными Э. Витензе [17]. Расчеты проведем для некоторой модели средней цефеиды. Для простоты использования графиков Витензе примем, что температура



в максимуме блеска  $T_M = 6300^\circ$ , а температура в минимуме блеска  $T_m = 5040^\circ$ . Тогда  $\theta_M = 0,8$  и  $\theta_m = 1,0$ , где, как обычно, принято обозначение  $\theta = \frac{5040^\circ}{T}$ . К сожалению, в литературе имеется мало данных об электронной плотности в атмосферах цефеид. Р. Канаваджиа [19] для трех звезд  $\delta$  Ser,  $\eta$  Aql,  $\zeta$  Gem получила значение  $\lg p_e$ , примерно одного порядка и равное  $\lg p_{e_{\max}} = 0,5$ ;  $\lg p_{e_{\min}} = 0$ . Для цефеид  $T$  Vul и  $S$  Sge Р. Люст Кулька [47] получил значения  $\lg p_{e_{\max}} = -0,8$ ;  $\lg p_{e_{\min}} = -1,3$ . Мы предпочли данные Канаваджиа, поскольку они позволили при расчетах воспользоваться графиками Витензе. Итак, окончательно мы взяли модель цефеиды со следующими параметрами:  $\theta'_M = -0,8$ ,  $\lg p_{e_{\max}} = 0,5$ ;  $\theta_m = 1,0$ ,  $\lg p_{e_{\min}} = 0,0$ .

Рассмотрим сначала случаи для максимума блеска. Из графиков Витензе находим значения  $\lg \frac{\kappa_\lambda}{p_e}$  для каждой из трех эффективных длин волн, в которых мы вели наблюдения;  $\kappa_\lambda$  — коэффициент поглощения в длине волны  $\lambda$ , рассчитанный на одну тяжелую частицу звездной материи, а  $p_e$  — электронное давление. Из этих значений находим отношение коэффициентов поглощения для различных длин волн:

$$\frac{\kappa_{\lambda_1}}{\kappa_{\lambda_2}} \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2}, \text{ где } \lambda_1 = 4800 \text{ \AA}, \lambda_2 = 7700 \text{ \AA} \text{ и } \lambda_3 = 9200 \text{ \AA}.$$

Предполагаем, что эффективная глубина слоев, ответственных за излучение в определенных длинах волн, соответствует оптической толщине  $\tau_\lambda = 1$  для данной длины волны. Так как глубина залегания этих слоев в фотосфере отличается не сильно, то можно приближенно считать, что в разных участках спектра в поглощении участвует одинаковое число частиц звездной материи. Тогда оптическая толщина пропорциональна коэффициенту поглощения:

$$\tau_\lambda \propto \kappa_\lambda. \quad (10)$$

Кроме того, воспользуемся вычислениями изменения температуры в зависимости от эффективной глубины слоя, проведенными для длины волны  $5040 \text{ \AA}$  (близкой к нашему синему фильтру) для Солнца [48].

Возьмем слой с  $\tau_1 = 1$  для  $\lambda_1$ . Этому слою в солнечной фотосфере соответствует температура  $6500^\circ$ . Теперь возьмем слой с  $\tau_2 = 1$  для  $\lambda_2$ ; тогда из (10) находим  $\tau_1 = 0,60$ , и этому  $\tau_1$  в солнечной фотосфере соответствует слой с температурой  $6100^\circ$ . И, наконец, пусть  $\tau_3 = 1$ ; тогда  $\tau_1 = 0,76$ , и температура слоя равна  $6200^\circ$ . Из этих рассуждений видно, что глубже всех залегает слой, ответственный за излучение в длине волны  $4800 \text{ \AA}$  (температура слоя  $6500^\circ$ ), затем слой, излучающий в длине волны  $9200 \text{ \AA}$  (температура слоя  $6200^\circ$ ) и выше других — в длине волны  $7700 \text{ \AA}$  (температура слоя  $6100^\circ$ ). Изменение эффективной глубины слоя с длиной волны не монотонное. Это вызвано наличием пашеновского скачка. Разность температур крайних слоев достигает  $400^\circ$ .

Рассуждая аналогично, для минимума блеска получаем, что слои, излучающие в длинах волн  $\lambda_2 = 7700 \text{ \AA}$  и  $\lambda_3 = 9200 \text{ \AA}$ , лежат практически

на одной глубине. Слой, излучающий в длине волны  $\lambda_1=4800 \text{ \AA}$ , лежит несколько ниже. Разница температур достигает всего  $100^\circ$ .

Таким образом, отступление от закона Планка особенно велико в максимуме блеска и в этом случае может давать ошибку в определении температур  $\pm 200^\circ$ . Эта оценка конечно очень грубая и проделана лишь для некоторой условной звезды. Напомним, что наша точность определения температур была  $\pm 200^\circ$  и  $300^\circ$ . Проведенные рассуждения показывают, что о большей точности определения температур цефеид для данного диапазона спектра говорить не имеет смысла.

Поскольку величина пашеновского скачка изменяется в течение цикла, это должно сказаться на амплитуде блеска цефеид в длине волны за пределом пашеновской серии водорода. Рассмотрение связи величин изменения скачка и отсчета в красном фильтре ( $\lambda_2=7700 \text{ \AA}$ ) показало, что в общем случае изменение скачка  $\Delta D$  больше или равно изменению отсчета в красном фильтре ( $\Delta m' \leq \Delta D$ ). Если в пределах ширины фильтра величина поглощения за пределом пашеновской серии водорода уменьшается от  $D$  до нуля, что, возможно, имеет место у нас, то приближенно можно считать, что  $\Delta m' = \frac{\Delta D}{2}$ .

Рассмотрим подробнее с этой точки зрения полученные нами выше результаты. При решении уравнений (6) мы получили, что дисперсия значений  $R_m/R_M$  сравнительно велика у четырех звезд. Это вызвано тем, что наблюдаемые амплитуды блеска этих звезд в области  $7700 \text{ \AA}$  ниже, чем следует ожидать по закону Планка. Это может быть вызвано увеличением поглощения за пределом пашеновской серии водорода в максимуме блеска. При принятом нами соотношении  $\Delta m' = \frac{1}{2} \Delta D$  получаем, что у этих четырех звезд можно ожидать следующих значений величины изменений пашеновского скачка:

$$\Delta D = 0^m,04 \text{ (SU Cas),}$$

$$\Delta D = 0^m,08 \text{ (RT Aur),}$$

$$\Delta D = 0^m,10 \text{ (T Vul),}$$

$$\Delta D = 0^m,14 \text{ (S Sge).}$$

Отметим, что для T Vul и S Sge P. Люст Кулька [47] получил довольно низкие значения электронных плотностей. Это указывает на то, что отступления от закона Планка у этих цефеид могут быть больше, чем у других. К сожалению, для наблюдавшихся нами цефеид нет данных об изменениях бальмеровского или пашеновского скачков. Только P. Канаваджиа [20] приводит амплитуду изменения бальмеровского скачка для  $\alpha$  UMi  $\Delta D = 0^m,02$ . Изменения пашеновского скачка в этом случае нами замечены быть не могли.

Проведенный анализ показывает, что, с одной стороны, определение температур цефеид из кривых блеска в разных длинах волны может производиться с точностью, не превышающей нескольких сот градусов, с другой, — что из фотометрических инфракрасных наблюдений с соответствующим подбором фильтров можно оценить величину изменения пашеновского скачка в течение цикла.

## Выводы

Кривые блеска цефеид, не имеющие вторичных горбов (SU Cas,  $\alpha$  UMi, T Vul, RT Aur), подобны во всех длинах волн, причем амплитуда их блеска уменьшается с увеличением длин волн. Две цефеиды RX Cam и S Sge с вторичными горбами на кривых блеска, принадлежащие к плоской составляющей Галактики, кроме общего уменьшения амплитуды блеска в длинноволновой области спектра, показывают относительное увеличение размеров вторичных горбов. Размеры горбов максимальны на «красных» кривых блеска ( $\lambda_{эф} = 7700 \text{ \AA}$ ). У  $\gamma$  Ori, принадлежащей к сферической подсистеме, в красной области спектра горб, наоборот, исчезает.

Средняя величина запаздывания кривых блеска, относящихся к различным областям спектра, составляет 0,06 периода/микрон.

Отступления излучения цефеид от излучения абсолютно черного тела в диапазоне 4000—10 000  $\text{\AA}$  невелики. Из семи звезд только четыре показывают заметные амплитуды изменения пашеновского скачка (от  $0^m,04$  до  $0^m,14$ ).

Температуры цефеид, полученные методом Блексли, примерно на  $1000^\circ$ — $1500^\circ$  превышают средние значения эффективных температур, принятых для цефеид плоской составляющей и выраженных в шкале Моргана и Кинена. В то же время эти температуры согласуются с температурами, полученными О. А. Мельниковым для  $\eta$  Aql и  $\delta$  Ser в коротковолновой области спектра 4000—6000  $\text{\AA}$ . Точность определения температур цефеид в данном диапазоне спектра не может быть выше  $\pm 200^\circ$  вследствие различия глубин залегания слоев фотосферы, ответственных за излучение в различных областях спектра.

Относительные изменения радиусов, также определенные по методу Блексли, достаточно хорошо согласуются с изменениями радиусов, вычисленными на основе данных о лучевых скоростях цефеид.

В заключение приношу глубокую благодарность В. Б. Никонову за руководство работой и А. И. Оляковой за помощь в наблюдениях и обработке материала.

10 мая 1960 г.

## Литература

1. Б. В. Кукаркин, П. П. Паренато. Переменные звезды, т. 1. Физические переменные. Гостехиздат, 1937.
2. А. Аллер. Астрофизика, т. 2. ИЛ, 1957.
3. J. S. Hall. Ap. J., 79, 145, 1934.
4. A. L. Venner. Ap. J., 90, 289, 1939.
5. A. L. Venner. Ap. J., 93, 52, 1941.
6. J. Stebbins. Ap. J., 101, 47, 1945.
7. J. Stebbins. Ap. J., 103, 108, 1946.
8. J. Stebbins, G. E. Kron, J. L. Smith. Ap. J., 115, 292, 1952.
9. E. Pettit, V. Nicholson. Ap. J., 78, 320, 1933.
10. О. А. Мельников. Труды ГАО, 64, 1950.
11. A. E. H. Bleksley. A. N., 260, 161, 1936.
12. H. Cox. A. N., 256, 21, 1935.
13. W. Becker, W. Strohmeier. Zs. f. Ap., 19, 249, 1940.

14. W. Becker. *Zs. f. Ap.*, 19, 269, 1940.
15. A. E. H. Bleksley. *Zs. f. Ap.*, 11, 59, 1935.
16. S. Chandrasekhar. *Ap. J.*, 104, 430, 1946.
17. E. Vitense. *Zs. f. Ap.*, 28, 81, 1948.
18. R. Sanavaggia, J.-C. Pескер. *Ann. d'Ap.*, 16, 47, 1953.
19. R. Sanavaggia. *Ann. d'Ap.*, 12, 21, 96, 1949.
20. R. Sanavaggia. *Paris Contr. A.*, № 7, 1947.
21. В. В. Прокофьева. *Переменные звезды*, 12, 249, 1958.
22. Н. О. Чечик, С. М. Файнштейн, Т. М. Лифшиц. *Электронные умножители*. Гостехиздат, 1957.
23. *The Henry Draper Catalogue*.
24. В. В. Кукаркин, П. П. Паренаго, Ю. И. Ефремов, П. Н. Холопов. *Общий каталог переменных звезд*. Изд-во АН СССР, 1958.
25. В. Б. Никонов. *Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс.*, 4, 1, 1940.
26. В. Б. Никонов, Е. К. Никонова. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 9, 41, 1952.
27. Г. П. Захаров. *Переменные звезды*, 8, 435, 1952.
28. П. П. Паренаго. *Труды четвертого совещания по вопросам космогонии*. Изд-во АН СССР, 1955, стр. 306.
29. В. В. Кукаркин. *Астр. журн.*, 13, 111, 1936.
30. А. Б. Северный. *Астр. журн.*, 23, 41, 1946.
31. С. А. Жевакин. *Докл. АН СССР*, 99, 353, 1954.
32. A. H. Joy. *Ap. J.*, 86, 363, 1937.
33. C. C. Kiess. *Mich. Publ.*, 3, 131, 1923.
34. J. C. Duncan. *L.O.V.*, 5, 93, 1908; 121, 1909.
35. S. Albrecht. *L.O.V.*, 4, 130, 1907.
36. R. F. Sanford. *Ap. J.*, 81, 140, 1935.
37. H. A. Abt. *P.A.S.P.*, 66, 65, 1954.
38. J. A. Aldrich. *Mich. Publ.*, 4, 75, 1932.
39. C. D. Perrine. *A.N.*, 248, 137, 1933.
40. С. Росселанд. *Теория пульсаций переменных звезд*. ИЛ, 1952, стр. 156.
41. П. П. Паренаго. *Курс звездной астрономии*. Гостехиздат, 1954.
42. G. Pskovskiy. *Trans. IAU*, 10, 695, 1958 (1960).
43. В. В. Кукаркин. *Переменные звезды*, 5, 42, 1935.
44. T. Dambara. *Publ. Astr. Soc. Japan*, 3, 135, 1951.
45. A. Orolski. *Wroslaw Contr.*, N 2, 5, 1958.
46. G. P. Kuiper. *Ap. J.*, 88, 464, 1938.
47. *Rh. Lust Kuika. Zs. f. Ap.*, 33, 24, 1954.
48. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Муштейль, А. Б. Северный, В. В. Соболев. *Теоретическая астрофизика*. Гостехиздат, 1952.

ФОТОГРАФИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА  
79 РАНИХ ЗВЕЗД O—B2 В ПЛОЩАДКЕ С ЦЕНТРОМ  $\alpha = 18^{\text{h}} 54^{\text{m}}$ ,  
 $\delta = +5^{\circ}, 0$

*И. И. Проник*

Определены фотографические величины ( $m_{pg}$ ) и цвета ( $C$ ) 79 звезд O—B2 в площадке с центром  $\alpha = 18^{\text{h}} 54^{\text{m}}$ ,  $\delta = +5^{\circ}, 0$ . Поглощение в исследуемой области приведено на фиг. 4. Фиг. 5 дает примерное распределение ранних O—B-звезд в плоскости Галактики в направлениях  $l = 343^{\circ}$  и  $l = 5^{\circ}, 5$ .

PHOTOGRAPHIC MAGNITUDES AND COLOR INDICES OF 79 EARLY O—B2 STARS IN AN AREA WITH THE CENTER AT  $\alpha = 18^{\text{h}} 54^{\text{m}}$ ,  $\delta = +5^{\circ}, 0$ , by *I. I. Pronik*.—The photographic magnitudes ( $m_{pg}$ ) and color indices ( $C$ ) of 79 early O—B2 stars in an area with the center at  $\alpha = 18^{\text{h}} 54^{\text{m}}$ ,  $\delta = +5^{\circ}, 0$  are determined. Interstellar absorption in the studied region is given in fig. 4. An approximate distribution of early O—B stars in the galactic plane in the directions  $l = 343^{\circ}$ ,  $l = 5^{\circ}, 5$  is shown in fig. 5.

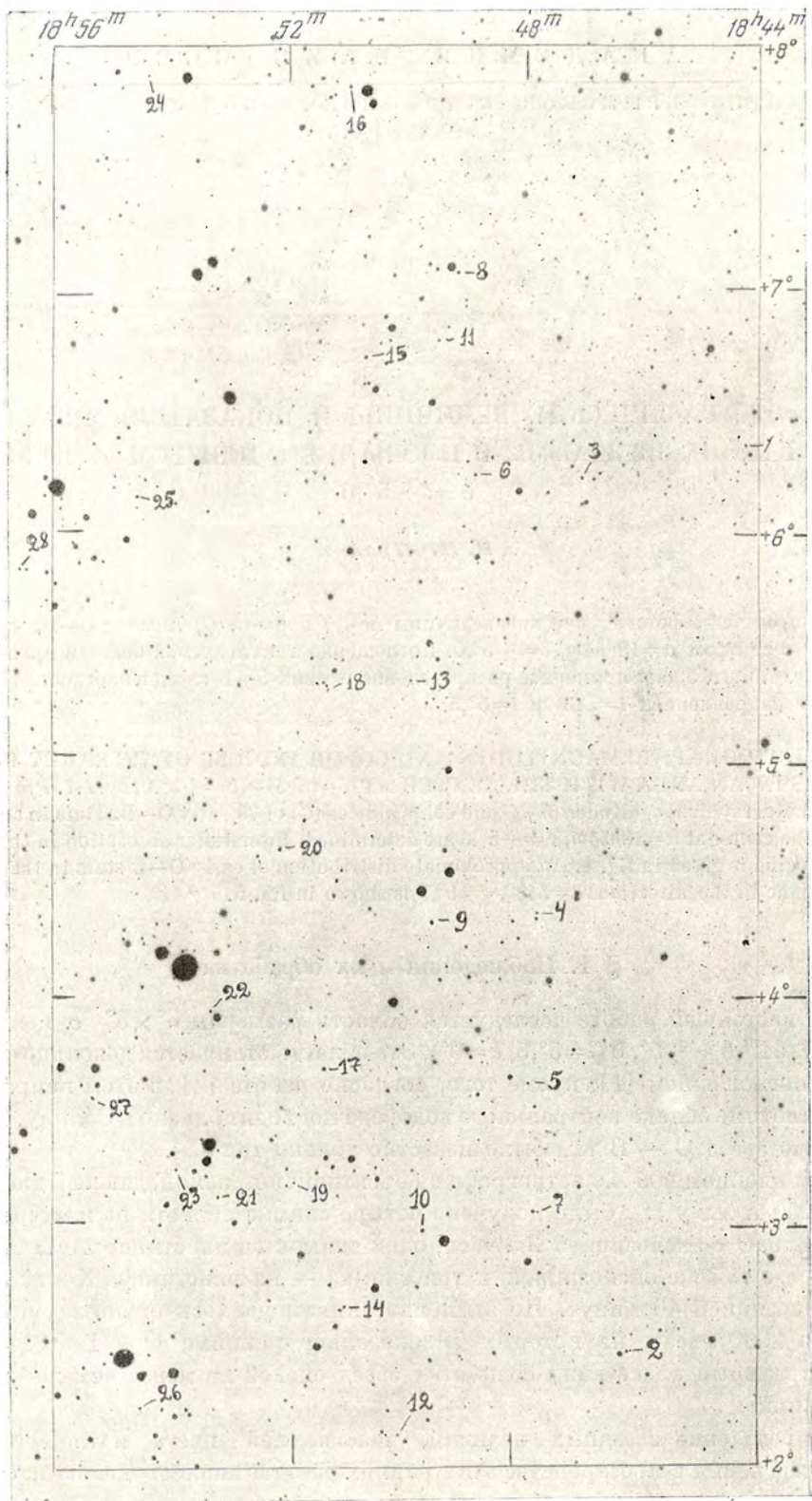
### § 1. Наблюдения и их обработка

В настоящей работе исследуется область размером  $6^{\circ} \times 6^{\circ}$  с центром  $\alpha = 18^{\text{h}} 54^{\text{m}}$ ,  $\delta = +5^{\circ}, 0$  ( $l = 5^{\circ}, 5$ ,  $b = 0^{\circ}$ ). Эта область отличается довольно сильным поглощением [1]; кроме того, согласно работе [2], в этом направлении плотные облака нейтрального водорода подходят близко к Солнцу. Ранних же звезд O — B там было известно только три [3].

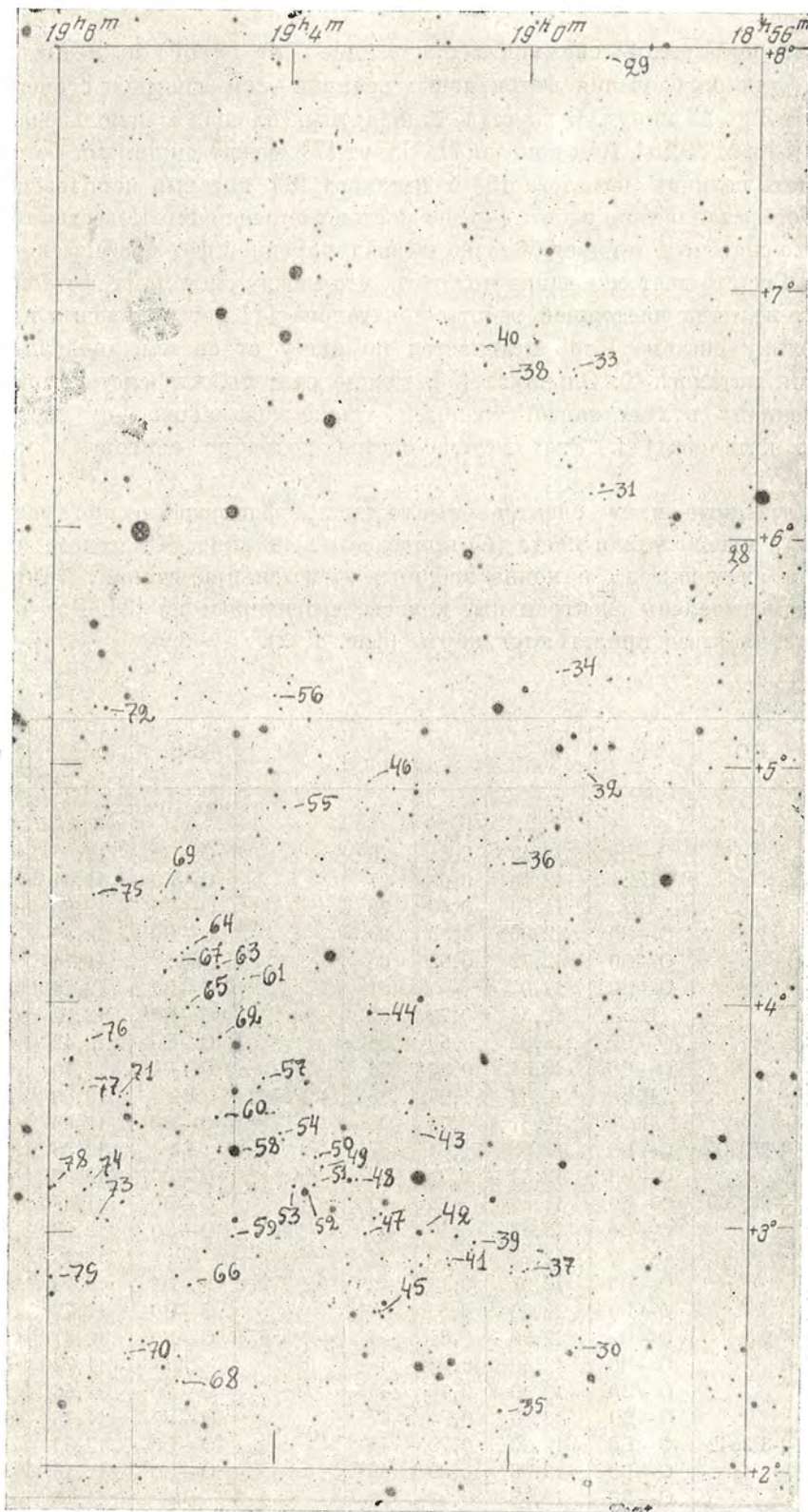
На двойном 400-мм астрографе с объективной призмой, дающей дисперсию  $250 \text{ \AA/мм}$  у  $\text{H}_{\beta}$ , было получено четыре снимка области на пластинках Kodak 0aO с экспозицией 2,5 часа, один снимок на пластинке Agfa Astro Platten с той же экспозицией и три снимка — на пластинках Kodak 0aO с экспозицией 40 минут. По этим пластинкам удалось оценить спектры около 2000 звезд, из которых 79 оказались ранними O — B-звездами. Спектральный класс каждой из этих звезд оценен не менее чем по трем пластинкам.

Определение звездных величин, показателей цвета и примерного распределения в пространстве этих ранних звезд и явилось целью настоящей работы.

Звездные величины и показатели цвета звезд определялись так же, как указано в работе [4]. Для определения фотографических величин было



Фиг. 1. Карта исследуемой области



Фиг. 2. Карта исследуемой области

использовано шесть снимков с экспозицией от одной до пятнадцати минут, для определения фотокрасных величин—семь снимков с экспозицией от 3 до 45 минут. В качестве стандартных площадок использовались SA 20 [5] и M 39 [6]. Как показал Л. Плаут [7], между системами фотографических величин каталога [5] и каталога [8], который использовался в качестве стандарта в работе [4], нет цветового уравнения. Известно также [9], что система *B* по цвету близка к международной фотографической системе. Все это дает основание полагать, что между системами фотографических величин настоящей работы и каталога [4] нет уравнения цвета. Поскольку система *V* не отличается по цвету от системы визуальных величин каталога Т. Эльвиуса [5], можно считать, что система цветов, полученная в настоящей работе, также одинакова с системой цветов каталога [4]. Эта система цветов подробно описана в работе [10].

Полученные нами спектральные классы, фотографические величины ( $m_{pg}$ ) и показатели цвета ( $C$ ) приведены в таблице. К звездам, отмеченным звездочками, в конце таблицы имеются примечания. Жирным шрифтом выделены спектральные классы, выписанные из [3]. Для отождествления звезд прилагаются карты (фиг. 1, 2).

Т а б л и ц а

№ п/п	BD	Sp	$m_{pg}$	$C$	№ п/п	BD	Sp	$m_{pg}$	$C$
			<i>m</i>	<i>m</i>				<i>m</i>	<i>m</i>
1		O—B0	12,45	0,84	26		O—B0	12,56	0,88
2		B2:	12,13	0,63	27		O—B0	11,94	0,88
3		B2	11,80	0,43	28		O—B0	12,66	1,24
4		O—B0	12,06	0,53	29		O—B0	12,45	0,82
5		O—B0	12,72	0,92	30		B2:	11,74	1,18
6*		O—B0	12,0	—	31		O—B0	12,24	—0,07
7		B2:	12,34	0,72	32		O—B0	12,72	1,44
8		O—B0	11,82	0,50	33		O—B0	12,42	0,82
9		O—B0	12,54	0,87	34		O—B0	11,70	0,94
10		B2:	12,32	1,25	35	+2°3762	B2	10,80	0,52
11		B2:	12,32	0,72	36		O—B0	12,96	1,79
12	+2°3705	O—B0	12,38	1,81	37		B2	12,58	1,06
13		O—B0	12,54	0,72	38		O—B0	12,22	1,00
14	+2 3709	O—B0	11,56	0,55	39		O—B0	11,47	0,49
15		O—B0	12,46	0,40	40		O—B0	12,28	1,01
16		O—B0	12,23	0,58	41		B2:	12,10	0,96
17		O—B0	12,07	0,73	42	+2°3771	<b>B0 III</b>	9,74	0,70
18		O—B0	12,66	0,89	43		O—B0	12,77	1,21
19		O—B0	12,30	0,84	44	+3 3887	O—B0	10,37	1,37
20		O—B0	12,40	0,96	45		B2:	11,72	1,15
21		O—B0	12,40	0,76	46		O—B0	12,66	1,33
22		O—B0	12,65	0,74	47		O—B0	11,75	0,64
23	+3 3842	O—B0	12,26	0,70	48		O—B0	12,32	0,94
24		O—B0	12,38	0,89	49*		O—B0	12,13	—
25		O—B0	12,52	0,92	50		B2	11,38	0,46



Таблица (продолжение)

№ п/п	BD	Sp	$m_{pg}$	$C$	№ п/п	BD	Sp	$m_{pg}$	$C$
51		O—B0	$m$ 11,82	$m$ 0,82	66*	+2°3793	O—B0	$m$ 11,27	$m$ 1,05
52	+3°3893	<b>B1 Ib</b>	9,18	0,74	67	+4 3982	B2	11,28	0,92
53		O—B0	11,82	0,78	68		O—B0	12,3	1,0
54		O—B0	11,68	0,54	69		B2:	12,40	1,04
55		O—B0	12,46	1,03	70		O—B0	12,76	0,84
56		O—B0	12,79	0,84	71		B2	12,35	0,75
57		O—B0	12,03	0,85	72	+5 4047	O—B0	10,91	1,76
58	+3 3902	<b>B3 Ia</b>	7,93	0,63	73	+2 3809	O—B0	11,64	0,81
59		B2	11,73	0,44	74		O—B0	12,75	0,53
60		O—B0	11,23	0,85	75		B2:	12,49	0,85
61		O—B0	12,37	1,00	76		O—B0	12,66	1,05
62		O—B0	12,04	0,80	77	+3 3923	=	12,50	1,18
63*	+3 3907	O—B0	10,88	0,74	78		O—B0	11,46	0,49
64		O—B0	12,18	0,85	79	+2 3806	O—B0	11,05	0,93
65	+3 3010	O—B0	11,25	0,69					

Примечания к таблице:

6. Величины определить не удалось — мешает соседняя звезда.

49. На пластинках для определения фотокрасных величин очень близко появилась звезда, которая помешала измерить  $m_{pr}$  этой звезды.

63, 66. На спектр слегка наложен спектр соседней звезды.

Чтобы воспользоваться данными таблицы, необходимо знать нуль-пункты системы фотографических величин ( $m_{pg}$ ) и системы цветов ( $C$ ). Поскольку мы считаем, что цветовая система фотографических величин, приведенных в таблице, не отличается от системы каталога [4], мы можем, имея в виду уравнение (1) работы [10], написать соотношение

$$m_{pg} = B + a + 0,11(B - V), \quad (1)$$

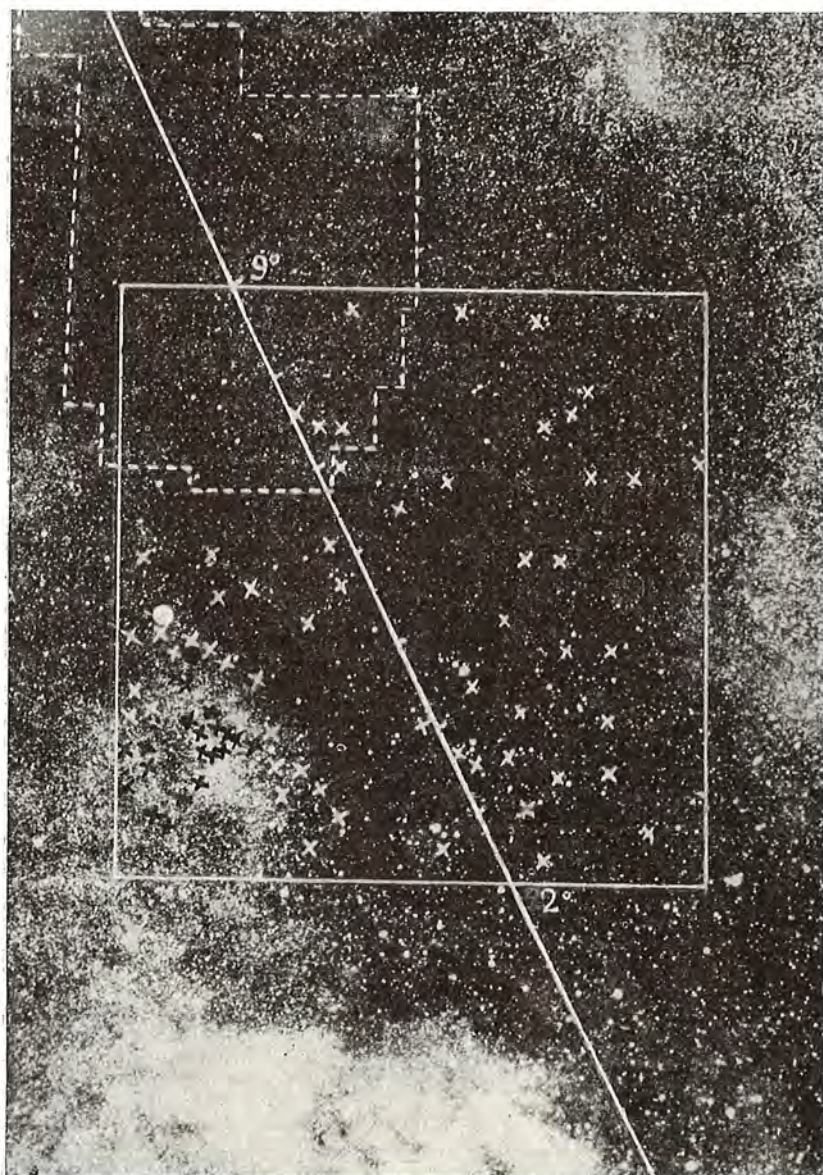
где  $a$  — поправка нуль-пункта системы фотографических величин звезд, помещенных в таблице. Используя данные для трех звезд нашего каталога и значения  $B$  и  $B - V$  из [3], находим  $a = -0^m,01 \pm 0^m,03$ . Аналогично, для определения нуль-пункта системы цветов  $C$  можно использовать линию покраснения для звезд O — B2, приведенную в работе [10] (соотношение (11)):

$$C = b + 1,64(B - V). \quad (2)$$

По тем же данным, по которым получено  $a$ , находим  $b = -0^m,27 \pm 0^m,04$ . Имея в виду соотношения (1) и (2), мы можем использовать для обработки данных таблицы нормальные цвета и абсолютные фотографические величины звезд, приведенные в работах [10, 11].

## § 2. Межзвездное поглощение и распределение O—B-звезд в пространстве

Исследуемая область характеризуется необычайно сильным поглощением. На фиг. 3 представлена фотография этой области. Вдоль галактического экватора тянется широкая темная полоса, почти лишенная слабых



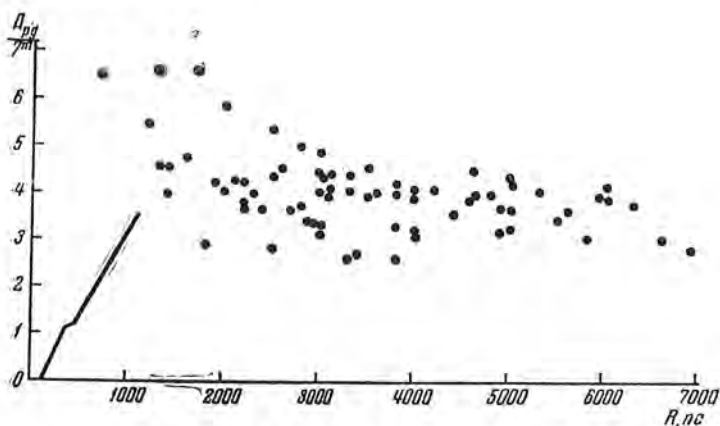
Фиг. 3. Фотография области, скопированная с атласа Росса

Сплошной линией обозначены границы изучаемой области, штриховкой—границы области, изученной Т. Уивером [1]. Крестиками показано распределение ранних O—B2-звезд. Кружками выделены возможные скопления ранних звезд

звезд. Поскольку выше и ниже этой полосы на расстоянии  $\pm 2-3^\circ$  от галактического экватора таких звезд очень много, наиболее вероятно предположение, что около экватора они скрыты толстым слоем поглощающих облаков. Т. Уивер [1] определил поглощение в северной части этой области (фиг. 3). В среднем на расстоянии около 1000  $pc$  оно достигает  $3_m$ , 5 в фотографических лучах (фиг. 4). Но в отдельных местах возможно, конечно, и значительно большее поглощение. На фиг. 3 в исследуемой

области выделяются более темные места, чем в области Т. Уивера, где, должно быть, поглощение больше  $3^m,5$ .

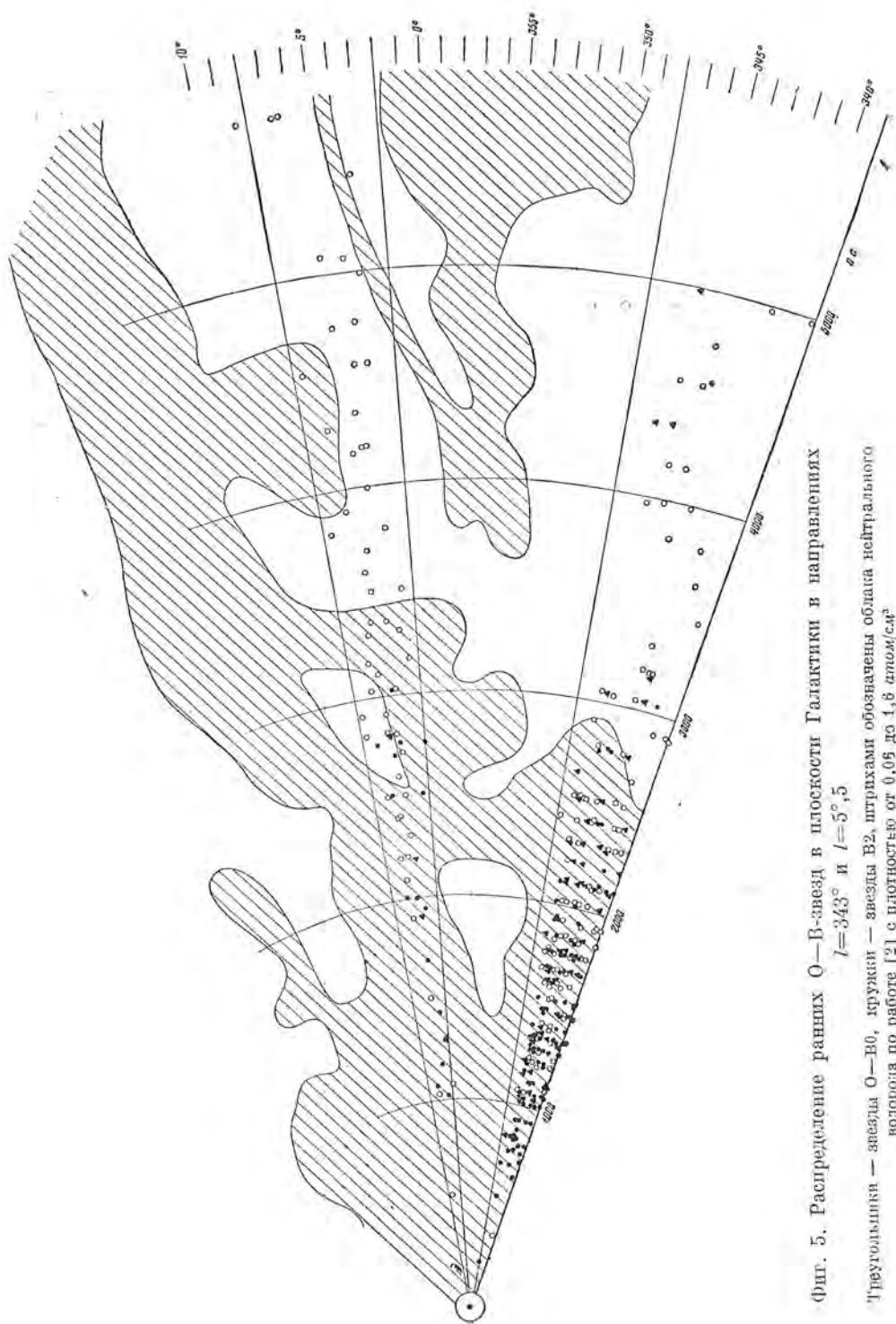
Данные таблицы позволяют определить поглощение в нескольких местах области. Мы предположили, что все выделенные нами звезды принадлежат главной последовательности. Тогда, используя данные работ [10, 11] и соотношения (1) и (2), мы определили для каждой звезды поглощение в фотографических лучах и ее расстояние от Солнца. Из-за ошибок классификации спектров и классов светимости ошибка в модуле расстояния может достигать  $2^m,5$ .



Фиг. 4. Поглощение в изучаемой области, вычисленное по данным таблицы  
 Линией показано поглощение по Т. Уиверу [1]

На фиг. 4 представлено определенное нами поглощение. Все звезды ослаблены больше чем на  $3^m,0$ . Фиг. 4 показывает, что основная часть поглощающей материи сосредоточена на расстоянии до  $2000 \text{ pc}$ . Большой разброс точек на графике свидетельствует о сильных флуктуациях в поглощении — от  $3^m,0$  до  $6^m,5$ . При этом следует иметь в виду, что фиг. 4 показывает поглощение в наиболее прозрачных местах. Среднее же поглощение по всей области, вероятно, превышает  $4^m,0$ — $5^m,0$ .

На фиг. 3 отчетливо видно, что больше всего ранних звезд оказалось в левом нижнем углу области, в стороне от самой темной полосы пыли. Там даже видны два скопления (отмечены кружками), спектры звезд которых оценить не удалось. Но на слабых спектрах этих звезд видно более или менее сильное непрерывное излучение в ультрафиолете. Скорее всего это очень ранние звезды. Можно ожидать, что около экватора также имеется значительно больше ранних O — B-звезд, чем нам удалось обнаружить, но их свет сильно ослаблен пылью. Распределение O — B2-звезд в плоскости Галактики в изучаемом направлении показано на фиг. 5. Оказывается, что ближе  $2000 \text{ pc}$  звезд O — B0 почти нет. Это нельзя объяснить только сильным поглощением, так как даже при поглощении  $7^m,0$  звезды O на расстоянии  $2000 \text{ pc}$  будут ярче  $12^m,7$  (фотогр.). В более прозрачных местах звезды O — B0 прослеживаются до  $6000 \text{ pc}$ . На фиг. 5 нанесено также распределение O — B2-звезд в области  $l=343^\circ$  по работе



Фиг. 5. Распределение ранних O—B-звезд в плоскости Галактики в направлениях  $l = 343^\circ$  и  $b = 5^\circ, 5$

Треугольники — звезды O—B0, кружки — звезды B2, штрихами обозначены облака нейтрального водорода по работе [2] с плотностью от 0,05 до 1,6 атом/см<sup>3</sup>

[12]. Общая картина внутреннего рукава в Стрельце на основе этих данных представляется следующим образом:

1) в направлении  $l=343^\circ$  звезды O — В0 находятся на расстоянии дальше 1000 *пс* от Солнца;

2) в направлении  $l=5^\circ,5$  звезды O — В0 расположены дальше 2000 *пс*, т. е. рукав как бы отходит в этом месте от Солнца.

Такая картина грубо согласуется с представлением внутреннего рукава в Стрельце по наблюдениям нейтрального водорода [2] (см. фиг. 5). Но в деталях имеются отличия — в этих направлениях нейтральный водород с концентрацией до  $1,6 \text{ атом/см}^3$  наблюдается и на расстояниях нескольких сот парсеков от Солнца. Как уже отмечалось выше, а также в работах [11, 12], здесь же расположены и очень густые пылевые облака. Поэтому, если считать, что в этом месте между внутренним рукавом и рукавом, проходящим с внешней стороны от Солнца в направлении созвездия Лебедь, есть перемычка, то она состоит только из нейтрального водорода и пыли; ранних звезд в ней нет.

При рассмотрении фиг. 5 напрашивается вопрос: если внутренний рукав поворачивает от Солнца в направлении около  $l=+5^\circ$  и здесь мы смотрим вдоль рукава, то чем объяснить тот факт, что звезды O—В0 наблюдаются в направлении  $l=343^\circ$  на расстояниях 3—4 *кпс* от Солнца? Скорее всего здесь уже сказывается присутствие следующего внутреннего рукава, находящегося на расстоянии около 4 *кпс* от Солнца, положение которого намечается и по наблюдениям нейтрального водорода.

Известно, что в направлении  $l=343^\circ$  наблюдается хаотическая поляризация света звезд [13]. Это давало основание считать, что в этом направлении мы смотрим вдоль спирального рукава [14]. Так как спиральный рукав все же, скорее всего, проходит в этом направлении перпендикулярно лучу зрения, то магнитное поле, по-видимому, тянется вдоль перемычки между рукавами, о которой говорилось выше, увлекая за собой нейтральный водород и пыль; звезды в перемычке пока еще не образовались.

В заключение приношу глубокую благодарность Л. П. Метик, О. П. Голландскому и В. И. Пронику, любезно сфотографировавшим для меня спектры на 400-мм двойном астрографе и Е. И. Иосько за помощь в работе.

15 мая 1960 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. H. Weaver. *Ap. J.*, **110**, 190, 1949.
2. J. H. Oort, F. T. Kerr, G. Westerhout. *M.N.*, **118**, 379, 1958.
3. W. A. Hiltner. *Ap. J. Suppl.*, № 24, 1956.
4. И. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **20**, 208, 1958.
5. T. Elvius. *Stockholms Obs. Ann.*, **16**, № 4, 5, 1951.
6. H. L. Johnson. *Ap. J.*, **117**, 353, 1953.
7. L. Plaut. *B.A.N.*, **13**, 114, 1956.
8. F. Sears et al. *Papers of the Mount Wilson Observatory*, v. IV, 1930.
9. H. L. Johnson. *Ann. d'Ap.*, **18**, 292, 1955.
10. И. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **21**, 268, 1959.
11. И. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **22**, 152, 1960.
12. И. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **23**, 46, 1960.
13. J. S. Hall. *Publ. United States Naval Observ., Second Series*, **17**, Pt 4, 1958.
14. Г. А. Шайн. *Астр. журн.*, **33**, 469, 1956.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В СОЗВЕЗДИИ  
ЛЕБЕДЯ НА ПЛОЩАДКЕ С ЦЕНТРОМ

$$\alpha = 20^{\text{h}} 04^{\text{m}}, \quad \delta = +36^{\circ}$$

*А. Б. Нумерова*

Исследование поглощения в созвездии Лебедя на площади  $6^{\circ} \times 6^{\circ}$  с центром  $\alpha = 20^{\text{h}} 04^{\text{m}}$ ,  $\delta = +36^{\circ}$  произведено на основе каталога автора [2] (спектры и фотокрасные показатели цвета 5000 звезд спектральных классов в среднем до  $m_{pg} = 12^{\text{m}}, 5$ ). Эффективные длины волн данной системы:  $\lambda_{pg} = 4300 \text{ \AA}$  и  $\lambda_{pr}$  около 6200  $\text{\AA}$ . Кроме того, использовались каталоги [3—7]. Всего в настоящей работе использованы данные приблизительно для 2300 звезд от O до F2 включительно.

Подробное исследование поглощения произведено по отдельным областям и участкам. Схематическое распределение поглощающей материи показано на фиг. 2, где очерчены участки с различной степенью поглощения.

Рассмотрены и подробно описаны все эти участки.

Оценены расстояния до некоторых туманностей и их протяженность.

Проведено предварительное сравнение полученного распределения поглощающей материи с распределением темных и светлых диффузных туманностей по картам атласов [10—13].

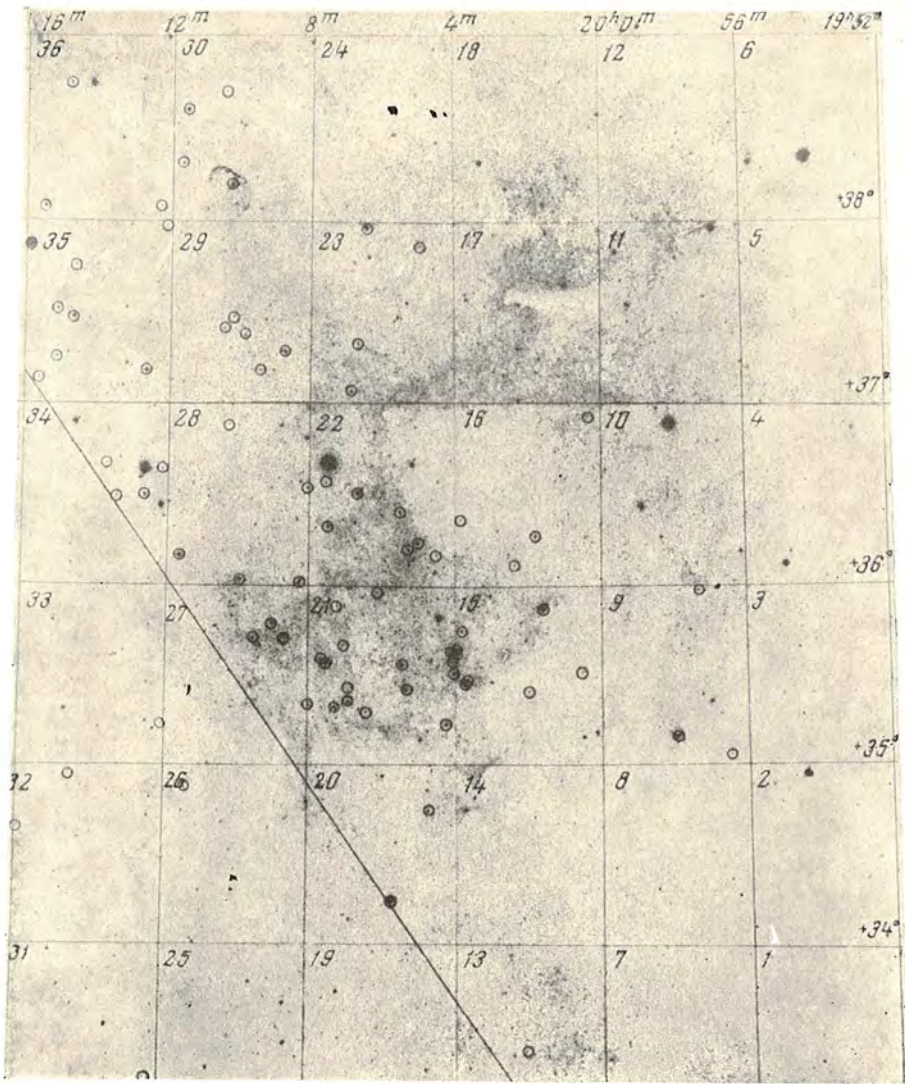
Подтверждена связь звезд высоких светимостей с темной материей, отмеченная ранее [20], а для звезд, отягощенных большим поглощением, — со светлыми диффузными туманностями, что, вероятно, указывает на присутствие в этих туманностях значительного количества пылевой материи.

A STUDY OF INTERSTELLAR ABSORPTION IN A REGION OF CYGNUS,  
 $\alpha = 20^{\text{h}} 04^{\text{m}}$ ,  $\delta = +36^{\circ}$ , by *A. B. Numerova*.— Interstellar absorption in a region,  $6^{\circ} \times 6^{\circ}$ , in Cygnus with the center at  $\alpha = 20^{\text{h}} 04^{\text{m}}$ ,  $\delta = +36^{\circ}$  is studied using data of the author's catalogue [2] (spectra and photoreduced colour indices of 5000 stars up to  $m_{pg} = 12^{\text{m}}, 5$ , on the average). The effective wave-lengths of the system are:  $\lambda_{pg} = 4300 \text{ \AA}$  and  $\lambda_{pr}$  about 6200  $\text{\AA}$ . Data of the catalogues [3—7] are also used. Altogether about 2300 Of to F2 type stars are considered.

A detailed investigation of absorption is made for separate regions and areas. A schematic representation of the distribution of absorbing matter is given in fig. 2. Areas with different degrees of absorption are outlined, and described and discussed in detail.

A preliminary comparison is made of the obtained distribution of absorbing matter and the distribution of dark and bright diffuse nebulae given in charts of atlases [10—13].

The connection between high luminosity stars and dark matter, noted previously [20], is confirmed, and also that between stars with large colour excesses and bright diffuse nebulae. The latter is probably evidence of considerable dust in these nebulae.



Фиг. 1. Репродукция области в синих лучах (карта из Паломарского атласа)

Задачей работы является исследование межзвездного поглощения в области Млечного Пути на площади  $6^\circ \times 6^\circ$  с центром  $\alpha_{1950} = 20^h 04^m$ ,  $\delta_{1950} = +36^\circ$ .

Исследуемая область представляет большой интерес. В нее входит почти все яркое облако в созвездии Лебеда; на востоке находится часть «Большой расщелины», где расположена область наибольшего поглощения; на юго-западе большая темная туманность параболической формы; немного выше маленькая темная туманность треугольной формы, а северо-западная часть почти совершенно свободна от межзвездного поглощения и является «окном прозрачности».

В центре находится большая группа эмиссионных туманностей, открытых В. Ф. Газе и Г. А. Шайном [1].

Область очень богата ранними звездами и особенно звездами высокой светимости. Здесь находится ряд известных галактических скоплений, состоящих из звезд высоких светимостей (NGC 6871, NGC 6883, IC 4996, B1 и C1), пространственные группировки и ассоциации ранних звезд (фиг. 1).

Исследование поглощения произведено [на основе каталога автора [2], в котором даны спектральные классы [и фотокрасные показатели цвета для 5000 звезд (в среднем до  $m_{pg} = 12^m,5$ ); эффективные длины волны  $m_{pg}$  около 4300 Å и  $m_{pr}$  около 6200 Å. Кроме того использовались каталоги [3—7]. В настоящей работе использованы данные [примерно о 2300 звездах от O4 до F0 — F2 включительно.

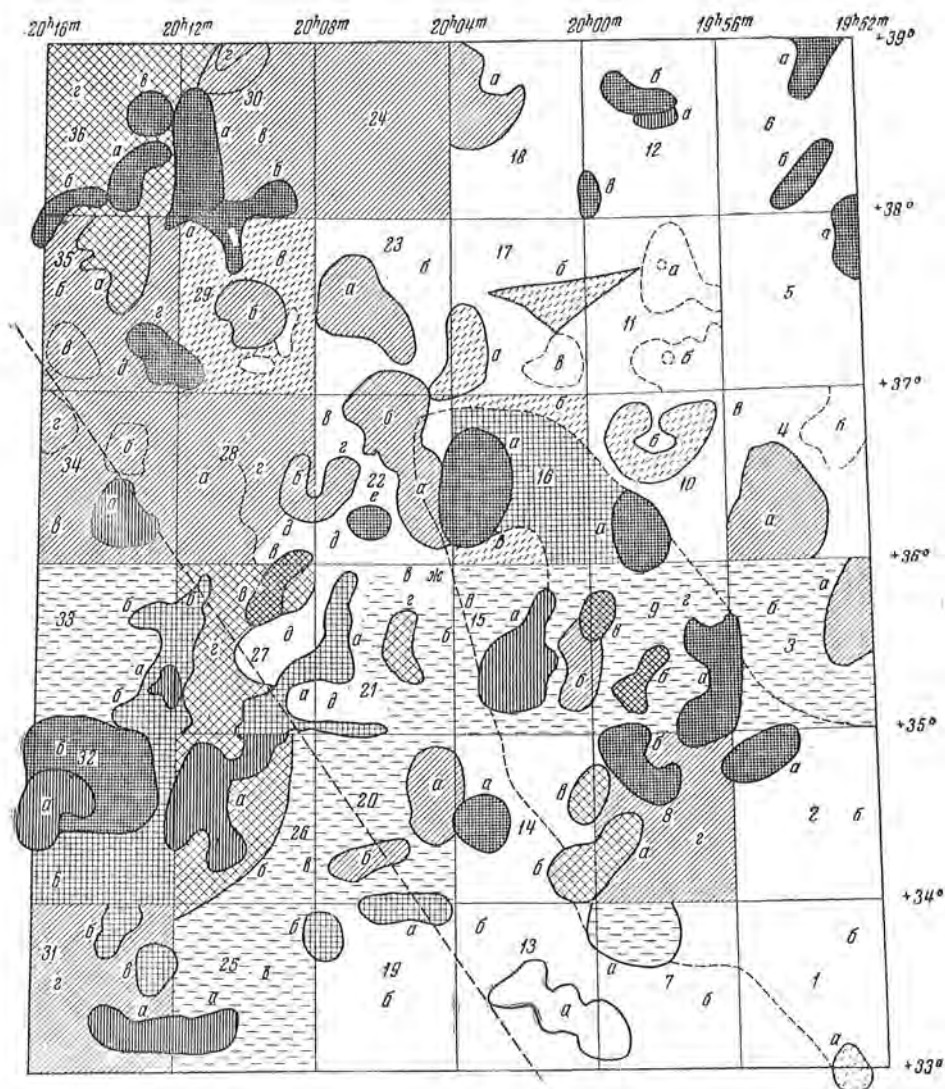
Как известно, для определения полного [фотографического поглощения ( $A_{pg}$ ) необходимо знать нормальные показатели цвета звезд ( $C_0$ ), при помощи которых определяются избытки цвета звезд ( $CE = C_H - C_0$ ), величину  $\gamma$  (коэффициент перехода от селективного поглощения к полному) и фотографические абсолютные величины звезд  $M_{pg}$ .

## § 1. Нормальные показатели цвета звезд

Исследуемая область в некоторых своих частях почти совершенно свободна от межзвездного поглощения. В северо-западной ее части находится группа удаленных цефеид, открытых Бааде: V336 Cyg, QY Cyg, V343 Cyg. Расстояния до этих звезд соответственно [равны 8300, 7600 и 15 600 pc; полное фотографическое поглощение лежит для них в пределах от  $2^m,0$  до  $2^m,5$ . Исследование слабых M-звезд до  $13^m,5$  инфракрасной величины, проведенное Дж. Нассау и Э. Альбада [8] на площади 2,28 кв. градуса (от  $\alpha = 19^h 53^m$  до  $\alpha = 19^h 57^m$  и по склонению от  $\delta = +36^\circ$  до  $\delta = +38^\circ$ ), показывает, что межзвездное поглощение составляет здесь около  $0^m,1$  на килопарсек. Дж. Нассау и Д. Мак-Рей [9] также пришли к выводу, что поглощение в этом направлении не превышает  $0^m,5$  на килопарсек.

На основании этого, используя атласы [10—13], мы выбрали места наибольшей прозрачности (см. на фиг. 2 участки 5, 6, 10—12, 17, 18). Было принято, что цвета близких звезд на этих участках являются в первом приближении нормальными цветами.





Фиг. 2. Карта схематического пространственного распределения поглощения (темной материи) на всей исследуемой площади

Прямая штриховая линия — галактический экватор. Буквами русского алфавита обозначены участки с различным поглощением

Для контроля был применен еще метод Н. Ф. Флоря [14—15]. Полученные расхождения оказались меньше  $0^m,02$ . В помещенной на стр. 50 таблице (столбец 2) приведены средние значения нормальных показателей цвета, определенные этими двумя методами; в скобках указано число звезд.

Определение нормальных показателей цвета было проведено также путем привязки к другим фотометрическим системам.

Если фотографическая система включает излучение с длиной волны меньше, чем  $3800 \text{ \AA}$ , то из-за влияния бальмеровского скачка соотношение между такой системой и другими системами звездных величин, свободными от такого влияния, будет нелинейным и многозначным.

Согласно работе [16], наши фотографические звездные величины включают некоторую долю ультрафиолетового излучения. Несмотря на это, оказалось, что связь нашей системы  $m_{pg}$  с системой  $B$  линейна по крайней мере для звезд ранних спектральных классов.

Наш каталог [2] содержит 44 звезды ранних спектральных классов, для которых имеются показатели цвета в системе  $B, V$  [4, 17]. Среди них пять ярких звезд (BD+35°3956, HD 227634, HD 192422, BD+37°3862, HD 193237), для которых у нас нет уверенных определений звездных величин, и две слабые звезды BD+36°3827 и BD+35°3986, для которых существует большое расхождение с нашими данными. Исключив из рассмотрения эти семь звезд, мы получили следующие соотношения между интересующими нас системами:

$$m_{pg} = B + 0,27(B - V) - 0^m,25; \quad (1)$$

$$\pm 0,05 \quad \pm 0^m,03$$

$$m_{pr} = V - 0,37(B - V) + 0^m,05. \quad (2)$$

$$\pm 0,05 \quad \pm 0^m,03$$

Так как при выводе формул (1) и (2) мы исключили из рассмотрения самые яркие и самые слабые звезды, то эти формулы не содержат члена зависящего от величины звезды.

Мы получили также следующее соотношение между показателями цвета ( $C_n = m_{pg} - m_{pr}$  и  $B - V$ ):

$$C_n = 1,60(B - V) - 0^m,26. \quad (3)$$

$$\pm 0,05 \quad \pm 0^m,02$$

Попытка определить отдельно такое соотношение для сверхгигантов и звезд главной последовательности показала некоторые различия, согласующиеся по тенденции с результатами [18]. Однако эти различия лежат в пределах точности определения коэффициентов соотношения (3). Формула (3) получена в основном по покрасневшим звездам, имеющим показатели цвета в системе  $B, V$  в пределах от  $0^m,0$  до  $1^m,3$ . Чтобы получить из этого соотношения нормальные показатели цвета нашей системы по нормальным показателям цвета системы  $B, V$ , приходится предположить, что этому соотношению удовлетворяют и непокрасневшие звезды спектральных типов  $B$  и  $A$ . Законность этого вытекает из близости систем  $m_{pg}$  и  $B$  (в случае включения в них ультрафиолетового излучения). Аналогичным образом была определена и редуцированная формула для перехода от известной системы Дж. Стеббинса, К. Хаффера и А. Уитфорда  $C$  [19] к нашей системе  $C_n$ . Для этого была использована 81 звезда ранних спектральных классов из каталогов [3, 7, 19—22], имеющая определенное  $C_n$ . Было получено соотношение

$$C_n = 3,4 C_1 + 0^m,16 \quad (4)$$

$$\pm 0,2 \quad \pm 0^m,06.$$

Средние значения нормальных показателей цвета в системе  $C_n$ , полученные по известным нормальным цветам систем  $B - V$  и  $C$ , приведены в четвертом столбце таблицы.

О близости нашей системы к фотокрасной системе звездных величин Дж. Нассау и Д. Мак-Рей [9], а также Р. Аншира [6] можно судить по

близости эффективных длин волн этих систем и по сравнению фотографических и фотокрасных величин ранних звезд (см. [2].) Наши нормальные показатели цвета должны быть близки к нормальным показателям цвета этой системы. Последние даны в шестом столбце таблицы.

Нормальные цвета можно получить и по двухцветным диаграммам, если известны нормальные цвета для одной из систем.

Для этого необходимо получить линию истинных цветов, т. е. соотношение между системами для непоокрасневших звезд с нормальными цветами. Мы исходили первоначально из двухцветной диаграммы для общих звезд систем  $C_{II}$  и  $B-V$ , построенной для поокрасневших звезд и определяющей, следовательно, направление линий нарастающего поглощения.

Линия истинных цветов должна начинаться от линии поглощения в том месте, где находятся свободные от поглощения звезды  $O$ .

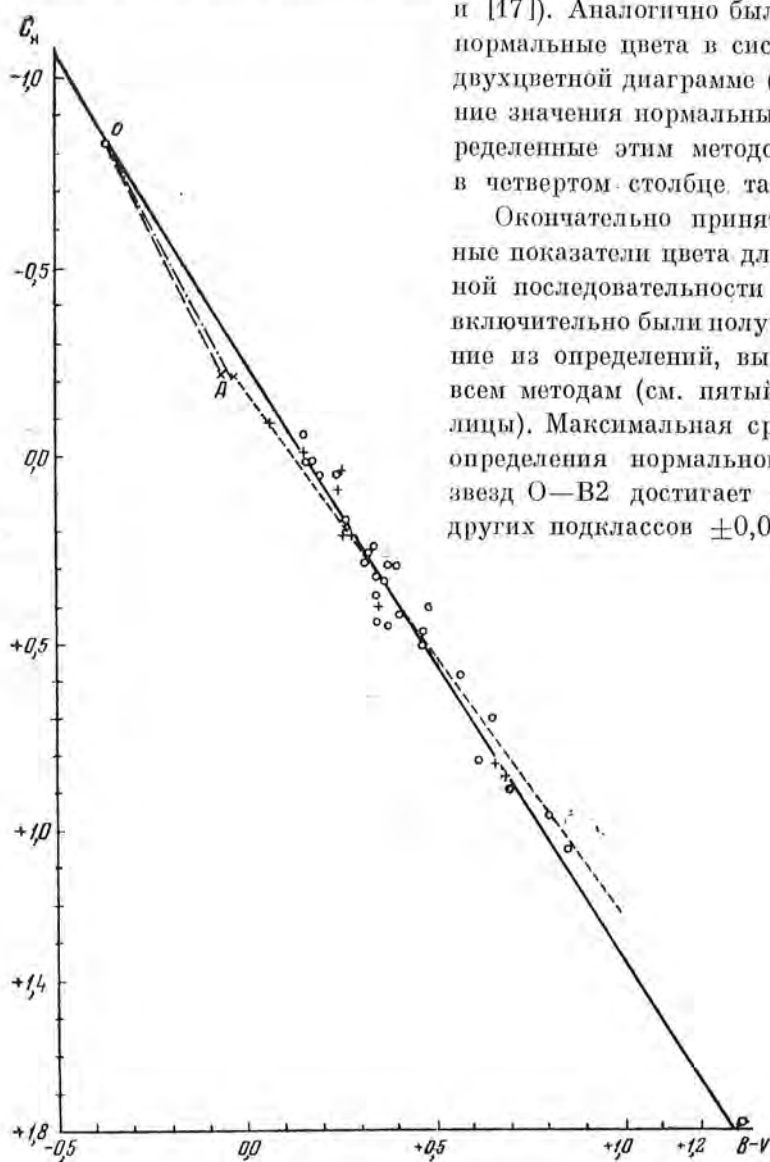
Нормальные показатели цвета для звезд главной последовательности

Спектральный класс	По непоокрасневшим звездам	По связи с системой $B, V$ и $C_I$	По диаграммам $B-V$ и $C_{II}$ $C_I$ и $C_{II}$	Нумерова, средние значения	Пассажу и Мак-Рей
		$m$	$m$	$m$	
O5		(-0,72)	(-0,85)	(-0,78)	
O6		(-0,72)	(-0,85)	(-0,78)	
O7		-0,72	-0,83	-0,78	
O8		-0,70	-0,81	-0,76	
O9		-0,68	-0,78	-0,73	
O9,5		(-0,67)	(-0,77)	(-0,72)	
B0		-0,66	-0,76	-0,71	$m$ -0,62
B1		-0,61	-0,68	-0,64	(-0,61)
B2		-0,58	-0,65	-0,62	-0,60
B3		-0,53	-0,60	-0,56	-0,57
B5	$m$ -0,43(17)	-0,47	-0,52	-0,50	-0,50
B8	-0,33(27)	-0,36	-0,36	-0,36	-0,40
B9		-0,31	-0,29	-0,30	-0,33
B9,5	-0,24(21)				
A0		-0,22	-0,20	-0,21	-0,20
A1		-0,17			
A2	} -0,05(53)	-0,11		(-0,10)	-0,08
A3		-0,04		(-0,04)	-0,05
A5	} +0,06(152)	+0,02		(+0,06)	0,00
A8					
F0	} +0,18(272)			} +0,18	+0,15
F2					+0,23
F5					+0,18

Положение этой точки ( $O$ ) найдется на линии нарастающего поглощения для значения  $B-V$ , равного нормальному цвету этих звезд. С другой стороны, по непоокрасневшим звездам в наиболее прозрачной части области мы знаем нормальный показатель цвета в нашей системе для звезд  $A0$  (второй столбец таблицы), а также нормальный показатель цвета для звезд  $A0$  в системе  $B-V$ . Таким образом, можно определить положение нижней точки линии истинных цветов и провести линию истинных цветов, соединяя точки  $O$  и  $A$  прямой линией, что в интересующем нас спектральном интервале (от  $O$  до  $A0$ ) является достаточно хорошим приближением.

На фиг. 3 штрих-пунктирной и штриховой линией изображены два варианта линии истинных цветов (использованы нормальные цвета в системе  $B-V$  для звезд главной последовательности по данным работ [23] и [17]). Аналогично были определены нормальные цвета в системе  $C_n$  и по двухцветной диаграмме ( $C_n, C_1$ ). Средние значения нормальных цветов, определенные этим методом, приведены в четвертом столбце таблицы.

Окончательно принятые нормальные показатели цвета для звезд главной последовательности от  $O$  до  $A0$  включительно были получены как средние из определений, выполненных по всем методам (см. пятый столбец таблицы). Максимальная средняя ошибка определения нормального цвета для звезд  $O-B2$  достигает  $\pm 0,05$ , а для других подклассов  $\pm 0,02$ .



Фиг. 3. Связь между системами  $C_n$  и  $(B-V)$

Крестики — звезды главной последовательности, кружки все—остальные звезды

Для звезд  $A-F$  были приняты нормальные показатели цвета, полученные по непокрасневшим звездам. Полученная точность в определении нормальных показателей цвета вполне достаточна для данной задачи. Как было показано нами в работе [2], средняя квадратичная ошибка в определении модуля расстояния  $m_0-M$  определяется главным образом ошибкой в абсолютной величине  $M$ , которая почти на порядок больше, чем все другие ошибки.

## § 2. Определение коэффициента $\gamma$

Для определения коэффициента  $\gamma$  существуют прямые и косвенные методы.

Если принять, что полное межзвездное поглощение света пропорционально  $\lambda^{-1}$ , то

$$\gamma = \frac{A}{E} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_3 (\lambda_2 - \lambda_1)},$$

где  $A$  — полное поглощение;  $E$  — избыток цвета;  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — эффективные длины волн, определяющие показатели цвета, а  $\lambda_3$  — длина волны, для которой требуется найти полное поглощение. Однако этот метод определения  $\gamma$  очень неточен, так как даже небольшая ошибка в определении длин волн ( $\pm 30 \text{ \AA}$ ) приводит к большой ошибке в величине  $\gamma$  (около  $\pm 0,5$ ). Поэтому для определения величины  $\gamma$  мы пользовались только косвенными методами.

Одним из таких методов является привязка нашей фотометрической системы к другим системам, для которых величина  $\gamma$  уже определена достаточно точно. Тогда

$$\gamma = \frac{A_{pg}}{E_2} = \frac{A_{pg}}{E_1} \cdot \frac{E_1}{E_2} = \alpha \frac{A_{pg}}{E_1},$$

где  $\alpha = \frac{E_1}{E_2}$  есть наклон линии нарастающего поглощения на двухцветной диаграмме.

Вопрос о степени непостоянства  $\gamma$  [24—26] является еще открытым. В настоящем исследовании мы приняли, что  $\gamma = \text{const}$ .

Определение величины  $\gamma_{pg}$  было выполнено через систему  $B-V$ . Для всех общих звезд в системах  $C_u$  и  $B-V$  — в соответствии с уравнением (3), дающим приблизительно и наклон линии нарастающего поглощения, так как

$$\frac{E_{B-V}}{E_{C_u}} \approx \frac{B-V}{C_u} = 0,63 \pm 0,03,$$

получаем, согласно [24],

$$\frac{A_{pg}}{E_{B-V}} = 4,0 \pm 0,36,$$

откуда

$$\gamma_{pg} = \frac{A_{pg}}{E_{B-V}} \cdot \frac{E_{B-V}}{E_{C_u}} = 4,0 \cdot 0,63 = 2,5 \pm 0,3.$$

Для звезд главной последовательности

$$\frac{B-V}{C_u} = 0,70 \pm 0,1, \text{ откуда } \gamma_{pg} = 4,0 \cdot 0,70 = 2,8 \pm 0,3.$$

## § 3. Абсолютные величины звезд

В нашей предыдущей работе о пространственном распределении ранних звезд в созвездии Лебедя [23] абсолютные величины для звезд В и А были взяты по данным П. Кинена и У. Моргана [25], а для звезд О — по данным И. М. Копылова [27].

В данной работе при вычислении звездных расстояний от 0 до А0 включительно использовались абсолютные величины по И. М. Копылову [28], а для звезд А—F — абсолютные величины по П. П. Паренаго [29].

В работе [23] для перехода от визуальных абсолютных величин к фотографическим были использованы нормальные показатели цвета в международной системе. Более точно от  $V$  к  $m_{pg}$  можно перейти по уравнению связи  $V - m_{pg} = a + bC_v$ , так как такому соотношению должны удовлетворять также величины непокрашенных звезд и, следовательно, абсолютные величины звезд, имеющие нормальные показатели цвета  $C_v$ . Для нашей системы

$$M_{pg} = M_v + 0,77C_v. \quad (5)$$

Так как мы не вели специальных определений абсолютных величин, то в первом приближении предполагалось, что все те звезды, для которых нет точных определений светимости, принадлежат к классу светимости V. Точные классы светимости известны примерно для 60 ранних звезд высоких светимостей, классифицированных в системе МК. Для большей части ранних звезд предварительная оценка светимостей была произведена нами в работе об их пространственном распределении [23]. Для звезд F0—F2 оценка светимостей была принята по данным работы [5].

#### § 4. Исследование поглощения в области созвездия Лебедя

Как уже указывалось выше, исследуемая область очень неоднородна по распределению поглощающего вещества. Репродукции области в атласе Росса и Кальверт [11] показывают весьма неравномерную яркость звездного фона с деталями различных размеров; фотографии атласов Барнарда [12], Шайна и Газе [13] и особенно карты Паломарского атласа [10] (см. фиг. 1) отчетливо выявляют расположение темных туманностей и места с большим поглощением, а также расположение эмиссионных газовых туманностей.

При изучении селективного поглощения в исследуемой нами области (ввиду того, что поглощение явно неодинаково в различных ее местах) необходимо было разделить ее на отдельные участки, в пределах которых изменение избытков цвета  $CE$  с расстоянием приблизительно одинаково.

Однако предварительная оценка поглощения на близких расстояниях была сделана по всей области в целом по звездам от F0—F2 до B8.

##### *а) Исследование поглощения на близких расстояниях*

Так как звезды А—F находятся в среднем значительно ближе звезд В и есть основания предполагать, что поглощение на очень близких расстояниях в этой части Млечного Пути более или менее однородно [9], то изучение поглощения по звездам А—F было произведено по всей области в целом. В прозрачных областях оказалось, что по звездам F0—F2 и А5—А8, по которым можно исследовать поглощение до 650  $pc$  и 950  $pc$  соответственно, поглощение еще не обнаруживается. Исключение составляют темные области в «Большой расщелине», темная туманность параболической формы и ряд других.

Однако исследование поглощения по всей области в целом по звездам А2—А3, В9—А0 и В8 показывает, что для большинства областей поглощение начинается от 600 *pc* и составляет там  $0^m,3-0^m,4$ , затем остается примерно постоянным до 2000 *pc*, достигая  $0^m,5-0^m,6$ .

### *б) Исследование поглощения по отдельным участкам*

Границы участков были определены следующим образом. Прежде всего было исследовано изменение поглощения с расстоянием для каждого квадратного градуса по звездам от Of до F0—F2 включительно. После этого, принимая во внимание видимое распределение темной материи по картам атласов [10—13] и основываясь на звездах высоких светимостей, для которых могли быть определены достаточно точно величины полного фотографического поглощения  $A_{pg}$  и расстояния  $r$ , в каждом квадратном градусе были еще выделены участки явно различного поглощения.

Затем, некоторые близкие и похожие по поглощению соседние участки были объединены в более крупные области однородного поглощения в соответствии с местонахождением наиболее заметных темных туманностей и распределением скоплений и пространственных группировок ранних звезд (см. [23]).

Для этого были использованы фотографические звездные и фотокрасные показатели цвета нашего каталога [2], нормальные показатели (пятый столбец таблицы), величина  $\gamma$  и фотографические абсолютные величины, вычисленные по формуле (4). Для звезд высоких светимостей, кроме того, использовались еще данные каталогов [3—7] и [19—22].

Как уже указывалось выше, в первом приближении было принято, что большинство звезд, для которых нет никаких определений классов светимости, относятся к классу светимости V. Часть из них обязательно должна быть гигантами, поэтому звезды с большим поглощением на близких расстояниях, если их местонахождение не совпадало с расположением реальных темных областей (после тщательной проверки по всем картам), считались гигантами. Если после этого их положение соответствовало ходу поглощения, полученному для участка по другим звездам, среди которых в качестве опорных звезд были и звезды высоких светимостей, то это подтверждало правильность сделанного предположения.

Схематическое распределение поглощающей (темной) материи показано на фиг. 2, где намечены отдельные участки и области однородного поглощения, соответственно изображенные для различной степени поглощения (см. пояснения к фиг. 2). Всего выделено 7 различных степеней поглощения, из них 3 для большого поглощения, одна для среднего и три для малого. Каждый квадратный градус имеет порядковый номер, согласно возрастанию прямого восхождения и склонения; буквами русского алфавита обозначены участки различного поглощения (примерно в порядке уменьшения поглощения). Объединенные участки двух смежных градусов имеют, таким образом, два номера и две буквы.

В следующем параграфе будут рассмотрены более подробно все наиболее интересные области, изображенные на фиг. 2.

## § 5. Распределение поглощающей материи в исследуемой области

### а) Области большого поглощения

Рассмотрение фиг. 2 показывает, что исследуемая площадь в созвездии Лебедя включает области большого поглощения, расположенные главным образом в ее восточной части, пересеченной галактическим экватором. С другой стороны, к юго-западу от центра простирается большая темная туманность параболической формы (В 144 по атласу Барнарда [12]).

1. Поглощение сильнее всего на юго-востоке под галактическим экватором, где находится часть «Большой расщелины». Поглощение здесь в наиболее темных участках начинается на расстоянии 300—500 *pc* и уже на расстоянии 1000 *pc* превышает  $2^m,0$  (см. на фиг. 2 участки 26а, 32а и 33а, причем поглощение максимально у восточной границы, где находится звезда HD 228779 (O9,5 Ib) с  $A_{pg} = 6^m,4$  на расстоянии  $\sim 1260$  *pc*), а в остальных участках  $2^m,0$  на расстоянии 1200—1400 *pc* (см. участки 31б, в, 32б, в и 33б, 27б). В примыкающей области с запада поглощение заметно слабее, около  $2^m,0$  на расстоянии 1740—1900 *pc* (см. 26б, 27г и 27в, 28в). Южнее и ближе к галактическому экватору находятся еще два небольших очень темных участка (см. 25а, 31а, где поглощение достигает  $4^m,0$  на расстоянии 900 *pc* и 19а, 25б — небольшая темная туманность с толщиной в  $1^m,5$  на расстоянии 600 *pc*).

2. На северо-востоке над звездой Р Суг и справа от нее расположена другая область большого поглощения, однако несколько более слабого (см. на фиг. 2 участки 36а, б, в и 30а, б, 29а), где поглощение в среднем  $2^m,6$  на расстоянии 1600 *pc* и немного меньшее поглощение на участках 35а и 36г). Под этой областью небольшой реальный темный участок (29г, 35г), где на расстоянии 1500 *pc* поглощение увеличивается на  $1^m,5$ . Здесь много звезд высоких светимостей, отягощенных большим поглощением, две светлых диффузных туманности S 55 и S 56 и почти планетарная туманность NGC 6888. Замечено, что звезды высоких светимостей имеют тенденцию располагаться вдоль границ туманностей и на их стыках (см. на фиг. 2 участок 35а).

3. К областям большого поглощения на востоке около галактического экватора примыкает очень интересный участок вытянутой формы (21а, 27а), где поглощение начинает возрастать около 100 *pc*, составляет величину не больше  $2^m,0$  на расстоянии от 1100 до 1500 *pc*, достигает  $2^m,5$  около 1600 *pc* и остается примерно таким же до 4200 *pc*. Над этим участком находится маленькая темная туманность 22е на расстоянии 1000 *pc* с толщиной в  $\sim 1^m,0$ . Следует отметить еще участок 27е, 28е на фоне 27г рядом с прозрачным участком 27д, где находится скопление NGC 6883 на среднем расстоянии 2300 *pc*. Интересно, что эти участки как бы вклиниваются в область наибольшей прозрачности, находящуюся около центра (где поглощение до 3000 *pc* не превышает  $1^m,0$ ). Яркость Млечного Пути здесь везде очень велика и нет никаких заметных темных туманностей. Только рядом находится светлая диффузная туманность McD 12. Звезды



высоких светимостей с большим поглощением расположены вдоль ее слабого западного волокна.

4. С другой стороны, от центра к юго-западу простирается большая темная туманность параболической формы (В 144). Эта туманность не представляет собой единое однородное облако поглощающей материи. В ее верхней части и на юго-западе звездный фон далеко простирается над темной частью фигуры, повсюду видны темные детали разной плотности. По темным участкам вверху и в центре, показывающим одинаковый рост поглощения с расстоянием, была сделана оценка расстояния до туманности ( $\sim 1400$  пс) и ее толщи ( $\sim 1^m,5$ ). Поглощение здесь растет с глубиной и уже на расстоянии 2200 пс достигает  $4^m,0$ , так что общий скачок в поглощении (от 1300 пс до 2200 пс) составляет почти  $\sim 3^m,0$ . В наиболее плотной части туманности (В 146) под звездой HD 190429 скачок в поглощении составляет  $3^m,0$  от 1000 пс до 1500 пс. Здесь темная туманность граничит со светлыми туманностями S 51 и S 47. Яркость Млечного Пути очень ослаблена. Особенно интересна верхняя северо-восточная граница темной туманности со светлой диффузной туманностью McD 12 (см. участки 22a), где расположено много звезд высоких светимостей со средним поглощением  $\sim 2^m,0$  на расстоянии от 2200 пс и далее.

На западной границе у «светлого залива» под туманностями S 203 и Sed 173 находятся участки 15б и 9б и в со средним поглощением  $3^m,0$  на расстоянии 3000 пс; на южной границе участки 14б,в и 8а с  $A_{pg} = 1^m,3$  от 500 до 1000 пс и  $A_{pg} = 1^m,5$  от 1000 пс до 1800 пс; с востока сюда примыкает участок такого же поглощения 14а (соответствующий значительному ослаблению яркости Млечного Пути). Для всех остальных частей туманности поглощение оказалось очень слабым из-за того, что там звездный фон находится перед туманностью и очень мало ранних звезд и совсем нет звезд высоких светимостей, по которым можно было бы исследовать поглощение на более далеких расстояниях.

На севере над туманностью В 144 находится маленькая темная туманность треугольной формы В 145, которая удивительно хорошо вырисовывается на фоне Млечного Пути. Однако поглощение здесь сравнительно невелико:  $\sim 1^m,4$  на расстоянии 1800 пс и  $\sim 2^m,0$  на расстоянии 3200 пс. Там же имеется еще несколько участков такого же поглощения у северной границы (17а, б, в, 10б и 16б), а на западной границе 1а.

#### б) Области среднего поглощения

Вся северо-восточная часть исследуемой площади (за исключением самого крайнего участка с большим поглощением) занята областью среднего поглощения ( $2^m$  на расстоянии 2200—2300 пс, а кое-где только на расстоянии 2400—2600 пс), где находятся скопления звезд высоких светимостей IC 4996 (на расстоянии 2400 пс с  $A_{pg} = 2^m,1$ ) и C1 (на расстоянии 2900 пс с  $A_{pg} = 3^m,1$ ) и пространственные группировки ранних звезд вокруг них. Только у галактического экватора намечается еще одно обособленное очень сильное потемнение (см. на фиг. 2 участок 34а).

На участке 28г около 2600 *пс* поглощение возрастает на  $1^m,0$  по сравнению с поглощением в соседних областях и остается приблизительно постоянным до 4000 *пс*. Очевидно, там находится реальное облако поглощающей материи.

На юге у галактического экватора находятся участки 20а и 20б примерно с таким же поглощением.

в) *Области небольшого поглощения в центре и юго-западнее центра*  
(на расстоянии 2400—2600 *пс*  $A_{pg} \geq 1^m,5$ )

В центре и к юго-западу от центра расположена область сравнительно небольшого поглощения, где находится скопление NGC 6871 (на среднем расстоянии 2900 *пс* и с  $A_{pg} = 2^m,1$ ) и пространственные группировки ранних звезд вокруг него на расстоянии 2400 *пс* и с  $A_{pg} = 1^m,5$ . Около скопления NGC 6871 с востока на участке 21г находится скопление В1 на среднем расстоянии 4800 *пс* с  $A_{pg} = 1^m,8$  (для части звезд). Здесь же рядом расположена туманность S 51.

г) *Области наибольшей прозрачности*

1. Область наименьшего поглощения ( $A_{pg} < 1^m,0$  до 3000 *пс*) занимает почти весь северо-запад. Для большей части поглощение остается в среднем  $\sim 1^m,2$  до 4000 *пс*. В «окне прозрачности» (в участке 10 справа от темной туманности В 144)  $A_{pg} = 1^m,6$  до 4800 *пс* и только на расстоянии 7000—8000 *пс* достигает  $2^m,0$ .

2. С другой стороны на юго-западе имеется тоже довольно большая область, где поглощение до 3000 *пс*  $\sim 1^m,0$ , но на более далеких расстояниях оно значительно больше, достигая  $\sim 2^m,0$  на расстоянии 4000—4800 *пс* (см. 2б и 1д), а для участка 1б  $A_{pg} \approx 2^m,4$  на расстоянии 3300 *пс* и только за границами туманности В 144 (см. 13б)  $A_{pg} \leq 1^m,4$  до 4200 *пс*.

3. Но самая интересная область наибольшей прозрачности расположена между восточной темной областью и центром. Поглощение здесь везде меньше  $1^m,0$  до расстояния не больше 3000 *пс*. На нижних участках (27д, 21в,д)  $A_{pg} \sim 1^m,3$  до 4800 *пс*. Вверху в участках 28 и 22 поглощение несколько сильнее,  $\sim 1^m,9$  около 3300 *пс*. В этот коридор прозрачности вклинены три участка большого поглощения 27а—21а, 22е и 27е—28е). Интересно, что скопление ранних звезд NGC 6883 находится на границе участков различного поглощения (27е—28е и 27д). Рядом расположены светлые диффузные туманности МсD 12 и S 207.

д) *Сравнение с результатами предыдущих исследований*

По сравнению с другими авторами исследование поглощения произведено нами сразу на большой площади ( $6^\circ \times 6^\circ$ ) и гораздо более детально; кроме того, рассмотрен целый ряд областей, которые до сих

тор не изучались никем (вся восточная часть от  $20^{\text{h}} 10^{\text{m}}$  до  $20^{\text{h}} 16^{\text{m}}$ , а на западе от  $19^{\text{h}} 52^{\text{m}}$  до  $19^{\text{h}} 58^{\text{m}}$  с  $\delta$  от  $+33^{\circ}$  до  $+37^{\circ}$ ).

Дж. Нассау и Д. Мак-Рей [9] исследовали наиболее прозрачную северо-западную часть площади, включая небольшой верхний участок темной туманности В 144 (всего около 9 кв. градусов), и нашли, что общее поглощение составляет  $0^{\text{m}},53$  на килопарсек, а на расстоянии 900 *пс* находится облако поглощающей материи с максимальным поглощением  $0^{\text{m}},9$  сверх общего поглощения в соседних областях.

По нашим данным, поглощение в наиболее прозрачной области на северо-западе в среднем до 3000 *пс*  $\sim 1^{\text{m}},0$  и только у 3200 *пс*  $\sim 1^{\text{m}},2$ , что довольно хорошо согласуется с работой [9].

Верхние и центральные части темной туманности параболической формы, по нашим данным, находятся на расстоянии  $\sim 1400$  *пс*. По предварительной оценке ее толща здесь  $\sim 1^{\text{m}},5$  (избыток в поглощении по сравнению с соседними областями). Исследование поглощения в этой туманности было произведено также Ф. Миллером [30] и Ф. Франклином [26] по подсчету числа звезд. Франклин оценил расстояние до туманности в 1600 *пс*, что довольно близко к нашей оценке, полученной совершенно другим методом.

Р. Аншир [6] исследовал центральную часть области вплоть до южной ее границы в окружности с площадью около 10 кв. градусов и выделил две части приблизительно однородного поглощения. В одной части поглощение начинается от 500 *пс* и достигает  $2^{\text{m}},5$  на расстоянии 1500 *пс*, в другой —  $2^{\text{m}},0$  на расстоянии 3000 *пс*. Однако крайние юго-восточные участки сюда не попали и до сих пор не исследовались никем. По нашим данным, на юго-востоке (за исключением самых темных мест, где поглощение значительно больше  $2^{\text{m}},0$  на расстоянии  $\sim 1000$  *пс*) поглощение в среднем не меньше  $2^{\text{m}},0$  на расстоянии около 1200—1400 *пс* и постепенно ослабляется к западу от  $2^{\text{m}},0$  на расстоянии 1700—1900 *пс*. В центре по направлению к юго-востоку находится довольно обширная область, где поглощение  $\sim 1^{\text{m}},5$  на расстоянии 2500 *пс* и в среднем  $\sim 2^{\text{m}},0$  на расстоянии 2900 *пс*. Это хорошо согласуется с предварительными оценками Аншира.

## Выводы

Рассмотрение всего полученного материала позволяет сделать следующие выводы.

1. Области наибольшего поглощения всегда совпадают с уменьшением числа звезд или даже полным их исчезновением до определенной звездной величины на прямых снимках исследуемой области в фотографических лучах, а также (почти всегда) с расположением заметных темных туманностей на карте атласа Барнарда [12].

2. Уменьшение яркости Млечного Пути на карте атласа Росса и Кальверт [11] и белые пятна на картах Паломарского атласа, полученные в синих и красных лучах [10], всегда соответствуют заметным темным туманностям и реальным участкам с большим поглощением. Однако обратная зависимость выполняется не всегда. Имеются реальные участки большого

поглощения, где яркость Млечного Пути ослаблена очень мало и где находятся светлые диффузные туманности, соответствующие на негативных картах черным фигурам (например, участки большого поглощения *21a*, *22e*, *21g*, *27a*, *27e*, *28e*) и светлые диффузные туманности *McD 12* и *S 207*.

3. Все места большого поглощения почти всегда связаны с ранними звездами высоких светимостей (см. фиг. 1, где все звезды высоких светимостей обведены кружками). В нашей предыдущей работе о пространственном распределении ранних звезд [23] уже указывалось, что ранние звезды высоких светимостей отягощены большим поглощением и связаны с реальным местонахождением облаков темной материи, что говорит в пользу общности происхождения звезд и диффузной материи.

4. Местонахождение звезд высоких светимостей, отягощенных большим поглощением, в области светлой диффузной туманности *McD 12*, указывает, по-видимому, на присутствие в этой туманности достаточного количества пыли [31, 32].

Интересно отметить, что звезды высоких светимостей чаще всего располагаются не в центре темных туманностей, а ближе к границам (см. фиг. 1.)

5. Особенно интересны стыки темных и светлых туманностей, где очень часто располагаются звезды высоких светимостей, отягощенные большим поглощением (см. участок *35a* на границе с туманностью *S 55* на фиг. 1 и 2). Показатели цвета звезд на границах всегда резко возрастают, что указывает на значительное изменение плотности поглощающего вещества (см. стыки туманностей *McD 12*, *S 51* и *S 47* с темной туманностью *B 144* на фиг. 1).

Все это подтверждает взаимосвязь звезд высоких светимостей и диффузной материи.

В заключение следует сказать, что детальное изучение поглощения на большой площади Млечного Пути на основе каталогов спектров и показателей звезд до  $12^m$ — $12^{m,5}$ , сопоставление светлых и темных диффузных туманностей по картам прямых снимков этой площади (таких, как, например, в Паломарском атласе) могло бы быть весьма полезным для решения проблем, связанных с происхождением звезд и диффузной материи.

15 мая 1960 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. Ф. Газе, Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 11, 1955.
2. А. Б. Нумерова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 230, 1958.
3. W. W. Morgan, A. D. Code, A. E. Whitford. *Ap. J. Suppl.*, № 14, 1955
4. W. A. Hiltner. *Ap. J. Suppl.*, № 24, 1956.
5. J. J. Nassau, D. MacRae. *Ap. J.*, 110, 478, 1949.
6. R. Annear. *Ap. J.*, 118, 77, 1953.
7. N. G. Roman. *Ap. J.*, 114, 492, 1951.
8. J. J. Nassau, E. Albeda. *Ap. J.*, 109, 391, 1949.
9. J. J. Nassau, D. MacRae. *Ap. J.*, 110, 40, 1949.
10. The National Geographic Society—Palomar Observatory Sky Atlas, 1954.
11. F. Rossa, Calvert. *Atlas of the Northern Milky Way*. University of Chicago Press, 1934.
12. E. E. Barnard. *A Photographic Atlas of Selected Regions of the Milky Way*.

13. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. Атлас диффузных газовых туманностей. Изд-во АН СССР, 1952.
  14. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 41, 1958.
  15. Н. Ф. Флорья. Труды ГАИШ, 16, 4, 1949.
  16. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 269, 1959.
  17. W. A. Hiltner, H. L. Johnson. Ap. J., 124, 367, 1956.
  18. W. W. Morgan, D. L. Harris. Vistas in Astronomy, 2, 1124, 1956.
  19. J. Stebbins, C. M. Huffer, A. E. Whitford. Ap. J., 91, 20, 1940.
  20. D. Popper. Ap. J., 111, 495, 1950.
  21. B. Underhill. Publ. of Dom. Ap. Obs., 10, 7, 1956.
  22. J. J. Nassau, D. Harris, III. Ap. J., 115, 459, 1952.
  23. А. Б. Нумерова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 489, 1958.
  24. V. M. Blanco. Ap. J., 123, 64, 1956.
  25. J. A. Huneck. Astrophysics, a topical simposium, 1951.
  26. F. A. Franklin. A. J., 60, 1955.
  27. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 453, 1955.
  28. И. М. Копылов. Труды симпозиума по диаграмме X—P на X съезде МАС, 1958 (1960).
  29. П. П. Паренаго. Астр. журн., 35, 2, 1958.
  30. F. D. Miller. Harvard Ann., 105, 297, 1937.
  31. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., 11, 22, 1953.
  32. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., 12, 64, 1954.
-

КОРПУСКУЛЯРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДРА  
И ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА ПЛАНЕТАРНОЙ  
ТУМАННОСТИ IC 418*В. И. Проник*

В настоящей статье показано, что электронная температура в оболочке планетарной туманности IC 418 составляет 8—9 тысяч градусов, в то время как для внутренней «полой» части туманности отношение интенсивностей линий  $\lambda 4363$  и  $N_1+N_2$  [O III] дает значение  $T_e \approx 18-20$  тысяч градусов. Предполагается, что наличие внутренней зоны с повышенной температурой может быть обусловлено корпускулярным излучением ядра. Приводятся аргументы в пользу такого предположения.

CORPUSCULAR EMISSION OF THE NUCLEUS AND THE ELECTRON TEMPERATURE OF THE PLANETARY NEBULA IC 418, by *V. I. Pronik*.— It is shown that the electron temperature in the shell of the planetary nebula IC 418 is 8000—9000°, while the temperature of the inner low density region of the nebula, found from the line intensity ratio  $\lambda 4363$  and  $N_1+N_2$ [OIII], is  $T_e \approx 18\ 000-20\ 000^\circ$ . A supposition is made that the existence of an inner zone of higher temperature can be due to the corpuscular emission of the nucleus. Arguments are given in favour of this supposition.

Туманность IC 418 известна как типичный представитель низковозбужденных планетарных туманностей, между тем электронная температура ее, найденная по кислородным линиям  $\lambda 4363$  и  $N_1+N_2$  [O III], очень высока — порядка 18—20 тысяч градусов [1—3]. Еще большее значение электронной температуры получил Л. Аллер [2] методом, аналогичным методу энергетического баланса.

Обнаруженная уже давно связь между степенью ионизации газа в туманности (степенью возбуждения туманности) и ее электронной температурой (последняя растет с ростом степени возбуждения) [4, 5], физически является вполне понятной. Сочетание же низкой ионизации и высокой электронной температуры в планетарных туманностях кажется несколько странным. Однако, если принять во внимание характерную для планетарных туманностей стратификацию излучения, которая в IC 418 особенно сильно выражена, то нетрудно увидеть, что такое сочетание является вполне возможным, если температура и степень возбуждения относятся к разным частям туманности. Действительно, в случае IC 418 температура  $T_e \approx 18-20$  тыс. градусов относится только к небольшой центральной

области туманности, той области, где светится [O III], по линиям которого и найдено это значение  $T_e$ . Низкая степень возбуждения IC 418 относится к оболочке — самой плотной, а значит, и самой яркой части туманности. Какова температура оболочки — неизвестно. Ниже мы покажем, что она должна составлять 8—9 тыс. градусов (т. е. эта температура приблизительно такая же, как и в диффузных туманностях), а также попытаемся объяснить причину столь большого различия между электронной температурой в центре туманности и в ее оболочке.

## § 1. Электронная температура в оболочке туманности IC 418

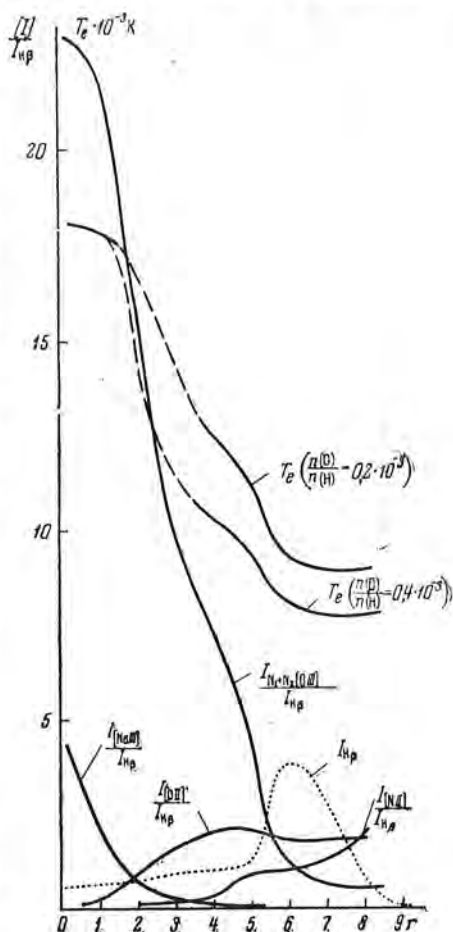
Определение электронной температуры туманностей по отношению интенсивностей линий  $\lambda 4363$  и  $N_1+N_2$ [O III] является наиболее точным методом. К сожалению, этот метод не может быть применен к низковозбужденным туманностям, где число ионов O III из-за слабой ионизации кислорода слишком мало, чтобы дать измеримую линию  $\lambda 4363$ . Для определения электронной температуры туманностей со слабым и средним возбуждением, кислород в которых находится в основном только в двух стадиях ионизации O II и O III, нами был предложен другой метод [6], основанный на предположении, что суммарная концентрация этих ионов равна концентрации всего кислорода и пропорциональна концентрации водорода, т. е. отношение обилия кислорода к водороду считается постоянным. Этот метод неоднократно применялся для определения электронной температуры диффузных туманностей [7,8] и может быть использован для определения  $T_e$  в оболочке туманности IC 418.

На фиг. 1 показано, как меняется с расстоянием от возбуждающего ядра относительная эмиссия в линиях различных ионов (в единицах интенсивности линии  $H_{\beta}$ , относящейся к этому же элементу объема туманности), полученная нами по данным наблюдений [9] после решения уравнения Абеля, т. е. после перехода от плоской к пространственной сферически-симметричной картине. Интенсивность линии  $H_{\beta}$  показана в относительных единицах на этом же рисунке; она дает представление и о ходе плотности с изменением радиуса туманности, поскольку  $I_{H_{\beta}} \propto n^2$ . При этом считалось, что видимое увеличение яркости центральной части диска туманности в линии  $H_{\beta}$ , показанное на фиг. 2 в [9], связано с проекцией плотной части оболочки на центр. Если же объяснить это повышение яркости увеличением плотности водорода по направлению к ядру туманности, как это сделано в работе [9], то отношение  $I_{N_1+N_2}/I_{H_{\beta}}$ , вычисленное в этом случае для центральной части туманности, получается очень малым. При  $T_e \approx 18-20$  тыс. градусов такое отношение дает исключительно низкое относительное обилие ионов O III, а значит, и всего кислорода ([O III] в центральной части туманности не наблюдается, а число ионов O IV такого же порядка как и O III [10, 11]). Таким образом, получается  $\frac{n(O)}{n(H)} \sim \frac{n(O^{++})}{n(H^+)} = 0,02 \cdot 10^{-8}$ . Относительное содержание кислорода в звездных атмосферах и пламе-

тарных туманностях находится в пределах  $0,9-0,3 \cdot 10^{-3}$  [10, 12, 13; (табл. 6)]. Чтобы обилие кислорода в центре туманности (при  $T_e \approx 18000^\circ\text{K}$ ) было более или менее нормальным, отношение  $I_{N_1+N_2}/I_{H\beta}$  должно быть порядка 20. Именно это значение и получается (см. фиг. 1) в том случае, если считать, что видимое повышение яркости центральной части диска туманности в линии  $H\beta$  связано с оболочкой, а не является результатом увеличения плотности туманности по направлению к ядру (аналогичное высказывание имеется в работе [14]). Вторым аргументом в пользу отсутствия центрального уплотнения туманности вокруг ядра является тот факт, что повышение яркости не имеет сферической формы, а наблюдается вдоль всей малой оси туманности.

В оболочке туманности, как видно из фиг. 1,  $\frac{I_{[O III]}}{I_{H\beta}} < \frac{I_{[O II]}}{I_{H\beta}} \approx 2$ . Если не предполагать различия химического состава туманности в центре и в оболочке, то температура последней должна быть существенно меньше  $18000^\circ\text{K}$ , в противном случае наблюдаемое отношение  $\frac{I_{N_1+N_2}}{I_{H\beta}}$  было бы намного больше 2. На фиг. 1 показан ход температуры, найденной нами по линиям [O II] и [O III] по нашему методу [6] для двух случаев:  $\frac{n(O)}{n(H)} = 0,4 \cdot 10^{-3}$ ,  $\frac{n(O)}{n(H)} = 0,2 \cdot 10^{-3}$ . При вычислении температуры учитывалась зависимость эффективных сечений возбуждений от скорости электронов.

Найденная таким образом температура в оболочке туманности, вероятно, близка к действительной; в центральной области туманности, где заметная доля атомов кислорода перешла уже в состояние O IV, значение  $T_e$  может быть занижено (метод уже не годится). Дополнительным аргументом в пользу низкой температуры оболочки IC 418 может служить график, показанный на фиг. 2. На этом графике отложены:

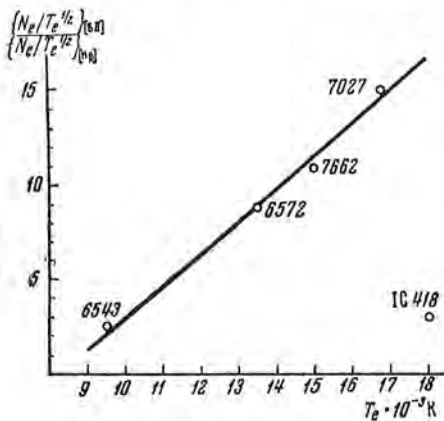


Фиг. 1. Относительная эмиссия в линиях различных ионов (выраженная в единицах интенсивности линии  $H\beta$ , относящейся к этому же элементу объема туманности) и электронная температура IC 418 как функции расстояния от центра туманности

$r$  — расстояние в секундах дуги. Относительная эмиссия рассчитана для случая сферически симметричной туманности



по оси ординат — отношение величины  $\{N_e/T_e^{1/2}\}_{[S II]}$ , найденной по дублету серы  $\lambda\lambda 6716-6730$  [S II] (аналог дублета  $\lambda\lambda 3726-3729$  [O II]), к значению  $\{N_e/T_e^{1/2}\}_{H\beta}$ , найденному из поверхностной яркости туманности в линии  $H\beta$ ; по оси абсцисс отложена температура, найденная по линиям [O III]. Отношения  $N_e/T_e^{1/2}$  взяты из работы [15], а значения  $T_e$  — из книги Л. Аллера [16]. Не будем касаться здесь возможных



Фиг. 2. К определению электронной температуры оболочки IC 418

Зависимость между отношением

$$\left\{ \frac{N_e}{T_e^{1/2}} \right\}_{[S II]} / \left\{ \frac{N_e}{T_e^{1/2}} \right\}_{H\beta}$$

и электронной температурой, найденной по линиям для OIII различных планетарных туманностей. Числа возле каждой точки — номера NGC

и электронной температурой, найденной по линиям для OIII различных планетарных туманностей. Числа возле каждой точки — номера NGC

10 000°K. Эта независимая оценка хорошо согласуется с предыдущим определением температуры оболочки, вычисленной в предположении нормального химического состава. Таким образом, возможность сильного отклонения химического состава IC 418 от нормального исключена, что в свою очередь исключает возможность наличия центрального уплотнения туманности вокруг ядра.

## § 2. Причины, обуславливающие разницу электронных температур в центральной части туманности и в оболочке. Корпускулярное излучение ядра

Исходя из наблюдаемой температуры туманности и суммарной интенсивности запрещенных линий  $\sum \frac{I_i}{I_{H\beta}}$  (включая также теоретическую оценку интенсивности инфракрасных линий [S III]), можно вычислить  $\bar{\epsilon}$  — среднюю энергию, которую должен получить электрон при фотоионизации водорода, или же среднюю энергию ионизирующих квантов  $\bar{h\nu}$  в ядре туманности и в ее оболочке. При этом предполагается сохранение энергии

ческого баланса свободных электронов, т. е. вводится условие квазистационарности. Вычисления делались при помощи номограммы, приведенной на фиг. 3, в работе [6]. Данные наблюдений и вычислений приведены в таблице.

Как и температура, значение  $\bar{\epsilon}$  в центре туманности в два раза больше значения  $\bar{\epsilon}$  в оболочке. В рамках квазистационарной модели туманности наблюдаемая картина могла бы иметь место в следующих двух случаях: а) либо существующие в центре и в оболочке туманности механизмы охлаждения имеют различную эффективность, т. е. могут при разной температуре и разной плотности забирать у электронов одинаковое количество энергии; б) либо механизмы нагрева в этих частях туманности имеют различную эффективность.

Рассмотрим каждую из этих гипотез в отдельности.

**Гипотеза а.** Количество энергии, получаемое электроном при фотоионизации водорода, одинаково в центре и в оболочке туманности. Тогда в оболочке должен быть какой-то дополнительный механизм охлаждения, который может так эффективно охлаждать электроны, что уже при  $T_e \sim 8-9$  тыс. градусов обеспечивает потерю энергии, равную половине энергии, получаемой электронами при фотоионизации водорода. Легко проверить, что возбуждение водорода электронным ударом не может быть этим механизмом. Действительно, чтобы при  $T_e \sim 8-9$  тыс. градусов электроны теряли такое количество энергии на возбуждение и ионизацию водорода, число нейтральных атомов водорода должно быть сравнимо с числом ионизованных. Но при такой степени ионизации и плотности  $n_e \approx 10^4$  уже на расстоянии  $3 \cdot 10^{14} \text{ см} = 0,0001 \text{ пс}$  оптическая толщина за пределом серии Лаймана будет больше единицы. Между тем толщина оболочки составляет  $\sim 0,01 \text{ пс}$ , т. е. на два порядка больше. Кроме того, бальмеровский декремент в этом случае должен быть аномально крутым, что не наблюдается. Другие источники охлаждения, достаточно мощные в условиях оболочки, неизвестны, так как ионов с очень низкими уровнями, которые могли бы эффективно возбуждаться электронами при температуре оболочки, нет.

**Гипотеза б.** Количество энергии получаемое электронами в центральной части туманности и в оболочке неодинаково, причем в центре имеется дополнительный источник энергии, который нагревает только сравнительно небольшую центральную область туманности.

Главным источником энергии электронов во всех туманностях (за исключением некоторых волокнистых) является ультрафиолетовое излучение ( $\lambda < 912 \text{ \AA}$ ) возбуждающих звезд. Может ли излучение звезды сообщать электронам существенно различную энергию в центральной части и в оболочке IC 418? Вообще говоря, различие могло бы быть вызвано тем, что в центральной части туманности ионы He II, O II, O III, S III, N III и т. п. полностью поглощают излучение звезды с длиной волны короче

	Центральная часть туманности	Оболочка
$T_e \cdot 10^{-3} \text{ K}$	18	8-9
$\sum \frac{[I_i]}{I_{H\beta}}$	30-25	8
$\frac{\bar{\epsilon}}{\bar{\epsilon}}$	8-9	4-4,5

$\lambda$  330—360 Å. Однако расчеты моделей ранних OB-звезд [17—19] и звезд типа WR [20] показывают, что число квантов в этой области спектра на несколько порядков меньше общего числа квантов за пределом серии Лаймана. Поэтому средняя энергия электрона, получаемая им при фотоионизации водорода, почти не меняется при переходе от внутренних областей туманности к оболочке, даже если все излучение с длиной волны короче 300 Å остается в центральной внутренней зоне. Потребовался бы весьма сильный, почти невероятный, избыток излучения в области  $\lambda < 300 \text{ Å}$ , чтобы заметно изменилась средняя энергия кванта за лаймановским пределом. Итак, излучение ядра планетарной туманности не может по-разному нагревать внутреннюю часть туманности и ее оболочку.

Дополнительным источником энергии электронов в центральной части туманности может быть корпускулярное излучение ядра. Подсчитаем, сможет ли дать оно столько добавочной энергии, чтобы поднять температуру внутренней части туманности почти в два раза по сравнению с температурой оболочки. При этом газ, находящийся в объеме с повышенной температурой, должен получать дополнительно столько же энергии, сколько получают электроны в том же объеме при фотоионизации водорода. Оценим последнюю; очевидно, она равна

$$\varepsilon = \frac{4}{3} \pi r^3 n_e^2 \sum_1^{\infty} C_n \cdot \bar{\varepsilon}, \quad (1)$$

где  $r$  — радиус зоны повышенной температуры;  $\bar{\varepsilon}$  — средняя энергия, получаемая электроном при ионизации водорода;  $C_n$  — коэффициенты рекомбинации. При  $r \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}$ ,  $n_e \approx 3 \cdot 10^3$  и  $T_e = 18\,000^\circ \text{ К}$  получим  $E = 10^{33} \text{ эрг/сек}$ . Если скорость корпускул сравнима со средней скоростью корпускулярных потоков Солнца ( $5 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$ ), то энергия одной корпускулы составит  $2 \cdot 10^{-5} \text{ эрг}$ . Отсюда получим число частиц, которое должно испускаться ядром в единицу времени:

$$N = \frac{10^{33}}{2 \cdot 10^{-5}} = 5 \cdot 10^{37} \text{ сек}^{-1} \approx 10^{15} \text{ год}^{-1}. \quad (2)$$

При таком излучении потеря массы ядром составит  $10^{-12} M_{\odot}/\text{год}$ . Даже за время жизни туманности эта потеря составит ничтожно малую долю массы по сравнению с массой самой туманности ( $M_{\text{тум}} \approx 0,1 M_{\odot}$ ). Отметим, что значение  $(dM/dt) = -10^{-12} M_{\odot}/\text{год}$  — скорее всего верхний предел, так как скорости корпускул для ядер планетарных туманностей заведомо больше скоростей корпускулярных потоков, испускаемых Солнцем. Ниже мы оценим скорости этих корпускул. Итак, гипотеза о корпускулярном излучении ядра с энергетической точки зрения может объяснить повышение температуры в центральной части туманности.

Размер области повышенной температуры в этом случае определяется длиной пути релаксации, т. е. длиной пути, которую пройдет корпускула, прежде чем полностью отдаст свою энергию другим ионам и электронам\*.

\* Я искренне благодарен С. Б. Пикельнеру за подробное обсуждение этого вопроса.

Сила торможения частицы массы  $m$  и скорости  $w$  частицами поля ( $m_1$  и  $v_1$  соответственно) равна [21]

$$F = - \frac{4\pi n e^2 e^2 \cdot L}{\mu v_1^2} G\left(\frac{w}{v_1}\right). \quad (3)$$

Здесь  $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m} \left(1 + \frac{m}{m_1}\right)$ ;  $\mu$  — приведенная масса;  $v_1 = \sqrt{\frac{2kT_e}{m_1}}$  — средняя скорость тормозящих частиц. Значение  $L$  равно

$$L = 2 \ln \lambda = 2 \ln \frac{3}{2ZZ_1 e^3} \left(\frac{k^3 T_e^3}{\pi n}\right)^{\frac{1}{2}}; \quad (4)$$

оно слабо зависит от температуры, а еще слабее от плотности. При  $n_e \approx 10^3$  и  $T_e \approx 20\,000^\circ\text{K}$  значение  $L$  равно 39,4. Функция  $G_x$  затабулирована в работе [21; стр. 88 (табл. 2)] при  $x > 2,5$ ,  $G_x = \frac{0,5}{x^2}$ . Легко проверить, что в интересующих нас условиях торможение определяется в основном электронами, т. е.  $F_{эл} > F_{пр}$ . Только при очень малых скоростях  $w$  ( $w \leq 0,1v_1$ ) торможение протонами становится более существенным по сравнению с торможением, обусловленным электронами ( $F_{эл} < F_{пр}$ ), однако при таких скоростях протон вскоре совсем остановится. Длина пробега иона (корпускулы) в плазме, таким образом, запишется в следующем виде:

$$l = \frac{mw^2}{F_{эл}} = \frac{mm_e v_e^2 w^2}{4\pi n_e e^2 L} \cdot \frac{1}{G\left(\frac{w}{v_e}\right)}, \quad (5)$$

где  $m = m_H$  — масса протона;  $v_e$  — средняя скорость электрона в туманности.

Так как зависимость длины пробега от скорости корпускулы очень сильная, а скорости корпускул, вообще говоря, неизвестны (приписывать им значения, полученные для корпускулярных потоков Солнца, нет никаких оснований), то имеет смысл оценить эти скорости, используя формулу (5) и наблюдаемую величину  $l = r = 3 \cdot 10^{16}$  см. Учитывая неопределенность в электронной плотности для центральной зоны туманности ( $n_e \sim 1 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^3$ ), получим для  $w$  значение  $6 \cdot 10^8 - 7 \cdot 10^8$  см/сек. Весьма любопытно, что именно такие же скорости ( $3 \cdot 10^8 - 10 \cdot 10^8$  см/сек) получены И. С. Шкловским для корпускул, выбрасываемых звездой  $\alpha$  Девы (спектральный класс В2), исходя из предложенного им объяснения наблюдаемого ультрафиолетового ( $\lambda 1235 - 1350 \text{ \AA}$ ) излучения туманности вокруг этой звезды, как результата процессов перезарядки [22]. По-видимому, это потоки типа корпускулярных потоков, выбрасываемых сильными вспышками на поверхности Солнца (скорость последних порядка  $1 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^8$  см/сек).

Значение средней энергии ионизирующего кванта для ядра туманности IC 418 ( $h\nu = \varepsilon + \chi_H$ , где  $\varepsilon = (4,0 - 4,5) \cdot 10^{-12}$  эрг, а  $\chi_H$  — потенциал ионизации водорода) соответствует значению  $h\nu$  для обыкновенной ранней O-звезды [23], что находится в согласии с определениями О. Вилсона и Л. Аллера [24], которые нашли по линиям поглощения спектральный класс ядра, равный O7, и температуру возбуждения  $T_* = 32\,200^\circ\text{K}$  (в шкале Петри).

Вполне возможно, что корпускулярное излучение имеется у многих ранних звезд O—B, возбуждающих диффузные туманности (во всяком случае такое излучение имеется у Of-звезд, интенсивность эмиссионных линий которых может меняться на десятки процентов всего за несколько часов [25]), однако из-за малой плотности диффузных туманностей ( $n_e \sim 10-50$ ) длина пробега такой корпускулы будет сравнима с размерами туманности или превосходить их. В результате энергия корпускул либо «размажется» по всему объему туманности, и тогда на один электрон придется ничтожно малая доля этой энергии, либо корпускулы совсем уйдут за пределы туманности. Только в очень плотных центральных частях некоторых диффузных туманностей, таких как NGC 1979, NGC 6523, где плотность порядка несколько сот и тысяч атомов в  $1 \text{ см}^3$ , может быть, и можно обнаружить небольшую зону с повышенной температурой вокруг возбуждающей звезды, обусловленную корпускулярным излучением последней. Заслуживающие серьезного внимания аргументы в пользу мощного корпускулярного излучения звезд ранних спектральных классов приведены в работе Су-Шу-Хуанга [26]. Что касается корпускулярного излучения ядер планетарных туманностей, то этот вопрос неоднократно обсуждался в литературе, однако с наблюдательной точки зрения проблема до сих пор не решена. Приведенные выше аргументы как будто свидетельствуют о корпускулярном излучении ядра IC 418.

Отметим, что наличие горячей зоны вокруг ядра планетарной туманности IC 418 не единственное явление, свидетельствующее, по-видимому, о корпускулярном излучении ядер планетарных туманностей. Имеющиеся в литературе спектроскопические данные, полученные на крупных инструментах [27], убедительно показывают, что бальмеровский декремент внутренних оболочек планетарных туманностей существенно круче декремента наружных оболочек. Межзвездное поглощение, разумеется, здесь не может играть никакой роли; поглощение же в самой туманности мало. Поэтому естественно объяснить это явление повышенной ролью электронного удара в возбуждении водорода во внутренней оболочке. Вопрос, откуда берется столько быстрых электронов во внутренней оболочке туманности, легко решается гипотезой о корпускулярном излучении ядра. Наконец, наличие в спектрах ядер планетарных туманностей эмиссионных линий переменной интенсивности [24], природа которых, по-видимому, та же самая, что и природа переменных эмиссионных линий Of-звезд [25, 28, 31], и, как правило, одновременное наличие избытка энергии, получаемого из анализа уравнения энергетического баланса для свободных электронов туманности, — все это несомненно говорит о наличии на поверхности ядер планетарных туманностей активных областей (может быть, типа солнечных вспышек), интенсивно излучающих корпускулы с большими скоростями.

### § 3. Электронная температура и динамика планетарных туманностей

Возможность определения температуры в оболочке туманности и внутри «полости» ее части представляет большой интерес с точки зрения динамики планетарных туманностей. Г. А. Гурздян [29], исследуя скорости расши-

рения планетарных туманностей и отношение внутренних и наружных радиусов их оболочек, пришел к заключению, что должна существовать какая-то причина, приводящая к образованию «пустоты» внутри планетарной туманности. Эту причину он видит в высоких электронных температурах центральных областей туманностей, которые в несколько раз превышают температуру оболочек. Согласно его оценке, во внутренних «пустотах»  $T_e \approx 30-40$  тыс. градусов, а верхние значения их могут достигать 50—60 тыс. градусов. Наряду с тем, что указанные в работе [29] причины столь высоких температур не совсем обоснованы, автор не приводит никаких наблюдательных данных, свидетельствующих о такой высокой температуре.

На примере туманности IC 418 мы видим, что хотя электронная температура «полой» части туманности действительно выше температуры оболочки, все же она не настолько высока, чтобы создать давление, способное раздуть изнутри оболочку. Значение  $T_e \approx 18-20$  тыс. градусов, по-видимому, среднее для всей центральной области туманности. Надо полагать, что в непосредственной близости от ядра температура еще больше, однако это вряд ли может повлиять на динамику оболочки. По-видимому, образование плотных оболочек планетарных туманностей и их расширение связано с другими причинами [30].

Я искренне благодарен Р. Е. Гершбергу и С. Б. Пикельнеру за весьма полезные советы и обсуждение некоторых вопросов.

25 мая 1960 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. M. J. Seaton, M. N., 114, 454, 1954.
2. L. H. Aller, Ap. J., 118, 547, 1953.
3. W. Liller, L. H. Aller, Ap. J., 120, 48, 1954.
4. В. В. Соболев. Уч. зап. ЛГУ, № 82, 1941.
5. H. Andriolat, Compt. Rend., 231, 1432, 1950; Suppl. Ann. d'Ap., № 1, 1955.
6. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 14, 1957.
7. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 215, 1959.
8. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 3, 1960.
9. O. C. Wilson, L. H. Aller, Ap. J., 114, 421, 1951.
10. L. H. Aller, Ap. J., 125, 84, 1957.
11. M. J. Seaton, Observatory, 79, 126, 1959.
12. L. H. Aller, W. Liller, Ap. J., 130, 45, 1959.
13. K. Hunger, Zs. f. Ap., 49, 129, 1950.
14. M. J. Seaton, D. E. Osterbrock, Ap. J., 125, 66, 1957.
15. A. M. Nagvi, S. P. Telwar, M. N., 117, 461, 1957.
16. L. Aller, Gaseous Nebulae. London, 1956, p. 149.
17. A. Underhill, Københavns Med., № 151, 1950; Publ. Domin. Astr. Obs., 8, № 12, 1951.
18. S. S. Saito, A. Uesugi, Publ. Astr. Soc. Japan, 11, 90, 1959.
19. G. Traving, Zs. f. Ap., 36, 1, 1955; 41, 215, 1957.
20. A. Underhill, Etoiles a raies d'emission. Université de Liège (Belgique), 1958, p. 17.
21. Л. Спитцер. Физика полностью ионизованного газа, ИЛ, 1957.
22. И. С. Шкловский. Астр. журн., 36, 579, 1959.

23. В. И. Проник. Астр. журн. 37, 1001, 1960.
  24. O. C. Wilson, L. H. Aller. Ap. J., 119, 243, 1954.
  25. J. B. Oke. Ap. J., 120, 22, 1954.
  26. Su-Shu-Huang. P. A. S. P., 70, 473, 1958.
  27. R. Minkowski, L. H. Aller. Ap. J., 124, 93, 1956.
  28. M. Johnson. Observatory, 74, 124, 1954.
  29. Г. А. Гурздян. Вопросы космогонии, 6, 157, 1958.
  30. Р. Е. Гершберг. Наст. том, стр. 76.
  31. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 91, 1960.
-

## К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ТЕМПЕРАТУР ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ И ВОЗБУЖДАЮЩИХ ОБ-ЗВЕЗД

*В. И. Проник*

Предлагается простой метод определения температуры излучения ядер планетарных туманностей и ранних ОБ-звезд, возбуждающих диффузные туманности.

Метод основан на использовании интенсивностей линий [O II], [O III], [S II] и [S III], излучаемых туманностями, и является дальнейшим усовершенствованием известного метода «кислородных линий» [6].

ON THE DETERMINATION OF THE TEMPERATURE OF NUCLEI OF PLANETARY NEBULAE AND OF EXCITING OB STARS, by *V. I. Pronik*.—A simple method is proposed for the determination of the radiative temperature of nuclei of planetary nebulae and early OB stars, exciting diffuse nebulae. The method is based on the intensities of the [O II], [O III], [S II], [S III] lines emitted by the nebulae, and is a further improvement of the known «oxygen line» method [6].

В настоящее время известно, что практически невозможно подобрать такую температуру абсолютно черного тела, которая давала бы распределение излучения звезды за лаймановским пределом в значительном интервале длин волн. Однако имеет смысл представить излучение звезды в различных участках этой области спектра как абсолютно черное с соответствующей цветовой температурой в каждом участке.

Почти все существующие методы определения температур возбуждающих ранних звезд и ядер планетарных туманностей [1—3] дают оценку верхнего или нижнего значений истинной величины поверхностной температуры звезды. Оценить степень точности полученного результата эти методы не позволяют. Кроме того, они страдают и рядом других недостатков, на которых мы не будем здесь останавливаться, так как они подробно изложены в работах [4, 5]. Весьма существенными недостатками страдает также и метод «кислородных линий» ( $N_1 + N_2$  [O III] и  $\lambda 3727$  [O II]), количественно разработанный в работе [6]. Согласно этому методу температура излучения ядра или возбуждающей звезды ( $T_*$ ) определяется по наблюдаемому для туманности отношению интенсивностей линий  $E_{N_1+N_2[O III]}/E_{\lambda 3727[O II]}$ , которое теоретически должно быть равным

$$\frac{E_{N_1+N_2[O III]}}{E_{\lambda 3727[O II]}} = C(T_e) \frac{W}{n_e} T_* e^{-\frac{x_{O II}}{kT_*}} \quad (1)$$



Здесь  $\chi_{O II}$  — потенциал ионизации  $O^+$ ,  $C(T_e)$  — функция, зависящая только от электронной температуры туманности и атомных параметров. Чтобы найти  $T_*$  по формуле (1), нужно знать коэффициент дилуции  $W$  и плотность туманности  $n_e$ . Определение коэффициента дилуции требует в свою очередь знания величины радиуса звезды и расстояния до туманности, что сильно понижает эффективность метода.

Обе величины сокращаются, если написать аналогичное уравнение для серы [S III] и [S II],

$$\frac{E_{9069+9532 [S III]}}{E_{6717+6730 [S II]}} = C'(T_e) \frac{W}{n_e} T_* e^{-\frac{\chi_{S II}}{kT_*}}, \quad (2)$$

и разделить затем (1) на (2). При этом получаем одно уравнение с одной неизвестной:  $T_*$  (как будет показано ниже отношение  $\frac{C(T_e)}{C'(T_e)} \approx \text{const}$ ).

Само собою разумеется, что все интенсивности должны относиться к одному и тому же элементу объема туманности. Недостатки этого метода, связанные с возможной стратификацией излучения в звездообразных планетарных туманностях, остаются (интенсивность линий может зависеть от размеров зон свечения соответствующих ионов).

Выведем теперь более точно формулу для определения  $T_*$ . Отношение  $E_{[O III]}/E_{[O II]}$  и  $E_{[S III]}/E_{[S II]}$  можно записать в следующем виде.

$$\frac{E_{[z III]}}{E_{[z II]}} = \frac{n(z^{++})}{n(z^+)} \frac{\Theta(T_e)_{z^{++}}}{\Theta(T_e)_{z^+}} = \frac{n(z^{++})}{n(z^+)} \Theta(T_e)_z. \quad (3)$$

Значения функций  $\Theta(T_e)_{z^{++}}$  и  $\Theta(T_e)_{z^+}$  для серы и кислорода взяты из работы [7] с учетом более новых значений сечения возбуждений электронным ударом [8]. Тогда, очевидно,

$$\frac{E_{[O III]}/E_{[O II]}}{E_{[S III]}/E_{[S II]}} = \frac{n(O^{++})/n(O^+)}{n(S^{++})/n(S^+)} \Psi(T_e). \quad (4)$$

В таблице приведены значения функции  $\Psi(T_e) = \frac{\Theta(T_e)_O}{\Theta(T_e)_S}$  при разных температурах. Учет отклонения  $\sigma(\tau)$ , где  $\sigma$  — эффективное сечение возбуждения, от борновского приближения практически не меняет значений этой функции.

Как видно из таблицы,  $\Psi(T_e)$  близка к единице и мало меняется с температурой туманности. Значения  $n(O^{++})/n(O^+)$  и  $n(S^{++})/n(S^+)$  определяются формулой ионизации

$$\frac{n(Z^{++})}{n(Z^+)} n_e = \frac{(2\pi mkT_e)^{3/2} 2\bar{\omega}^{++}}{h^3 \bar{\omega}^+} W \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} e^{-\frac{\chi_{Z^+}}{kT_*}}. \quad (5)$$

Тогда

$$\frac{E_{[O III]}/E_{[O II]}}{E_{[S III]}/E_{[S II]}} = \Psi(T_e) e^{\frac{\chi_{S II} - \chi_{O II}}{kT_*}}. \quad (6)$$

Формула (5), вообще говоря, справедлива только для водородоподобных атомов (для которых  $\alpha_n \propto n^{-3}$ ); поэтому мы возьмем формулу иони-

зации, записанную в общем виде [9]:

$$\frac{n(Z^{++})}{n(Z^+)} n_e = \frac{(2\pi mkT_e)^{3/2} \tilde{\omega}_e \omega^{++}}{h^3 \tilde{\omega}^+} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \frac{\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{W\nu^2 \alpha_\nu d\nu}{e^{h\nu/kT_*} - 1}}{\int_{\nu_1}^{\infty} e^{-\frac{h\nu}{kT_e} \nu^2 \alpha_\nu d\nu}}. \quad (7)$$

Здесь  $\nu_1$  — предел главной серии иона  $Z^+$ . Согласно работе [8], зависимость коэффициента непрерывного поглощения от частоты для  $O^+$  имеет вид

$$\alpha_\nu \sim C \left\{ 2,45 \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-2} - 1,45 \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-3} \right\}.$$

Вычисления для  $S^+$  не проводились, однако можно думать, что характер зависимости  $\alpha_\nu$  от  $\nu$  для  $S^+$  такой же, как и для  $N$ , для которого

$$\alpha_\nu \sim C'_n \left\{ 3,1 \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-1} - 2,1 \left( \frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-2} \right\}.$$

Учитывая все это и используя формулу ионизации (7), получим

$$\frac{E_{[O III]}/E_{[O II]}}{E_{[S III]}/E_{[S II]}} = \Psi(T_e) \frac{T_e \left( \frac{\chi_{S II}}{kT_e} + 1 \right)}{T_* \left( \frac{\chi_{S II}}{kT_*} + 1 \right)} e^{\frac{\chi_{S II} - \chi_{O II}}{kT_*}}; \quad (8)$$

при этом ради простоты считалось, что  $\alpha_\nu \propto \nu^{-2}$  для  $O^+$  и  $\alpha_\nu \propto \nu^{-1}$  для  $S^+$ , а также, что  $e^{\chi/kT_*} \gg 1$  при  $T_* < 100\,000^\circ$ . Сравнивая выражения (8) и (6), мы видим, как важно иметь точные расчеты коэффициентов непрерывного поглощения, в частности для  $S^+$ . В формулах (6) и (8) фигурируют истинные интенсивности линий. Если использовать интенсивности линий, не исправленные за межзвездное поглощение, то это поглощение легко учесть, приписав в правой части уравнения множитель  $10^{-0,056A_\nu}$ , считая, что межзвездное поглощение подчиняется закону  $\lambda^{-1}$ . Здесь  $A_\nu$  — общее поглощение в видимой области спектра. Таким образом, имеем

$$\left\{ \frac{E_{[O III]}/E_{[O II]}}{E_{[S III]}/E_{[S II]}} \right\}_{\text{набл.}} = \Psi(T_e) \frac{T_e \left( \frac{\chi_{S II}}{kT_e} + 1 \right)}{T_* \left( \frac{\chi_{S II}}{kT_*} + 1 \right)} e^{\frac{\chi_{S II} - \chi_{O II}}{kT_*}} \cdot 10^{-0,056A_\nu}. \quad (9)$$

Как это видно из формулы (9), наличие межзвездного поглощения мало сказывается на точности определения  $T_*$ .

Уравнения (6) и (8), как и уравнение (1), справедливы только тогда, когда в туманности нет ионов  $O IV$  и  $S IV$ , т. е. когда кислород и сера находятся в двух стадиях ионизации III и II. В действительности этот случай встречается очень редко. Если заметная доля ионов  $O IV$  имеется только в некоторых сильно возбужденных планетарных туманностях, то ионы  $S IV$ , в силу равенства потенциалов ионизации  $O II$  и  $S III$ , должны быть во всех туманностях, в которых светится  $O III$ .

По этой же причине можно считать, что в слабо возбужденных туманностях, в которых небулярные линии  $N_1 + N_2$  весьма слабы, т. е. ионов  $O III$  мало,  $S IV$  также отсутствуют. Именно в этом последнем случае уравнения (6) и (8) верны. В общем же случае надо учитывать наличие ионов  $S IV$  и  $O IV$ , и тогда уравнение (6) примет вид

$$\frac{E_{[O III]}/E_{[O II]}}{E_{[S III]}/E_{[S II]}} = \frac{A - B}{A' - B'} \cdot \frac{B' + 1}{B + 1} \Psi(T_e), \quad (10)$$

где

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{n(O^{++}) + n(O^{+++})}{n(O^+)} = \frac{(2\pi mkT_e)^{3/2} 2\omega^{++} W}{h^3 \omega^+ n_e} \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} e^{-\frac{\chi_{O II}}{kT_*}}, \\ B &= \frac{n(O^{+++})}{n(O^{++}) + n(O^+)} = \frac{(2\pi mkT_e)^{3/2} 2\omega^{+++} W}{h^3 \omega^{++} n_e} \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} e^{-\frac{\chi_{O III}}{kT_*}}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Формулы (11) записаны для кислорода. Аналогично запишутся  $A$  и  $B$  для серы (в уравнении (10) они отмечены штрихом). Вместо (11) можно взять [более точные выражения типа (7) с более точными значениями коэффициентов непрерывного поглощения. При этом необходимость знания величины  $W/n_e$  остается, [однако, в отличие от уравнения (1), неточности в определениях  $W$  и  $n_e$  в этом случае существенно меньше сказываются на точности значения  $T_*$ .

Для большинства туманностей (диффузных и планетарных) число ионов  $O IV$  пренебрежимо мало по сравнению с числом ионов  $O III$ . Учет наличия ионов  $S IV$ , очевидно, равнозначен увеличению интенсивности  $E_{[S III]}$  в  $\frac{n(S IV) + n(S III)}{n(S III)}$  число раз. В силу того, что потенциалы ионизации ионов  $S III$  и  $O II$  одинаковы, с достаточно большой степенью точности можно принять

$$\frac{n(S IV)}{n(S III)} \approx \frac{n(O III)}{n(O II)} = \frac{E_{[O III]}}{E_{[O II]}} \cdot \frac{\theta_{[O II]}(T_e)}{\theta_{[O III]}(T_e)} \approx \frac{E_{[O III]}}{E_{[O II]}}. \quad (12)$$

Последний знак равенства имеет место, когда электронная температура туманности находится в пределах от 8 до 15 тыс. градусов, так как только при таких температурах численные значения  $\theta$  одинаковы для  $O III$  и  $O II$ . Таким образом, окончательно с учетом наличия ионов  $S IV$  уравнение (6) примет вид

$$\frac{E_{[O III]}/E_{[O II]}}{\left\{ \frac{E_{[O III]}}{E_{[O II]}} + 1 \right\} E_{[S III]}/E_{[S II]}} = \Psi(T_e) e^{\frac{\chi_{S II} - \chi_{O II}}{kT_*}}. \quad (13)$$

В качестве примера определим температуру излучения звезды  $\theta Ori$  (спектральный тип  $O 7$ ), которая входит в Трапецию Ориона и является главной возбуждающей звездой туманности NGC 1976\*. Согласно работе [11],  $\frac{E_{N_1 + N_2}}{E_{\lambda 3727}} = 3,6$ ,  $\frac{E[S III]}{E[S II]} = 18$ . Подставив эти значения в левую часть уравнения (13), получим  $T_* = 43\ 000^\circ$ .

\* NGC 1976 — единственная туманность, для которой наблюдались линии  $[S III]$ .

Измеряя интенсивности линий туманности на разных расстояниях от возбуждающей звезды, с помощью этого метода можно проследить, как меняется температура излучения звезды в области длин волн  $\lambda\lambda$  530—350 Å по мере прохождения излучения сквозь туманность.

Помимо определения температуры излучения возбуждающих ОВ-звезд и ядер планетарных туманностей, остановимся еще на одной стороне применения формулы (13). Известно, что многие типы пекулярных звезд (симбиотические, Т Тау и т. п.) показывают очень сложные спектры. В этих спектрах наряду с линиями поглощения имеются интенсивные линии излучения, в том числе линии кислорода и серы, по-видимому, обеих стадий ионизации. Происхождение этих линий в спектрах звезд в настоящее время еще неизвестно, однако, судя по тем грубым оценкам интенсивностей, которые имеются в литературе [10], можно думать, что они возникают в результате возбуждения ионов электронным ударом. Если ионизация обусловлена излучением, то независимо от того, где бы эти линии ни возникали — в протяженной оболочке или в верхних слоях атмосферы звезды (активные области) — формула (13) всегда позволяет определить температуру того ионизирующего излучения, которое идет со всей поверхности звезды или испускается активными (горячими) областями, возникшими на ее поверхности.

В связи с преимуществом предлагаемого метода определения температуры излучения звезды представляется весьма желательным получение спектров в инфракрасной области ( $\lambda \sim 9500\text{Å}$ ) как газовых туманностей, так и пекулярных звезд.

20 мая 1960 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. G. Zanstra, Zs. f. Ap., 2, 1, 1930; Publ. Victoria Obs., 4, № 15, 1931.
2. В. А. Амбарцумян. Циркуляр ГАО, № 4, 1932.
3. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., 10, 183, 1953.
4. Г. А. Гурзadian. Сообщ. Бюракан. обс., вып. 18, 1956.
5. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Газовые туманности и новые звезды. Изд-во АН СССР, 1948.
6. Г. А. Гурзadian. Сообщ. Бюракан. обс., вып. 16, 1955.
7. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 14, 1957.
8. Космическая газодинамика. ИЛ, 1960, стр. 121.
9. Сб.: «Физические процессы в газовых туманностях», ИЛ, 1948, гл. 8, стр. 1-4.
10. A. H. Joy. Contrib. Mount. Wilson obs., № 709, 1945; Ap. J., 102, 168, 1945.
11. L. H. Aller, W. L. Liller. Ap. J., 130, 45, 1959.

РАСШИРЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ H II И ОБРАЗОВАНИЕ  
ПЕРИФЕРИЙНЫХ СТРУКТУР В ДИФFUЗНЫХ ТУМАННОСТЯХ*Р. Е. Гершберг*

Исследуется эволюция области H II вокруг звезды раннего спектрального класса, вспыхнувшей в протяженной области H I. Показано, что в такой системе гидродинамические эффекты развиваются после образования зоны Стремгrena; это сводит на нет эффективность ракетного механизма ускорения межзвездных облаков. Расширение первоначальной зоны H II понижает ее оптическую толщину в  $L_c$ , что приводит к ионизации новых газовых масс; вновь ионизованный газ вторгается во внешние слои начальной зоны H II, что может объяснить наблюдаемые периферийные структуры в диффузных туманностях типа IC 1805, IC 1848.

THE EXPANSION OF H II REGIONS AND THE FORMATION OF PERIPHERAL STRUCTURES IN DIFFUSE NEBULAE, by *R. E. Gershberg*.— The evolution of the H II region around an early type star, which flared-up in an extended H I region, is studied. It is shown that in such a system hydrodynamic effects develop after the formation of the Strömgen's zone; this circumstance annihilates the effectivity of the rocket mechanism of acceleration of interstellar clouds. The expansion of the initial H II zone decreases its optical thickness in  $L_c$ , leading to the ionization of new masses of gas. The newly ionized gas penetrates into the outer layers of the initial H II zone. This process can explain the observed peripheral structures in diffuse nebulae of the IC 1805 and IC 1848 type.

Спектроскопическое исследование диффузных туманностей дает возможность определять физическое состояние вещества в них, но мало что дает для понимания эволюции этих объектов. Историю каждого такого образования и макроскопические силы, определяющие его развитие, можно изучать по морфологическим особенностям туманностей. В настоящей работе сделана попытка объяснить часто встречающиеся в диффузных туманностях периферийные структуры — целые оболочки и отдельные дуги. Для этого последовательно рассматриваются два основных процесса: образование зоны Стремгrena вокруг звезды раннего спектрального класса и расширение этой зоны под действием гидродинамических сил. Расширение зоны Стремгrena, сопровождающееся ионизацией дополнительных газовых масс, может, по-видимому, объяснить образование наблюдаемых периферийных структур.

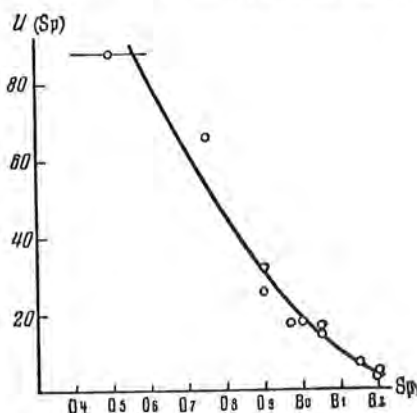
1. Пусть в протяженной и однородной по плотности ( $n_0$ ) области H I мгновенно вспыхнула ранняя O-звезда и стала излучать постоянный  $L_c$ -поток,  $\mu$  квантов в секунду. Известно, что вокруг такого ионизирующего центра образуется область H II, радиус которой  $r_0$  определяется по формуле

$$r_0 = \left( \frac{3\mu}{4\pi C_H} \right)^{1/2} n_0^{-2/3} \equiv U(\text{Sp}) n_0^{-2/3}, \quad (1)$$

где  $C_H^i$  — коэффициент рекомбинации протонов и электронов на второй и высшие уровни [1]. Параметр  $U(\text{Sp})$  можно вычислить по теоретическим моделям фотосфер ранних звезд; в таблице приведены данные, вычисленные по работам [2—5] и дополняющие аналогичную таблицу в работе [1], а на фиг. 1 показана зависимость  $U(\text{Sp})$  с учетом этих дополнительных данных. Здесь, как

и в работе [1], размеры звезд взяты согласно данным в [6].

Покажем, что образование зоны Стремгrena, т. е. распространение ионизационного фронта до  $r=r_0$ , происходит без каких-либо гидродинамических эффектов. В работе [7] это предполагается, но не доказывается.



Фиг. 1. Функция  $U(\text{Sp})$  для ранних звезд главной последовательности

Авторы моделей	Санто	Санто и Уэсуги	Травинг		
Sp	B2 V	B0,5 V	O7,5 V	B0 V	O9 V
$R_*/R_\odot$	6	8	16	9	11
$N, \text{ квант/сек} \cdot \text{см}^2$	$1,5 \cdot 10^{21}$	$3,9 \cdot 10^{22}$	$5,8 \cdot 10^{23}$	$3,6 \cdot 10^{22}$	$2,3 \cdot 10^{23}$
$U(\text{Sp}), \text{ пс}$	4,8	17	66	18	32

Согласно терминологии, введенной в работе [8], ионизационный фронт начинает вызывать гидродинамические движения лишь тогда, когда ионизирующий поток ослабнет до такой степени, что достигается  $R_c$ -состояние. Это состояние не может возникнуть вне зоны Стремгrena, так как туда  $L_c$ -поток не проникает вовсе;  $R_c$ -состояние не может возникнуть и глубоко внутри зоны H II, где поглощение  $L_c$ -квантов невелико [9], а ослабление  $L_c$ -излучения из-за диллюции мало. Докажем это последнее утверждение. Действительно, диллюция ослабляет ионизирующий поток так, что

$$J = \frac{\mu}{4\pi r^2}. \quad (2)$$

При  $R_c$ -состоянии имеет место соотношение (см. [8])

$$\frac{1}{4Q} \left( \frac{3Jm}{\rho} - \frac{5p}{Jm} \right) = 1, \quad (3)$$

где  $Q$  — тепловая скорость протонів, определяемая по соотношению

$$h(\nu - \nu_0) = \frac{mQ^2}{2} \text{ (ионизация без высвечивания!);} \quad (4)$$

$m$  — масса протона;  $\rho$  и  $p$  — плотность и давление в невозмущенной области Н I. Из формул (2) и (3) следует, что  $R_c$ -состояние достиглось бы благодаря дилуции при

$$r = r_c = \left[ \frac{3\mu}{4\pi n_0 (2Q + \sqrt{4Q^2 + 9c^2})} \right]^{1/2}. \quad (5)$$

( $c = \sqrt{\frac{5p}{3\rho}}$  — скорость звука). Оценим отношение

$$\frac{r_c}{r_0} = \left( \frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} C_{\text{H}}^{1/2} \frac{\mu^{1/2} n_0^{1/2}}{[2Q + \sqrt{4Q^2 + 9c^2}]^{1/2}} = 4,9 \cdot 10^{-5} \frac{\mu^{1/2} n_0^{1/2}}{[2Q + \sqrt{4Q^2 + 9c^2}]^{1/2}}. \quad (6)$$

Используя данные работ [1, 10] и нашей таблицы и полагая  $n_0 = 20 \text{ см}^{-3}$ , получаем (для звезд спектральных классов В1—О5)

$$\frac{r_c}{r_0} = 1,5 \div 4,3 > 1. \quad (7)$$

Этот результат очень слабо зависит от принятых значений  $\mu$  и  $n_0$ , а величину  $Q$  следовало бы, вероятно, несколько уменьшить для учета высвечивания газа, что лишь усилит неравенство  $\frac{r_c}{r_0} > 1$ . Полученное неравенство показывает, что дилуция излучения не может создать  $R_c$ -состояние внутри зоны Стремгrena, и  $R_c$ -состояние возникает лишь на границе Н II — Н I из-за поглощения  $L_c$ -квантов.

Скорость ионизационного фронта в  $R$ -состояниях (т. е. до достижения им  $r = r_0$ ) определяется лишь величинами  $\mu$ ,  $r$  и  $n_0$ :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\mu}{4\pi r^2 n_0}. \quad (8)$$

Отсюда

$$r = r_0 \text{ при } t = \frac{1}{n_0 C_{\text{H}}}, \quad (9)$$

т. е. зона Стремгrena образуется за время, равное времени рекомбинации.

Для принятой плотности среды и  $T_e = 10\,000^\circ \text{K}$  это время составляет 4000 лет. Длительность возгорания ранней О-звезды неизвестна, так как неизвестен механизм рождения звезд. Однако исследование звезд Тrapeции Ориона показывает, что компоненты этой системы существуют не более 10 000 лет [11]; спектральные классы звезд Тrapeции — О6 и более поздние, так что можно считать, что время возгорания ранних О-звезд не превышает нескольких тысяч лет. Это и означает, что характер возгорания звезды мало существенен для рассматриваемого взаимодействия звезды с окружающим газом, и звезду можно считать вспыхивающей мгновенно.

2. На границе между вновь образовавшейся зоной Н II и окружающим ее Н I газом возникает сильный гидродинамический разрыв и ионизационный скачок. В общих чертах дальнейшее развитие этой системы известно; ионизованный газ расширяется, в Н I распространяется ударная

волна; вследствие уменьшения плотности в зоне Н II некоторое количество  $L_c$ -квантов выходит из первоначальной зоны Н II и ионизует ионные слои межзвездного водорода. Таким образом, вслед за ударной волной по газу распространяется ионизационный фронт [12]. Однако количественные расчеты этой схемы выполнены авторами, интересовавшимися главным образом эффектами расширения в Н I [13, 14, 7], и эволюция области Н II детально не рассматривалась.

Теория распространения ионизационных фронтов, развитая для случая проникновения  $L_c$ -квантов из вакуума и свободного оттока ионизованного газа [8, 15], к рассматриваемой модели непосредственно не применима. В данном случае определяющим процессом является расширение области Н II, так как именно это расширение определяет и мощность выходящего  $L_c$ -потока и состояние вещества, на которое действует это ионизирующее излучение. Однако распространение ионизационного фронта в свою очередь вызывает вторичные гидродинамические эффекты. Решить задачу сразу до конца не удастся, поэтому сперва определим состояние вещества за ударной волной, по которому распространяется ионизационный фронт, затем найдем параметры, характеризующие ионизационный фронт, и после этого оценим вторичные гидродинамические эффекты.

Будем считать систему изотермической, пренебрегая сравнительно коротким временем высвечивания [7] (можно отметить, что перепад давлений на границе Н II—Н I во время высвечивания изменяется меньше, чем температура Н I, так как в неравновесном — с полем излучения — состоянии не только Н I, но и Н II-области имеют повышенную температуру).

На фронте изотермической ударной волны, которую в первое время можно рассматривать как плоскую, сохраняется поток массы и поток импульса:

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 v_0 &= \rho_1 v_1, \\ p_0 + \rho_0 v_0^2 &= p_1 + \rho_1 v_1^2. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Индекс 0 у величин  $p$ ,  $\rho$  и  $v$  соответствует невозмущенному газу Н I, индекс 1 — сжатому. Обозначим сжатие в ударной волне через  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon = \frac{\rho_1}{\rho_0}. \quad (11)$$

Очевидно, вначале сжатие определяется перепадом давлений в областях Н II и Н I:

$$\varepsilon_0 = \frac{p_{Н II}}{p_{Н I}} = \frac{2n_2 T_2}{n_0 T_0}. \quad (12)$$

Из соотношений (10) и (11) следует

$$\left. \begin{aligned} v_0 &= \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_0} \frac{p_1 - p_0}{p_1 - \rho_0}} \approx \sqrt{\varepsilon} c_0 && \text{— скорость распространения ударной} \\ &&& \text{волны по невозмущенному газу,} \\ v_1 &= \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{p_1 - p_0}{p_1 - \rho_0}} \approx \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon}} && \text{— скорость оттока сжатого газа от} \\ &&& \text{фронта ударной волны;} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$



$c_0$  — изотермическая скорость звука в II. В результате прохождения сильной ударной волны внешние слои зоны II и слои сжатого газа II начинают двигаться относительно невозмущенного газа со скоростью

$$v_{\Gamma} = v_0 - v_1 = \left( V \sqrt{\varepsilon} - \frac{1}{V \sqrt{\varepsilon}} \right) c_0 \approx v_0. \quad (14)$$

Такое движение приводит к расширению первоначальной зоны Стремлена и уменьшению внутри нее плотности вещества.

Будем считать расширение зоны II однородным. Тогда при расширении первоначальной зоны II на  $\Delta r = r - r_0$  через  $1 \text{ см}^2$  поверхности, ограничивающей вещество этой зоны, за  $1 \text{ сек}$  выделится следующее количество  $L_c$ -квантов:

$$J = \frac{1}{4\pi r^2} \left( \frac{4\pi}{3} r_0^3 n_0^2 C_{\text{H}} - \frac{4\pi}{3} r^3 n^2 C_{\text{H}} \right) = \frac{C_{\text{H}}}{3r^2} (r_0^3 n_0^2 - r^3 n^2). \quad (15)$$

Учитывая, что

$$r_0^3 n_0^2 = r^3 n^2, \quad (16)$$

получаем для малых  $\frac{\Delta r}{r_0}$

$$J \approx C_{\text{H}} n_0^2 \Delta r \approx C_{\text{H}} n_0^2 v_{\Gamma} t. \quad (17)$$

Этот  $L_c$ -поток вызывает ионизацию новых слоев межзвездного газа. Во вновь ионизованном веществе за счет рекомбинаций происходит дополнительное ослабление ионизирующего потока, так что ионизационного фронта в некоторый момент  $t$  достигает следующее число квантов (на  $1 \text{ см}^2$  фронта в  $1 \text{ сек}$ ):

$$J(t) = C_{\text{H}} n_0^2 v_{\Gamma} t - \int_0^t C_{\text{H}} n_*^2 c_* dt, \quad (18)$$

где  $n_*(t)$  и  $c_*(t)$  — плотность и скорость газа, оттекающего от ионизационного фронта. Согласно физическому смыслу ионизационного фронта число приходящих ионизирующих квантов равно числу оттекающих ионизованных атомов:

$$J(t) = n_* c_*. \quad (19)$$

Следовательно,

$$C_{\text{H}} n_0^2 v_{\Gamma} t - \int_0^t C_{\text{H}} n_*^2 c_* dt = n_* c_*. \quad (20)$$

Полагая, что на самом ионизационном фронте гидродинамические разрывы не происходят (физически неизбежные гидродинамические разрывы, сопровождающие ионизационный фронт, будут учтены, как оговорено выше, при рассмотрении взаимодействия оттекающего от фронта газа с веществом первоначальной зоны II), записываем условия сохранения потоков массы и импульса:

$$\left. \begin{aligned} n_1 v_i &= n_* c_*, \\ p_1 + \rho_1 v_i^2 &= p_* + \rho_* c_*^2. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Здесь  $v_i$  — скорость распространения ионизационного фронта по сжатому газу (движущемуся от звезды со скоростью  $v_{\Gamma}!$ );  $p_*$  и  $\rho_*$  — давление

и плотность в оттекающем газе. Обозначим изотермическую скорость звука в Н II через  $c_2$  и введем безразмерные переменные

$$\theta = C_H n_0 t, \quad y = \frac{n_*}{n_0} \quad (22)$$

Учитывая равенство (11), получаем из условий (21)

$$\frac{c_*}{c_2} = \sqrt{\frac{1-y}{y - \frac{y^2}{\varepsilon_0}}} \quad (23)$$

На начальной стадии  $\varepsilon = \varepsilon_0$  и  $v_r = \left( \sqrt{\varepsilon} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \right) c_0 \approx c_2$ , поэтому уравнение (20) записывается так:

$$\theta = \int_0^{\theta} \frac{c_*}{c_2} y^2 d\theta = \frac{c_*}{c_2} y, \quad (24)$$

или в дифференциальной форме

$$\left. \begin{aligned} \frac{dy}{d\theta} &= \frac{2 \sqrt{y(1-y) \left(1 - \frac{y}{\varepsilon_0}\right)} \left\{ \left(1 - \frac{y}{\varepsilon_0}\right) - y \sqrt{y(1-y) \left(1 - \frac{y}{\varepsilon_0}\right)} \right\}}{1 - 2y + \frac{y^2}{\varepsilon_0}}, \\ y \sqrt{1-y} \Big|_{\theta=0} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

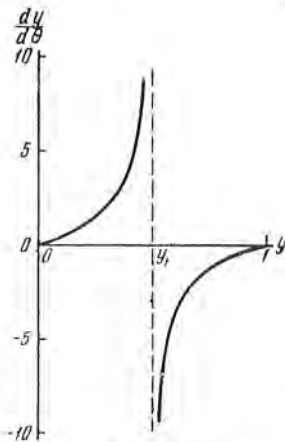
На фиг. 2 изображена зависимость  $\frac{dy}{d\theta}$  от  $y$ . График показывает, что при  $y \leq 1$ , независимо от начального значения этой величины  $y_0$ , в оттекающем газе устанавливается плотность, соответствующая  $y = y_1$ , где  $y_1$  — меньший корень уравнения  $1 - 2y + \frac{y^2}{\varepsilon_0} = 0$ .

Приближенное интегрирование уравнения (25) показывает, что время установления такого течения  $\Delta\theta \approx 0,6$  \*. При  $y = y_1$ , согласно формуле (23),  $c_* = c_2$ , т. е. отток газа от ионизационного фронта происходит с местной скоростью звука. Формально это есть условие точки Жуге, которое, однако, на ионизационный фронт (определяющий параметр которого  $J(t)$  зависит от времени) налагать заранее не было оснований.

Скорость распространения такого ионизационного фронта относительно нейтрального сжатого газа и вещества первоначальной зоны Н II очень мала:

$$v_i = \frac{n_* c_*}{n_i} = \frac{n_* c_*}{n_0 \varepsilon} \approx \frac{c_2}{2\varepsilon}. \quad (26)$$

\* Следует отметить, что исходное уравнение (24) справедливо лишь при  $\theta > 1$ , так что, во-первых, время установления течения  $\Delta\theta \approx 1$ , во-вторых, полученные из (24) начальные значения  $y_0$  могут быть ошибочны, но для дальнейшего изложения величина  $y_0$  не представляет интереса.



Фиг. 2. Качественное исследование уравнения (25)

Поэтому вновь ионизованный газ сам практически не увеличивает размер однородной области Н II, не наслаивается поверх начальной области Н II, как это принимается в работах [7, 13, 14], а почти весь вторгается во внешние слои расширяющейся первоначальной зоны Стремгрена. Нас интересует общий вид зоны Н II, а не судьба фиксированных газовых масс; поэтому нам безразлично, происходит ли это вторжение как втекание сквозь «решето» или массы вещества уплотняются, не смешиваясь. Существенно лишь то, что это вторжение происходит практически с местной скоростью звука

$$c_* - v_i = c_2 - \frac{c_2}{2\varepsilon} \approx c_2 \quad (27)$$

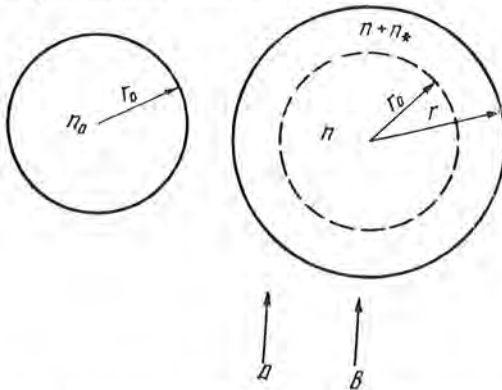
и то, что фронт вторгающегося газа является границей слабого разрыва и не излучает дополнительных возмущений. Относительно возбуждающего центра этот фронт практически неподвижен, так как скорости, приобретаемые газом при прохождении по нему ударной волны и ионизационного скачка, противоположно направлены и почти одинаковы по абсолютной величине:

$$\Delta v = v_r - (c_* - v_i) = \left( \sqrt{\varepsilon} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \right) c_0 - \left( \sqrt{\varepsilon} - \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon}} \right) c_0 = -\frac{c_2}{2\varepsilon}. \quad (28)$$

Вновь ионизованный газ увеличивает плотность внешних слоев расширяющейся зоны Н II. Такое же малое возмущение должно распространяться и в сжатом газе Н I;

но сравнительно небольшое возрастание  $\varepsilon$  не изменит результатов, полученных выше на основании уравнения (25).

Полученные параметры ионизационного фронта ( $c_* = c_2$ ,  $y = y_1$ ) найдены в предположении оттока газа в вакуум. Ясно, что учет взаимодействия с веществом первоначальной зоны Н II не нарушит равенства  $c_* = c_2$ , так как  $c_2$  есть скорость распространения малых возмущений в Н II\*. Плотность  $n_*$  несколько изменится, так как рекомбинации в газе, оттекающем не в вакуум, а в некоторую ионизованную среду, происходят интенсивней, чем это учитывается в уравнении (18). Можно, однако, показать, что этот эффект невелик. Действительно (см. фиг. 3), в первоначальной зоне Стремгрена происходило



Фиг. 3. Схема расширения зоны Стремгрена с втеканием во внешние слои вновь ионизованных газовых масс

$\frac{4\pi}{3} r_0^3 n_0^2 C_{II}$  рекомбинаций в секунду;

\* Следует еще раз подчеркнуть, что для наблюдаемой картины безразлично, втекает ли вновь ионизованный газ в исходную зону Стремгрена со скоростью  $c_2$  сам или вызывает уплотнение в зоне Н II, расширяющейся с такой же скоростью. Это следует иметь в виду всюду в дальнейшем, когда используется термин «втекание газа».

после расширения зоны на  $\Delta r$  и втекания во внешний слой вновь ионизованного вещества в ионизованной области происходит

$$\frac{4\pi}{3} r_0^3 n_0^2 C_H + \frac{4\pi}{3} (r^3 - r_0^3) (n + n_*)^2 C_H \text{ рекомбинаций в секунду.}$$

Эти величины равны при условии

$$\frac{n_*}{n_0} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\Delta r}{r_0}\right)^3} \left[ \sqrt{1 + \left(1 + \frac{\Delta r}{r_0}\right)^3} - 1 \right] \approx 0,41 - 0,06 \frac{\Delta r}{r_0} \quad (29)$$

что дает для малых  $\frac{\Delta r}{r_0}$  отношение  $\frac{n_*}{n_0} = 0,41$  вместо 0,50 при  $y = y_1$ .

По мере роста  $\Delta r$  уравнения (10), (17) и (24) теряют силу. Однако нет оснований предполагать, что будет нарушено условие точки Жуге, раз оно оказалось справедливым как при оттекании газа в вакуум, так и при оттекании в вещество первоначальной зоны Н II. Поэтому, предполагая это условие выполненным, рассмотрим теперь расширение зоны Н II до любого размера. Учитывая малость  $v_i$ , пренебрежем смещением ионизационного фронта относительно неионизованного сжатого газа Н I и будем считать, что весь вновь ионизованный газ полностью втекает в вещество расширяющейся первоначальной зоны Н II. Обозначим  $\frac{r}{r_0}$  через  $x$  и используем прежнее обозначение  $\frac{n_*}{n_0} = y$ . Согласно формулам (15) и (16),

$$J = \frac{C_H}{3r^2} (r_0^3 n_0^2 - r^3 n^2) = \frac{C_H n_0^2 r_0}{3} \cdot \frac{1}{x^2} \left(1 - \frac{1}{x^3}\right). \quad (30)$$

Этот  $L_c$ -поток ослабляется дополнительными ионизациями из-за рекомбинаций в оттекающем газе, число которых определяется выражением

$$\frac{1}{4\pi r^2} \int_{r_0}^r C_H [(n + n_*)^2 - n^2] d\left(\frac{4\pi}{3} r^3\right) = \frac{C_H n_0^2 r_0}{x^2} \int_1^x \left(x^2 y^2 + 2 \frac{y}{x}\right) dx. \quad (31)$$

Следовательно, зависимость  $y$  от  $x$  определяется интегральным уравнением

$$y = \frac{\gamma}{x^2} \left\{ \frac{1}{3} \left(1 - \frac{1}{x^3}\right) - \int_1^x \left(x^2 y^2 + 2 \frac{y}{x}\right) dx \right\}, \quad \gamma = \frac{C_H n_0^2 r_0}{c_2} (\approx 100) \quad (32)$$

или эквивалентным ему дифференциальным уравнением

$$\frac{dy}{dx} = -\frac{2y}{x} + \gamma \cdot \frac{1 - x^6 y^2 - 2x^3 y}{x^6}, \quad y|_{x=1} = 0. \quad (33)$$

Последнее уравнение не интегрируется в элементарных функциях, но позволяет получить необходимые качественные результаты. Для этого найдем геометрическое место точек на плоскости  $(x, y)$ , соответствующее условию  $\frac{dy}{dx} = 0$ :

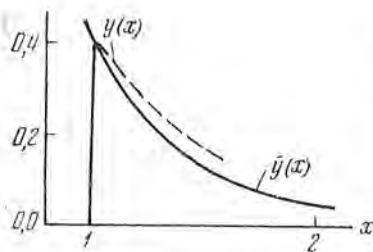
$$-\frac{2\bar{y}}{x} + \gamma \cdot \frac{1 - x^6 \bar{y}^2 + 2x^3 \bar{y}}{x^6} = 0,$$

или

$$\bar{y} = \sqrt{\left(\frac{1}{\gamma x} + \frac{1}{x^3}\right)^2 + \frac{1}{x^6}} - \left(\frac{1}{\gamma x} + \frac{1}{x^3}\right) \approx \frac{0,41}{x^3}, \quad (34)$$

так как  $\gamma \gg x$ . Интегральная кривая уравнения (32) может только один раз пересечь кривую  $\bar{y} = \frac{0,41}{x^3}$ . Следовательно, достигнув максимума, функция  $y(x)$  пересекает  $\bar{y}(x)$  и затем убывает с ростом  $x$  медленнее, чем  $\bar{y}(x)$  (фиг. 4). Функция  $y(x)$  достигает максимума очень быстро, это следует из рассмотренной выше плоской задачи; по-видимому,  $x_{\max} \approx 1,02$ . Так как нас интересуют интегральные свойства функции  $y(x)$  на сравнительно большом интервале  $x$ , то можно пренебречь этим начальным подъемом и считать, что всюду имеет место неравенство

$$y(x) > \bar{y}(x). \quad (35)$$



Фиг. 4. Качественное исследование уравнения (33)

Чтобы втеkanie дополнительно ионизованного газа во внешние слои расширяющейся зоны II дало видимую периферийную структуру, необходимо, чтобы мера эмиссии вдоль луча зрения  $A$  превосходила меру эмиссии вдоль луча зрения  $B$  (фиг. 3). Так как

периферийную структуру, необходимо, чтобы мера эмиссии вдоль луча зрения  $A$  превосходила меру эмиссии вдоль луча зрения  $B$  (фиг. 3). Так как

$$\left. \begin{aligned} ME_A &= 2 \int_{r_0}^r (n + n_*)^2 \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} = 2n_0^2 r_0 \int_1^x \left( \frac{1}{x^3} + y \right)^2 \frac{x dx}{\sqrt{x^2 - 1}}, \\ ME_B &= 2 \left\{ n^2 r_0 + \int_{r_0}^r (n + n_*)^2 dr \right\} = 2n_0^2 r_0 \left\{ \frac{1}{x^3} + \int_1^x \left( \frac{1}{x^3} + y \right)^2 dx \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

то неравенство  $ME_A > ME_B$  имеет место при

$$\int_1^x \left( \frac{1}{x^3} + y \right)^2 \left( \frac{x}{\sqrt{x^2 - 1}} - 1 \right) dx > \frac{1}{x^3}. \quad (37)$$

Если положить  $y(x) = \bar{y}(x)$ , то это неравенство становится справедливым уже при  $x = 1,1$ ; тем более оно будет справедливо при этом  $x$  для  $y(x) > \bar{y}(x)$ . Это и доказывает, что при расширении зоны II втекающий в нее газ может создавать наблюдаемые периферийные структуры.

3. Описанная схема расширения зоны Стремгrena получена с использованием ряда предположений. В связи с этим необходимо сделать некоторые замечания о правдоподобности таких предположений.

а) Использование метода последовательных приближений предполагает, что вторичные эффекты малы. Тем самым найденная схема не охватывает тот случай расширения зоны II, когда распространение ионизационного фронта сопровождается сильным вторичным гидродинамическим разрывом; но именно такой процесс может быть существенным для быстрого сжатия холодного вещества до высоких плотностей, достаточных для конденсации диффузной материи в звезду под действием собственного поля тяготения [16]. Рассмотрение такого прогрессивного сжатия требует особого исследования.

б) Предположение об однородном расширении первоначальной зоны Стремгрена является, конечно, довольно грубым приближением. Физически ясно, что расширение начинается с внешних слоев зоны Н II и постепенно охватывает все более глубокие слои, причем скорость идущей вглубь волны разрежения равна местной скорости звука  $c_2$ . В некоторый момент  $t$  ( $< \frac{r_0}{c_2}$ ) после образования зоны Стремгрена лишь доля

$$\frac{\frac{4\pi}{3} r_0^3 - \frac{4\pi}{3} (r_0 - c_2 t)^3}{\frac{4\pi}{3} r_0^3} = 1 - \left(1 - \frac{t}{\frac{r_0}{c_2}}\right)^3 \quad (38)$$

всего объема первоначальной зоны Н II принимает участие в расширении. Это обстоятельство может существенно удлинить время установления описанного течения, несколько сместить область повышенной плотности от  $r_0$  в сторону больших  $r$  и размазать фронт втекающего газа. В результате вместо «бублика» некоторое время может наблюдаться кольцеобразный объект с повышенной яркостью в центре. Среди диффузных туманностей с периферийными структурами имеются образования обоих указанных типов [17].

Строго говоря, расширение зоны Н II есть разлет изотермической сферы в сопротивляющуюся среду. Аналитического решения этой задачи, по-видимому, не существует, так как начальные граничные условия нарушают автомодельность движения. Опубликованные результаты численного решения такой задачи [18] недостаточны для вычисления меры эмиссии разных частей расширяющейся зоны Н II.

в) Известно, что сильный точечный взрыв в сплошной среде также приводит к сосредоточению вещества на периферии [18, 19]. Возникает вопрос, не могут ли наблюдаемые периферийные структуры диффузных туманностей быть результатом таких грандиозных взрывов. Однако гидродинамические картины сильного точечного взрыва и расширения сферы становятся сходны лишь при значительном расширении сферы [18], что в космических условиях невозможно из-за сравнительно короткого времени жизни возбуждающих звезд (Н II едва ли может расширяться до  $r = 2-3r_0$ ); поэтому при  $r < 1,5r_0$  точечный взрыв и расширение сферы должны давать различные видимые объекты. Расчет расширения изотермической сферы не доведен еще до такой степени, чтобы наблюдения могли решить указанную альтернативу; но с энергетической точки зрения описанный процесс расширения первоначальной зоны Н II кажется предпочтительным, так как здесь вопрос об источниках энергии гидродинамического движения решается удовлетворительно даже количественно [1], тогда как для сильного точечного взрыва необходимо привлекать гипотезы, связанные с неизвестным катастрофическим процессом.

г) Межзвездная среда не является, конечно, однородной по плотности; более того, известно, что в ней имеются значительные флуктуации плотности. Такие флуктуации могут привести к различным искривлениям ионизационного фронта. Но в данном случае более существенным может быть следующее обстоятельство. Естественно предполагать, что образование звезд происходит в местах повышенной плотности; если же по мере

удаления от возбуждающего центра  $n_0$  падает, то найденное течение (с образованием периферийных структур и центрального поярчания) устанавливается существенно быстрее, чем в однородной среде с учетом замечания б)!

Однако кажется маловероятным, чтобы флуктуации плотности могли привести к обгону ударной волны ионизационным фронтом, как это предполагается в работе [20]. Если, например, ударная волна достигнет области с резким падением плотности нейтрального вещества, то от этой границы по сжатому газу H I пойдет волна разрежения; после встречи такой волны с ионизационным фронтом  $v_i$  возрастет, но останется меньше скорости разлета газа H I в вакуум.

д) Если время возгорания звезды существенно превышает величину  $1/n_0 C_H$ , то описанное течение может не устанавливаться вовсе, так как не наступает такого момента, когда расширение области H II под действием гидродинамических сил становится доминирующим фактором. Если же  $\mu$  нарастает скачками (скачкообразное усиление яркости возбуждающей звезды в ходе ее эволюции или одновременное возгорание ранних звезд, возбуждающих один и тот же комплекс диффузной материи), то возможно образование периферийных структур в результате быстрой ионизации предварительно сжатого газа, как это предполагается в работе [20]. Следует отметить, что периферийные структуры встречаются в диффузных туманностях, возбуждаемых как одиночными ранними звездами (например, NGC 6523), так и скоплениями ранних звезд (NGC 2244, IC 1805 и другие).

### Выводы

1. Вокруг вспыхнувшей ранней O-звезды быстро образуется зона Стремгрена, и лишь после этого начинают развиваться гидродинамические явления. Это обстоятельство сводит на нет эффективность ракетного механизма ускорения межзвездных облаков [13].

2. При расширении первоначальной зоны H II оптическая толща ее в  $L_c$  падает и происходит ионизация дополнительных газовых масс. Вновь ионизованный газ вторгается во внешние слои расширяющегося первоначально ионизованного вещества, что может привести к образованию наблюдаемых периферийных структур в диффузных туманностях типа IC 1805, IC 1848.

3. Если образование планетарных туманностей происходит как спокойное отделение верхних слоев протяженных атмосфер гигантов, сопровождающееся увеличением зоны H II [21], то действие описанного механизма перераспределения вещества может привести к образованию наблюдаемых кольцевых структур в этих объектах. Этот процесс должен происходить на ранней стадии развития планетарных туманностей, когда их оптическая толща в  $L_c$  еще велика.

Выражаю искреннюю благодарность С. Б. Пикельнеру за постоянный интерес к настоящей работе и полезные советы и А. Б. Северному за полезное обсуждение рукописи.

20 мая 1960 г.

## Литература

1. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Астр. журн., 36, 902, 1959.
  2. S. Saito. Contr. Inst. Astrophys. and Kwasan Obs., № 69, 1956.
  3. S. Saito, A. Uesugi. Contr. Inst. Astrophys. and Kwasan Obs., № 78, 1958.
  4. G. Traving. Zs. f. Ap., 36, 1, 1955.
  5. G. Traving. Zs. f. Ap., 41, 215, 1957.
  6. C. W. Allen. Astrophysical quantities. London, 1955, p. 184.
  7. M. P. Saveloff, J. Greene. Ap. J., 122, 477, 1955.
  8. F. D. Kahn. V. A. N., 12, № 456, 1954.
  9. B. Strömgren. Ap. J., 89, 526, 1939.
  10. В. И. Проник. Астр. журн., 37, 1001, 1960.
  11. П. П. Паренаго. Астр. журн., 30, 249, 1953.
  12. J. H. Oort. Gas dynamics of cosmic clouds. Amsterdam, 1955, p. 147.
  13. J. H. Oort. V. A. N., 12, № 455, 1954.
  14. J. H. Oort, L. Spitzer. Ap. J., 121, 6, 1955.
  15. С. А. Каплан. Межзвездная газодинамика. Физматгиз, 1958.
  16. С. Б. Пикельнер. Физика межзвездной среды. Физматгиз, 1959, стр. 138.
  17. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обс., 7, 87, 1951; 10, 210, 1953.
  18. Н. Л. Вроде. J. Appl. Phys., 26, 766, 1955.
  19. Д. Е. Охоцимский, И. Л. Кондрашева, З. П. Власова, Р. К. Казакова. Труды Матем. ин-та АН СССР, 50, 1957.
  20. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 3, 1960.
  21. И. С. Шкловский. Астр. журн., 33, 315, 1956.
-



МЕХАНИЗМ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК И ГЕНЕРАЦИИ  
КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВО ВСПЫШКАХ

*А. Б. Северный и В. П. Шабанский*

Сжатие плазмы вокруг нейтральной точки магнитного поля может быть связано с пинч-эффектом, возникающим в условиях свободного поля при сближении двух силовых трубок (обладающих, например, бессиловым полем) и взаимном уничтожении их азимутальных полей (фиг. 1). Обсуждается также возможность такого сжатия при быстром изменении поля пятен, внешнего по отношению к области вспышки. В обоих случаях мы приходим к представлению о сильных ударных волнах, сходящихся в нейтральной точке. Вблизи нее (на расстояниях  $\lambda \leq 10^7 \text{ см}$ ) падающая ударная волна не является гидромагнитной, ее фронт опережает движение магнитной стенки, представляющей область большого магнитного поля, движущегося вместе со средой за фронтом. После отражения в нейтральной плоскости фронт отраженной волны движется по сжимающейся плазме и за ним образуется более или менее стационарная высокотемпературная область, черпающая свою энергию из магнитной энергии, идущей на сжатие плазмы. Фронт отраженной волны при взаимодействии с магнитной стенкой может затормозить или приостановить ее движение, так что сжатие может смениться расширением или пульсациями, что и наблюдается во вспышках.

В горячей области, за фронтом отраженной от нейтральной точки волны, возникают термоядерные реакции, например,  $10^8 - 10^4 \text{ см}^{-3}$  (D, D) реакций возникает за время вспышки (при содержании дейтерия  $\frac{D}{H} \sim 5 \cdot 10^{-5}$ ; см. § 2 и [7]), что соответствует потоку космических лучей в сильных вспышках. Показано, что фрагменты этих реакций (в основном протоны) с энергией порядка нескольких *Мэв*, отражаясь от сходящихся к нейтральной точке магнитных стенок, ускоряются до энергий  $\sim 10 \text{ Бэв}$ . (Вычислены потери энергии ускоряемых частиц из-за соударений с другими частицами, оценена пороговая энергия инжекции, § 3.) Показано, что нарастание энергии при отражениях определяется не скоростью сближения магнитных стенок, а их конечным перемещением (сближения от  $10^8$  до  $10^7 \text{ см}$  достаточно, чтобы после  $\sim 100$  отражений протон набрал энергию от  $\sim 2 \text{ Мэв}$  до  $10 \text{ Бэв}$ ). Рассмотрены другие возможные механизмы ускорения (статистический механизм Ферми, ускорение при сближении магнитных пробок, ускорение во фронте одиночной ударной волны в перпендикулярном магнитном поле, случай косоугольного столкновения ударных волн) и показано, что все эти механизмы значительно (не менее чем в 10 раз) менее эффективны, чем рассмотренный выше (§ 5). Показано также, что предложенные механизмы ускорения частиц вследствие тепловых скоростей (Паркер, Дорман) несостоятельны (§ 5).

THE MECHANISM OF SOLAR FLARES AND OF THE GENERATION OF COSMIC RAYS IN FLARES, by *A. B. Severny and V. P. Shabansky*. — The contraction of plasma around a neutral point of a magnetic field may be connected with the pinch-effect, arising at the approach of two force tubes (which possess, for instance, a force-free field) and the annihilation of their azimuthal fields (fig. 1). The possibility of such contraction

at a rapid change of the sunspot field is discussed, assuming that this field is of a dipole character. In both cases we arrive at the conception of strong shock waves converging at the neutral point. Near this point (at distances  $\lambda \leq 10^7$  cm) the incident shock wave is not hydromagnetic, its front outruns the «magnetic wall» — the region of a strong field which moves together with the main mass of plasma behind the front. After reflection in the neutral plane, the front of the reflected shock moves in the contracting plasma and a more or less steady high temperature plasma is formed behind this front. The high temperature plasma obtains its energy from magnetic energy losses connected with the contraction of the plasma. The reflected shock may check or stop the contracting wall, so that expansion or pulsations can set in instead of contraction, this being in accordance with observations of flares.

In the hot regions behind the incident and reflected shocks, thermonuclear reactions, e. g.  $10^3 - 10^4 \text{cr}^{-3}$  (D,D), can be produced during the flare (at a deuterium abundance  $\frac{D}{H} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ , see § 2 and [7]), corresponding to the flux of cosmic rays observed in great flares. It is shown that fragments of these reactions (mainly protons) with energies of the order of several MeV on being reflected from the magnetic walls, which converge to the neutral point, may be accelerated to energies of 10 BeV. (Energy losses due to collisions with particles of the plasma are calculated and the threshold of injection energy estimated, § 3.) It is shown that the gain in energy at these reflections is determined by the final displacement of the magnetic walls and not by their velocity of approach (an approach from  $10^6$  to  $10^7$  is sufficient for the proton to acquire energy from  $\sim 2$  MeV to  $\sim 10$  BeV after 100 reflections). Other possible mechanisms of acceleration are considered: the statistical Fermi mechanism, acceleration at the approach of magnetic knots, acceleration in an isolated shock front and in the case of oblique reflection of shock fronts. It is shown that all these mechanisms are far less effective (at least 10 times) than that proposed above (§ 5). It is also shown that proposed mechanisms of acceleration of particles from their thermal velocities (Parker, Dorman) are not adequate (§ 5).

## § 1. Общая картина явлений во вспышке и ударные волны

Многочисленные измерения с помощью солнечного магнитографа показывают, что вспышки возникают практически всегда в нейтральных точках магнитного поля быстро развивающихся групп пятен, если градиент поля возле этой точки достаточно велик ( $\geq 5 \cdot 10^{-7}$  гс/см). Более того, в 8 случаях из 9 наблюдалось реальное перераспределение поля (при сравнении магнитных полей до и после вспышки), которое свидетельствует об уменьшении градиента и упрощении структуры поля после вспышки, т. е. выглядит как «разрушение» поля в результате вспышки [4, 2].

Это дало основание предположить [4, 3], что в основе явления вспышки лежит превращение магнитной энергии поля в тепловую энергию и энергию излучения солнечной плазмы. Простые энергетические соображения показывают, что «уничтожение» поля  $\sim 100$  гс эквивалентно нагреву плазмы до температур  $\sim 10^7$  К.

В работе [4] вспышки рассматриваются как своего рода пинч-эффект — самосжатие плазмы вокруг нейтральной точки, возникающее в результате неустойчивости плазмы: если характерное магнитное давление в начальный момент превышает газовое, то магнитное давление, сжимающее плазму вокруг нейтральной точки до определенного момента времени, возрастает при сжатии быстрее, чем противодействующее ему газовое давление, и сжатие идет со все возрастающей скоростью. В простейшем случае самосжатия плоскопараллельных слоев возле нейтральной плоскости

скорость сжатия области характерного размера  $a$  определяется соотношением ([1], формула (3.22)).

$$\frac{1}{2} \left( \frac{dx}{dt_2} \right)^2 = \left( \frac{1}{x} - 1 \right) - \frac{3}{2} \beta \left( \frac{1}{x^{2/a}} - 1 \right); \quad t_2 \equiv \left( \frac{\bar{H}_0^2}{2\pi\bar{\rho}_0 g} \right)^{1/2} \frac{t}{a_0}, \quad (1.4)$$

где  $x = \frac{a}{a_0}$  — начальный размер области;  $\beta = \frac{\bar{n}_0 k \bar{T}_0}{H_0^2 / 4\pi} < 1$  в случае неустойчивости;  $\bar{n}_0$ ,  $\bar{T}_0$ ,  $\bar{H}_0$  — средние начальные значения плотности, температуры и поля в области  $a_0$ , а  $g \approx 1$ ,  $\rho = \bar{n}_0 m$ . Отсюда видно, что уже при сжатии всего в два раза ( $x = 1/2$ ) скорость сжатия

$$\frac{da}{dt} \approx \frac{\bar{H}_0}{V 2\pi\bar{\rho}_0 g} \approx V \sqrt{2} V_a,$$

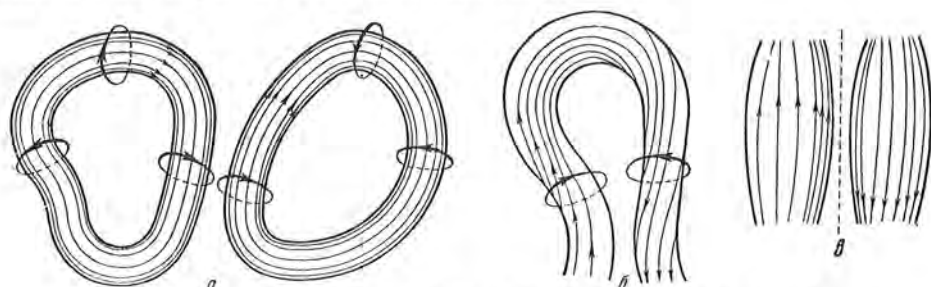
т. е. в  $\sim \sqrt{2}$  раз больше характерной скорости Альвена, которая, при  $\bar{n}_0 = 10^{13}$ ,  $\bar{T}_0 = 10^4$  и  $\bar{H}_0 = 100$  гс будет равна  $V_a \approx 10^7$  см/сек. Легко видеть из формулы (1.1), что при сжатии от размера  $a_1$  до  $a_2$  отношение скоростей сжатия  $v_2/v_1 \sim (a_1/a_2)^{1/2}$ , ( $x < 1$ ), так как при сжатии, например, от  $a_1 = 10^9$  см до  $a_2 = 10^7$  см скорость возрастает примерно в 10 раз, т. е. будет порядка  $10^8$  см/сек. При таких скоростях развиваются сильные ударные волны, сходящиеся к нейтральной плоскости со скоростью  $\sim 10^8$  см/сек.

Однако при рассмотрении этого механизма может возникнуть трудность, связанная с вопросом о причине появления самосжатия: почему до определенного времени (или до возникновения определенного градиента поля в нейтральной плоскости) неоднородное поле в окрестности этой точки было устойчиво. Если поле свободное, как это предполагается в работах [1,3], то такая ситуация до вспышки возможна либо при условии, что магнитное давление уравнивалось газовым (по тогда не будет силы вызывающей движение), либо имеется какая-либо «защита» или предохранение у плазмы, которые внезапно снимаются, т. е. существует некоторый «спусковой» механизм — магнитное поле, при ликвидации которого (или перестройке) быстро высвобождается сдерживаемая им энергия плазмы.

В принципе такого рода ситуация может, например, реализоваться после выноса на поверхность Солнца и последующего сближения двух магнитных колец (тороидов) с противоположным направлением силовых линий, когда они сбоку начинают примыкать друг к другу (см. рисунок). Если кольца устойчивы, то должно существовать азимутальное поле вокруг тороидов\*, которое направлено во взаимно противоположных направлениях в месте примыкания тороидов. Эти поля очень быстро уничтожают друг друга в области контакта (в нейтральной области), что снимает защиту с плазмы внутри тороида и позволяет ей сжиматься возле нейтральной плоскости. Аналогичный случай, который позволил успешно объяснить наблюдаемые особенности одной из вспышек [2], может возник-

\* Трубка плазмы с «вмороженным» в нее чисто продольным полем неустойчива: она расширяется; в частности, она неустойчива по отношению к скручиванию, которое приводит к появлению азимутальной составляющей поля.

путь при замыкании силовой трубки самое на себя (на фиг. б), если только эта силовая трубка при ее изгибе испытала скручивание, приведшее к возникновению азимутального поля, противоположного первоначальному. Возможен также контакт двух силовых трубок типа ловушек с противоположным направлением поля (на фиг. в), когда до контакта внешнее давление уравнивалось суммой магнитного и газового давления плазмы внутри трубок. Но при уничтожении поля в месте контакта (в нейтральной плоскости) магнитное давление внутри резко упадет и на обе трубки начнет действовать сила внешнего давления, стремящаяся сжать их возле нейтральной плоскости (этот процесс равносильен как бы быстрому изъятию части плазмы из области контакта).



Возможные конфигурации поля, приводящие к пинч-эффекту\*

Если, наконец, допустимо рассматривать поля пятен как внешние источники поля, то при отталкивании силовых трубок разной полярности от этих внешних полюсов возникает также возможность прямого столкновения трубок друг с другом, что усилит действие указанных выше механизмов, приводящих к самосжатию.

Вторая возможность, приводящая в принципе к возникновению ударных волн, сходящихся к нейтральной плоскости, следует из рассмотрения пятен как источников внешних по отношению к области вспышки полей. Если принять, что пятно имеет поле диполя (это подтверждается в работе [4]), то в плоскости, перпендикулярной к диполю (магнитный экватор), магнитное поле

$$H = \frac{a}{R^3},$$

где  $a$  — магнитный момент, а  $R$  — расстояние от оси пятна. Изменение поля в пятне можно рассматривать как изменение момента  $a$ , тогда расстояние от диполя до фиксированной силовой линии (с заданным значением  $H$ ) изменится на величину  $\delta R$ , определяемую из выражения

$$\delta a = \delta (HR^3) = 3HR^2\delta R + R^3\delta H = 3HR^2\delta R.$$

Сравнивая перемещения двух силовых линий вблизи пятна ( $\delta R_1$ ) и вдали от него ( $\delta R_2$ ), имеем

$$\frac{\delta R_2}{\delta R_1} = \frac{R_2}{R_1}. \quad (1.2)$$

\* На фиг. б в правой части направление закрученности указано не верно. Направление должно быть противоположным по сравнению с тем, как это указано на рисунке.

Тот же результат получим, если аппроксимировать поле пятна как дипольное на больших расстояниях ( $>R_0$  — радиуса пятна) и однородное поле на малых расстояниях ( $<R_0$ ). Мы видим из соотношения (1.2), что сравнительно малые возмущения силовых линий на малых расстояниях могут приводить к значительным сдвигам силовых линий на больших расстояниях, которые в силу замороженности плазмы в магнитное поле приведут к значительным перемещениям плазмы.

При этом в отсутствие других пятен образование ударной волны будет затруднено, так как возмущения, распространяющиеся вдоль силовых линий из пятна с альвеновской скоростью

$$V_a = H/\sqrt{4\pi\rho} \approx 2 \cdot 10^8 / 10^{-8} = 2 \cdot 10^8 \text{ см/сек},$$

обгоняют движение плазмы, вызываемое смещением силовых линий в перпендикулярных к ним направлениях. В этом случае в областях, где магнитное давление больше газового, фронт волны не образуется, так как сила, перемещающая массы, распределена по всему объему газа (т. е. нет «поршня», вызывающего образование ударной волны). В присутствии двух однополярных или нескольких пятен движение газа в направлении от одного пятна к другому приостановится в области нейтральной точки, и образуется отраженная ударная волна, фронт которой будет распространяться по втекающему в нейтральную точку газу. При этом не обязательно, чтобы изменения их полей шли синхронно, т. е. вызывали одинаковые по интенсивности возмущения. Если возмущение пошло от одного пятна, то новое равновесное положение нейтральной точки сместится и столкновение двух ударных волн (или газовых потоков, в случае когда падающая волна не успела сформироваться) будет несимметричным.

Эта картина, однако, встречается с той трудностью, что изменения полей пятен сравнительно медленные. Из условия неизменности магнитного потока в движущейся плазме

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \text{rot} \mathbf{v} \times \mathbf{H} = 0$$

можно оценить (по порядку величины), что изменение

$$\frac{\delta R_1}{\delta t} \approx \frac{R_1}{H} \frac{\partial H}{\partial t};$$

если  $\frac{dH}{dt}$  принять даже  $\sim 10^{-2}$  гс/сек (фактически оно меньше), то

$$\frac{\delta R_1}{\delta t} \leq \sim \frac{10^9}{10^3} \cdot 10^{-2} = 0,1 \text{ км/сек}.$$

В лучшем случае, в соответствии с наблюдениями мы можем считать скорость сдвига силовых линий  $\sim 1$  км/сек (хотя эти скорости относятся скорее к движениям вдоль силовых линий). При такой скорости на расстоянии  $R_1 = 10^9$  см мы можем ожидать на расстоянии  $R_2 \approx 10^{10}$  см от пятна ( $R_2 = 10R_1$ , напряженность составляет  $\sim 1$  гс) скорости сдвига  $\sim 10$  км/сек. Однако не исключено, что имеются более быстрые изменения поля, которые до сих пор не фиксировались из-за отсутствия систематических измерений поля.

Безотносительно к тому, как возникает ударная волна — в свободном

поле в результате самосжатия или в плазме во внешнем поле пятна при его росте — вблизи нейтральной точки поле очень мало и ударная волна распространяется по плазме с малым магнитным полем. В нейтральной точке (плоскости) возможно столкновение ударных волн. Если сталкиваются волны одинаковой интенсивности, то для каждой из волн можно рассматривать процесс столкновения либо как отражение от стенки, либо как проникновение одной ударной волны через фронт другой. При этом фронт отраженной ударной волны (плоский в случае столкновения плоских волн) будет распространяться в движущейся ему навстречу, сжимающейся по направлению к месту столкновения среде. За фронтом отраженной волны среда неподвижна. При столкновении ударных волн значительная доля их кинетической энергии переходит в нагревание плазмы: в зоне столкновения, точнее, в зоне, захваченной отраженной волной, возможны термоядерные реакции, фрагменты которых обладают энергией, достаточной для их дальнейшего ускорения. Этот процесс можно себе представить следующим образом (подробнее см. ниже): частицы пролетают фронт отраженной волны вплоть до области с сильным магнитным полем (магнитной «стенки») и последовательно отражаются от этих магнитных стенок, двигающихся в направлении к нейтральной точке (или плоскости) со скоростью среды за фронтом падающей волны.

Рассмотрим теперь подробнее явления, связанные с ударными волнами во вспышках. Измерения скорости движения светящихся фронтов и расширения вспышек на диске, а также скорости вытягивания вспышек на лимбе дают значения, группирующиеся возле  $150 \text{ км/сек}$ , однако у 30% вспышек, как показывает просмотр данных, приведенных в работе [5], эти скорости превышают  $300 \text{ км/сек}$ . Будем называть эти вспышки «спильными».

Следует при этом иметь в виду, что эти скорости определяются по кинофильмам в линии  $H_{\alpha}$ , т. е. относятся к той сравнительно холодной части плазмы, которая содержит известное количество нейтральных атомов. Во фронте же ударной волны температуры столь высоки, что вследствие практически полной ионизации водорода он не светится, и такие фронты визуально не могут наблюдаться, за исключением, возможно, вспышек, испускающих непрерывную эмиссию, которая крайне кратковременна. Поэтому измеренные по  $H_{\alpha}$ -фильмам скорости относятся скорее к распространению процесса охлаждения, поочередного в тех (периферийных) областях плазмы, где фронт уже прошел и где вследствие рекомбинации свечение нейтрального водорода становится уже заметным. Фактические скорости движения фронтов должны быть больше указанной величины. Если фронт падающей волны успел сформироваться на расстоянии  $\sim 10^8 \text{ см}$  от нейтральной точки, то, двигаясь со скоростью  $300 \text{ км/сек}$ , он пройдет это расстояние за время  $\sim 3 \text{ сек}$ . Такой процесс крайне трудно фиксировать, если даже он был бы отмечен усилением свечения водорода. Поэтому процесс быстрого сжатия плазмы возле нейтральной точки (и т.) со скоростью  $\sim 10^8 \text{ см/сек}$  с образованием падающей ударной волны в принципе экспериментально обна-

ружить очень трудно, если не невозможно. (Возможно, что предвестники вспышек — «пички» радиоизлучения, возникающие за несколько секунд до вспышек, являются индикатором такого процесса.)

Более естественно поэтому связать наблюдаемые в линиях нейтрального водорода движения фронтов во вспышках со вторичными процессами — процессами распространения области повышенного возбуждения и ионизации водорода (причем — периферии этой области, где ионизация водорода неполная), связанных с прохождением от р а ж е н н о й ударной волны. В таком случае скорость отраженной волны должна быть заведомо выше величины 150 км/сек, а для сильных вспышек выше 300 км/сек. По-видимому, не будет неосторожным принять ее  $\sim 500$  км/сек.

В «усах», возникающих в сильных вспышках и представляющих собой, по-видимому, потоки, струи, образованные в результате отраженной ударной волны и кумулированные окружающим их магнитным полем, полная ширина крыльев линии  $H_{\alpha}$  достигает обычно  $\sim 10$  Å, что соответствует скорости 460 км/сек. Эта скорость, соответствующая далеким крыльям линии, должна быть отнесена к самым глубоким частям вспышки, поэтому, если справедлива наша картина, отождествляющая движения во вспышках с отраженной ударной волной, то эта скорость должна ближе всего соответствовать скорости фронта этой волны. В отдельных, правда редких, случаях скорости от 500 до 600 км/сек наблюдались у вспышек непосредственно на  $H_{\alpha}$ -фильмах (см. [5]).

К этой же скорости отраженной волны, 500 км/сек, мы приходим также, исходя из указанного выше представления о вспышках как о пич-эффekte, где сжатие происходит со скоростью  $\sim 10^8$  см/сек. (Скорость отраженной волны порядка половины скорости падающей.)

Градиент поля возле нейтральных точек, согласно работе [2], порядка  $2-5 \cdot 10^{-7}$  гс/см, так что на расстоянии  $\sim 10^7$  см поле не превышает нескольких гауссов. В то же время характерные для вспышки значения температуры и плотности  $T \approx 10^4$  °К и  $n \approx 10^{13}$  (эти значения характерны для периферии вспышки), поэтому  $nkT \approx 10$  и на расстоянии от нейтральной точки  $\sim 10^7$  см выполняется условие  $(H^2/8\pi) < nkT$ . Следовательно, падающая ударная волна на расстояниях  $10^7$  см от нейтральной точки в первом приближении не гидромагнитная, т. е. мы можем пренебречь влиянием магнитного поля при вычислении параметров ударной волны. Скорость звука во вспышке при принятых  $T$  и  $n$ , величина  $\sqrt{\gamma RT} \approx 1,9 \cdot 10^6$ , по крайней мере в 10 раз меньше скорости отраженной ударной волны, так что ударные волны, возникающие во вспышках можно считать с и л ь н ы м и (число Маха  $M > 10$ ). Если падающая ударная волна сильная, значения параметров за фронтом стационарной отраженной волны (отмечены индексом 3) связаны с параметрами падающей волны (отмечены индексом 2) известным соотношением [6].

$$\left. \begin{aligned} \rho_3/\rho_2 &= \frac{\gamma}{\gamma-1} = 2,5; & p_3/p_2 &= \frac{3\gamma-1}{\gamma-1} = 6; \\ T_3/T_2 &= \frac{\gamma-1}{\gamma+1} p_3/p_2 = \frac{3\gamma-1}{\gamma+1} = 3/2; \\ a_2 &= \sqrt{\frac{2(\gamma-1)^2 p_2}{(\gamma+1) \rho_2}} = \frac{2(\gamma-1)}{\gamma+1} a_1 = \frac{1}{2} a_1; & \gamma &= \frac{c_p}{c_v} = 5/3, \end{aligned} \right\} \quad (1.3)$$

где  $\rho$ ,  $p$ ,  $T$  — плотность, давление и температура,  $a_2$  — скорость фронта отраженной волны относительно границы отражения, т. е. относительно неподвижной среды за фронтом, величина  $a_1$  есть скорость падающей волны. Мы видим, что при  $\gamma = 5/3$  величина  $a_2 = \frac{1}{2} a_1$ , так что, принимая, согласно наблюдениям для сильных вспышек,  $a_2 = 500$  км/сек, приходим к значению скорости падающей волны  $a_1 \approx 10^3$  км/сек, в соответствии с предсказанной скоростью сжатия плазмы вспышки в результате пинч-эффекта.

Рассмотрим теперь увеличение температуры и плотности в падающей волне, фронт которой движется со скоростью  $a_1$  в области слабого поля, вблизи нейтральной точки. Примем индекс 1 параметрам газа перед фронтом («невозмущенная» плазма вспышки, для которой принимаем значения, характерные для периферии вспышек  $T_1 \approx 10^4$  К,  $n_1 = 10^{13}$  см $^{-3}$ ), а индекс 2 — параметрам газа за фронтом. Скорость среды 2 относительно 1 обозначим  $u$ , так что скорость фронта относительно среды 2 будет  $a_1 - u$ . Выражая все величины через скорость фронта  $a_1$ , в системе координат, где среда 1 покоится (область нейтральной точки), будем иметь

$$\left. \begin{aligned} \rho_2/\rho_1 &= \frac{\gamma+1}{\gamma-1}; & p_2/p_1 &= \frac{2a_1^2}{\gamma+1} \rho_1/p_1; \\ T_2/T_1 &= \frac{\gamma-1}{\gamma+1} p_2/p_1 = \frac{2a_1^2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \rho_1/p_1; \\ u &= \frac{2a_1}{\gamma+1}; & a_1 - u &= \frac{\gamma-1}{\gamma+1} a_1; & a_1 &= \sqrt{\frac{\gamma+1}{2} p_2/\rho_1}; & \gamma &= c_p/c_v. \end{aligned} \right\} \quad (1.4)$$

При  $a_1 = 10^8$  (для сильных вспышек) получим следующие параметры, характеризующие плазму за фронтом падающей волны:

$$\left. \begin{aligned} \rho_2 &= 4\rho_1, & (n_2 &= 4 \cdot 10^{13}); & p_2 &= 8,7 \cdot 10^3 p_1 \approx 1,2 \cdot 10^5; \\ T_2 &= 2,2 \cdot 10^3 T_1 = 2,2 \cdot 10^7; & u &= 7,5 \cdot 10^7; \end{aligned} \right\} \quad (1.5)$$

а для слабой вспышки ( $a_1 = 6 \cdot 10^7$ ):

$$\left. \begin{aligned} \rho_2 &= 4\rho_1; & p_2 &= 3,0 \cdot 10^3 p_1 \approx 4,0 \cdot 10^4; \\ T_2 &= 8,0 \cdot 10^2 T_1 = 8,0 \cdot 10^6; & u &= 4,5 \cdot 10^7. \end{aligned} \right\} \quad (1.6)$$

Заметим, что если бы ударная волна была гидромагнитной, как это считалось в работах [1,3], то скачок магнитного поля  $(H_2/H_1) = (\rho_2/\rho_1)$  был бы равен 3 или 4, а скачок температуры — не более  $\sim 3 \cdot 10^2$ , причем учет диффузии излучения через фронт мог бы изменить условия лишь в сторону уменьшения скачка температуры за фронтом и увеличения скачка плотности и магнитного поля в сильной ударной волне не более чем в два раза, т. е.  $(H_2/H_1) \approx 8$ . Последнее обстоятельство на первый взгляд позволяет отождествить магнитные зеркала, при отражении от которых происходит ускорение частиц, со скачком поля на фронте волны. Однако это не так, ибо поле перед фронтом и за ним отличается незначительно, и радиус жирации частиц в поле перед фронтом не будет существенно превосходить расстояния между фронтами, если поле велико. Если



же поле мало, то за фронтом радиус жирации очень велик, и ускорение частиц, хотя и может в принципе иметь место, но не будет эффективным \* (см. ниже § 5). Большие энергии может дать лишь механизм ускорения путем отражения частиц от с и л ь н ы х магнитных полей, расположенных вдали от фронта и сближающихся со скоростью среды, идущей за фронтом падающей волны. При этом одним из необходимых условий ускорения является малость магнитного поля в области, пролетаемой частицей между последовательными отражениями, что осуществляется всегда в окрестности нейтральной точки, где фронт о п е р е ж а е т движение магнитной стенки. Практически, как сказано выше, уже с расстояний  $\sim 10^7$  см от нейтральной плоскости влиянием магнитного поля можно пренебречь. Это в свою очередь приводит к повышению температуры за фронтом падающей волны по сравнению со случаем гидромагнитной волны, так как в этом последнем случае скачок температуры выражается той же формулой

$$T_2/T_1 = \frac{\gamma - 1}{(\gamma + 1)^2} \frac{2a^2 p_1}{p_1'}$$

но полное давление здесь

$$p_1' = p_1 + \frac{H_1^2}{8\pi} \left( 1 + \frac{2 - \gamma}{\gamma} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) = p_1 + \frac{9}{5} \frac{H_1^2}{8\pi}$$

так что уже в случае поля  $\sim 10$  гс температура за фронтом гидромагнитной волны будет в два раза ниже, чем в случае простой ударной волны. Поэтому, если предполагать, что во всей области вспышки магнитная энергия сравнима с тепловой, то выход термоядерной реакции катастрофически снизится.

После отражения в нейтральной плоскости возникает отраженная ударная волна, которая, согласно формулам (1.3) и (1.4), характеризуется следующими параметрами (для сильной вспышки):

$$\rho_3 = 2,5\rho_2 = 1,8 \cdot 10^{-12}; \quad (n_3 = 10^{14}); \quad p_3 = 6p_2 = 7,2 \cdot 10^5; \\ T_3 = \frac{3}{2}T_2 = 3,3 \cdot 10^7. \quad (1.7)$$

(Для слабой вспышки те же значения будут  $\rho_3 = 1,8 \cdot 10^{-12}$ ;  $p_3 = 2,4 \cdot 10^5$ ;  $T_3 = 1,2 \cdot 10^7$ .)

Двигаясь в направлении больших магнитных полей (навстречу сжимающейся среде), фронт отраженной волны натолкнется в определенный момент на область с сильным полем (магнитную стенку). Если грубо представить себе переход от области со слабым полем в область с сильным полем в виде ступеньки магнитного поля, то при вхождении фронта отраженной волны в область большого поля от «границы» раздела пойдут две волны в обе стороны (расходящиеся вторичные волны). Движение фронта отраженной волны (равно как и движение магнитной стенки) может замедлиться или вовсе приостановиться и могут возникнуть пульсации, независимо от того, чем вызвано движение магнитной стенки — неустойчивостью плазмы или же внешним по отношению к вспышке источником поля (рост магнитного поля пятен). Такая картина объясняет

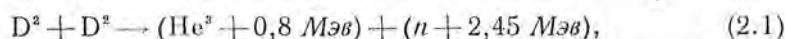
\* Если считать, например,  $H_2 = 10^8$  ( $H_1 = 10$ ), то радиус жирации протона  $r_1$  будет всего  $\sim 1 \frac{1}{2}$  см при  $T_1 = 10^4$ . При слабом же поле, например  $H_1 = 10^{-4}$ , имеем  $r_1 \approx 10^6$  см и  $r_2$  примерно того же порядка,  $10^6$ , т. е. за время схлопывания ( $\sim r_1/a_1$ ) частицы не испытают отражений, приводящих к их ускорению.

наблюдаемый факт конечного, ограниченного расширения вспышек и пульсаций области, занятой свечением вспышки, а также причудливое расположение и распространение ее свечения, которое будет определяться особенностями в топографии магнитного поля.

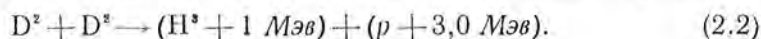
Таким образом, сжатие магнитными полями плазмы вокруг нейтральной точки может привести к образованию более или менее стационарной высокотемпературной области. Так как энергия отраженной волны черпается из встречного сжатия — движения областей с большим полем, то «время жизни» этой высокотемпературной области за фронтом отраженной волны будет определяться скоростью изменения магнитной энергии, приводящей к сжатию, которая может быть связана со сравнительно медленными изменениями магнитного поля (особенно если они определяются усилением поля пятна). Иными словами, время расширения и существования отраженной волны будет существенно больше времени существования падающей волны (несколько секунд). Если судить об отраженной волне по границе расширяющейся области вспышки, размеры которой доходят до  $10^{10}$  см, а скорость — до нескольких сот км/сек, то время жизни высокотемпературной области будет доходить до  $10^3$  сек.

## § 2. Термоядерные реакции в области нейтральной точки

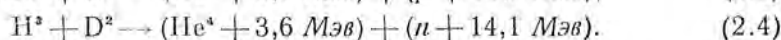
Имеются указания [7], что в атмосфере Солнца присутствуют в значительном количестве ядра дейтерия (относительное содержание  $(D/H \approx 5 \cdot 10^{-4})$ ). В высокотемпературной области между ними может протекать реакция синтеза



или равновероятная ей реакция, приводящая к образованию трития:



В результате появления  $He^3$  и  $H^3$  могут идти вторичные реакции, сечение которых больше, чем сечение реакций (2.1) и (2.2):



Оценим выход от термоядерных реакций слияния ядер дейтерия в области нейтральной точки за фронтом отраженной волны, где, согласно формуле (1.7), можно принять  $n = 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $T \approx 3,5 \cdot 10^7$  К. Число реакций

$$R_{DD} = \frac{1}{2} n_D^2 \langle \sigma v_{DD} \rangle \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}, \quad (2.5)$$

где  $\sigma$  — сечение реакции;  $v_{DD}$  — относительная скорость;  $n_D$  — концентрация ядер дейтерия. Усреднение по максвелловскому распределению дает [8]

$$\langle \sigma v_{DD} \rangle = 2,6 \cdot 10^{-14} \cdot T^{-3/2} \exp \{ -18,76 T^{-1/2} \}, \quad (2.6)$$

где  $T$  — в *кэв*. При  $T = 3,5 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K} = 3,02 \text{ кэв}$  получим

$$\langle \sigma v_{DD} \rangle = 0,49 \cdot 10^{-14} 10^{-18,76-0,33/1,73} = 0,49 \cdot 10^{-18,7} \approx 1,0 \cdot 10^{-19}. \quad (2.7)$$

Таким образом,

$$R_{DD} = \frac{1}{2} \left( \frac{n_D}{n} \right)^2 n^2 \langle \sigma v_{DD} \rangle = 5,0 \cdot 10^8 \left( \frac{n_D}{n} \right)^2 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}. \quad (2.8)$$

Принимая согласно работе [7],  $\frac{n_D}{n} \approx 5 \cdot 10^{-5}$ , получим при длительности вспышки  $t \approx 10^3 \text{ сек}$  выход продуктов (D, D)-реакции

$$tR_{DD} \approx 5,0 \cdot 10^{11} \left( \frac{n_D}{n} \right)^2 = 1,25 \cdot 10^3 \text{ частиц на см}^3. \quad (2.9)$$

Число ускоряемых до релятивистских энергий частиц в сильных вспышках, по-видимому, не превышает  $n_{\text{рел}} \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$ , что близко к полученной величине, особенно если учесть, что величина  $n$  может быть в 5—10 раз больше принятой (оценка  $n_{\text{рел}} = 10^4 \text{ см}^{-3}$  относится к очень сильным вспышкам, которые дают общий выход до  $10^{32}$  релятивистских частиц). Таким образом, одни термоядерные реакции (D, D), возникающие за фронтом отраженной волны, могут полностью обеспечить наблюдаемый выход релятивистских частиц во вспышках при том содержании дейтерия, которое следует из спектроскопических измерений [7].

Для слабых вспышек ( $\sim 70\%$  общего числа) температура  $T \approx 12 \cdot 10^6 \approx 1 \text{ кэв}$ , что в три раза ниже, чем для сильных вспышек. Это дает сечение (2.6)  $\sim 2,6 \cdot 10^{-22}$  и выход (2.9) от реакций понижается в 1000 раз. Возможно, с этим связан тот факт, что только большие вспышки (в количестве не более 30% от полного их числа) сопровождаются выбросом космических лучей.

Одновременно с выходом заряженных частиц будет иметь место выход нейтронов из вспышки, минимальное значение которого определяется формулой (2.8), т. е. будет  $\sim 1,25 \cdot 10^2 \text{ частиц/см}^3 \cdot \text{сек}$  (кроме реакции (2.1) нейтроны могут возникать при реакции (2.4)). Часть этих нейтронов вступит в реакции



причем число реакций (а), при прочих равных условиях в  $\frac{n}{n_D} \approx 10^4$  раз больше, чем число реакций (б). Если даже каждый нейтрон вступит в реакцию (а), то наибольший выход  $\gamma$ -квантов будет  $\sim 10^2 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$ , т. е. поток  $\gamma$ -излучений будет  $\sim 10^2 \cdot 10^9 = 10^{11} \text{ кв/см}^2$ , что в области энергий  $\sim 1 \text{ Мэв}$  соответствует потоку  $\sim 10^5 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ . У поверхности Земли при размере вспышки  $\sim 10^9$  это соответствует потоку  $\sim 10^5 \cdot 10^{-8} = 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Хотя эта величина близка к данным работы [9] ракетных измерений, следует иметь в виду, что она является сильно завышенной.

### § 3. Потери энергии в среде и энергия инжекции

Ускорение частиц при столкновениях со сближающимися магнитными стенками возможно, если возрастание энергии при таких столкновениях больше потери энергии при столкновениях ускоряемой частицы с другими частицами среды. Рассмотрим потери, испытываемые некоторой пробной частицей массы  $m$ , движущейся со скоростью  $v$  при соударениях с частицами массы  $m_1$  среды (частицами поля) с температурой  $T_1$  и плотностью  $n_1$ . Согласно работе [10], время потери направленного импульса пробной частицы при взаимодействии с частицами поля (время, за которое пробная частица отклоняется постепенно, из-за соударений, на  $90^\circ$  от своего первоначального направления)

$$t_D = \frac{v^3}{A_D \{ \Phi(l_1 v) - G(l_1 v) \}}, \quad (3.1)$$

а время замедления из-за динамического трения (время потери средней скорости в направлении движения)

$$t_S = \frac{v}{\left(1 + \frac{m}{m_1}\right) A_D l_1^2 G(l_1 v)}. \quad (3.2)$$

Здесь

$$A_D = \frac{8\pi e^4 n_1 Z_1 Z \ln \Lambda}{m^2}, \quad \Lambda = \frac{3}{2Z_1 Z e^3} \left( \frac{k^3 T^3}{\pi n_{e1}} \right)^{1/2}, \quad (3.3)$$

где  $T$  — температура, соответствующая скорости пробных частиц ( $\frac{3}{2} kT = \frac{1}{2} m v^2$ );  $n_{e1}$  — электронная плотность среды ( $n_{e1} \approx n_1$ );  $\Phi(x)$  — функция ошибок;  $G(x) = \frac{1}{2x^2} \{ \Phi(x) - x\Phi'(x) \}$ , а величина

$$l_1 = \sqrt{\frac{m_1}{2kT_1}} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{v_1}. \quad (3.4)$$

В дальнейшем значком  $e$  будем обозначать величины, относящиеся к электронам, а значком  $p$  — относящиеся к протонам. В качестве пробных частиц будем рассматривать протоны ( $m = m_p$ ), причем рассмотрим последовательно два случая: а) протоны, двигающиеся с тепловыми скоростями протонов поля ( $v = v_{1p}$ ), и б) протоны, двигающиеся со скоростями, существенно большими, чем тепловые скорости протонов поля ( $v \gg v_{1p}$ ).

а) При скоростях пробной частицы порядка тепловой скорости протонов поля, время потери импульса  $t_D$ , как нетрудно убедиться, одного порядка или несколько меньше времени замедления из-за динамического трения  $t_S$ , так что в этом случае при любых температурах среды  $T_1$  длина свободного пробега практически определяется величиной  $L_D = v_{1p} t_D$ .

В самом деле, если рассматривать взаимодействие пробного протона с протонами поля (играющее основную роль при тепловых скоростях), то  $m_1 = m_p$ ,  $l_1 v = l_{1p} v_{1p} = \sqrt{3/2}$  и, согласно таблицам функций  $\Phi$  и  $G$  [10],  $\Phi - G \approx 0,7$ , а  $G(\sqrt{3/2}) = 0,205$ , так что, согласно формулам (3.1) и (3.2), отношение  $t_D / t_S \approx \frac{0,6}{0,7} \approx 1$ . При взаимодействии же пробного протона

с электронами поля  $m_1 = m_e$ ,  $l_1 v = l_{1e} v_{1e} = \sqrt[3]{\frac{m_e}{m_p}} \approx 0,028$  и, согласно таблицам [10],  $G \approx 0,01$ ,  $\Phi - G \approx 0,025$ , так что отношение  $t_D/t_S \approx 0,6$ . Покажем теперь, что основные потери энергии пробного протона, движущегося с тепловой скоростью протонов поля, вызваны взаимодействием с протонами, а не с электронами поля, независимо от температуры частиц поля  $T_1$ . Из формулы (3.4) следует, что для взаимодействия с протонами  $(l_1 v)_{pp} = \sqrt[3]{\frac{m_p}{m_p}} = 1$ , а для взаимодействия с электронами  $(l_1 v)_{pe} = \sqrt[3]{\frac{m_e}{m_p}} \ll (l_1 v)_{pp} \sim 1$ , причем  $\Phi - G \ll 1$  при  $x \ll 1$  и  $\Phi(1) - G(1) \approx 1$ , так что  $(t_D)_{pp} \ll (t_D)_{pe}$ , т. е. основные потери возникают на протонах.

Оценим теперь длину свободного пробега протона при взаимодействии с протонами поля в холодной области — между фронтами падающих и сходящихся к нейтральной плоскости ударных волн. Для этой области  $T_1 \approx 10^4$ ,  $n_1 \approx 10^{13}$  ( $\approx n_{e1}$ ),  $v_{1p} = 1,6 \cdot 10^6$ , так что, согласно формуле (3.3),  $\Lambda = 3,95 \cdot 10^3$ ,  $\ln \Lambda = 8,3$  и  $A_D = 4,3 \cdot 10^{25}$ . Так как  $l_1 v = \sqrt[3]{\frac{m_p}{m_p}} = 1$  и  $\Phi(\sqrt[3]{\frac{m_p}{m_p}}) - G(\sqrt[3]{\frac{m_p}{m_p}}) \approx 0,7$ , согласно работе [10], то

$$L_D = v t_D = \frac{v^4}{A_D \{\Phi - G\}} \approx 0,2 \text{ см.} \quad (3.5)$$

В горячей области — за фронтом отраженной от нейтральной плоскости ударной волны (см. § 1)  $T_1 = 35 \cdot 10^3$ ,  $n_1 = 10^{14}$ ,  $v_{1p} = 9,5 \cdot 10^7$ ,  $\Lambda = 2,62 \cdot 10^3$ ,  $\ln \Lambda \approx 19,3$ , так что  $A_D \approx 1,0 \cdot 10^{27}$  и

$$L_D \approx 1,2 \cdot 10^5 \text{ см.} \quad (3.6)$$

б) Рассмотрим теперь более важный случай торможения пробных протонов при скоростях больше тепловой, именно при скоростях, больших или равных тепловой скорости электронов поля  $v \geq v_{1e}$ . Оценим опять сравнительную роль динамического трения и потери импульса в этом случае. При взаимодействии с протонами поля ( $m_1 = m_p$ ) величина  $x = l_1 v > l_{1p} v_{1e} = \sqrt[3]{\frac{m_p}{m_e}}$ , так что  $\Phi - G \approx 1$ , и из формулы (3.1) вытекает, что

$$(t_D)_{pp} \approx v^3 / A_D. \quad (3.7)$$

Но при  $x \gg 1$ ,  $G(x) \sim \frac{1}{2x^2} \approx \frac{1}{3} m_e / m_p$  и, согласно формуле (3.2)

$$(t_S)_{pp} = \frac{v^3}{2A_D x^2 G(x)} \approx \frac{v^3}{A_D} \approx (t_D)_{pp}, \quad (3.8)$$

т. е. оба эффекта играют сравнимую роль. Однако при рассматриваемых скоростях, как легко убедиться, потери на протонах вообще пренебрежимо малы по сравнению с потерями на электронах (см. ниже). При взаимодействии протонов с  $v = v_{1e}$  с электронами поля ( $m_1 = m_e$ ) величина  $x = l_1 v = l_{1e} v_{1e} = \sqrt[3]{\frac{m_e}{m_e}} = 1$ ,  $\Phi - G \approx 1$  и по-прежнему  $(t_D)_{pe} \approx v^3 / A_D$ ,

по  $G(\sqrt[3]{2}) \approx 0,2$  и, согласно формуле (3.2),

$$(t_S)_{pe} = \frac{v^3}{\left(1 + \frac{m_p}{m_e}\right) A_D x^2 G(x)} \approx 3 \frac{m_e v^3}{m_p A_D} \ll (t_D)_{pe} \approx (t_S)_{pp}, \quad (3.9)$$

т. е. при скоростях пробных частиц, больших тепловой скорости электронов поля, основные потери энергии связаны с динамическим трением на электронах поля. При больших скоростях ( $v \gg v_{1e}$ ), когда  $x = l_1 v \gg 1$ , произведение  $x^2 G(x) \approx 1/2$  и

$$t_S \approx 2 \frac{m_e v^3}{m_p A_D}. \quad (3.10)$$

Движение вещества за фронтом падающей ударной волны происходит со скоростью  $u$ , равной  $7,5 \cdot 10^7$  см/сек или  $4,5 \cdot 10^7$  см/сек (слабая вспышка). Протон при отражении от магнитного поля, движущегося вместе со средой со скоростью  $u$ , приобретает скорость  $2u = 1,5 \cdot 10^8$  см/сек. Эта скорость — порядка тепловой скорости электронов в холодной среде с  $T_1 \approx 10^4$  и  $n_1 \approx 10^{13}$ , заключенной между фронтами падающих ударных волн ( $v_{1e} \approx 6,9 \cdot 10^7$ ), поэтому для вычисления длины свободного пробега протона в холодной среде применимо выражение (3.9). Здесь в выражение  $\Lambda$  (3.3) войдет температура  $T$ , соответствующая  $v = v_{1e} = 6,9 \cdot 10^7$ , т. е.  $T = 18,3 \cdot 10^6$ , так что при  $n_{1e} = 10^{13}$  будет  $\Lambda = 4,75 \cdot 10^7$ ,  $\ln \Lambda = 17,7$  (см. [10]) и  $A_D = 0,9 \cdot 10^{26}$ . Таким образом, согласно формуле (3.9), протон в холодной области потеряет энергию при торможении на электронах на пути  $L_S = vt_S \approx 420$  см. В горячей области, за фронтом отраженной волны,  $T_1 = 35 \cdot 10^6$ ,  $n_1 = 10^{14}$ ,  $v_{1p} = 9,5 \cdot 10^7$ , и протон, отраженный от магнитной стенки, будет иметь скорость  $2u$  порядка тепловой скорости протонов поля, поэтому длина пробега будет определяться величиной  $L_D$  (3.6) [случай а)], которая составляет  $1,2 \cdot 10^5$  см.

Непосредственно перед схлопыванием падающих ударных волн в нейтральной плоскости протон, отраженный от магнитной стенки со скоростью  $2u$ , находится в промежуточной области — между магнитной стенкой и фронтом падающей волны, где, согласно формуле (1.5),  $T_1 = 22 \cdot 10^6$ ,  $n_1 = 4 \cdot 10^{13}$ ,  $v_{1p} = 7,5 \cdot 10^7$ . Длина пробега  $L_D$  в этой области также определяется формулой (3.5), где  $A_D = 3,6 \cdot 10^{26}$  ( $\Lambda = 3,5 \cdot 10^7$ ) и составляет  $\sim 2,0 \cdot 10^5$  см.

Таким образом, ни в нагретых областях, где наименьшая длина свободного пробега протона  $L_D \approx 1,2 \cdot 10^5$  см, ни, тем более, в холодной области, где длина пробега  $L_S \approx 4 \cdot 10^2$  см, частица не сможет ускоряться начиная со скоростей  $\sim 2u$ , получаемых при отражении от магнитной стенки, так как путь между последовательными соударениями с магнитными стенками  $L_0 \approx 10^7 - 10^8$  см значительно больше длины свободного пробега.

Оценим начальную скорость протона, при которой возможно ускорение. Для этого необходимо, чтобы приращение скорости протона при его отражении от движущейся со скоростью  $u$  магнитной стенки (или неоднородности) было больше, чем замедление на пути  $L_0$  или

$$L_S \frac{2u}{v} > L_0. \quad (3.11)$$

Используя формулу (3.10) для  $L_S$  в случае  $L_1 v \gg 1$ , получим условие

$$v > v_0 = \left( \frac{m_p A_D L_0}{4 m_0 u} \right)^{1/3}. \quad (3.12)$$

Для холодной области при  $L_0 = 10^7$  и принятых выше параметрах это дает  $v_0 = 1,3 \cdot 10^9$  см/сек, что соответствует кинетической энергии протонов  $E_0 \approx 1,0$  Мэв ( $u = 7,5 \cdot 10^7$  см/сек). Для горячей и промежуточной областей скорость протонов, согласно формуле (3.12),  $v_0 = 4,0 \cdot 10^9$  см/сек и  $v_0 = 2,9 \cdot 10^9$  см/сек соответственно, т. е. скорость протонов сравнима с тепловой скоростью электронов в этих областях, так что, строго говоря, длина свободного пробега  $L_S$  определяется временем (3.9), которое в 1,5 раза больше принятого в соотношении (3.12). Величина  $A_D$ , принятая при вычислениях (3.12), изменяется от  $4,3 \cdot 10^{25}$  до  $\sim 10^{27}$  при переходе от холодной к горячей области (влиянием скорости  $v$  на оценку  $A_D$  можно пренебречь, так как при изменении  $v$  от  $10^9$  до  $10^{10}$   $A_D$  изменяется всего на  $20\%$ ). Таким образом, величины  $v_0$  для горячей и промежуточной областей, строго говоря, следует уменьшить в  $\sqrt[3]{2/3}$  раз, так что для этих областей окончательно можно принять следующие значения скорости и энергии инжекции:  $v_0 = 3,5 \cdot 10^9$  см/сек,  $E_0 \approx 5,5$  Мэв и  $v_0 = 2,5 \cdot 10^9$  см/сек,  $E_0 \approx 2,7$  Мэв.

Учитывая, что  $A_D \approx Z^2/m^2$ , из формулы (3.12) видим, что  $v_0 \sim (Z^2/A^2 m_p)^{1/3}$ , где  $A$  — атомный вес, т. е. критические скорости меньше для более тяжелых элементов, чем для легких, при той же степени их ионизации. Таким образом, протоны и двукратно ионизованный галлий имеют одну и ту же критическую скорость.

Приведенные выше оценки энергии инжекции содержат некоторый произвол в величине  $L_0$ , однако принятое значение  $10^7$  см более правдоподобно, чем характерный размер вспышки  $\sim 10^8$  по следующим причинам. Во-первых, наблюдение тонкой структуры вспышек и в особенности наиболее активной фазы их развития (flash-phase), когда возникают усы и непрерывная эмиссия, показывает, что весь этот бурный процесс, сопровождающийся крайне неравновесными явлениями, сосредоточен в малых областях, порядка нескольких сот километров [11]. Во-вторых, если даже магнитная стенка перед началом вспышки была удалена на  $10^8$  см, то после образования фронта падающей ударной волны, движущегося к нейтральной плоскости со скоростью  $\sim 10^8$  см/сек и достигающего ее примерно через секунду, эта стенка сдвигается к моменту схлопывания ударных волн в нейтральной плоскости на расстояние  $u \approx 7,5 \cdot 10^7$  см; т. е. к моменту появления оптически наблюдаемой вспышки мы должны фиксировать область сильного поля скорее на расстоянии  $\sim 10^7$  см, чем на  $10^8$  см от нейтральной плоскости.

Таким образом, мы видим, что протоны даже первичных термоядерных реакций (2.3), (2.4) могут ускоряться путем отражений от магнитных стенок: их энергия заметно превосходит пороговую энергию (инжекции).

#### § 4. Основной механизм ускорения

Частицы высоких энергий, появившиеся между двумя сближающимися в направлении к нейтральной точке областями с сильным магнитным полем, будут ускоряться в результате последовательного отражения от этих областей. Так как скорость инжектируемых от термоядерных реакций частиц велика по сравнению со скоростью сближения магнитных зеркал  $u$ , приращение импульса частицы при каждом акте столкновения с магнитным зеркалом мало по сравнению с импульсом частицы. Рассмотрим случай, когда магнитное поле изменяется в пространстве не гладко, а скачком и направлено перпендикулярно движению магнитного зеркала (случай сближения магнитных неоднородностей с полем, направленным по движению, будет рассмотрен в следующем параграфе). Между зеркалами поле отсутствует.

Величины, относящиеся к системе координат, движущейся вместе с одним из зеркал со скоростью  $u$ , снабдим штрихами. Из релятивистской формулы преобразования импульса при переходе к движущейся системе координат  $p = (p' + \frac{\epsilon'}{c^2} u) / \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}$ , где  $\epsilon$  — полная энергия частицы. С точностью до первого порядка, так как  $\frac{u}{c} \ll 1$ , имеем  $p = p' + \frac{\epsilon}{c^2} u$ . В момент влета частицы в систему, связанной с зеркалом, импульс частицы —  $p' = - (p_1 + \frac{\epsilon}{c^2} u)$ . К моменту вылета частица поворачивается на  $180^\circ$  и имеет импульс  $p' = p_1 + \frac{\epsilon}{c^2} u$ . В неподвижной системе координат  $p_2 = p' + \frac{\epsilon}{c^2} u = p_1 + 2 \frac{\epsilon}{c^2} u$ . Следовательно, при отражении частица получает дополнительный импульс

$$\Delta p = 2u \frac{\epsilon}{c^2}. \quad (4.1)$$

Нетрудно получить связь между импульсом  $p$  и расстоянием между зеркалами (сравни [12]). Учитывая, что в области с магнитным полем частица с энергией  $\epsilon$  совершает поворот за время  $\frac{\pi}{\omega} = \frac{\pi \epsilon}{ZeHc}$ , где  $Ze$  — заряд частицы, для промежутка времени между двумя последовательными столкновениями имеем выражение

$$\Delta t = \frac{L}{v} + \frac{\pi \epsilon}{ZeHc}, \quad (4.2)$$

где  $v$  — скорость частицы. С другой стороны,  $\Delta L = -2u \Delta t$ . Подставляя сюда выражение (4.2), деля на равенство (4.1) и учитывая, что  $v = pc^2/\epsilon$ , получим дифференциальное уравнение

$$\frac{dL}{dp} + \frac{L}{p} = - \frac{\pi c}{ZeH}, \quad (4.3)$$

решение которого

$$L = \frac{p_0 L_0}{p} + \frac{\pi \epsilon p_0}{2ZeH} \left( \frac{p_0}{p} - \frac{p}{p_0} \right), \quad (4.4)$$



где  $L_0$  — начальное расстояние между зеркалами и  $p_0$  — начальный импульс частицы. Разрешая соотношение (4.4) относительно  $p/p_0$ , найдем

$$\frac{p}{p_0} = \sqrt{\left(\frac{ZeHL}{\pi c p_0}\right)^2 + \frac{2ZeHL}{\pi c p_0} + 1} - \frac{ZeHL}{\pi c p_0}. \quad (4.5)$$

Как легко видеть, ускорение ограничено за счет конечного времени пребывания частицы в самой магнитной «подушке» (2-й член в формуле (4.4) или правая часть формулы (4.3)). Отношение второго члена в подкоренном выражении (4.5) к первому равно  $\frac{2\pi r_0^0 L_0}{L^2}$ , где радиус кривизны  $r_0^0 = \frac{p_0 c}{ZeH} \approx 2 \cdot 10^3$  при  $H \approx 10^3$  гс и  $v_0 \approx 2 \cdot 10^9$ . При относительно малом сближении магнитных зеркал, когда  $\frac{2\pi r_0^0 L_0}{L^2} < 1$ , приращение импульса, как видно из соотношения (4.5), за время сближения от  $L_0$  до  $L$  определяется формулой

$$p/p_0 = L_0/L. \quad (4.6)$$

(в соответствии с теоремой механики об адиабатическом инварианте  $\oint p dq = \text{const}$ ). При  $r_0 \approx 2 \cdot 10^3$ ,  $L_0 \approx 10^7$  см условие малости сближения дает  $L > 10^5$ , так что максимальное увеличение импульса при этих условиях  $p/p_0 \ll 10^2$ .

При большем сближении, когда  $\frac{2\pi r_0^0 L_0}{L^2} > 1$ , что при  $L_0 \approx 10^7$  дает  $L < 10^5$  см, приращение импульса максимальное:

$$p_{\text{max}}/p_0 = \sqrt{\frac{2ZeHL_0}{\pi c p_0}} = \sqrt{\frac{2L_0}{\pi r_0}}. \quad (4.7)$$

При  $L_0 \approx 10^7$ ,  $H \approx 10^3$  гс,  $p_{\text{max}}/p_0 \approx 2 \cdot 10^2$  и при  $p_0 = m_p v_0 = 1,6 \cdot 10^{-24} \cdot 2,0 \cdot 10^9 \approx 3,2 \cdot 10^{-15}$  г·см·сек<sup>-1</sup> максимальный импульс для протонов  $p_{\text{max}} \approx 6,4 \cdot 10^{-13}$  г·см/сек. Соответствующая энергия больше энергии покоя, так что  $\varepsilon_{\text{max}} \approx c p_{\text{max}} \approx 1,9 \cdot 10^{-2}$  эрг  $\approx 1,2 \cdot 10^{10}$  эв  $\approx 10$  Бэв.

Отметим, что радиус жирации при таких энергиях  $r_{\text{max}} = \frac{c p_{\text{max}}}{ZeH} \approx 4 \cdot 10^3$  см в поле  $H \approx 10^3$  гс, а в среднем поле Солнца  $H \approx 1$  гс,  $r \approx 4 \cdot 10^7$  см. Поэтому ускоренные частицы смогут выйти из солнечной ловушки в том случае, если их число окажется достаточным для преодоления магнитного давления. Полагая  $H \approx 1$  гс найдем, что  $p \approx n_{\text{рел}} \varepsilon_{\text{max}} > H^2 / 8\pi$  уже при  $n_{\text{рел}} > \sim 1$ , что выполняется при вспышках средней мощности. При слабых вспышках, даже если и осуществляются условия для ускорения, релятивистские частицы не смогут прорвать солнечную магнитную ловушку.

Отметим, что ускорение частиц, как следует из формул (4.5) — (4.7), не зависит от скорости сближения магнитных неоднородностей, а определяется их конечным перемещением. Поэтому вовсе не следует предполагать, что эти неоднородности распространяются с большой скоростью. Наоборот, изменения магнитных полей вблизи пятен сравнительно медленные, и лишь вблизи нейтральной точки, т. е. в области наиболее удаленной от пятна, магнитная сило-

вая линия при переходе в новое равновесное состояние должна перемещаться на значительные расстояния, вызывая большие скорости движения масс (ср. § 1).

Определим скорость нарастания энергии в процессе сближения магнитных стенок в начальной стадии. В нерелятивистской области формула (4.1) принимает вид  $\Delta v = 2u$  и изменение кинетической энергии за одно столкновение  $\Delta \varepsilon_k = \Delta \frac{1}{2} m_p v^2 = 2u m_p v = 2u \sqrt{2m_p \varepsilon_k}$ . Так как время между последовательными столкновениями с магнитными стенками  $\Delta t = L/v$ , то

$$\frac{d\varepsilon_k}{dt} = \frac{2u m_p v^2}{L} = \frac{4u}{L} \varepsilon_k. \quad (4.8)$$

Скорость потерь энергии, в соответствии с формулой (3.10), для случая  $vL_S \gg 1$  будет  $-d\varepsilon/dt = \varepsilon_k/t_S = \varepsilon A_D m_p / 2m_e v^3$ , или

$$-\frac{d\varepsilon_k}{dt} = \frac{2\pi e^4 n Z^2 \ln \Lambda}{m_e v}. \quad (4.9)$$

Приравнявая значения (4.8) и (4.9), получаем выражение для критической скорости, в точности совпадающее с формулой (3.12):

$$v_0^3 = \frac{\pi e^4 n Z^2 \ln \Lambda L_0}{m_p m_e u} = \frac{m_p A_D L_0}{4m_e u}. \quad (4.10)$$

Можно для ориентировки оценить эффективное максимальное число отражений  $\nu_{эфф}$ , при котором набирается максимальная энергия. Основной вклад в это число дадут отражения на последнем этапе, так как выигрыш в энергии при одном отражении там минимальный. Определяя  $\nu_{эфф} \approx p/\Delta p \approx pc^2/2\varepsilon u$ , найдем верхнюю границу этого числа, считая конечную энергию ультрарелятивистской:  $\nu_{эфф} < \frac{c}{2u} \approx 2 \cdot 10^2$  при  $u \approx 7,5 \cdot 10^7$  см/сек.

## § 5. Другие возможные механизмы ускорения

### 1. Статистический механизм ускорения Ферми

При ускорении частиц хаотически движущимися со скоростью  $u$  неоднородностями магнитного поля с характерными размерами  $L$  скорость, с которой набирается кинетическая энергия  $\varepsilon_k$  в нерелятивистской области,

$$\frac{d\varepsilon_k}{dt} = \alpha \sqrt{2m_p c^2 \varepsilon_k}, \quad \alpha = \frac{u^2}{cL}. \quad (5.1)$$

Приравнявая значение (5.1) скорости потерь энергии по формуле (4.9), найдем значение критической скорости для инжекции, при которой возможно ускорение

$$v_0^2 = \frac{2\pi e^4 n Z^2 \ln \Lambda}{m_p m_e \alpha c}. \quad (5.2)$$

Оценивая минимальную возможную скорость, полагаем  $L \approx L_0 \approx 10^7$  см и получаем  $v_0 \approx 3,0 \cdot 10^9$  см/сек, что соответствует энергии  $\varepsilon_{0k} \approx 10^{-5}$  эрг  $\approx 10^7$  эв. Эта энергия существенно выше критической энергии инжекции для главного механизма ускорения. Объясняется это более медленным

процессом набирания энергии в статистическом механизме ( $\sim \sqrt{\varepsilon_k}$ ) по сравнению с главным механизмом ускорения ( $\sim \varepsilon_k$ , формула (4.8)). Вполне вероятно, что подобный механизм также осуществим в условиях солнечных вспышек на той стадии процесса, когда движение в ударных волнах турбулизуется, но предварительно частицы ускорились с помощью механизма ускорения первого порядка до необходимой энергии  $\varepsilon_{ok} \approx 10^7$  эв.

## 2. Ускорение между сближающимися магнитными зеркалами с полем, направленным перпендикулярно плоскости зеркал

В этом случае ускорение частиц происходит в направлении поля, на силовые линии которого они наматываются. Пусть области с сильным полем сближаются так, что слабое поле между ними  $H_0$  в процессе сближения не изменяется.

Угол между импульсом частицы  $p$  и полем  $H_0$  обозначим через  $\nu$ , так что перпендикулярная к полю составляющая импульса  $p_{\perp} = p \sin \nu$ , а параллельная  $p_{\parallel} = p \cos \nu$ . Предполагая, что скорость частицы намного больше скорости сближения зеркал  $u$ , будем иметь при каждом отражении  $\Delta p_{\perp} = \Delta p \sin \nu + p \cos \nu \Delta \nu$ ,  $\Delta p_{\parallel} = \Delta p \cos \nu - p \sin \nu \Delta \nu$ . Учитывая, что по формуле (4.1)  $\Delta p_{\parallel} = 2u\varepsilon/c^2$ , а перпендикулярная составляющая импульса не меняется в процессе ускорения ( $p_{\perp} = p_{\perp 0}$ ), получим из этих уравнений

$$\Delta p = 2u \frac{\varepsilon}{c^2} \cos \nu, \quad (5.3)$$

$$\Delta \nu = -\frac{2u\varepsilon}{pc^2} \sin \nu = -\frac{2u}{v} \sin \nu, \quad (5.4)$$

$$\frac{p}{p_0} = \frac{\sin \nu_0}{\sin \nu}, \quad (5.5)$$

где  $p_0, \nu_0$  — начальные значения импульса частицы и угла соответственно.

В процессе отражения частицы от области с большим полем имеют место инварианты движения частицы вдоль силовой линии,  $p = \text{const}$  и  $p_{\perp}^2/H = \text{const}$ , так что если частица входит в область больших полей  $H$  под углом  $\nu$ , угол  $\nu_1$  по мере углубления частицы в эту область связан с углом входа  $\nu$  следующим образом:

$$\frac{p_1^2 \sin^2 \nu_1}{p^2 \sin^2 \nu} = \frac{\sin^2 \nu_1}{\sin^2 \nu} = \frac{H_1}{H_0}. \quad (5.6)$$

Значение  $\nu_1 = \pi/2$  определяет минимальный угол, при котором еще будет происходить отражение:

$$\sin \nu_{\min} = \sqrt{H_0/H_{\max}}. \quad (5.7)$$

При этом максимальный импульс может быть найден из соотношения

$$\frac{p_{\max}}{p_0} = \sin \nu_0 \sqrt{\frac{H_{\max}}{H_0}}. \quad (5.8)$$

По этой формуле будет определяться максимальный импульс в том случае, если частица выйдет из ловушки прежде, чем произойдет схло-

пывание. Оценим, какому условию должен удовлетворять начальный угол  $\vartheta_0$ , чтобы частица набрала максимально возможную энергию до схлопывания.

Время между последовательными соударениями складывается из времени пролета частицы  $L/v$  между магнитными подушками и временем пребывания частицы в области большого поля  $H_1$ , т. е. времени поворота  $T$ . Так как  $dx = v_{\parallel} dt = v \cos \vartheta dt$ , то, используя соотношения (5.6), определим время, за которое частица дойдет до точки поворота,

$$(T/2) = \int_{x(\vartheta_{\parallel})}^{x(0)} \frac{dx}{v \cos \vartheta_1} = \int_{H_0}^{H_2} \frac{dH_1}{\frac{dH_1}{dx} \frac{pc^2}{\varepsilon} \sqrt{1 - \frac{H_1}{H_0} \sin^2 \vartheta}},$$

где  $H_2 = H_0 / \sin^2 \vartheta$  — поле, при котором частица отражается, т. е.  $\vartheta_1 = \frac{\pi}{2}$ , (угол  $\vartheta$  — начальный угол влета в область больших полей). Так как,  $\rho$  и  $\varepsilon$  не изменяются в процессе отражения в системе координат, связанной с магнитной пробкой, то, вынося некоторое среднее значение  $\frac{dH_1}{dx} \approx \frac{H_{\max} - H_0}{\Delta x}$  и производя интегрирование, будем иметь

$$T = \frac{\lambda}{v} \frac{\cos \vartheta}{\sin^2 \vartheta}, \quad (5.9)$$

где

$$\lambda = \frac{4}{\frac{1}{H_0} \frac{dH_1}{dx}} \approx 4 \Delta x \frac{H_0}{H_{\max}}. \quad (5.10)$$

(При оценках следует помнить, что  $\overline{dH_1/dx}$  ограничено сверху, во всяком случае  $\Delta x > r_{\max} = pc/eH_{\max}$ .)

Таким образом, сокращение расстояния между магнитными пробками за одно столкновение

$$\Delta L = -2u\Delta t = -2u \left( \frac{L}{v \cos \vartheta} + \frac{\lambda}{v} \frac{\cos \vartheta}{\sin^2 \vartheta} \right). \quad (5.11)$$

Деля это уравнение на (5.4), будем иметь

$$\frac{dL}{dv} = \frac{L}{\cos \vartheta \sin \vartheta} + \frac{\lambda \cos \vartheta}{\sin^3 \vartheta}. \quad (5.12)$$

Решение этого уравнения, удовлетворяющее начальным условиям, есть

$$L = \left( L_0 + \frac{\lambda}{3} \operatorname{ctg}^2 \vartheta_0 \right) \frac{\operatorname{tg} \vartheta}{\operatorname{tg} \vartheta_0} - \frac{\lambda}{3} \operatorname{ctg}^2 \vartheta. \quad (5.13)$$

Обозначим через  $\vartheta'_{\min}$  угол, при котором произойдет схлопывание пробки ( $L=0$ ). Предполагая, что  $\frac{\lambda}{3} < L_0$ , будем иметь из формулы (5.13) при малых  $\vartheta'_{\min}$

$$(\vartheta'_{\min})^3 = \frac{\lambda}{3L_0} \operatorname{tg} \vartheta_0. \quad (5.14)$$

Критический начальный угол  $\vartheta_{0k}$  определится с помощью формул (5.7), (5.12) и (5.14) из выражения

$$\operatorname{tg} \vartheta_{0k} = \frac{3L_0}{\lambda} \vartheta_{\min}^3 = \frac{3L_0}{\lambda} \left( \frac{H_0}{H_{\max}} \right)^{3/2} \approx \frac{3L_0}{4\Delta x} \left( \frac{H_0}{H_{\max}} \right)^{1/2}. \quad (5.15)$$

При углах  $v_0 < v_{0k}$  частица выйдет через пробку из ловушки с максимальным импульсом (5.8) до схлопывания; при  $v_0 > v_{0k}$  схлопывание произойдет раньше, и максимальный импульс частицы найдется из выражения

$$\frac{p'_{\max}}{p_0} = \frac{\sin v_0}{\sin v'} \approx \sin v_0 \left( \frac{3L_0}{\lambda} \operatorname{ctg} v_0 \right)^{1/3}. \quad (5.16)$$

Принимая  $L_0 \approx 10^8$  см,  $\Delta x \approx 10^7$  см,  $H_{\max}/H_0 \approx 10^3$  (например, при  $H_{\max} \approx 10^3$  гс,  $H_0 \approx 1$  гс, так что  $dH_1/dx \approx H_{\max}/\Delta x \approx 10^{-4}$  гс/см), будем иметь из формулы (5.15)  $\operatorname{tg} v_{0k} \approx 0,25$  или  $v_0 \approx 15^\circ$ . При углах, несколько меньших этого значения, частица в процессе ускорения получает импульс, определяемый по формуле (5.8):  $p_{\max}/p_0 \approx 7,5$ . Эта величина значительно меньше, чем возрастание импульса в основном механизме ( $p_{\max}/p_0 \approx 2 \cdot 10^2$ ), однако она может оказаться достаточной для предварительного ускорения продуктов термоядерных реакций до энергий  $\sim 10^7 - 10^8$  эв, начиная с которых будет действовать уже статистический механизм ускорения.

### 3. Ускорение частицы при прохождении фронта ударной волны в магнитном поле

Рассмотрим частицу, летящую из среды (1) и пересекающую плоскую границу между двумя средами (1) и (2) под углом  $\varphi$  к нормали к этой границе. В системе координат, где среда (2) неподвижна, а магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости угла  $\varphi$  и параллельно плоскости, разделяющей среды (1), (2) (перпендикулярная ударная волна), частица будет двигаться в среде (2) по кругу, описывая дугу, центральный угол которой  $\psi$  связан с  $\varphi$  следующим образом:  $\psi = \pi + 2\varphi$ .

При этом будем считать, что  $\varphi$  может принимать отрицательные значения в том случае, если  $\psi < \pi$ , так что  $\varphi$  изменяется в пределах

$$-\frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2}.$$

Считая скорость частицы значительно большей скорости фронта, найдем, что смещение фронта  $\Delta x$ , движущегося относительно среды (2) со скоростью  $w$ , за время нахождения частицы в среде (2),  $\Delta t = \psi/\omega$  ( $\omega$  — угловая частота вращения), будет равно  $\Delta x = w\Delta t = w\psi/\omega$ . С другой стороны,  $\Delta x = r\Delta\psi \cos \varphi$ , где  $r$  — радиус описываемой частицей окружности. Учтя, что  $\Delta\psi = 2\Delta\varphi$ , а  $\omega r = v = pc^2/\varepsilon$ , будем иметь для изменения угла за счет конечного времени пребывания частицы в среде (2)

$$\Delta\varphi = \frac{w}{2v} \cdot \frac{\pi + 2\varphi}{\cos \varphi}. \quad (5.17)$$

Аналогичным образом определится изменение угла за время пребывания частицы в среде (1), где она также движется по кругу. Надо только учесть знак и величину  $w$ , а также знак  $\varphi$ . При этом величина магнитного поля, а следовательно, и радиус жирации, как видно из формулы (5.17), не существенны. (Магнитное поле явно проявляется лишь в интегральных соотношениях при определении скорости фронта.)

Наряду с приращением угла (5.17), возникающего из-за конечного

времени пребывания частицы в каждой из сред, будет иметь место также его приращение согласно формуле (5.4),  $\Delta\varphi' = -\frac{2u}{v} \sin \varphi$ , связанное с приращением импульса по формуле (5.3), где  $u$  — скорость среды (2) относительно среды (1). Если скорость фронта относительно среды (1) равна  $a$ , то  $u = 2a(\gamma + 1)$ ; скорость фронта относительно среды (2) есть  $a - u = a \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}$ , и для полного приращения угла за цикл (полный оборот, совершаемый частицей при последовательном прохождении среды (2) и среды (1)) имеем  $\Delta\varphi = \Delta\varphi_2 + \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi'$ , где  $\Delta\varphi_2$  и  $\Delta\varphi_1$  определяются из формулы (5.17) с учетом знака и величины  $\omega$ . Таким образом, получаем следующее выражение:

$$\Delta\varphi = \frac{a}{2v} \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{\pi + 2\varphi}{\cos \varphi} + \frac{a}{2v} \frac{\pi - 2\varphi}{\cos \varphi} - \frac{4a}{v(\gamma + 1)} \sin \varphi, \left. \begin{array}{l} \\ -\frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \frac{\pi}{2}. \end{array} \right\} \quad (5.18)$$

Отсюда видно, в частности, что при  $\varphi < 0$  все члены положительны при  $\varphi > 0$  третий член отрицателен, т. е. ускорение, получаемое частицей при отражении, всегда стремится повернуть вектор скорости в направлении к нормали к плоскости фронта. Если бы существовал действительный корень  $\Delta\varphi = 0$ , то могло бы осуществиться безграничное ускорение частицы во фронте. Однако это не так,  $\Delta\varphi$  всегда положительно, и частица в конце концов после определенного количества циклов остается в среде (2) за фронтом. Чем ближе начальное  $\varphi$  к  $-\pi/2$ , тем дольше частица привязана к фронту и тем большее она получает ускорение.

Деля соотношение (5.18) на приращение импульса за цикл  $\Delta p = 2a \frac{\varepsilon}{c^2} \cos \varphi$ , находим

$$\frac{d\varphi}{dp} = \frac{1}{p \cos \varphi} \left\{ \frac{\gamma\pi - 2\varphi}{4 \cos \varphi} - \sin \varphi \right\}, \quad (5.19)$$

или

$$P_{\max} = p_0 \exp \int_{\varphi_0}^{\pi/2} \frac{4 \cos^2 \varphi d\varphi}{\gamma\pi - 2\varphi - 4 \cos \varphi \sin \varphi}, \quad (5.20)$$

где  $\varphi_0$  и  $p_0$  — начальные угол влета и импульс частицы, а  $p_{\max}$  — максимально возможный импульс (когда частица уже не сможет покинуть среду (2)). Грубая оценка интеграла в показателе экспоненты дает  $P_{\max} \approx p_0 \exp \frac{3}{2} \frac{1}{\gamma} \approx 2,5 p_0$ , так что энергия может возрастать приблизительно в пять раз\*.

В работе [13] приведена очень грубая, приближенная оценка подобного ускорения на фронте, полученная другим, более сложным способом. Однако авторы работы [13] получили возрастание энергии лишь на десятки процентов, что связано, по-видимому, с очень грубым характером приближения.

В данном случае формула (5.20) точная, в ее основе лежит лишь одно предположение: скорость частицы много больше скорости фронта.

\* *Примечание при корректуре.* В дальнейшем интеграл (5.20) был подсчитан численно и дал  $P_{\max}/p_0 = 5,2$ , так что энергия нерелятивистских частиц увеличивается в 27 раз.

4. Обсуждение возможности ускорения частиц между фронтами сходящихся перпендикулярных полю ударных волн при отражении частиц от фронтов

Если лобовые столкновения перпендикулярных к магнитному полю ударных волн происходят в нейтральной точке (плоскости), по обе стороны от которой поле ориентировано во взаимно противоположных направлениях, то в принципе, начиная с некоторого момента, возможно ускорение частиц. Этот момент определяется из требования, чтобы радиус кривизны для частицы перед фронтом одной из волн был больше расстояния от фронта до нейтральной точки. Тогда за время пролета расстояния между фронтами угол между вектором скорости и нормалью почти не изменится, и возрастание угла  $\phi$  в процессе отражения будет определяться лишь 1-м и 3-м членами в формуле (5.18). Однако и в этом случае, как легко видеть из формулы (5.17), при любых  $\phi$ ,  $\Delta\phi > 0$  и ускорение, которого можно ожидать, по порядку величины такое же, как и в предыдущем разделе. Кроме того, требование малости расстояния между фронтами практически сводит на нет и эту возможность. В этом легко убедиться, приняв, что поле в области нейтральной точки меняется по закону

$$H_1 = bx,$$

где ось  $x$  направлена по нормали к фронту ударной волны. Согласно измерениям [2],  $b \approx 5 \cdot 10^{-7}$  эс/см. Частица, двигаясь в области, где  $x = 0$ , будет двигаться по некоторой криволинейной траектории, и, дойдя до некоторого предельного расстояния  $X$ , завернет обратно к нейтральной точке, не испытав столкновения с фронтом.

Тогда, очевидно, имеем

$$\omega(x) = \frac{d\phi}{dt} = \frac{eH}{mc} = \frac{be}{mc} x,$$

причем  $dx/dt = v \cos \phi$ , так что

$$\frac{d\phi}{dx} = ebx/mvc \cos \phi(x).$$

Частица завернет обратно к нейтральной плоскости на таком расстоянии, что

$$\int_0^{\pi/2} \cos \phi d\phi = \frac{eb}{mvc} \int_0^X x dx,$$

откуда

$$X = \sqrt{\frac{2mvc}{eb}}.$$

Принимая для области, между фронтами  $T_1 = 10^4$ , получим для электронов  $X_e = 3 \cdot 10^2$  см и для протонов  $X_p = 2 \cdot 10^4$  см, т. е. частицы будут испытывать отражения от фронтов, если только расстояние между ними очень мало (практически при их контакте).

Рассмотрим теперь столкновение плоских фронтов ударных волн под острым углом  $2\phi_0$  между фронтами. При этом магнитное поле в каждой

волне ориентировано во взаимно противоположных направлениях и параллельно ребру угла. Тогда можно представить себе такое положение вещей, что частица при некоторых условиях сможет находиться между фронтами в окрестности их пересечения, двигаясь вместе с вершиной угла в направлении биссектрисы, с фазовой скоростью перемещения точки

$$U = a / \sin \psi \approx a / \psi.$$

(Такая постановка вопроса, кстати, допускает возможность инжекции внутрь образованного фронтами сектора продуктов термоядерной реакции, происходящей по другую сторону от точки пересечения.) Если не учитывать изменения угла в самом процессе отражения частицы (считая, что угол падения равен углу отражения), то изменение угла между последовательными отражениями будет  $\Delta\varphi = 2\psi_0$ .

Изменение скорости (в релятивистском случае)  $\Delta v = \frac{4a}{1+\gamma} \cos \varphi$ , где  $\varphi$  — угол падения на один из фронтов, так что

$$\frac{dv}{v} = (\gamma + 1) \psi_0 / 2a \cos \varphi.$$

Интегрируя от  $\varphi_0$  до  $\pi/2$ , будем иметь

$$\frac{v - v_0}{v_0} = \frac{2a(1 - \sin \varphi_0)}{(\gamma + 1) v_0 \psi_0}, \quad (5.21)$$

что дает ускорение лишь на десятки процентов.

Если учесть изменение угла в самом процессе отражения, то прирост угла падения на  $2\psi_0$  между отражениями сможет на определенном этапе ускорения частично или полностью скомпенсироваться уменьшением угла в самом процессе отражения. Как легко сообразить, наибольший эффект будет, если 1-й и 3-й члены в правой части формулы (5.18) имеют одинаковые знаки, т. е.  $\varphi$  отрицательно в смысле данного выше определения. Это означает осуществление одной из двух возможных взаимно противоположных ориентаций поля, — такой, чтобы частица, падающая на фронт со стороны вершины угла, заворачивала, непосредственно после прохождения фронта, в сторону фронта. В релятивистском случае будем иметь

$$\frac{d\varphi}{dv} = \frac{(\gamma+1)\psi_0}{2a \cos \varphi} - \frac{1}{4v \cos \varphi} \left\{ \frac{\gamma-1}{2} \frac{\pi-2\varphi}{\cos \varphi} + 4 \sin \varphi \right\}. \quad (5.22)$$

Не решая этого уравнения, можно сразу сказать, что ускорение будет неэффективным, так как 1-й и 2-й члены в правой части формулы (5.22) по-разному зависят от переменной скорости  $v$ , поэтому угол  $\varphi$  при котором эти члены смогут компенсировать друг друга ( $d\varphi = 0$ ), будет меняться с  $v$  в процессе ускорения. Можно сказать, что местоположение ускоряемой частицы в окрестности вершины угла неустойчиво. В случае преобладания 2-го члена в формуле (5.22) частица будет захлестнута вершиной угла и выйдет из ускоряемого сектора, в случае преобладания 1-го члена ускорение будет определяться из соотношения (5.21).



## 5. Механизмы ускорения от тепловых скоростей

В теории происхождения космических лучей наличие достаточно быстрых инжектируемых частиц обычно объясняется за счет таких процессов, как предварительное ускорение в электромагнитных полях звезд, вспышки новых и сверхновых звезд и т. д. Подобного механизма появления достаточно быстрых инжектируемых частиц при солнечных вспышках предполагать нельзя. Поэтому при попытках объяснения ускорения частиц во вспышках до космических энергий  $\sim 2 \cdot 10^{10}$  эв некоторые авторы пытались найти механизм ускорения частиц начиная от тепловых скоростей. Так, рассмотренный Э. Паркером [14] механизм статистического ускорения частиц за счет макроскопического движения магнитных областей во время вспышки предполагает предварительное разогревание среды до очень высокой температуры. Считая, что такой разогрев производится ударными волнами с характерной альвееновской скоростью  $V_a = H/(4\pi n m)^{1/2}$ , он принимает за начальную скорость ускоряемых частиц величину тепловых скоростей за фронтом ударной волны, т. е. величину порядка  $V_a \approx 3 \cdot 10^8$  см/сек при  $H \approx 5 \cdot 10^2$  гс и  $n \approx 2 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ . Эта скорость соответствует температуре  $T_a \approx 2,5 \cdot 10^8$  градусов. Протоны, согласно Паркеру, смогут ускоряться лишь при плотностях среды  $n < \sim 2 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ , так как при таких плотностях и температуре  $T_a$  тепловой протон теряет свою энергию (из-за взаимодействия главным образом с протонами среды) на длине  $L_\epsilon \approx 3 \cdot 10^9$  см, сравнимой с размером области вспышки.

На больших высотах в хромосфере, где Паркером допускается возможность ускорения,  $V_a$  и  $T_a$  будет еще больше. Так, при  $n \approx 10^9$  см $^{-3}$  скорость  $V_a \approx 3,5 \cdot 10^9$  см/сек, а температура  $T_a \approx 5 \cdot 10^{10}$  градусов. Трудно предполагать существование столь больших температур во всей области вспышки. Но при фактических температурах  $T_a \ll 2,5 \cdot 10^8$  и плотностях  $n \approx 2 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$  и при наличии высокой температуры лишь в какой-то малой области статистический механизм не годится, так как длина пробега более быстрых протонов, попадающих из горячей области в холодную область, определяется не длиной пробега  $L_\epsilon$  (при которой дисперсия энергии пучка протонов станет сравнимой с их энергией), а длиной замедления протонов из-за взаимодействия с электронами среды  $L_S$ , которая значительно меньше, так что потери энергии сильно недооценены в механизме Паркера. Как было показано в § 3, при рассмотрении механизма ускорения между двумя параллельными сближающимися магнитными зеркалами надо учитывать не только потерю энергии, характеризующуюся длиной пробега  $L_\epsilon$ , но и изменение направления полета частицы, которое характеризуется длиной пробега  $L_D$ . Обычно при взаимодействии тяжелой частицы с протонами среды  $L_D < L_\epsilon$ , и из этих двух величин следует учитывать наименьшую. Так и поступает Дорман [12], полагая в формуле для  $L_D$  скорость протонов равной удвоенной скорости движения магнитного зеркала  $2u \approx 6 \cdot 10^7$  см/сек, и получает, что длина пробега для потери направленного импульса  $L_D$  сравнима с расстоянием между зеркалами  $L \approx 10^8$  см лишь при  $n < 10^{10}$  см $^{-3}$ . На самом же деле

торможение частиц движущихся со скоростями  $2u$ , много большими, чем тепловые скорости протонов холодной плазмы между зеркалами ( $\sim 10^9$  градусов), будет происходить в основном за счет взаимодействия с электронами (см. § 3). Соответствующая длина  $L_S$  по порядку величины в  $m_p/m_e$  раз меньше, чем  $L_D$ . Поэтому даже заниженное значение плотности  $n \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$  вместо плотности в нижних слоях хромосферы ( $n \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) не спасает положения. Исходя из правильной оценки длины  $L_S$ , но придерживаясь соображений работы [12], следовало бы это значение плотности еще уменьшить во много раз, что совершенно не соответствует условиям, в которых развивается вспышка.

22 мая 1960 г.

### Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 22, 1958.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 12, 1960.
3. А. Б. Северный. Астр. журн., 35, 335, 1958.
4. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 277, 1960.
5. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 235, 1961.
6. См. напр., Р. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., 1955, стр. 235—241.
7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 3, 1956.
8. Р. Пост. Усп. физ. наук, 61, вып. 4, 490, 1957.
9. H. Friedmann. Доклад на 5-й Ассамблее МГГ. М., 1958.
10. L. Spritzer. Physics of fully ionized gases, N. Y., 1956, § 52—53, 68—81.
11. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 129, 1957.
12. Л. И. Дорман. Доклад на конф. по космич. лучам, М. 1959.
13. Л. И. Дорман и Г. И. Фрейдман. Труды конф. по магн. гидродинам., 2—10 июля 1958 г. Рига, 1959.
14. E. W. Parker. Phys. Rev., 107, 830, 1957.

О ВЛИЯНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДВИЖЕНИЯ  
В ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШКАХ

С. И. Гопасюк

По материалам 1957, 1958 и 1959 гг. проведено сопоставление движений во вспышках относительно продольной составляющей фотосферного магнитного поля.

Записи магнитного поля, используемые здесь, выполнены, как правило, во время вспышек или сразу же после них на магнитографе по линии  $\lambda$  4886,3, а кинематографирование вспышек на КГ-1 в лучах линии  $H_{\alpha}$ .

В результате изучения сделаны следующие выводы:

1. Возникновение и развитие вспышек неразрывно связано с магнитным полем [5].
2. В начальной стадии развития узла вспышки расширение его не зависит от направления магнитного поля.
3. Последующая стадия развития узла характеризуется двумя типами движений; а) направленные движения идут вдоль нулевой линии магнитного поля, б) направленные движения широким фронтом идут в области одной полярности магнитного поля.
4. Свечение ярче и дольше сохраняется у того края узла, в сторону которого направлено движение.
5. Довольно часто узлы вспышек как целое перемещаются по поверхности Солнца.

THE INFLUENCE OF A MAGNETIC FIELD ON MOTIONS IN CHROMOSPHERIC FLARES, by S. I. Gopasyuk.— Data of 1957, 1958 and 1959 are used for the comparison of motions in flares with respect to the longitudinal component of the photospheric magnetic field. The recordings of the magnetic field are, as a rule, obtained during a flare or immediately after by means of a magnetograph in the line  $\lambda$  4886.3 and the flares cinematographed in  $H_{\alpha}$ .

The following conclusions are made:

1. The appearance and development of flares are closely connected with the magnetic field [5].
2. At the initial stage of development of the knot of the flare, its expansion does not depend on the direction of the magnetic field.
3. The following stage of development of the knot is characterized by two types of motion: a) directed motions along the zero line of the magnetic field, b) directed motions as a wide front in a region of one polarity of the magnetic field.

It was also found that:

4. The brightness is higher and of longer duration at that edge of the knot towards which the motion is directed.
5. Rather frequently the knots of the flares as a whole move along the solar surface

При записи магнитного поля на солнечном магнитографе существенным является выбор спектральной линии. От этого выбора зависит как высота того эффективного уровня, к которой относится запись магнитного

поля, так и чувствительность магнитографа (чувствительность магнитографа также зависит от яркости объекта, размеров входных щелей и т. д. [1]), а следовательно, и верхний предел поля, при котором фототок еще линейно зависит от величины продольного поля. Слабые магнитные поля активных областей Солнца записываются по линии Fe  $\lambda$  5250,2 [2], фактор которой  $g\lambda^2 = 83$ . По ней можно записывать магнитные поля без насыщения в интервале от 0,5 гс до 200 гс [2].

Магнитные поля групп, у которых на значительном расстоянии от пятен могут быть большие поля, мы записывали по линии Fe  $\lambda$  4886,3 [3] с фактором  $g\lambda^2 = 36$  ( $g = 1,5$ ). По линии  $\lambda$  4886,3 можно записывать магнитные поля на прямолинейном участке до 500 гс.

Полуширины обеих линий немногим отличаются от 0,1 Å, поэтому поле, записанное по ним, относится к примерно одинаковой высоте фотосферы. Магнитные поля записываются также по другим линиям, в частности по линиям H $\beta$  водорода и H $\gamma$ Ca<sup>+</sup>, и в этом случае относятся к хромосфере. Сравнение хромосферных и фотосферных полей показывает сходство в общем характере их распределения, особенно над группами пятен, хотя в деталях наблюдаются заметные различия [3,4].

Все нестационарные процессы, протекающие в хромосфере, располагаются в активных областях, для которых характерно наличие магнитного поля. Магнитные поля «вморожены» в хромосферную материю, и поэтому движения контролируются ими, если  $\frac{\rho v^2}{2} / \frac{H^2}{8\pi} < 1$ , где  $\frac{\rho v^2}{2}$  — плотность кинетической энергии газа;  $\frac{H^2}{8\pi}$  — плотность энергии внешнего магнитного поля.

Непрерывное кинематографирование активной области в лучах хромосферной линии с одновременной записью магнитного поля позволяет выяснить роль магнитного поля в образовании и развитии быстрых процессов. В работе [5] рассматривалась роль магнитного поля в одном из возможных механизмов образования вспышек. В работе [6] отмечалось, что магнитное поле не должно влиять на движения в начальной стадии развития вспышек, а в работе [7] указывалось на возможность движения вдоль силовых линий магнитного поля. Результаты работ [6] и [7] не противоречат друг другу, если иметь в виду, что они относятся к совершенно разным фазам развития вспышек.

В настоящей статье излагаются первые результаты исследований влияния магнитного поля на движения во вспышках.

Используемый нами материал относится к 1957, 1958 и 1959 гг. и представляет небольшую часть того, что получено за этот период. Нас интересовали движения во вспышках, поэтому отбор производился по материалу оптических наблюдений, который получен на КГ-1 с интерференционно-поляризационным фильтром в лучах линии H $\alpha$  [8]. Обработанная часть отобранного материала представлена в таблице \*. Сопоставление движений во вспышках велось относительно тех карт продольного

\* Большая часть этого материала по магнитным полям опубликована в статье А. Б. Северного [3].

Т а б л и ц а

Дата	Наблюдение вспышки по московскому времени	Балл	Длина волны, по которой записано магн. поле
3.VII 1957 г.	h m — h m 10 23 — 13 09	3+	5250,2
13.VII 1958	10 02 — 11 00	1,5	4886,3
14.VII 1958	14 20 — 14 49	1,5	4886,3
26.VII 1958	6 16 — 7 35	2+	4886,3
22.VIII 1958	15 20 —	1+	4886,3
22.VIII 1958	16 18 — 17 03	1,5	4886,3
22.VIII 1958	17 56 —	3+	4886,3
23.VIII 1958	13 18 — 13 30	1	4886,3
23.VIII 1958	17 17 — 17 40	1+	4886,3
14.VII 1959	6 42 — 10 40	3+	4886,3
14.VII 1959	17 00 — 19 00	3+	4886,3

магнитного поля, которые получены, как правило, во время вспышки или сразу же после нее. Магнитные поля нужной нам области записывались на магнитографе в линии  $\lambda$  4886,3 \*. Сканирование участка изображения Солнца относительно щели спектрографа велось перпендикулярно или параллельно суточной параллели в одном направлении через интервал порядка 13''. Записи для каждого разреза после измерений наносились в виде отклонений электронного потенциометра ЭПП-09 на эскиз данного участка солнечной поверхности. Затем места одинаковых отклонений потенциометра соединялись замкнутыми кривыми — изогауссами. В результате получилась карта магнитного поля с отмеченным на ней направлением суточной параллели. На такую карту магнитного поля наносились солнечные пятна данной области. После того, как одновременно с магнитным полем и лучевой скоростью на магнитографе стало возможным регистрировать яркость [9], для нанесения пятен использовались карты яркости. Это позволило в дальнейшем значительно повысить точность сопоставлений.

Материалы непрерывной кинорегистрации вспышек подвергались тщательной обработке. Известно, что вспышки, как правило, состоят из отдельных узлов, каждый из которых развивается по-своему. Для выяснения движения и развития узлов в плоскости солнечного диска в масштабе карты магнитного поля производилась зарисовка вспышки относительно пятен через тот или другой интервал времени в зависимости от развития узлов. Затем полученные зарисовки совмещались так, чтобы совпали пятна и отмечались контуры узлов. Полученные эскизы представляют собой последовательные изменения каждого из узлов вспышки. На эти эскизы наносилась суточная параллель, после чего их довольно точно можно было совместить с картами магнитных полей.

Непосредственный просмотр таких эскизов показывает, что для узлов, зарегистрированных с момента их появления, характерно в начальной

\* Запись 3.VII 1957 г. сделана по  $\lambda$  5250,2 В. Е. Степановым.

стадии простое расширение со скоростями порядка сотен км/сек [6]. Начиная с некоторого момента, в одном или нескольких направлениях скорость расширения узла становится больше, чем в других, в результате чего получается направленное движение. В то время как простое расширение продолжается очень недолго, направленное движение нередко наблюдается десятки минут.

Сопоставление с картами магнитных полей показывает, что начальная стадия расширения не зависит от направления поля [6]. Из этого обстоятельства вытекает, что плотность кинетической энергии газа, движущегося поперек магнитного поля, значительно больше плотности энергии внешнего магнитного поля, т. е.

$$\frac{\rho v^2}{2} \gg \frac{H^2}{8\pi},$$

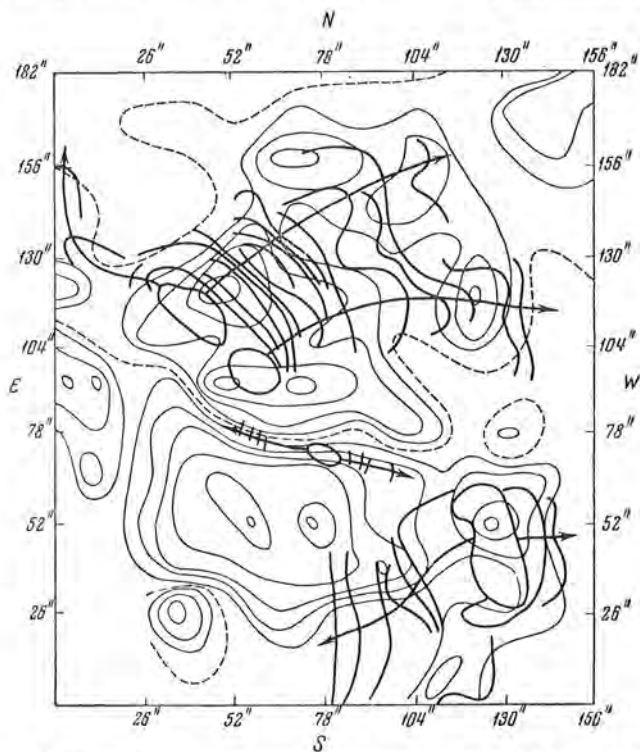
и расширение в некоторых направлениях прекращается, когда, по-видимому, энергии выравниваются. Это позволяет произвести оценку кинетической энергии газа узла вспышки. Однако энергия, определенная таким методом, будет представлять нижний предел.

Детальное обсуждение этого метода для определения полной кинетической энергии будет дано позже с учетом направленных движений. Направленные движения бывают двух типов. Первый тип — узел начинает очень быстро вытягиваться в узкую длинную ленту. Такое вытягивание происходит иногда в одном, а иногда в двух взаимно противоположных направлениях. Скорости вытягивания узлов, как правило, очень велики и нередко достигают 400 км/сек. При сопоставлении с магнитным полем оказалось, что эти узлы располагаются и вытягиваются вдоль линий, разделяющих две противоположные полярности продольного магнитного поля.

Второй тип — движение идет широким фронтом в одном направлении. Скорости в различных точках фронта бывают самые разнообразные. При сопоставлении с магнитным полем оказалось, что такие узлы не всегда располагаются на линиях, разделяющих две противоположные полярности [3]. Это несоответствие, возможно, связано с разностью высот порядка 5000 км, поскольку рассматривается движение вспышек, наблюдающихся в хромосфере, относительно магнитного поля, которое записано в фотосфере. Движение второго типа может быть направлено как в сторону больших, так и в сторону меньших полей. Однако и в том и в другом случае узел развивается так, что направленные движения идут в области одной полярности магнитного поля, не выходя за ее пределы.

Ярким примером этому является вспышка 14.VII 1959 г., которая была замечена в 6<sup>h</sup> 42<sup>m</sup> московского времени. Расстояние, пройденное по поверхности Солнца передним краем одного из расширяющихся узлов этой вспышки, достигло 60 000 км. За время своего движения расширяющийся узел, двигаясь с разными скоростями, захватывал один за другим холмы магнитного поля. В результате была закрыта почти вся область полярности магнитного поля, в которой он развивался. Движения в плоскости диска останавливались, когда фронт достигал нулевой

линии (фиг. 1). В качестве другого примера направленных движений узлов в магнитном поле одной полярности взята вспышка 3.VII 1957 г., продолжавшаяся с 10<sup>h</sup> 23<sup>m</sup> до 13<sup>h</sup> 09<sup>m</sup> московского времени (фиг. 2). Обе вспышки балла 3+. Для меньших вспышек характерна такая же особенность направленных движений, но она менее выражена. На фиг. 1 и 2 жирными линиями нанесены последовательные положения переднего края развивающихся узлов вспышек относительно напряженности продольной



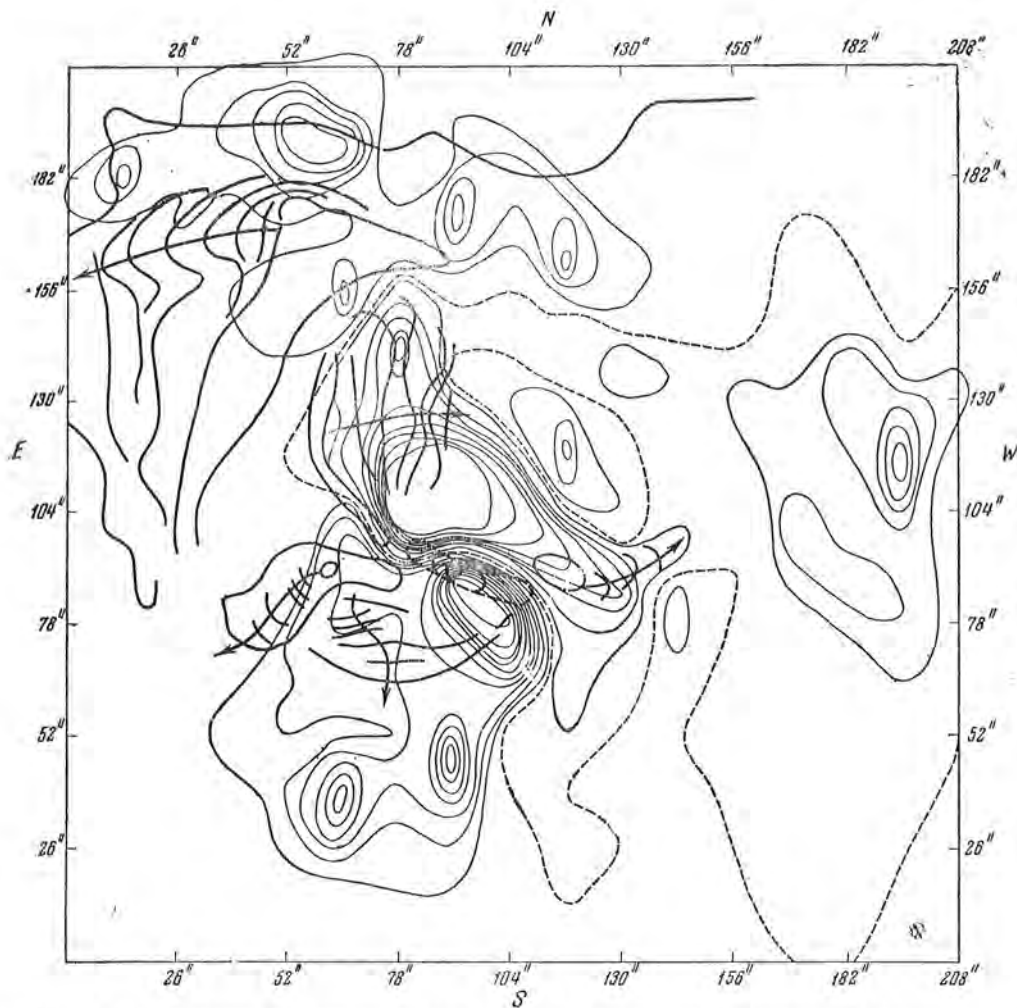
Фиг. 1. Направленное движение узлов вспышки 14.VII 1959 г. (6h42m—10h 40m московского времени) относительно лучевой составляющей фотосферного магнитного поля

Жирными сплошными линиями отмечены последовательные положения переднего края узлов. Стрелками указаны направления движения узлов. Штриховой линией отмечена нулевая линия

составляющей магнитного поля. Стрелками указаны направления движений, а штриховой линией отмечена линия, разделяющая две полярности.

Кроме того, для такого типа узлов характерно движение заднего края. Оно начинается, как правило, на несколько минут позднее по сравнению с началом движения переднего края и направлено в его сторону. Скорости их в соответствующие моменты времени примерно одинаковы. В результате этого можно сделать вывод, что весь узел как целое перемещается по поверхности Солнца. Для иллюстрации этого типа движений на фиг. 3 приведены два последовательных положения узла II вспышки 22.VIII 1958 г., начало которой отмечено в 17<sup>h</sup> 56<sup>m</sup> московского времени. На фиг. 3 сплошной жирной линией отмечено положение узла в 18<sup>h</sup> 01<sup>m</sup>, штриховой линией — в 18<sup>h</sup> 50<sup>m</sup>.

Помимо реального, существует кажущееся движение заднего края узла, которое связано с тем, что свечение его падает быстрее, чем переднего, и сравнивается с фоном, в то время как яркость переднего держится еще довольно долго. Получается впечатление, что источник возбуждения газа перемещается в сторону переднего края.



Фиг. 2.\* Направленные движения узлов вспышки 3.VII 1957 г. (10<sup>h</sup>23<sup>m</sup>—13<sup>h</sup>09<sup>m</sup> московского времени) относительно лучевой составляющей фотосферного магнитного поля. Жирными сплошными линиями отмечены последовательные положения переднего края узлов. Стрелками указано направление движения узла. Штриховой линией отмечена нулевая линия

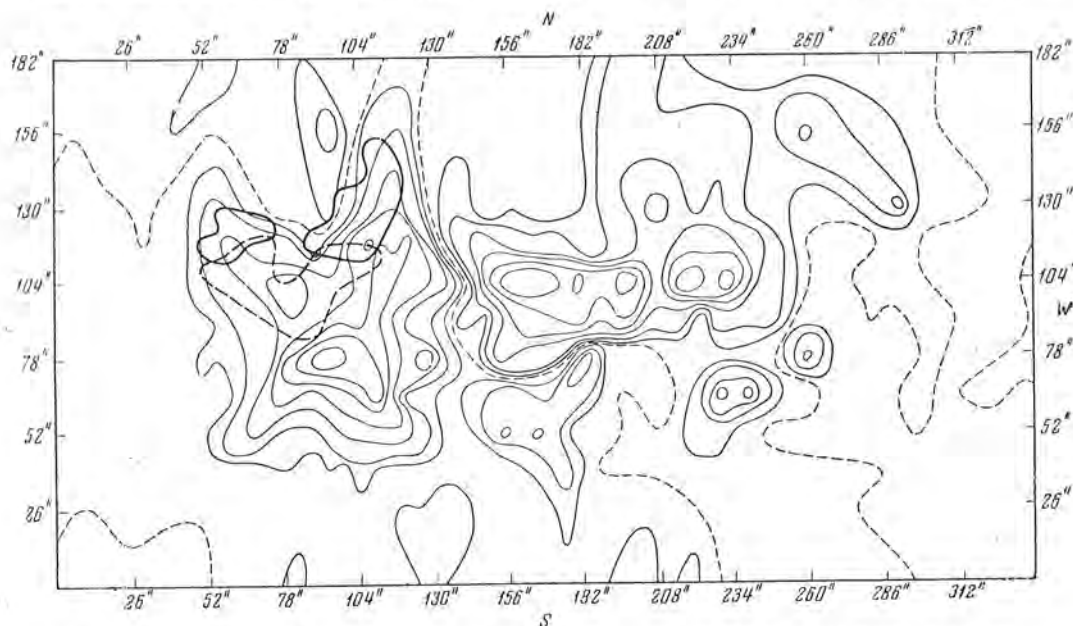
Как было отмечено выше, направленные движения вспышек идут через холмы магнитного поля. Возьмем вспышку 14.VII 1959 г. и посмотрим конкретно, каково соотношение энергии внешнего магнитного поля и кинетической энергии газа. Средняя скорость перемещения переднего края узла через один из холмов магнитного поля примерно равна  $10^8$  см/сек. Напряженность же магнитного поля этого холма на уровне фотосферы 1500—1600 гс. Беря разность уровней записей магнитного поля



и наблюдения вспышки 5000 км и среднее измерение магнитного поля с высотой 0,2 гс/км [10], получаем напряженность магнитного поля на высоте наблюдения вспышки примерно 500 гс. Плотность магнитной энергии при такой напряженности порядка  $10^4$  эрг. Плотность же кинетической энергии газа движущегося поперек поля должна быть во всяком случае не меньше плотности магнитной, т. е.

$$\frac{\rho v^2}{2} > \frac{H^2}{8\pi} \quad \text{или} \quad \frac{mv}{2} > \frac{H}{8\pi}.$$

Из этого неравенства для чисто водородной хромосферы получаем, что во всяком случае должно быть  $n > 10^{14} - 10^{15}$  см $^{-3}$ . Такая плотность



Фиг. 3. Последовательные положения узла II вспышки 22.VIII 1958 г. (17h56m московского времени) относительно лучевой составляющей фотосферного магнитного поля. Сплошной жирной линией отмечен узел в 18h01m, жирной штриховой линией — в 18h50m.

частиц для поздней стадии развития вспышки, вероятно, очень велика. Кроме того, нулевая линия или поперечное поле не должны быть препятствием для такого движения газа. Тем не менее движение вспышки — движение вещества. Детальному разбору этого вопроса будет посвящена следующая статья.

Как уже отмечалось [5], в возникновении вспышек главную роль играет магнитное поле. Еще одним и весьма ярким подтверждением такого факта является вспышка 14.VII 1959 г., которая наблюдалась с 17h00m до 19h00m московского времени (координаты  $\varphi = -22^\circ$ ,  $\lambda = -42^\circ$ ). Эта вспышка возникла и развивалась в районе отсутствия видимых пятен. Естественно было проверить наличие магнитного поля в окрестности вспышки и произвести его запись. Запись во время вспышки показала сложную структуру магнитного поля в окрестности вспышки и наиболь-

шей напряженностью 470 гс. Примерно через сутки в области вспышки возникло два маленьких пятна с диаметром около 2000 км.

В результате можно сделать следующие выводы:

1. Возникновение и развитие вспышек неразрывно связано с магнитными полями [5].

2. В начальной стадии развития узла расширение его не зависит от направления магнитного поля.

3. Последующая стадия развития узла характеризуется двумя типами движений: а) направленные движения идут вдоль нулевой линии магнитного поля со скоростями порядка 400 км/сек; б) направленные движения широким фронтом со скоростями от десятков до сотен километров в секунду идут в области одной полярности магнитного поля.

4. Свечение ярче и дольше сохраняется у того края узла, в сторону которого направлено движение.

5. Нередко имеет место перемещение всего узла вспышки как целого по поверхности Солнца.

В заключение автор благодарит члена-корр. АН СССР А. Б. Северного за предложенную им тему данной работы.

24 мая 1960 г.

#### Литература

1. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 3, 1958.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 184, 1960.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 12, 1960.
4. В. Е. Степанов. Наст. том, стр. 154.
5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 22, 1958.
6. С. И. Гонасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 331, 1960.
7. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 235, 1960.
8. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 12, 3, 1954.
9. Н. С. Никулин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 2, 1960.
10. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 42, 1960.

## ФОТОМЕТРИЯ ВСПЫШЕК НА ЛИМБЕ СОЛНЦА

*Е. Ф. Шапошникова*

Приводятся результаты измерений  $H_{\alpha}$ -интенсивности лимбовых вспышек, рассмотренных ранее в работе [1]. Сопоставление кривых развития вспышек по интенсивности, высоте и площади свидетельствует о том, что раньше начинает увеличиваться интенсивность основания вспышки, а затем уже растут ее высота и площадь.

PHOTOMETRY OF SOLAR LIMB FLARES, by *E. F. Shaposhnikova*.— The results of measurements of  $H_{\alpha}$  intensities of limb flares, considered in [1], are given. The comparison of the curves of development of flares according to intensity, height and area shows that at first there is an increase in the intensity at the base of the flare and only after an increase in height and area.

## Введение

Важное преимущество вспышек на лимбе состоит в том, что они доставляют единственную возможность изучения явления вспышек, свободного от влияния фона окружающей солнечной атмосферы. Кроме того, лимбовые вспышки доставляют новое дополнительное сведение о вспышках, а именно, они позволяют судить о том, на какие высоты над солнечной поверхностью могут подниматься вспышки.

Исследование динамического развития вспышек на лимбе (движения во вспышках, их высоты, площади и др.), а также возможная интерпретация их были даны в работе [1]. Детальное фотометрическое исследование  $H_{\alpha}$ -интенсивности вспышек на диске [2—5] было проведено в последние годы сотрудниками Отдела физики Солнца нашей обсерватории. Ниже даются результаты фотометрического исследования вспышек на самом лимбе.

## § 1. Данные наблюдений и измерений

Фотометрическое исследование  $H_{\alpha}$ -интенсивностей лимбовых вспышек, описанных в работе [1], производилось на микрофотометре МФ-2. Измерялась максимальная интенсивность, причем она выражалась в единицах интенсивности смежной со вспышкой невозмущенной области на том же расстоянии от центра диска. В отдельных случаях, когда максимальная интенсивность измерялась не в основании вспышки, даны примечания. Интенсивность в этих случаях выражалась в единицах ин-

тенсивности невозмущенной области диска у его лимба. Графики интенсивности вспышек приведены на фиг. 1—15. Для облегчения сравнения кривых  $H_{\alpha}$ -интенсивности с кривыми развития вспышек по высоте и площади вспышки рассматривались в том же порядке, что и в работе [1]. Сводка результатов фотометрического исследования вспышек на лимбе и сопоставления кривых  $H_{\alpha}$ -интенсивности с кривыми развития по высоте и площади приводятся в таблице (полужирным шрифтом выделены действительные начало и конец вспышек). В случае расхождения по времени максимумов по высоте и площади для сравнения с максимумом интенсивности брался средний момент из максимумов по высоте и площади. Номера фигур, приведенные в столбце 4 таблицы, относятся к работе [1]; номера фигур в столбце 5 относятся к настоящей работе. Следует отметить, что в работе [1] кривые развития по высоте и площади даются на 12 фигурах (3—14), тогда как кривые развития  $H_{\alpha}$ -интенсивности приводятся на 15 фигурах (1—15). Числовое неравенство рисунков произошло оттого, что в работе [1] не даны графики развития для трех вспышек: 15.VI 1956 г.; 24.IX 1957 г. и 14.IX 1958 г. ( $12^{\text{h}} 39^{\text{m}} - 13^{\text{h}} 25^{\text{m}}$ ). Для примерного сравнения на фиг. 16—18 приведены синхронные изменения развития трех вспышек по интенсивности, высоте и площади. Сверху даются графики интенсивности, в середине — графики высоты над лимбом, выраженной в  $10^3$  км, и внизу графики площади, выраженной в единицах  $10^{-6}$  солнечного диска.

Таблица

Номер вспышки	Дата	Время наблюдения (московское)	Вид кривых развития по высоте и площади	Вид кривых интенсивности	Опережение в развитии интенсивности	Примечания
1	8.V 1956 г.	$16^{\text{h}} 09^{\text{m}} - 16^{\text{h}} 50^{\text{m}}$	Двойной максимум (фиг. 3)	Двойной максимум (фиг. 1)	$m$ 3,5 при первом подъеме $\sim 5^{\text{m}}$ при втором подъеме	Первый подъем крутой и высокий, второй подъем пологий и более низкий
2	15.VI 1956	$6^{\text{h}} 38^{\text{m}} - 6^{\text{h}} 51^{\text{m}}$		Тройной максимум (фиг. 2)		См. отдельное примечание к вспышке
3	29.VI 1957	$8^{\text{h}} 22^{\text{m}} - 8^{\text{h}} 28^{\text{m}}$	Двойной максимум (фиг. 4)	Двойной максимум (фиг. 3)	$m$ 1,25 при первом подъеме, $m$ 1,5 при втором подъеме	На всех кривых первый максимум немного выше, чем второй
4	1.VIII 1957	$13^{\text{h}} 27^{\text{m}} - 13^{\text{h}} 38^{\text{m}}$	Двойной максимум (фиг. 5)	Двойной максимум (фиг. 4)	$m$ 2 при первом подъеме, $m$ 0,25 при втором подъеме	Кривые всех трех характеристик развития вспышки совершенно однотипны: 1-й максимум более пологий и низкий; 2-й более крутой и высокий

Номер вспышки	Дата	Время наблюдения (московское)	Вид кри- вых раз- вития по высоте и площади	Вид при- вых ин- тенсив- ности	Опережение в развитии интенсив- ности	Примечания
5	21.VIII 1957	<sup>h m</sup> 17 21— <sup>h m</sup> 17 40	Двойной макси- мум (фиг. 6)	Двойной макси- мум (фиг. 5)	$3^m$ при пер- вом подъеме, $4,5^m$ при вто- ром подъеме	Все три кривые од- нотипны: 1-я волна более высокая и дли- тельная, 2-я — низкая и короткая См. отдельное при- мечание к вспышке
6	21.IX 1957	13 09—13 25		Двойной макси- мум (фиг. 6)		См. отдельное при- мечание к вспышке
7	24.IX 1957	8 13—8 18	Двойной макси- мум (фиг. 7)	Двойной макси- мум (фиг. 7)	$0,25^m$ при пер- вом подъеме, при втором подъеме за- метного опережения нет	Двойной максимум по высоте выражен слабо
8	23.V 1958	11 00—11 26	Двойной макси- мум (фиг. 8)	Тройной макси- мум (фиг. 8)	$2,25^m$ при пер- вом подъеме, $3^m$ при вто- ром подъеме	Первый максимум более низкий. Третий максимум на кривой интенсивности по- видному, связан с раз- рывом вспышки на отдельные ступки. См. отдельн. приме- чание
9	14.IX 1958 г.	11 31—12 03	Быстрый подъем (фиг. 14)	Двойной максимум (второй после распада вспышки) (фиг. 9)		В $11^{h38^m}$ вспышка распалась на отдель- ные ступки. Рассмат- ривался передний фронт вспышки
10	14.IX 1958	12 39—13 25		Плавный спад ин- тенсив- ности (фиг. 10)		Вспышка обнаруже- на вблизи максимума. В работе [1] развитие вспышки по высоте и площади не рассмат- ривалось, (случай ана- логичный вспышке 9)
11	13.X 1958	14 05—14 36	Один максимум (фиг. 9)	Один максимум (фиг. 11)	$3^m$	Позади вспышки мощный возвратный выброс, достигший максимальной высоты $\sim 83,500$ км около $14^{h15^m}$

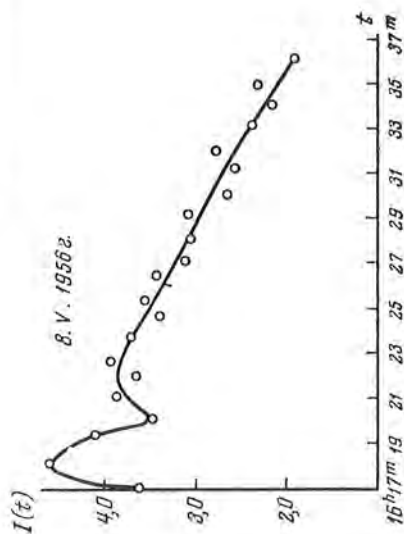
Номер вспышки	Дата	Время наблюдения (моск. время)	Вид кривых развития по высоте и площади	Вид кривых интенсивности	Опережение в развитии интенсивности	Примечания
12	13.X 1958	$\begin{matrix} h & m & h & m \\ 16 & 57 & - & 17 & 38 \end{matrix}$ а) первый выброс б) второй выброс	Двойной максимум (фиг. 10) Пульсирующие двойные максимумы (фиг. 11)	Двойной максимум (фиг. 12) Пульсирующие двойные максимумы (фиг. 13)	$1^m$ при первом подъеме	См. отдельное примечание
13	14.X 1958	9 34 — 9 41	Один максимум (фиг. 12)	Один максимум (фиг. 14)	Заметного опережения нет	Вспышка сопровождалась несколькими возвратными выбросами. Максимальная высота самого мощного $\sim 74\ 500$ км около $9^h 39^m,5$
14	3.XII 1958	12 50—13 03,5	Тройной максимум (фиг. 13)	Тройной максимум (фиг. 15)	$0,5^m - 1,5^m$	Вспышка сопровождалась возвратным выбросом с $12^h 56^m$ . Максимальная высота выброса $\sim 49\ 000$ км около $13^h 02^m,5$

Примечания к отдельным вспышкам, приведенным в таблице.

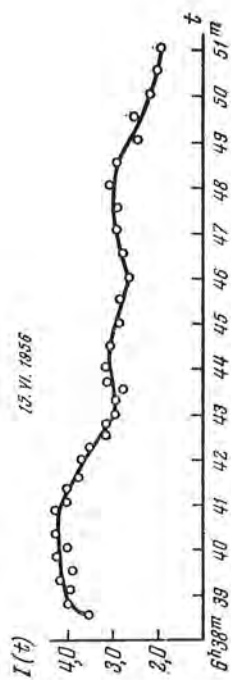
2. 15 июня 1956 г. ( $6^h 38^m - 6^h 51^m$ ). Графики изменений по высоте и площади не приведены из-за трудности измерений вследствие разновременного поднятия и опускания самой вспышки и ее струи (см. описание в работе [1]).

6. 21 сентября 1957 г. ( $13^h 09^m - 13^h 25^m$ ). Начало вспышки не было зарегистрировано. В  $13^h 09^m$  вспышка была видна в виде однородной арки, поднявшейся до высоты  $\sim 43\ 000$  км над лимбом. Арка соединялась с лимбом двумя основаниями, причем более северное основание было значительно ярче, чем другое основание и сама арка. Около  $13^h 11^m$  арка разорвалась. Место разрыва на высоте  $\sim 18\ 000$  км над лимбом было ближе к южному (более слабому) основанию, и меньшая часть дуги арки постепенно втягивалась в это основание со средней скоростью  $\sim 40$  км/сек. Другая часть арки расширилась и сильно ослабла. Ход изменения  $N_a$ -интенсивности северного основания арки характеризуется кривой с двумя максимумами. В работе [1] вспышка 21.IX 1957 г. совсем не рассматривалась, так как было не вполне ясно, принадлежит ли она собственно к группе вспышек. После фотометрического измерения следует отметить, что интенсивность вспышки была довольно значительной, во всяком случае

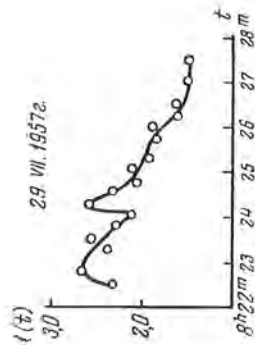
Графики развития  $H_{\alpha}$ -интенсивности вспышек на Лямбде



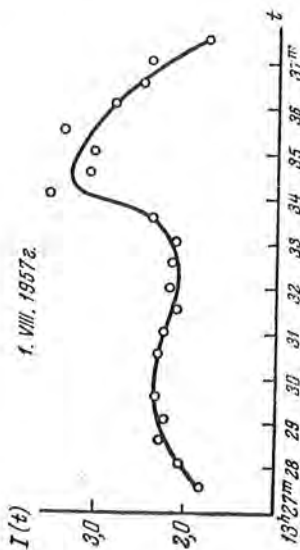
Фиг. 1



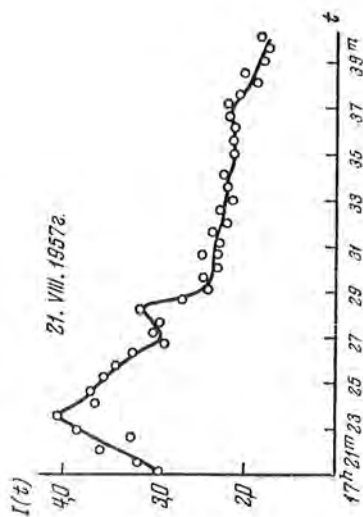
Фиг. 2



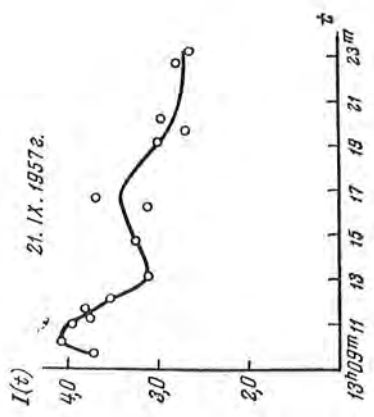
Фиг. 3



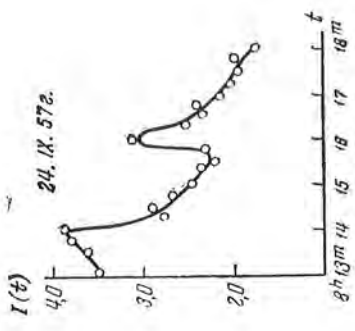
Фиг. 4



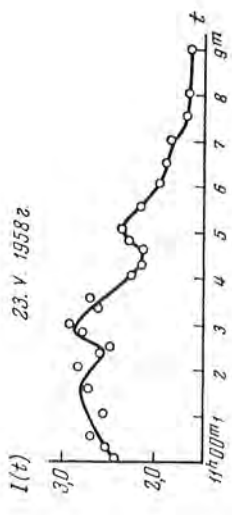
Фиг. 5



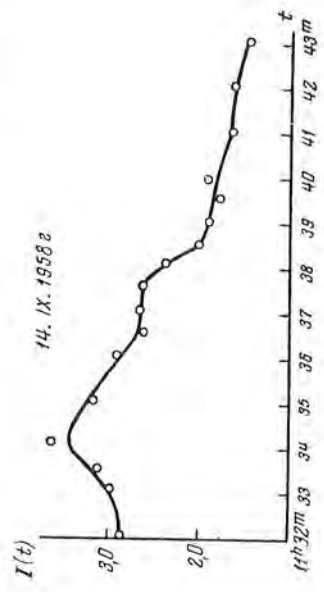
Фиг. 6



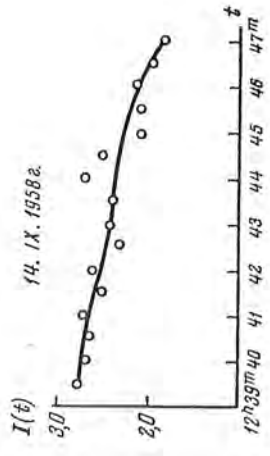
Фиг. 7



Фиг. 8



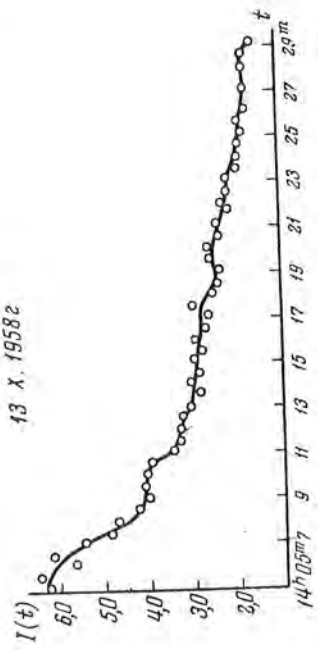
Фиг. 9



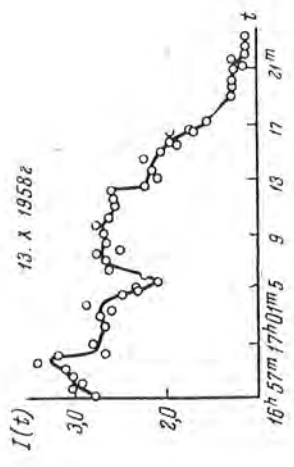
Фиг. 10



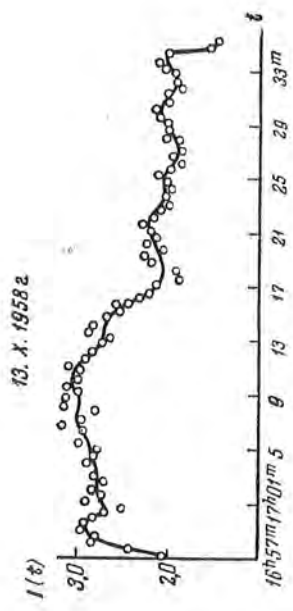
Графики развития  $I_z$ -интенсивности вспышек на Лямбе



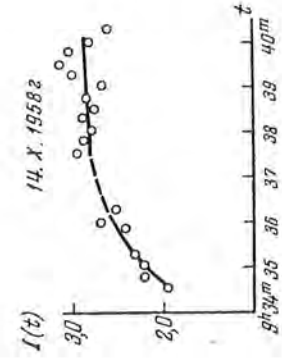
Фиг. 11



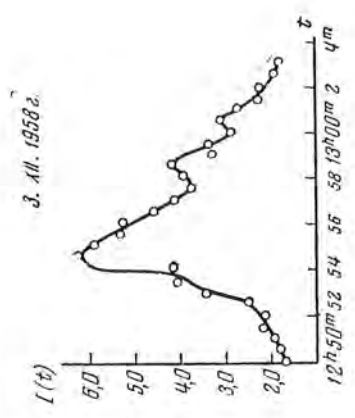
Фиг. 12



Фиг. 13

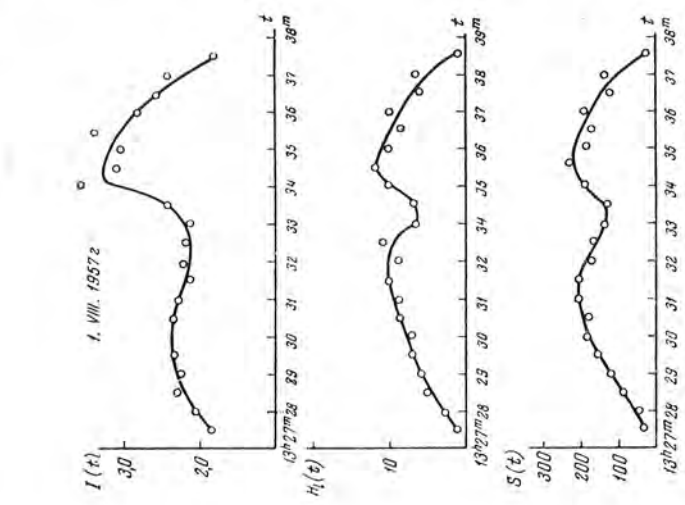


Фиг. 14

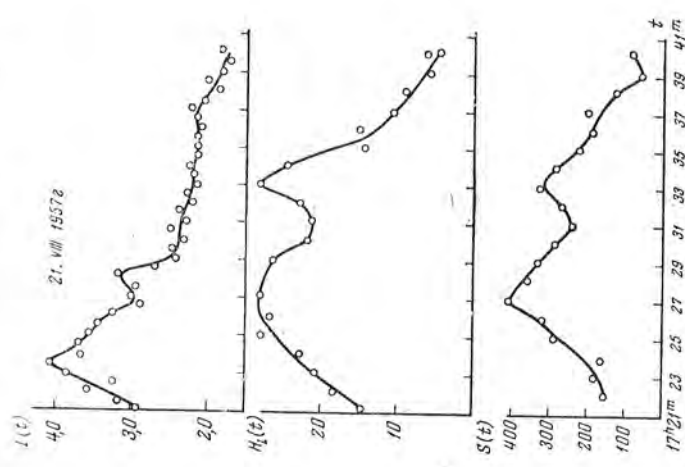


Фиг. 15

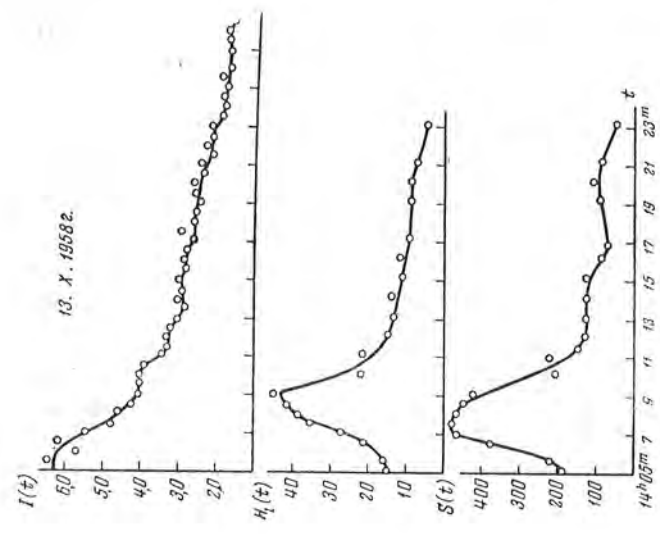
Сопоставление кривых развития лимбовых вспышек



Фиг. 16



Фиг. 17.



Фиг. 18

порядка интенсивности вспышек. Спутать вспышку с возвратным выбросом (surge) невозможно, так как основания вспышки на диске выглядят яркими, как у вспышек, а не темными, как у возвратных выбросов.

8. 23 мая 1958 г. ( $11^{\text{h}} 00^{\text{m}} - 11^{\text{h}} 26^{\text{m}}$ ). Выступ вспышки в виде языка поднялся до высоты  $\sim 50\,000$  км и около  $11^{\text{h}} 07^{\text{m}}$  разорвался на отдельные яркие сгустки. Позади вспышки образовался очень высокий мощный возвратный выброс. Впервые он стал выдвигаться из-за вспышки около  $11^{\text{h}} 2^{\text{m}}, 25$ . Максимальной высоты (свыше  $88\,000$  км) выброс достиг около  $11^{\text{h}} 10^{\text{m}}, 5$ . Сопоставление кривых высоты, площади и интенсивности вспышки затруднено тем обстоятельством, что не было хорошей синхронизации между кривыми высоты и площади. Это произошло из-за того, что площадь вспышки изменялась сначала за счет вытягивания вспышки вдоль лимба, а затем уже вспышка начала развиваться над лимбом. Для сравнения времен максимумов кривых развития взят средний момент максимумов по высоте и площади.

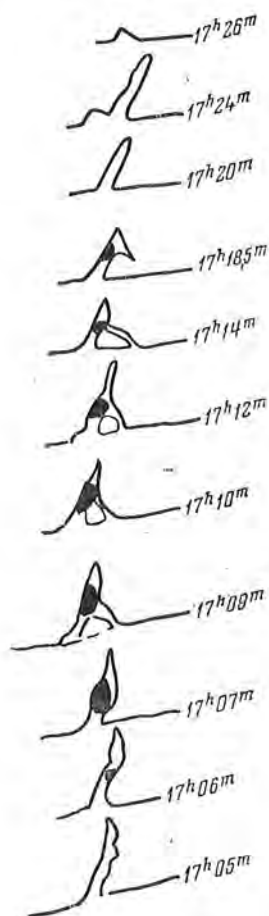
12. 13 октября 1958 г. ( $16^{\text{h}} 57^{\text{m}} - 17^{\text{h}} 38^{\text{m}}$ ). Начало вспышки не было отмечено. К началу съемки вспышка состояла из двух выступов над лимбом. Более высокий выступ имел вид холма с острой вершиной, которая начала быстро вытягиваться и вскоре приняла вид ленты. Верхний край ленты в несколько минут достиг высоты свыше  $50\,000$  км, затем после некоторой остановки (слабое пульсирование в течение  $\sim 5^{\text{m}}$ ) началось опускание. Яркость ленты сильно падала и сделалась однородной. На высоте  $\sim 22\,500$  км около  $17^{\text{h}} 06^{\text{m}}$  при продолжавшемся опускании началась конденсация яркой материи. Образовался компактный яркий сгусток, который, не теряя яркости, начал расширяться. Из этого сгустка около  $17^{\text{h}} 08^{\text{m}}$  началось истечение материи в двух направлениях: 1) по направлению движения ленты (сначала вверх в течение примерно трех минут, а затем быстрое движение вниз к поверхности Солнца); 2) вниз по изогнутой кривой линии под углом к первоначальному направлению подъема ленты. В работе [1] было высказано предположение об образовании и развитии дополнительной вспышки в короне. Кривые высоты и площади вспышки имели разрыв около  $17^{\text{h}} 08^{\text{m}}$  (начало истечения материи по двум руслам). Этот момент был принят конечным моментом первой вспышки, начавшейся на лимбе Солнца. После этого момента были даны значения высоты и площади для одного (первого из указанных) направления движения вновь образовавшейся вспышки, так как истечение материи в этом направлении было более интенсивное и яркость струи была близка к яркости вспышки.

Интенсивность вспышки была рассмотрена до  $17^{\text{h}} 23^{\text{m}}$ . Последние измерения у основания вспышки сделаны в  $17^{\text{h}} 0^{\text{m}}, 5$ . Позднее этого момента основание вспышки сильно ослабло и интенсивность измерялась вдоль движения вспышки по высоте до момента  $17^{\text{h}} 05^{\text{m}}, 0$ . К этому времени интенсивность вспышки сделалась однородной по всей ее длине. Около  $17^{\text{h}} 05^{\text{m}}, 5$  начал образовываться яркий компактный сгусток на высоте  $22\,500$  км над лимбом, как уже указывалось выше, и с этого времени велись измерения максимальной интенсивности этого сгустка.

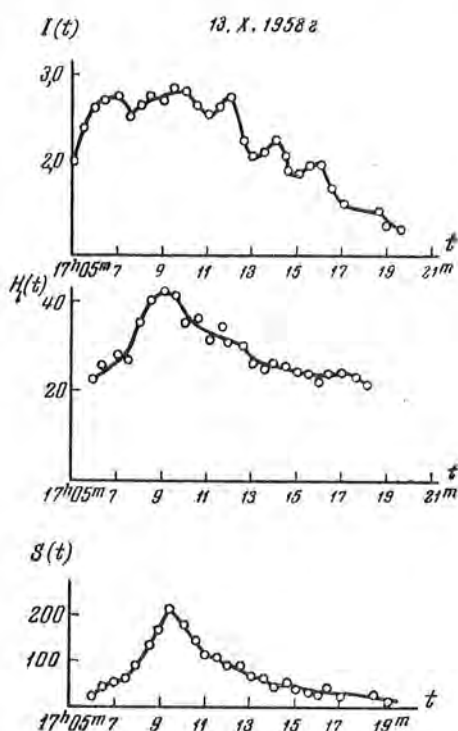
На фиг. 19 дается зарисовка хода развития корональной вспышки, сделанная с фильма с помощью кинопроектора. На фиг. 20 приводится сопоставление трех кривых, характеризующих развитие корональной вспышки.

Если в работе [4] высказывалось только предположение о возможном образовании новой вспышки в короне, то после фотометрического исследования ясно, что действительно имеется образование вторичной вспышки. Впервые образование вспышек в короне отметила Ю. М. Слоним во вспышках, связанных с волокнами (см. примечания к спектроскопическим

наблюдениям в работе [6]). Позднее аналогичное явление было обнаружено А. Бруцком [7]. В дальнейшем вспышкам, связанным с волокнами, были посвящены работы И. Эмана и Н. Е. Эман [8], А. Бруцка [9],



Фиг. 19. Зарисовки развития вспышки в короне 13.X. 1958 г.



Фиг. 20. Кривые развития корональной вспышки

У. Беккера [10]. Описание таких вспышек дано Ю. М. Слоним [11]. Указанные вспышки в этой работе получили названия «аномальных вспышек». Там же указано, что аномальные вспышки не связаны с пятнами: «Они появляются либо на «чистом» месте (т. е. в хромосферном участке нормальной яркости), расположенном в соседстве с волокном, либо непосредственно в обрамляющей его «светлой кайме». Автор настоящей работы неоднократно наблюдал такие вспышки, связанные с волокнами.

Описанная выше вспышка в короне 13.X 1958 г., по-видимому, является первой вспышкой, связанной не с волокнами, а с активными солнечными областями.

Второй выступ вспышки 13.X 1958 г. ( $16^{\text{h}} 57^{\text{m}} - 17^{\text{h}} 38^{\text{m}}$ ) к началу съемки имел вид яркой компактной детали, расположенной у самого лимба. Эта деталь расширялась и вытягивалась, приобретая типичный вид холма с острой верхушкой (конус). Как видно из графиков высоты и площади этого выступа вспышки, развитие вспышки проходило в два приема. Максимумы, соответствующие кривым обоих подъемов вспышки, сильно пульсировали. Кривая  $H_{\alpha}$ -интенсивности также имела два основных пульсирующих максимума.

## § 2. Обсуждение результатов наблюдений и измерений

Рассмотрение фотометрических измерений  $H_{\alpha}$ -интенсивности, результатов измерения высоты и площадей [1], вид вспышек на кинолентах приводят к выводу: все вспышки по типу их развития можно разделить на три класса. Первый класс — вспышки без повторных процессов возгорания. Кривые интенсивности, высоты и площади таких вспышек — одnogорбые кривые (с одним максимумом). Вспышки второго класса характеризуются повторными процессами возгорания. Кривые всех трех характеристик развития таких вспышек представляются в виде волнообразных кривых с повторными максимумами. Среди вспышек этого класса следует особо выделить вспышки с максимумами, не монотонно растущими, а подвергающимися сильным пульсациям. Эти пульсации сохраняются на всех кривых развития вспышек (интенсивность, высота и площадь). Типичным представлением таких вспышек является вспышка 13.X 1958 г. ( $16^{\text{h}} 57^{\text{m}} - 17^{\text{h}} 58^{\text{m}}$ , второй выброс; см. графики фиг. 11 в работе [1] и график фиг. 13 настоящей работы). Третий класс вспышек — вспышки в короне. Вспышки этого класса, по-видимому, можно подразделить на две подгруппы: 1) вспышки в окрестностях стационарных волокон в эпоху их активизации; 2) вторичные вспышки, возникающие дополнительно при вспышках в областях активных образований в окрестностях солнечных пятен.

Сопоставление кривых  $H_{\alpha}$ -интенсивности с кривыми высоты и площади вспышек позволяет сделать вывод, что раньше увеличивается интенсивность основания вспышки, а затем уже растут ее высота и площадь. Намечается также вывод, что чем круче и выше максимумы высоты и площади лимбовой вспышки, тем ближе к ним по времени располагается максимум  $H_{\alpha}$ -интенсивности.

19 мая 1960 г.

### Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 24, 235, 1960.
2. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 3, 1954.

3. Е. Ф. Шапошникова и М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 112, 1959.
  4. С. И. Абраменко, Э. Е. Дубов, М. Б. Огирь, Н. Е. Степенко, Е. Ф. Шапошникова и Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 341, 1960.
  5. М. Б. Огирь, Н. Е. Степенко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 25, 134, 1961.
  6. Ю. М. Слоним. Труды Ташк. обс., серия II, 3, 83 и 152, 1952.
  7. А. Вгизек. Observatory, 72, № 869, 154, 1952; Zs. f. Ap., 31, 99, 1952.
  8. Y. Öhman and N. E. Öhman. Observatory, 73, № 876, 203, 1953.
  9. А. Вгизек. Mitt. Astr. Ges., 38, 1956; Zs. f. Ap., 42, 76, 1957.
  10. U. Веккер. Zs. f. Ap., 42, 85, 1957.
  11. Ю. М. Слоним. Изв. АН Узб. ССР, 1, 83, 1957.
-

## ФОТОМЕТРИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

*М. Б. Огирь и Н. Е. Стещенко*

Приводятся фотометрические кривые  $H_{\alpha}$ -интенсивности и площади 44 вспышек с баллом не меньше 2, наблюдаемых на хромосферно-фотосферном телескопе АФР-2 за период с июня 1957 г. по декабрь 1959 г. и на коронографе КГ-1 за 1959 г.

Отмечаются некоторые закономерности, вытекающие из рассмотрения кривых яркости и площади 86 хромосферных вспышек.

Приведены результаты сравнения кривых яркости и площади, полученных при измерении фильмов, снятых на коронографе и на АФР-2.

PHOTOMETRY OF SOLAR LIMB FLARES, by *M. B. Ogir* and *N. E. Steshenko*.— Photometric curves are given of  $H_{\alpha}$  intensities and areas of 44 flares of importance  $\geq 2$ , observed with the chromospheric-photospheric telescope AFR-2 from June 1957 to Dec. 1959 and with the coronagraph CG-1 during 1959.

Some regularities, following from a consideration of the brightness and area curves of 86 chromospheric flares, are noted.

Results of comparison of the brightness and area curves, obtained from measurements of films taken with the coronagraph and AFR-2, are given.

## Введение

Работа представляет собой окончание работ [1] и [2] по составлению каталога фотометрических кривых хромосферных вспышек, наблюдаемых на Крымской астрофизической обсерватории АН СССР по программе МГГ.

Наблюдения хромосферных вспышек проводились на внеатмосферном коронографе КГ-1 и на фотосферно-хромосферном телескопе АФР-2, который установлен в Симеизском отделении обсерватории.

В 1959 г. наблюдения вспышек на коронографе КГ-1 в линии  $H_{\alpha}$  осуществлялись при помощи интерференционно-поляризационного фильтра ИТ-44 с шириной полосы пропускания  $0,43\text{\AA}$ . Условия съемки описаны в работе [1].

Наблюдения на АФР-2 с начала МГГ и до июня 1959 г. проводились при помощи фильтра ИТ-44 с шириной полосы пропускания в  $H_{\alpha}$   $0,51\text{\AA}$ , а затем с фильтром ИТ-46 с шириной полосы пропускания  $0,6\text{\AA}$ .

Таблица 4

№ п/п	Дата	Время наблюдения	Мощность	Координаты $\varphi, \lambda, L$	Наблюдатель	Примечания
1	1957 г. 4.VI	12 <sup>h</sup> 01,5 <sup>m</sup> —12 <sup>h</sup> 19 <sup>m</sup> ,5	2	-18° +28° 087°	Т. О.	Пленка завуалирована, полоса плохая
2	15.VI	10 36 — 10 55	2	-18 -61 218	Л. М.	Передержки. Плохие изображения
3	22.VI	9 16 — 9 39	2	+30 -03 145	Т. О.	
4	24.VI	11 43 — 12 14	2	+23 +14 168	Т. О.	Полоса уходит
5	28.VI	10 02 — 11 35	2	+10 -26 076	Т. О.	
6	3.VII	11 29 — 12 30	2	-15 -27 115	Т. О.	Передержки
7	16.VII	10 34 — 11 05	2	+32 -85 139	Т. О.	
8	21.VII	9 33,5—10 15	2	+32 -16 142	Т. О.	Полоса плохая. Передержки
9	27.VII	9 53 — 10 54	2	-37 +63 141	Т. О.	
10	28.VIII	12 10 — 13 39	3	-30 -32 343	Л. М.	Мешают облака. Пленка завуалирована, передержки
11	3.IX	10 55 — 11 15	2	+15 +38 334	Т. О.	
12	6.IX	10 57,5— 11 18	2	+25 +65 233	Т. О.	
13	9.IX	10 55 — 11 44	2	+14 -24 194	Л. М.	
14	14.IX	10 20,5— 10 37	2	+08 -81 070	Т. О.	
15	19.X	10 21 — 10 55	2	-24 +25 074	Л. М.	
16	23.XI	10 55 — 11 22	2+	+27 +56 363	Т. О.	Мешают облака
17	5.XII	9 55 — 10 34	3	-22 +21 170	Т. О.	
18	1958 г. 25.I	12 35 — 13 40	2+	-25 +69 265	Л. М.	Мешают облака
19	4.III	12 12 — 13 07	3	-10 +46 142	Л. М.	Сильные передержки. Полоса плохая. Начальные и последние кадры трудно мерить
20	6.VI	7 46 — 8 25	2	+15 +78 335	Т. О.	Мешают облака. Сильные передержки
21	23.VI	10 58 — 11 12	2+	-30 -37,5 30	Л. М.	Передержки
22	11.VII	11 00 — 12 40	2+	-25 -27 125	Т. О.	Передержки
23	23.VII	11 00 — 11 40	2	-12 +41 287	Л. М.	Две повторные вспышки. 2-я, которая приводится, балла 2
24	28.VII	11 58 — 12 11		-18 +35 288	Т. О.	
25	13.VIII	9 00 — 9 20	2	+51 +70 077	Л. М.	Передержки
26	16.VIII	8 55,5 — 9 05	2	-15 +60 097	Л. М.	Начало не наблюдали
27	22.VIII	10 42 — 11 32	2	+19 +05 323	Т. О.	
28	12.IX	9 57,5—10 15,5	2	-13 -70 330	Т. О.	
29	14.IX	11 49 — 12 22	3	-10 +85 097	Т. О.	
30	19.X	10 21 — 10 44	2	-15 +39 310	Т. О.	
31	22.X	10 04 — 10 42	2	- 6 +13 245	Л. М.	
32	31.X	12 49 — 13 40	2	-18 -39 110	Л. М.	
33	1959 г. 9.II	12 41 — 13 15	3	+08 -90 132	Л. М.	Передержки
34	18.IV	11 05 — 11 50	2	+28 +48 094	Л. М.	
35	12.VI	10 34,5 — 12 18	2	+24 -60 338	Т. О.	Передержки
36	16.VI	9 43 — 11 00	2	+18 -15 331	Л. М.	Передержки
37	17.VIII	10 10 — 10 38	2	+15+17,5 262,5	Т. О.	
38	25.VIII	9 25 — 10 19	2	+19 -03,5 138,5	Т. О.	



Съемка велась на стандартной 35-миллиметровой панхроматической фотопленке с чувствительностью 1200 ед. по ГОСТ'у. Скорость съемки в основном составляла два кадра в минуту.

Экспозиции менялись от  $0,^s13$  до  $0,^s20$  от лета к зиме. К сожалению, эти экспозиции оказались несколько завышенными для целей фотометрирования фильмов хромосферных вспышек, вследствие чего большинство вспышек, наблюдаемых на АФР-2, снято с передержками.

Стандартизация фильмов осуществлялась путем впечатывания на фильмы ступенчатого ослабителя с 9 ступенями. Ослабитель помещен непосредственно в кинокамере и впечатывается на изображение Солнца диаметром 49 мм (обычный же диаметр Солнца на пленке равен 17 мм) в целях более уверенного попадания ослабителя на невозмущенную область солнечного диска.

Ослабитель впечатывается на пленку в начале и в конце наблюдений, так что обработка каждой вспышки проводилась по характеристической кривой той же пленки.

Методы фотометрирования и измерения площадей вспышек одинаковы для КГ-1 и АФР-2 и описаны в работе [1]. Наблюдения на коронографе проводились в течение целого дня, а на АФР-2 — с  $9^h$  до  $12^h$  летом и с  $10^h$  до  $13^h$  — зимой (время московское).

### § 1. Данные наблюдений

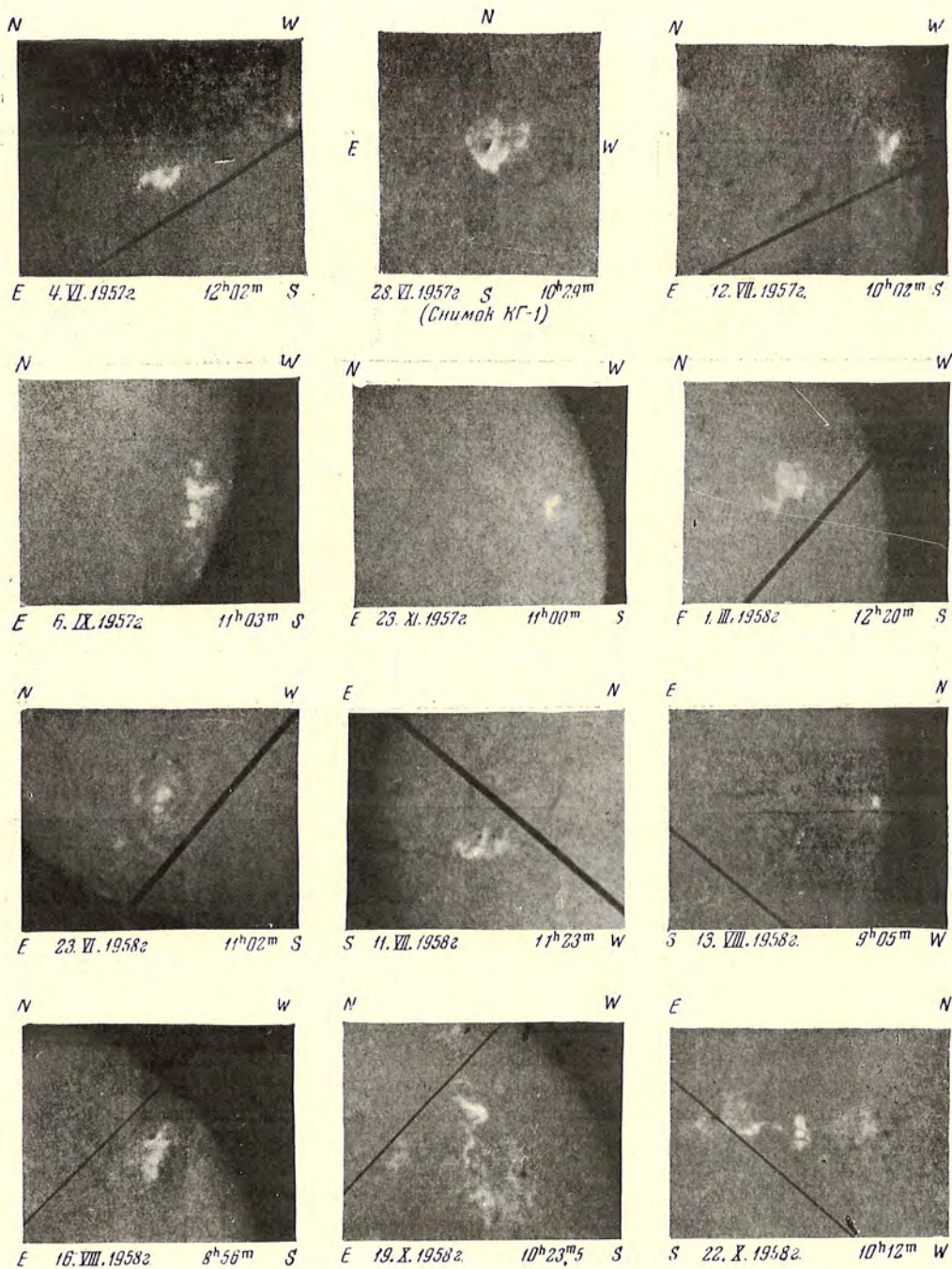
В статье приводится материал по обработке вспышек балла не меньше 2, наблюдаемых на АФР-2 за весь период МГГ и на коронографе за 1959 г. (материалы коронографа по хромосферным вспышкам за 1957 и 1958 гг. помещены в работах [1] и [2]).

В табл. 1 дается список вспышек балла не меньше 2, наблюдаемых на АФР-2, а в табл. 2 — список вспышек, наблюдаемых в 1959 г. на коронографе КГ-1.

Таблица 2

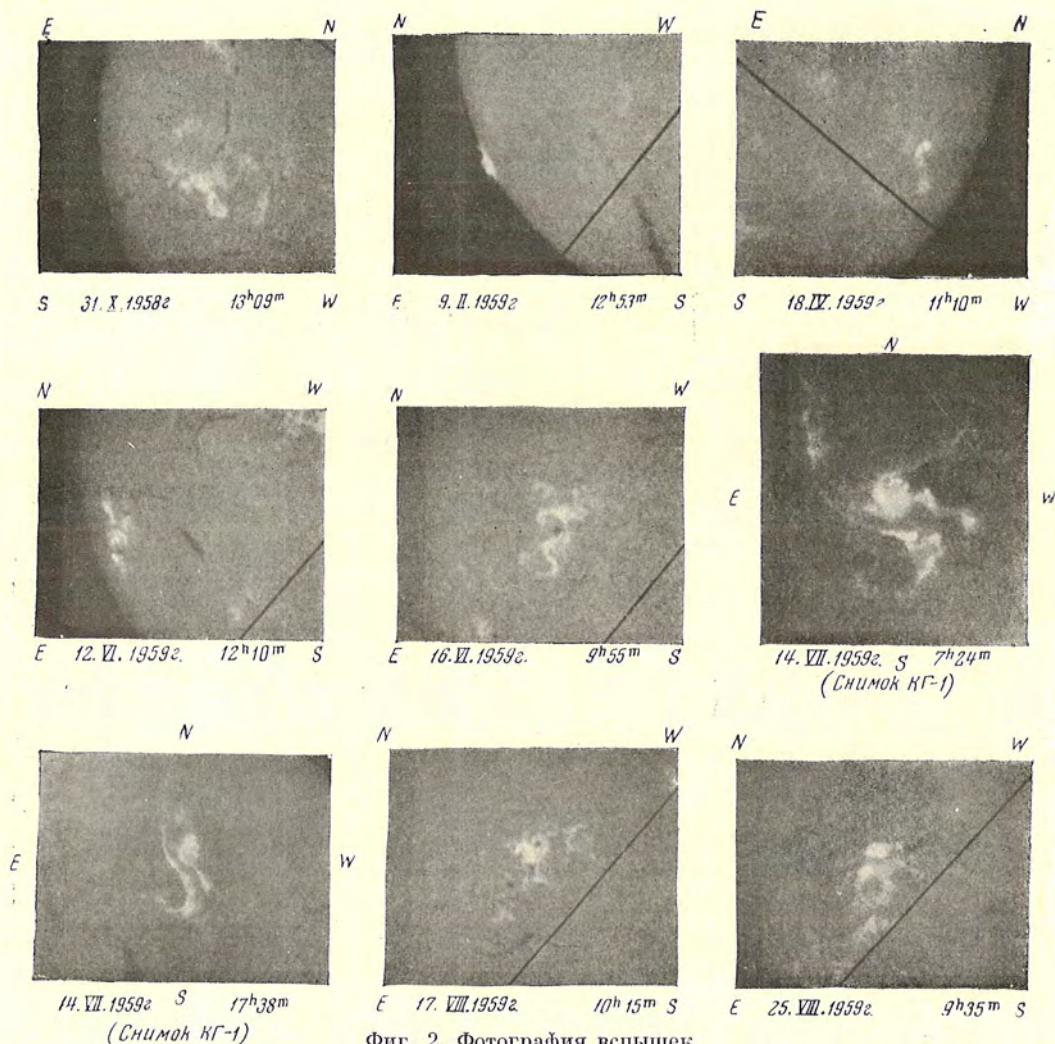
№ п/п	Дат :	Время наблюдения		Мощность	Координаты	Наблюдатель	Примечания
		h m	h m				
1	1959 г. 14.VI	6 41	— 10 00	2	$+17^{\circ},5-0^{\circ},5$ 337°	М. О.	Передержки Передержки Передержки Вспышки около одной и той же группы пятен. Передержки
2	14.VII	17 04	— 19 00	2	-22 —42,5 318	Т. Ц.	
3	25.VIII	9 29	— 9 46	2	+19 —03,5 138	Н. С.	
4	28.XI	15 14	— 16 14	2	+12,5 —34 324	М. О.	
5	29.XI	11 26	— 12 15	2	+11 —22,5 313	С. А.	
6	30.XI	14 16,5	— 14 26	2	+11 —19 298	М. О.	

В работы [4, 2] и в настоящую работу не включены вспышки на лимбе 29.VII 1957 г., 21.VIII 1957 г., 24.IX 1957 г., 31.X 1958 г., 14.X 1958 г., 3.XII 1958 г., которые подробно рассмотрены в работах [3] и [4]. Время наблюдений московское (UT + 3<sup>h</sup>). В графе «наблюдатель» приведены инициалы наблюдателей: Т. О. — означает, что наблюдения проводила



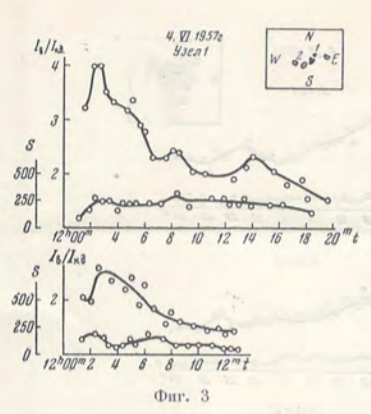
Фиг. 1. Фотографии вспышек.

Все снимки, за исключением тех под которыми сделаны примечания, получены на АФР-2

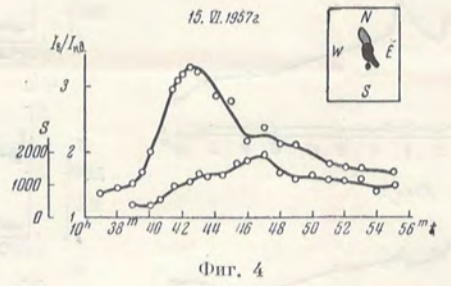


Фиг. 2. Фотография вспишек.

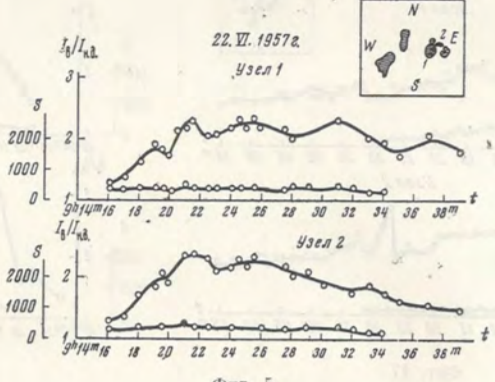
Все снимки, за исключением тех под которыми сделаны примечания, получены на АФР-2



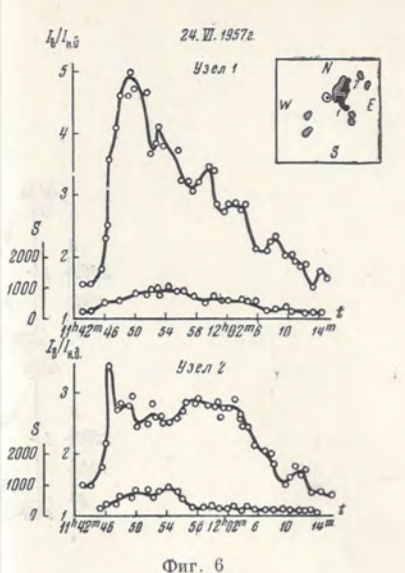
Фиг. 3



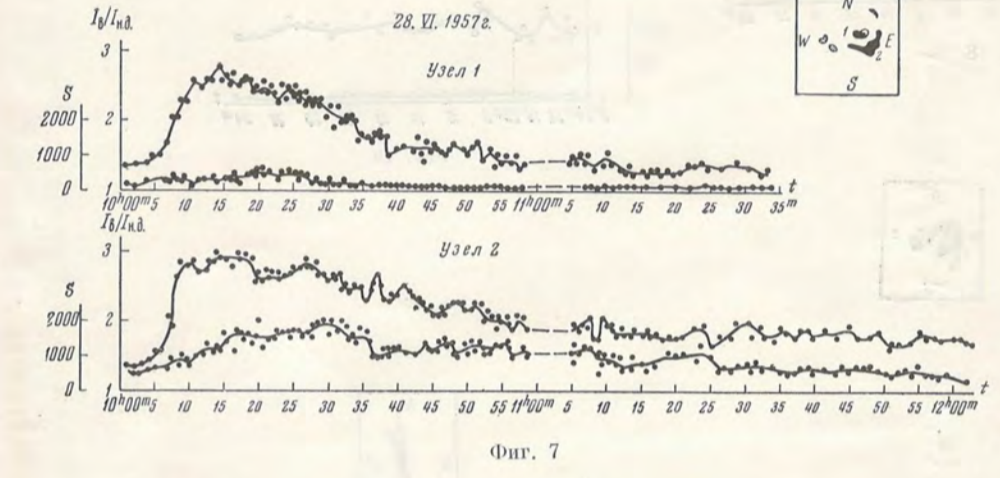
Фиг. 4



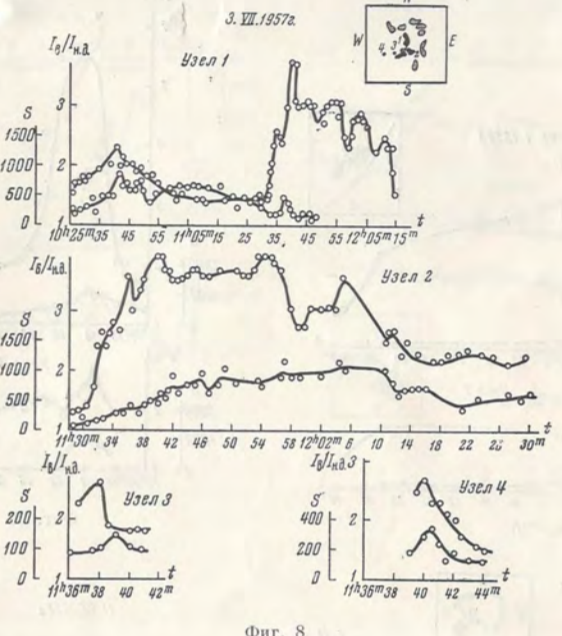
Фиг. 5



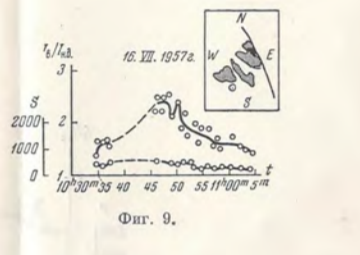
Фиг. 6



Фиг. 7



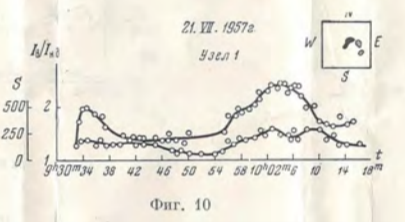
Фиг. 8



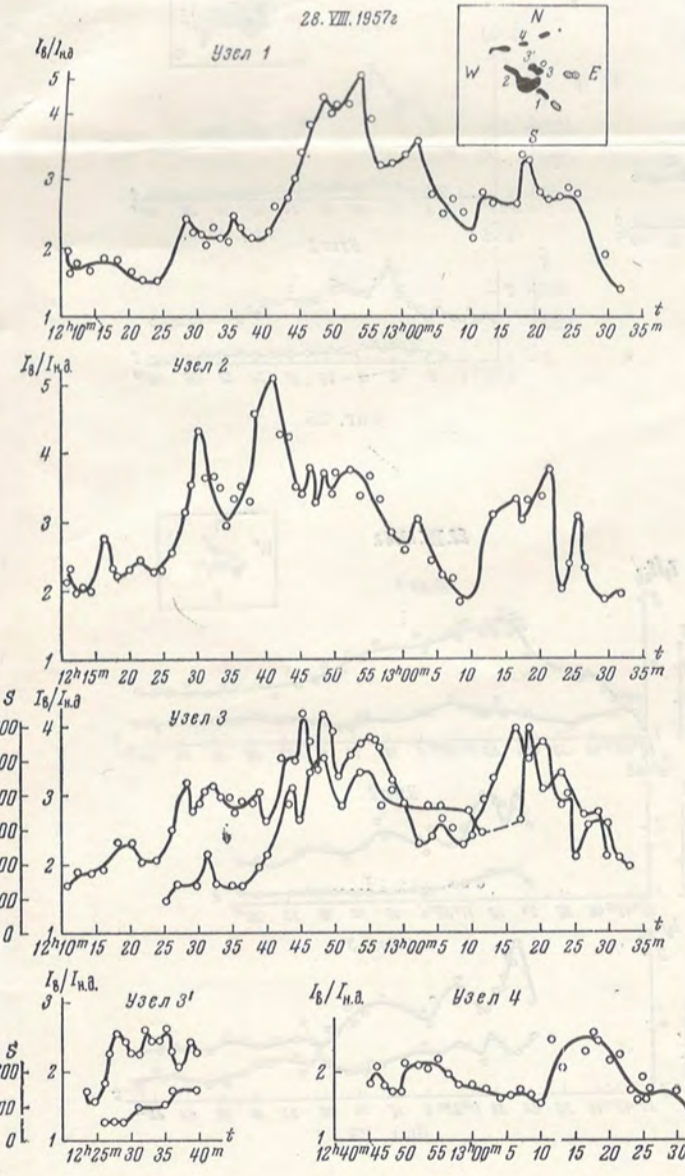
Фиг. 9



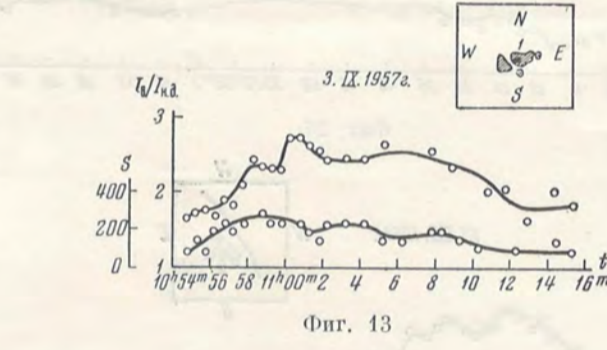
Фиг. 11



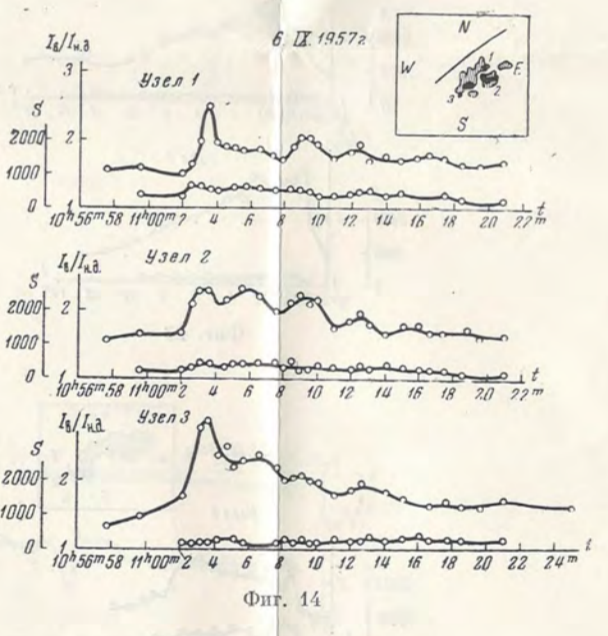
Фиг. 10



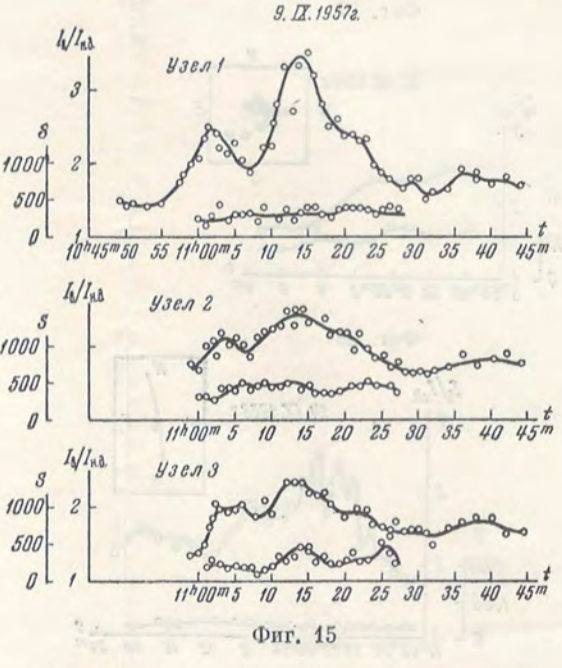
Фиг. 12



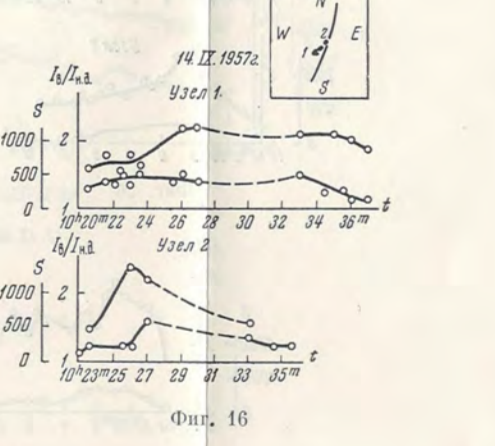
Фиг. 13



Фиг. 14



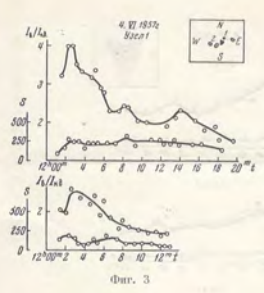
Фиг. 15



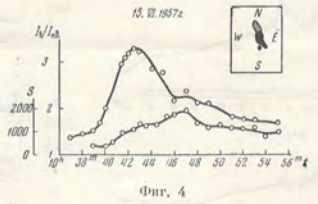
Фиг. 16

Кривые развития хромосферных вьшшек (I)

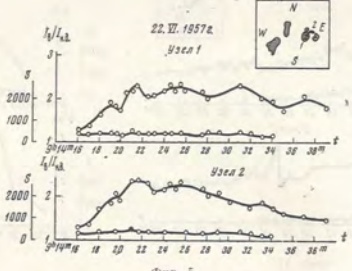
(I) - интенсивность хромосферных вьшшек



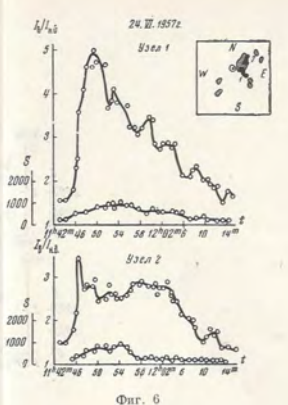
Фиг. 3



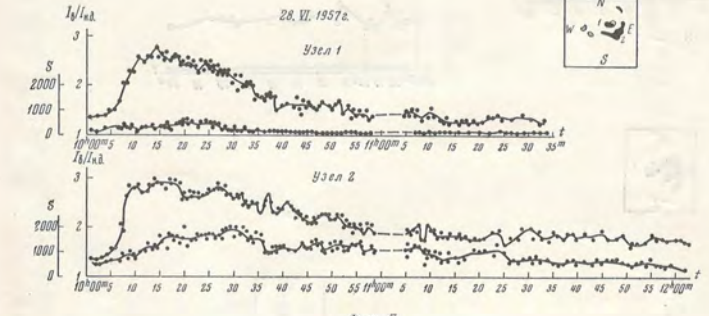
Фиг. 4



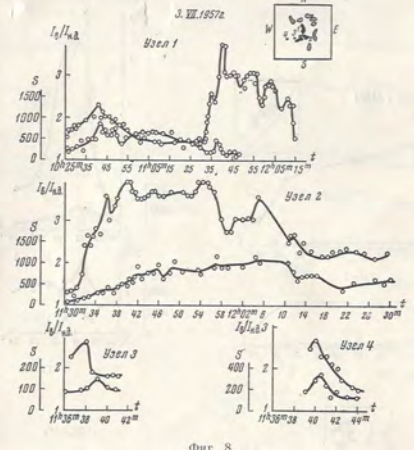
Фиг. 5



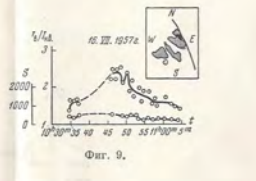
Фиг. 6



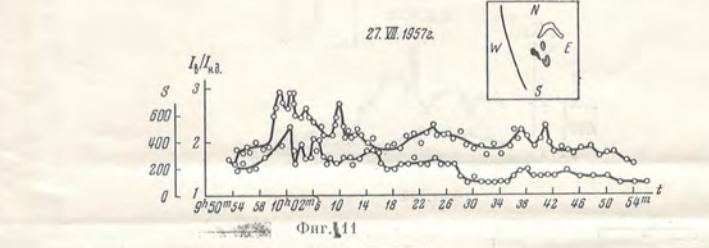
Фиг. 7



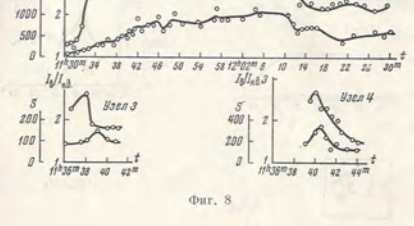
Фиг. 8



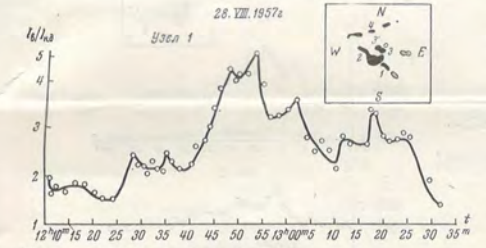
Фиг. 9



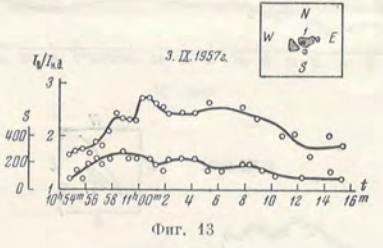
Фиг. 11



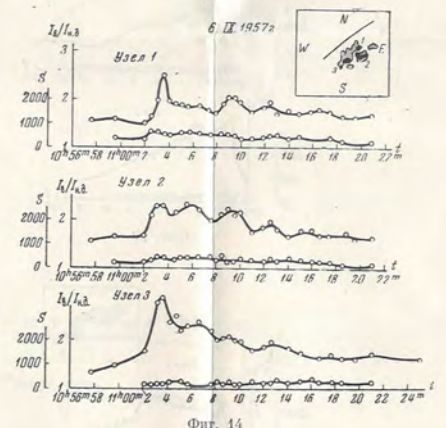
Фиг. 10



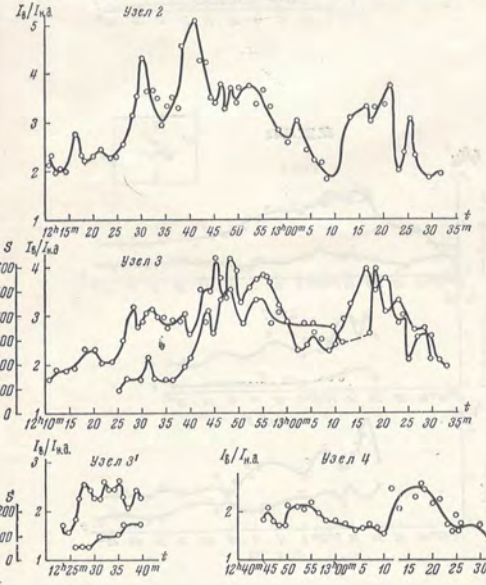
Фиг. 12



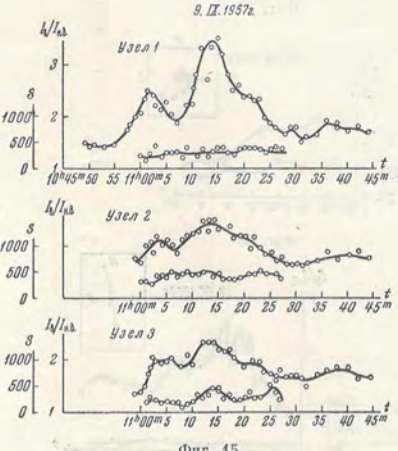
Фиг. 13



Фиг. 14

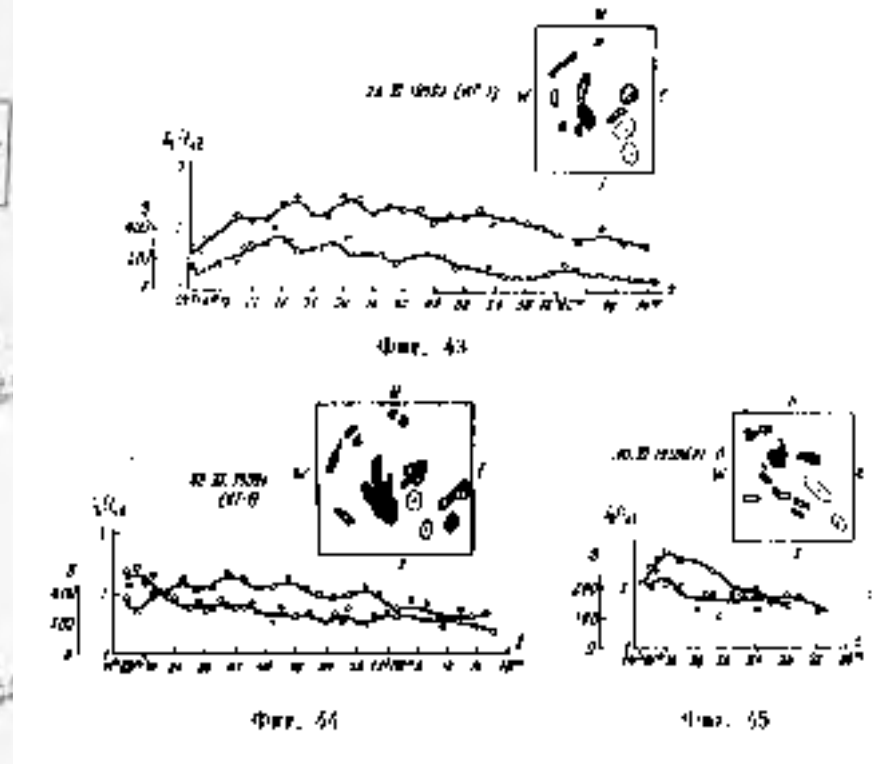
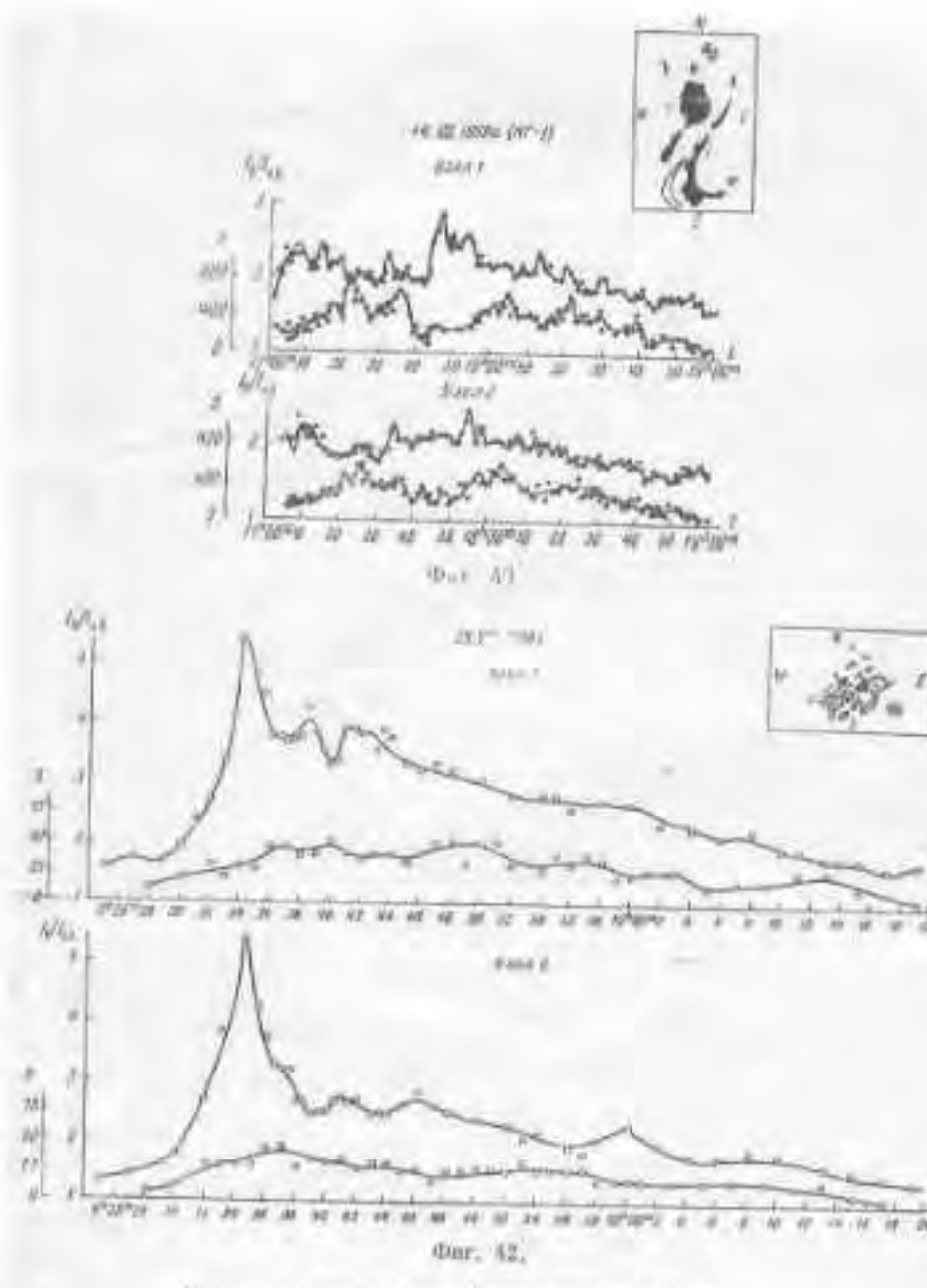
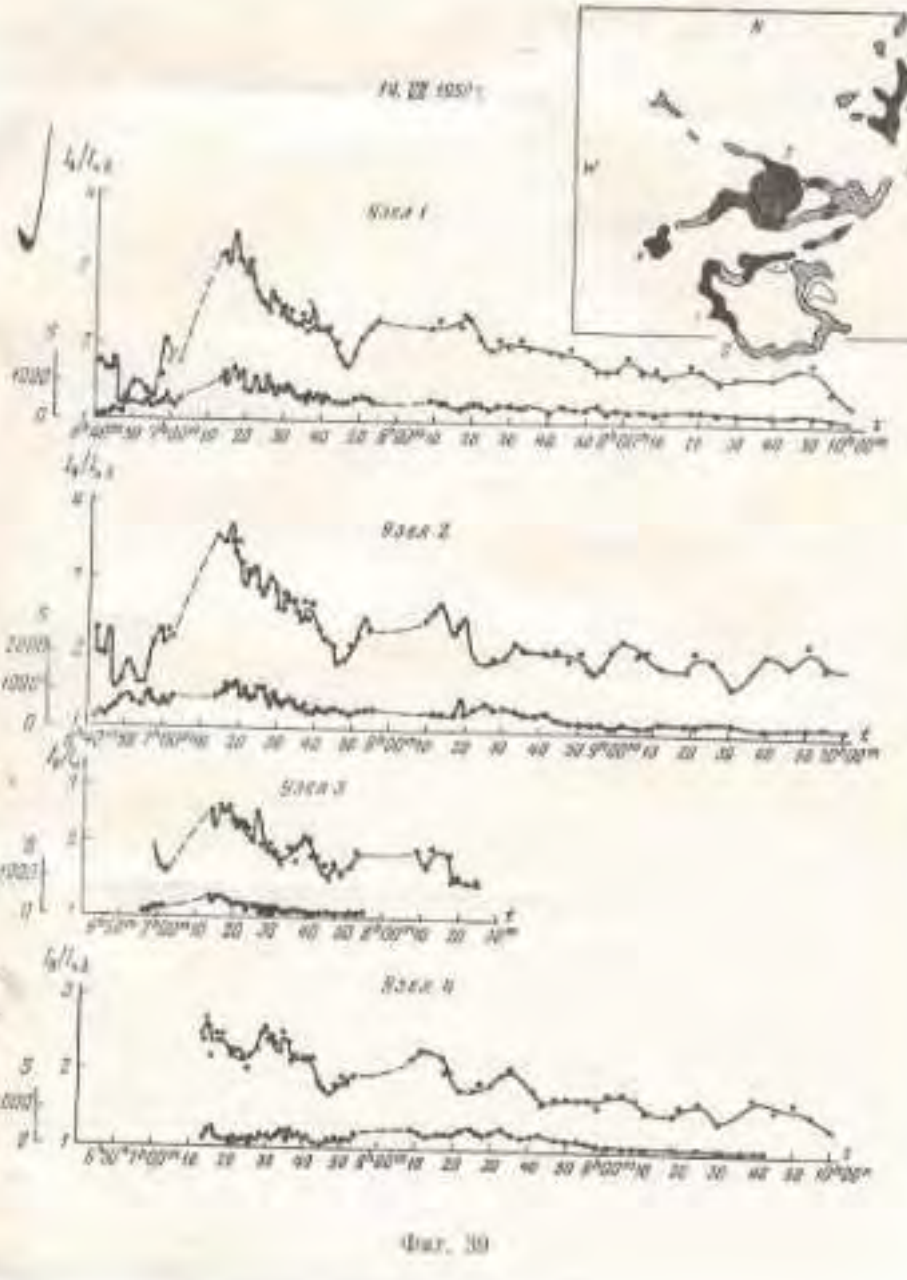
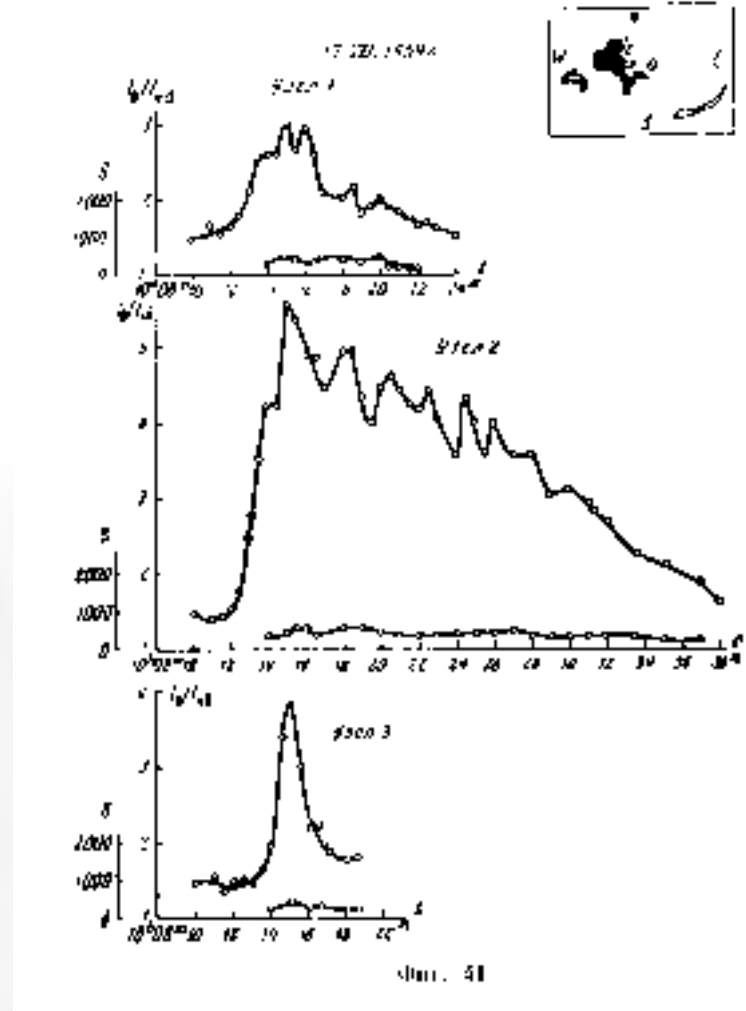
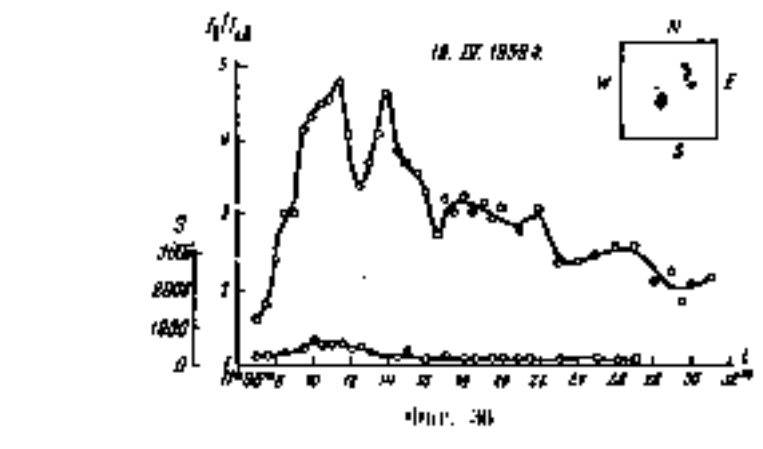
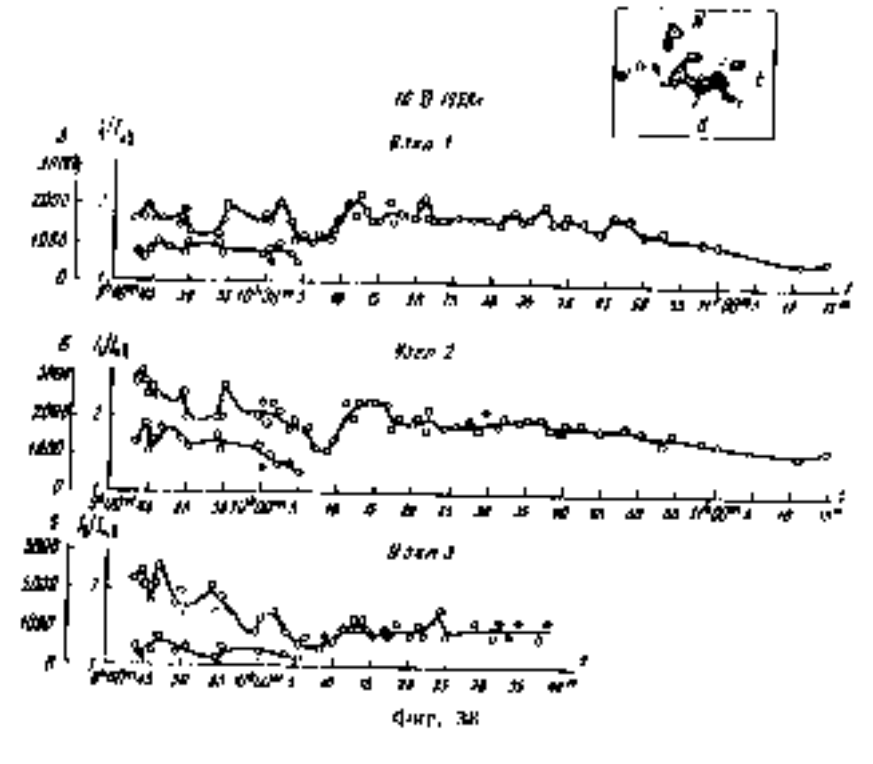
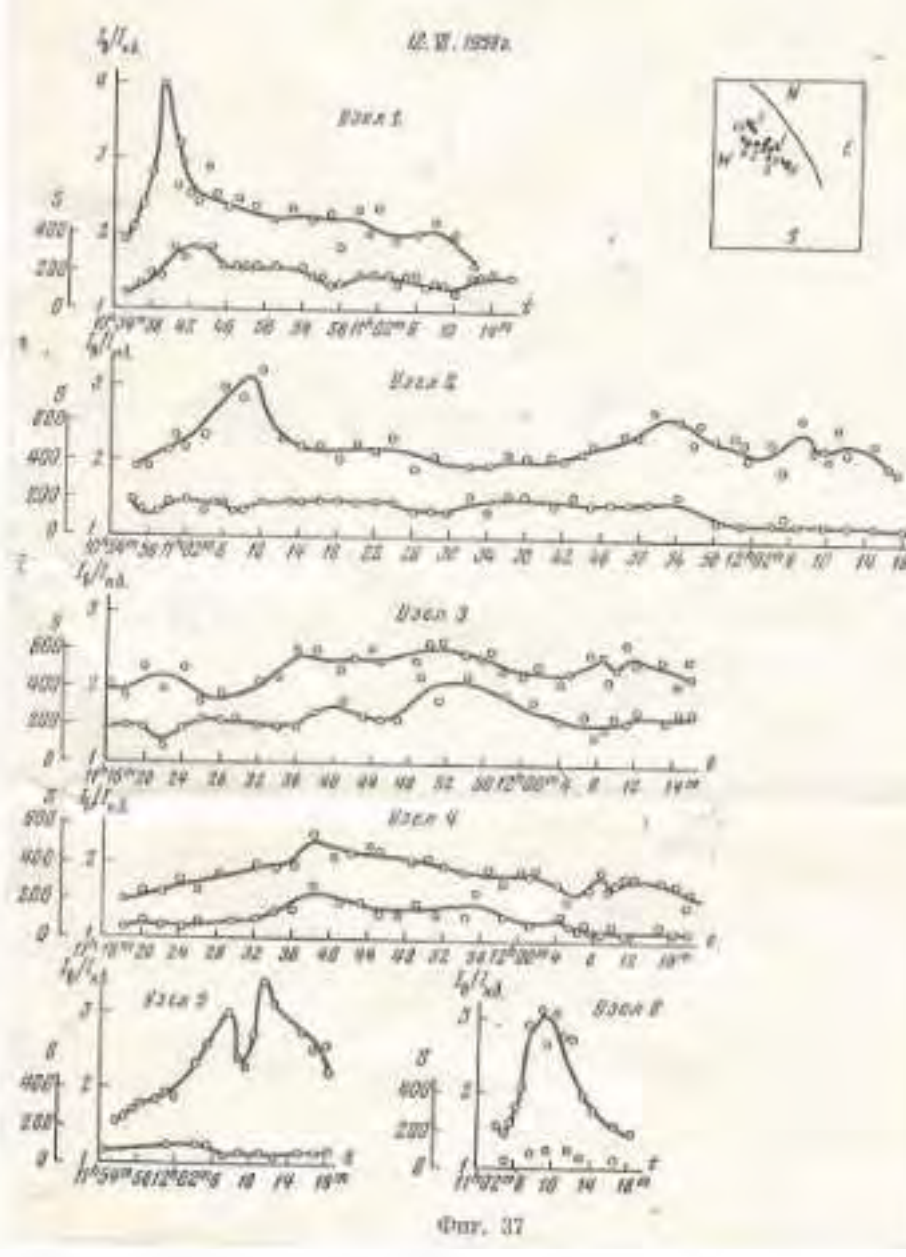
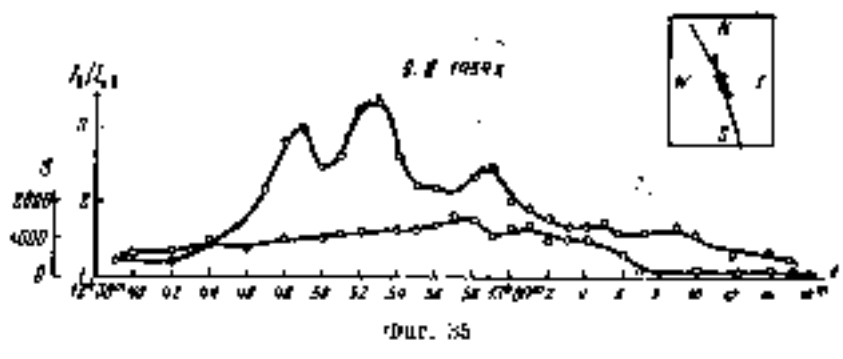
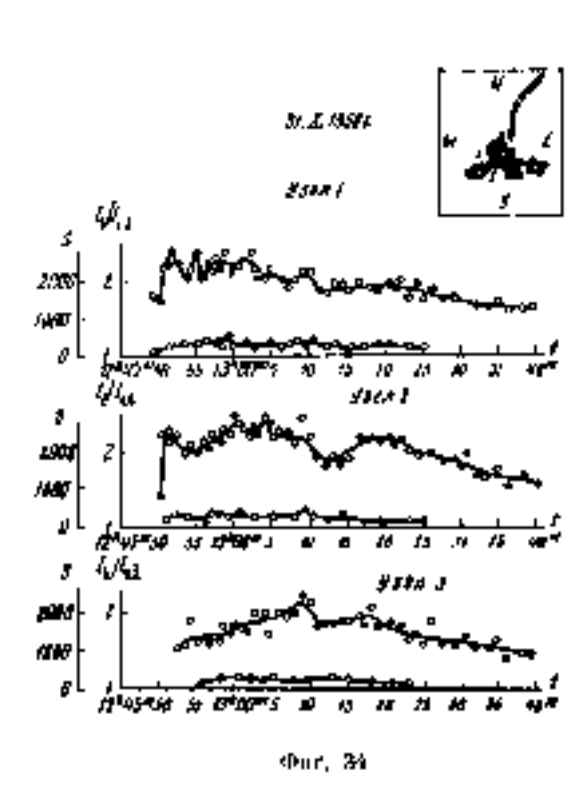
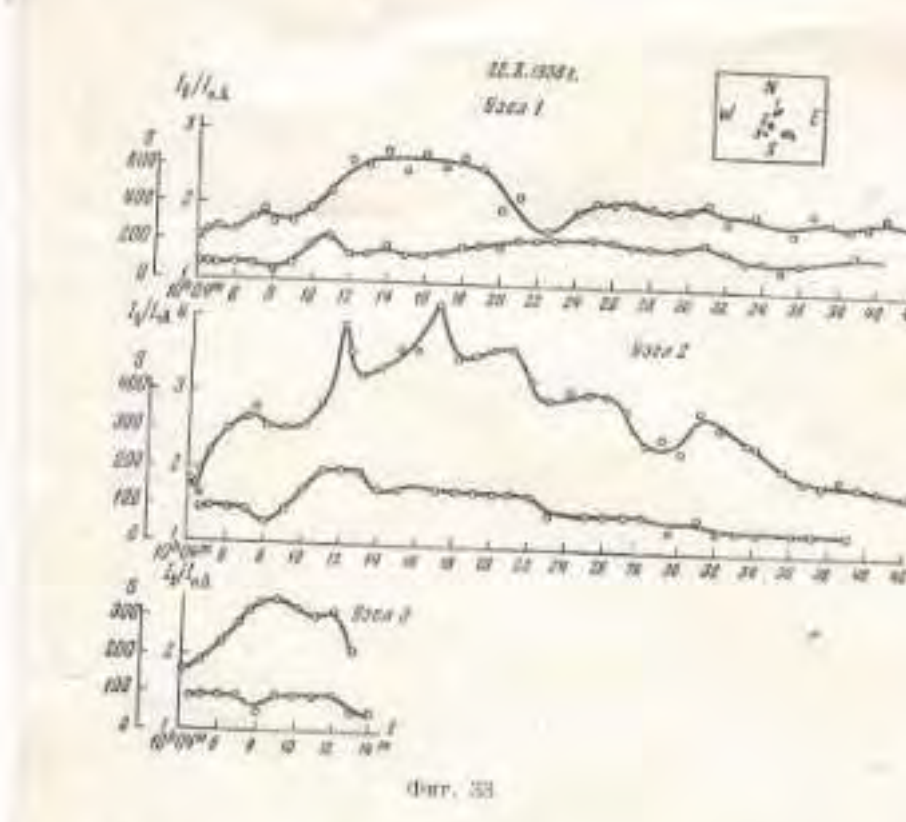
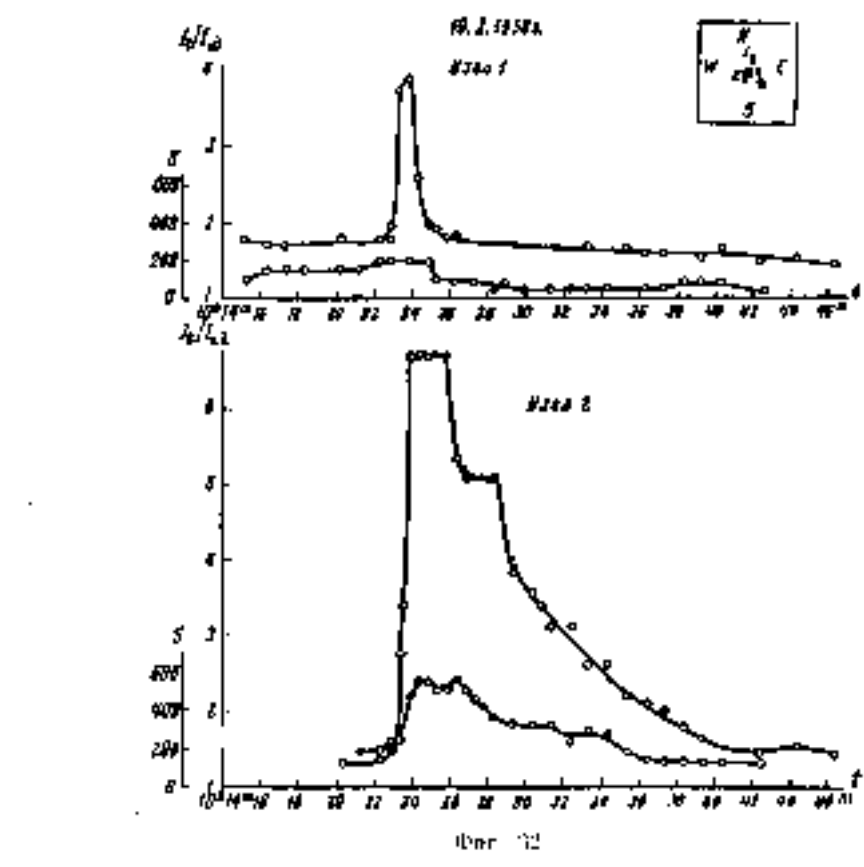


Фиг. 15



Фиг. 16

Кривые развития хромосферных вспышек (I)



Кривые развития хромосферных волнений (III)

Орлова Т. В., Л. М.—Макаренко Л. А., С. А.—Абраменко С. И., М. О.—  
Огирь М. Б., Н. С.—Стешенко Н. Е., Т. Ц.—Цап Т. Т.

Фотографии наиболее интересных вспышек приводятся на фиг. 1 и 2.

## § 2. Кривые развития вспышек и некоторые выводы

На фиг. 3—45 даны графики развития хромосферных вспышек по интенсивности и площади отдельно для каждого узла вспышки. Под кривой изменения интенсивности узла приводится кривая изменения его площади. Надо заметить, что площади вспышек, наблюдаемых на АФР-2, измерены гораздо более неуверенно, чем по наблюдениям на КГ-1, вследствие малого масштаба. Диаметр изображения на АФР-2 равен 17 мм, а на КГ-1—45 мм\*. По оси абсцисс отложено время, общее для обоих графиков. По оси ординат слева отложена шкала интенсивностей, справа — шкала площадей.

Интенсивности вспышек ( $I_v$ ) выражены в единицах интенсивности невозмущенной области Солнца ( $I_{н.д.}$ ), смежной со вспышкой, на том же расстоянии от центра диска и в той же полосе пропускания фильтра, центрированной на линию  $H_\alpha$ .

Площади вспышек выражены в единицах  $0,5 \cdot 10^{-5}$  SD (площади диска).

Схематическое изображение области вспышек дано на эскизах, где приняты следующие обозначения: очаги вспышек — черные области, флоккулы — заштрихованные области; пятна — контуры с точкой внутри; волокна — просто контуры.

Обработке были подвергнуты 44 вспышки (86 узлов), из них 9 были одновременно сняты на обоих инструментах (КГ-1 и АФР-2).

Полученные за весь период МГГ фотометрические кривые яркости 86 вспышек и кривые их площадей (187 узлов) позволили сделать следующие выводы.

1. Характерной особенностью подавляющего большинства вспышек является наличие ярко выраженных колебаний интенсивности и площади, гораздо больших, чем могут дать ошибки измерений. Это отмечается и в работах [3] и [4]. Характер этих пульсаций может быть различным, в частности:

а) вспышки непрерывно пульсируют и при подъеме и при спаде яркости (например, 22.VII 1957, 1.VIII 1957, 6.VI 1958);

б) подъем яркости происходит быстро без пульсаций (например, 24.VI 1957, 3.VII 1957), но спад яркости сопровождается многочисленными всплесками;

в) все узлы пульсируют совершенно синхронно (например, 6.XI 1957, 9.IX 1957), но очень часто такой синхронности нет (например, 28. VIII 1957, 23.XI 1957);

\* В случаях неуверенного измерения площадей на график наносились только кривые яркости

г) наблюдается значительный предмаксимальный всплеск яркости (например, 9.IX 1957, 28.VII 1958, 8.II 1959). Иногда вспышки обладают двойным максимумом (например, 18.IV 1959);

д) нарастание яркости начинается не сразу, а с несколькими всплесками, после чего начинается быстрый подъем (например, 28.VIII 1957);

е) максимум яркости вспышки имеет вид площадки с несколькими колебаниями (например, 3.VII 1957, 11.VII 1958).

Особенно много пульсаций обычно наблюдается на нисходящей ветви кривой яркости вспышки. Последующие пульсации обычно слабее предыдущих, но довольно часто бывает и обратная картина.

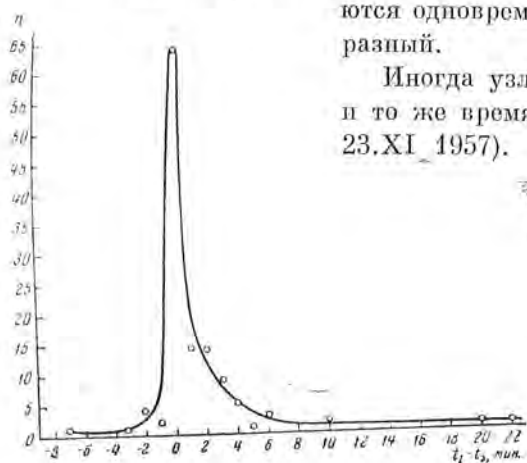
Количество всплесков в разных вспышках бывает самым различным. В некоторых вспышках их мало (например, 9.IX 1957, 23.XI 1957, 6.VI 1958, 12.VI 1959, 9.II 1959, 25.VIII 1959), но иногда число колебаний доходит до 10 и больше (например, 28.VIII 1957, 22.X 1958, 11.VII 1958).

Длительность каждого всплеска тоже бывает различной — от 1 до 18 мин, причем она часто связана с амплитудой всплеска (увеличивается с увеличением амплитуды колебания). Чаще всего длительность всплеска лежит в пределах от 2 до 10 мин.

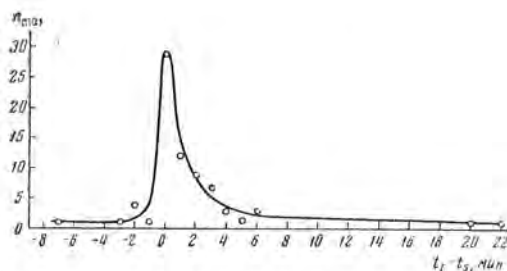
2. Часто узлы одной и той же вспышки развиваются различно. Например, у вспышки 22.X 1958 все узлы возникли в одно и то же время, но узел № 2 и при возгорании и при погасании непрерывно и сильно пульсирует, в то время как узлы № 1 и № 3 развиваются совсем не так бурно.

В некоторых вспышках (например, 12.VI 1959) не все узлы разгораются одновременно, ход интенсивности у них тоже разный.

Иногда узлы вспышки, хотя и возникают в одно и то же время, но развиваются по-разному (напр., 23.XI 1957).



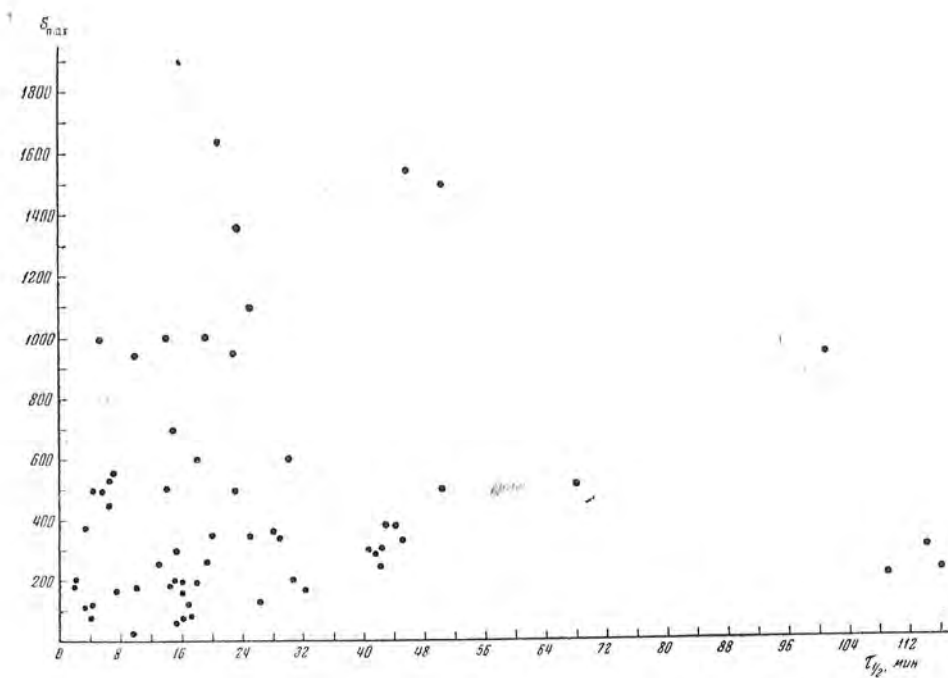
Фиг. 46. Сдвиг фаз  $t_I - t_S$ ;  $n$  — число случаев соответствия моментов изменения  $I$  и  $S$



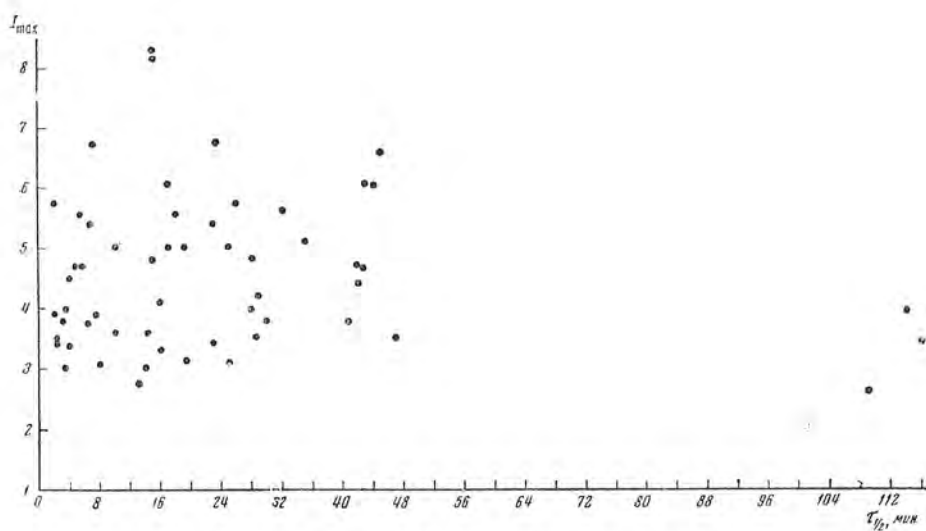
Фиг. 47. Сдвиг фаз  $t_I - t_S$ ;  $n_{\max}$  — число случаев соответствия времени  $I_{\max}$  и  $S_{\max}$

У вспышки 24.VI 1957 оба ее узла разгорелись очень быстро, без колебаний, но после максимума развитие их пошло по-разному. Узел № 1 начал довольно быстро угасать, непрерывно пульсируя, а узел № 2 еще некоторое время сохранял значительную и примерно постоянную яркость, после чего начал быстро угасать и угас одновременно с узлом № 1.





Фиг. 48. Зависимость  $S_{\max}$  от времени жизни



Фиг. 49. Зависимость  $I_{\max}$  от времени жизни

3. Некоторые вспышки имеют характер всплеска без всяких пульсаций яркости (например, 19.X 1958).

4. Рассмотрение пульсаций вспышки в процессе ее развития показывает, что из 121 случая более или менее уверенного сопоставления изменения яркости вспышек и соответствующих изменений площадей (фиг. 46) в 64 случаях расширение узла происходило одновременно с нарастанием яркости. В 49 случаях яркость нарастала раньше, чем расширение. И только в 8 случаях сначала происходило расширение, а затем увеличение яркости в узле вспышки.

Сопоставление моментов максимальной яркости вспышки и ее максимальной площади (75 уверенных случаев) показывает (фиг. 47), что было 7 случаев опережения времени максимальной площади по сравнению со временем максимальной яркости, 29 случаев совпадения этих моментов и 39 случаев опережения моментов достижения вспышкой максимальной яркости по сравнению с моментом достижения максимальной площади.

Таким образом, если на кривых яркости вспышек в  $N_{\alpha}$  видны колебания, то соответствующие им колебания площади чаще всего или происходят в один и тот же момент или отстают (преимущественно на 1, 2, 3 мин). Этот вывод согласуется с выводом Е. Ф. Шапошниковой в работе [5].

5. Промежуток времени, в течение которого вспышка достигает своей максимальной яркости, совпадает с промежутком времени, в течение которого вспышка достигает максимальной площади.

Замечено, что в значительном числе случаев увеличение области, занимаемой разгорающейся вспышкой, начинается несколько позднее, чем увеличение яркости. Время этого запаздывания обычно совпадает с запаздыванием во времени между  $S_{\max}$  и  $I_{\max}$ .

6. Если вместо полной длительности вспышки, определяемой довольно неуверенно, ввести в рассмотрение, как это сделано А. Б. Северным и Е. Ф. Шапошниковой [5], „время жизни“  $\tau_{1/2}$  вспышки, которое представляет собой промежуток времени между последовательными значениями интенсивности  $\frac{1}{2} I_{\max}$  вспышки до ее максимума и после него, то можно, как и в работе [5], получить зависимость между максимальной площадью вспышки и  $\tau_{1/2}$ . График этой зависимости на фиг. 48 показывает наличие двух областей. Интерпретация графика требует дальнейшего уточнения.

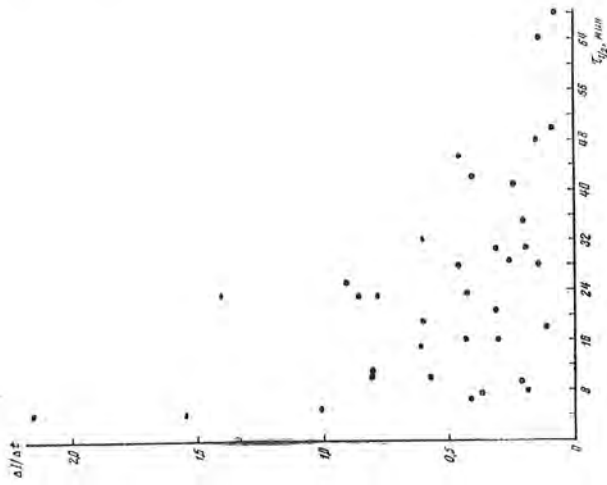
7. Фиг. 49 подтверждает вывод работы [5] о том, что зависимости между максимальной яркостью вспышки и ее временем жизни нет.

Нет зависимости и между  $\frac{I_{\max} - I_0}{\Delta t_{\text{разгор}}}$ ,  $\frac{S_{\max} - S_0}{\Delta t_{\text{расшир}}}$ , с одной стороны, и  $\tau_{1/2}$  — с другой (фиг. 50 и 51).

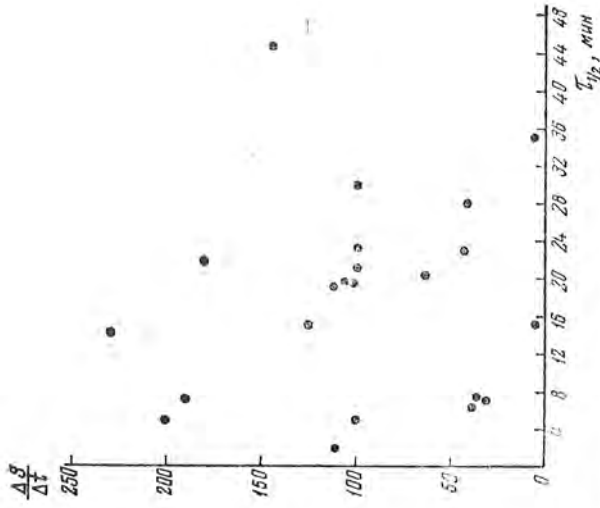
8. Четкой зависимости между временем разгорания вспышки и временем ее жизни нет (фиг. 52). Однако можно сказать, что чем быстрее разгорается вспышка, тем больше ее время жизни.

9. Подтверждается вывод работы [5] о том, что нет никакой зависимости между максимальной площадью и максимальной яркостью вспышки (фиг. 53).

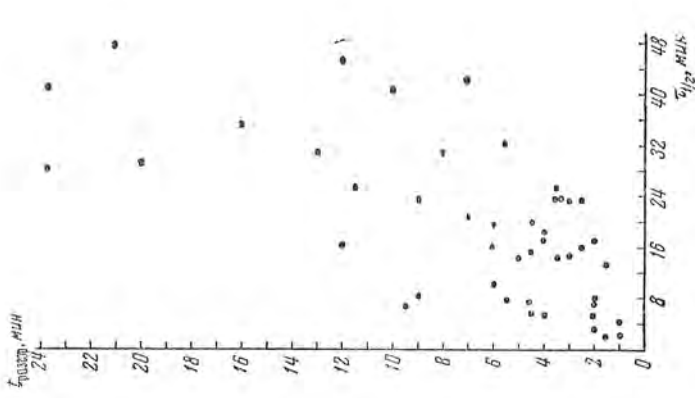
10. Яркости и площади вспышек заключены в широких пределах.



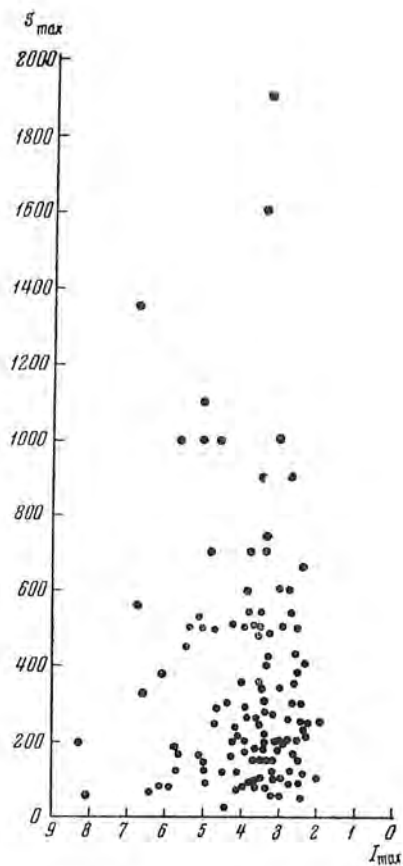
Фиг. 50. Зависимость скорости разгорания от времени жизни  $\tau_{1/2}$



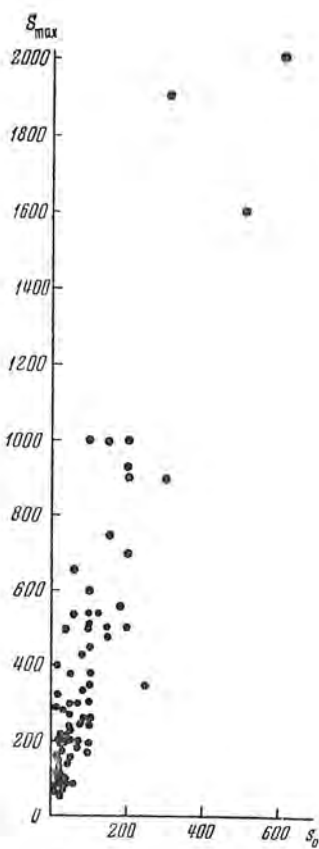
Фиг. 51. Зависимость скорости расширения от времени жизни  $\tau_{1/2}$



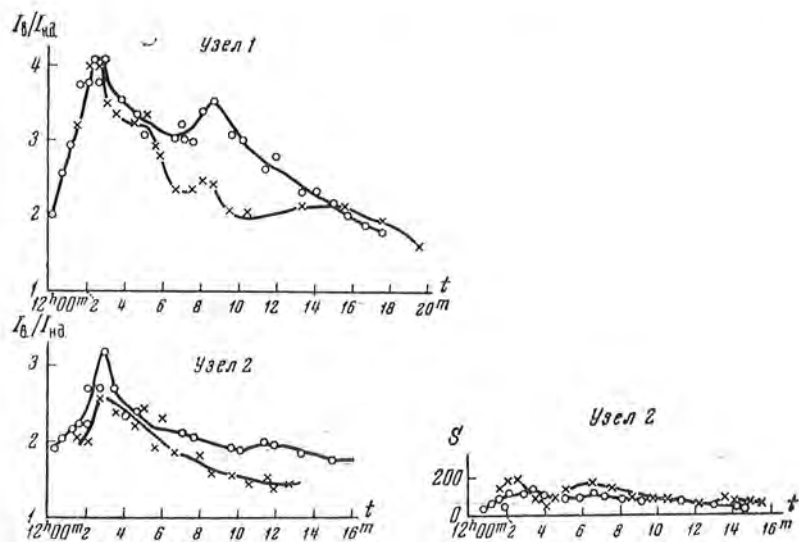
Фиг. 52. Зависимость времени разгорания от времени жизни  $\tau_{1/2}$



Фиг. 53. Зависимость  $I_{\max}$  от  $S_{\max}$

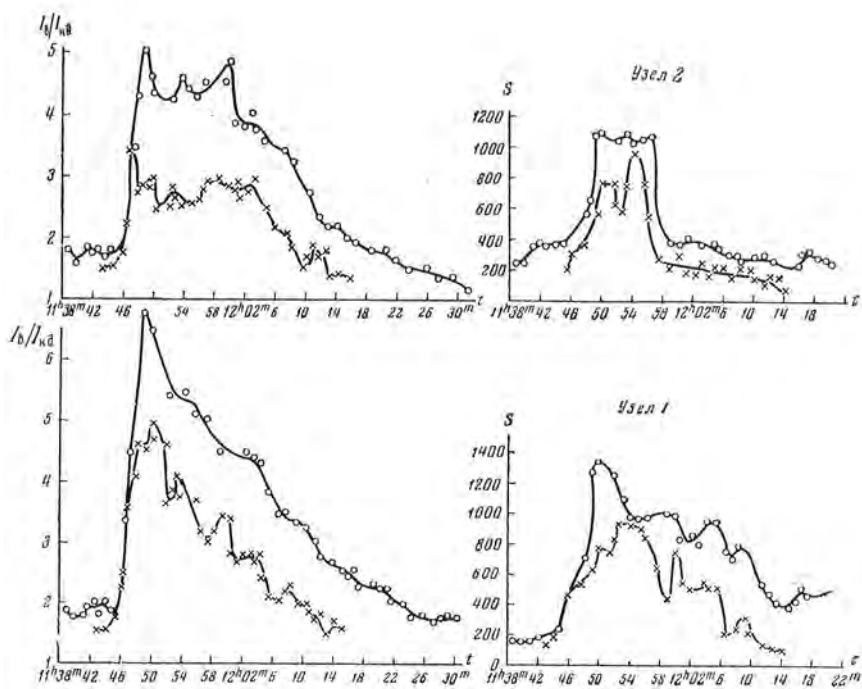


Фиг. 54. Зависимость  $S_{\max}$  от  $S_0$

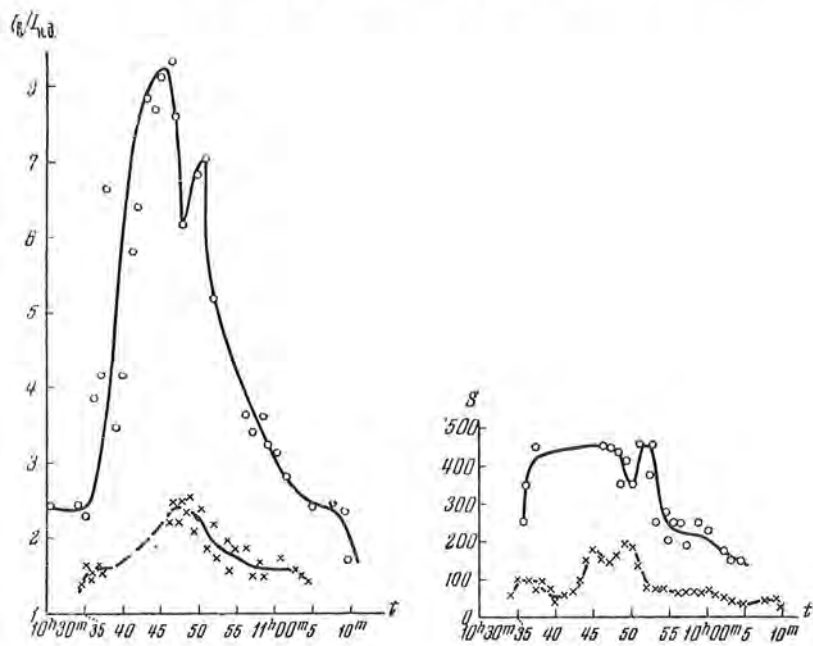


Фиг. 55. Сравнение кривых развития весышки 4.VI 1957 г.

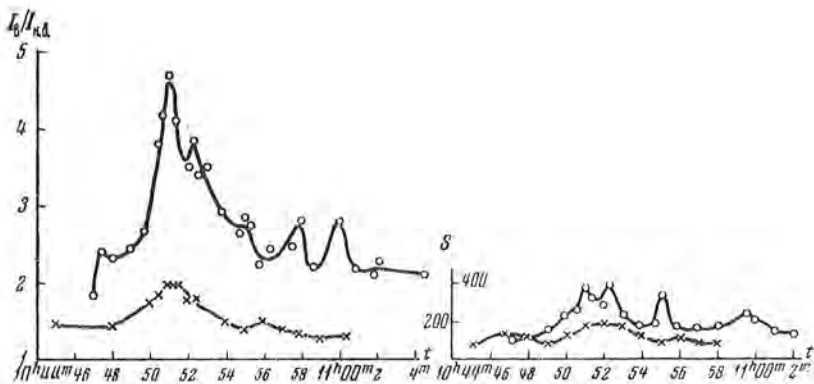
Кружки — КР-1, крестики — АФР-2



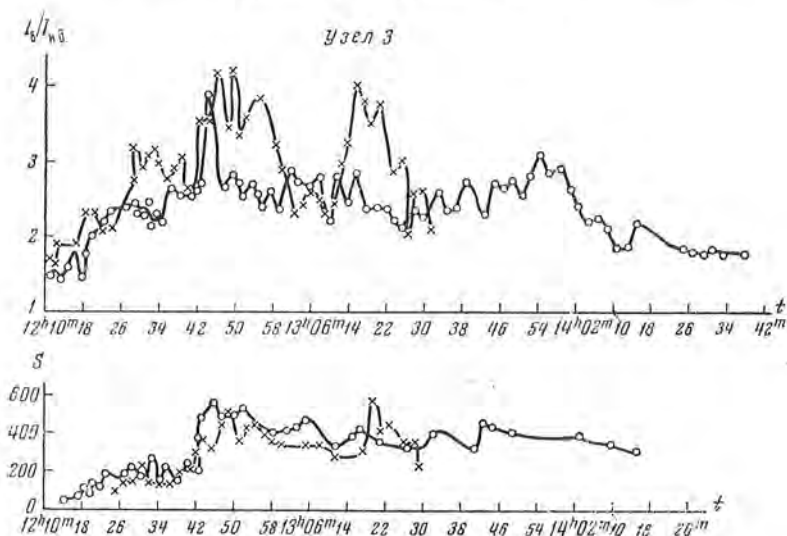
Фиг. 56. Сравнение кривых развития вспышки 24.VI 1957 г.  
Кружки — КГ-1; крестики — ДФР-2



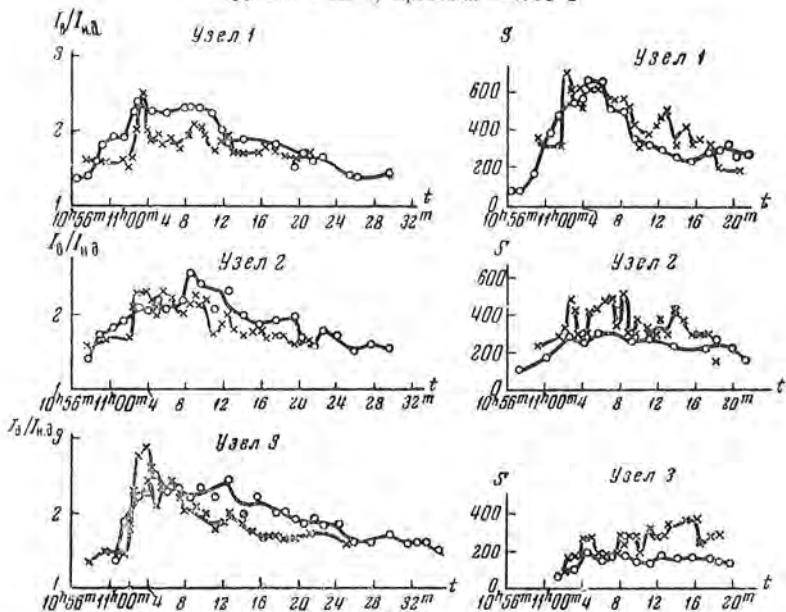
Фиг. 57. Сравнение кривых развития вспышки 16.VII 1957 г.  
Кружки — КГ-1; крестики — ДФР-2



Фиг. 58. Сравнение кривых развития вешки 21.VII 1957 г.  
Кружки — КГ-1; крестики — АФР-2



Фиг. 59. Сравнение кривых развития вешки 28.VIII 1957 г.  
Кружки — КГ-1; крестики — АФР-2



Фиг. 60. Сравнение кривых развития вешки 6.IX 1957 г.  
Кружки — КГ-1; крестики — АФР-2

Отношение яркости вспышки к яркости соседней невозмущенной области хромосферы Солнца чаще всего заключено в пределах от 2,5 до 5.

Максимальные площади чаще всего заключены в пределах от  $50 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6}$  SD ( $378 \cdot 10^5$  км<sup>2</sup>) до  $550 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6}$  SD ( $415 \cdot 10^6$  км<sup>2</sup>) (фиг. 54).

Начальные площади вспышек чаще всего заключены в пределах от  $20 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6}$  SD до  $200 \cdot 0,5 \cdot 10^{-6}$  SD. Большие начальные площади довольно редки.

На фиг. 54 видно, что вспышки, обладающие одинаковыми  $S_0$ , достигают самых разных  $S_{\max}$ .

Время разгорания вспышек до максимального значения чаще всего заключено в пределах от 2 до 10 мин. Скорости расширения вспышек бывают самыми различными. Минимальная наблюдаемая скорость расширения равна  $151 \cdot 10^4$  км<sup>2</sup>/мин, максимальная —  $222 \cdot 10^5$  км<sup>2</sup>/мин.

### § 3. Сравнение вспышек, наблюдаемых на КГ-1 и на АФР-2

Девять вспышек одновременно наблюдались на обоих инструментах (КГ-1 и АФР-2). Мы провели сравнение кривых яркости и площади для этих вспышек для случаев наиболее уверенного соответствия узлов вспышек друг другу на разных пленках (фиг. 55—63).

Сравнение показывает, что в подавляющем большинстве случаев интенсивности, полученные по наблюдениям на КГ-1, выше, чем интенсивности, полученные по наблюдениям на АФР-2.

Площади тоже обнаруживают большие различия.

Возможные причины таких существенных расхождений были подробно рассмотрены в работе [2]. Надо только добавить, что, как уже указывалось выше, фильмы вспышек, снятых на АФР-2, несколько передержаны, что, конечно, сказалось на величине полученной яркости.

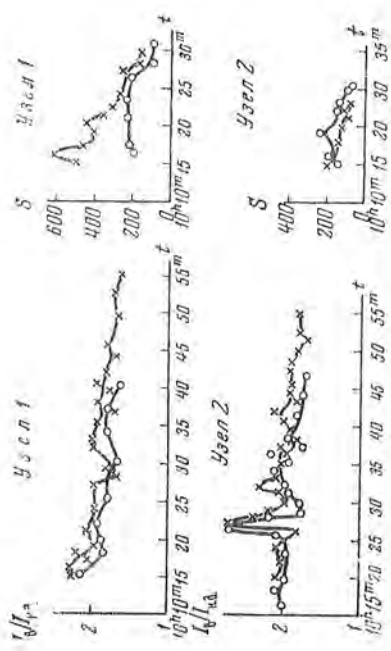
### Заключение

Полученный на Крымской астрофизической обсерватории материал наблюдений в виде фильмов хромосферных вспышек, патруль за которыми велся по программе МГГ, позволил отметить ряд закономерностей в развитии хромосферных вспышек. Кроме того, получены некоторые физические величины, характеризующие вспышки. Все это может оказаться полезным при рассмотрении физических процессов во вспышках.

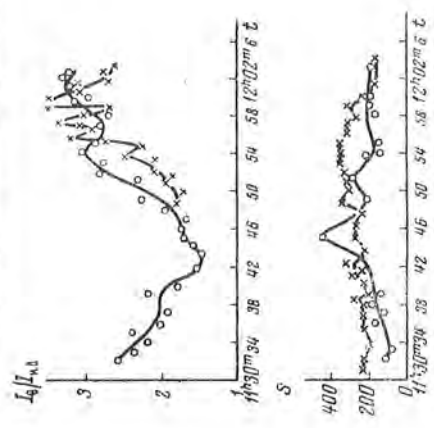
Следует отметить, что полученный фотометрический материал позволил получить достаточно надежный результат по ходу развития интенсивности и площади вспышек, но само значение яркости определяется не вполне уверенно. Об этом говорят результаты сравнения одних и тех же вспышек, снятых на разных инструментах, и анализ причин (см. [2]), могущих привести к неточной регистрации яркости вспышки на фильме.

Выражаем благодарность Т. В. Орловой за получение материала наблюдений, а также С. И. Абраменко, Н. В. Годовникову, А. Е. Балковому за помощь в оформлении работы.

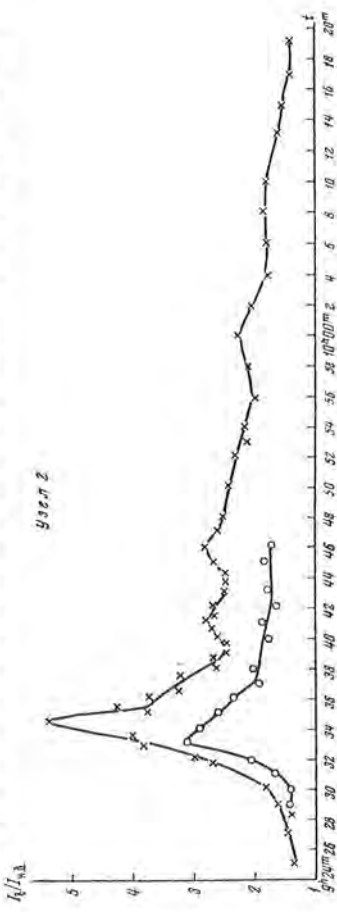
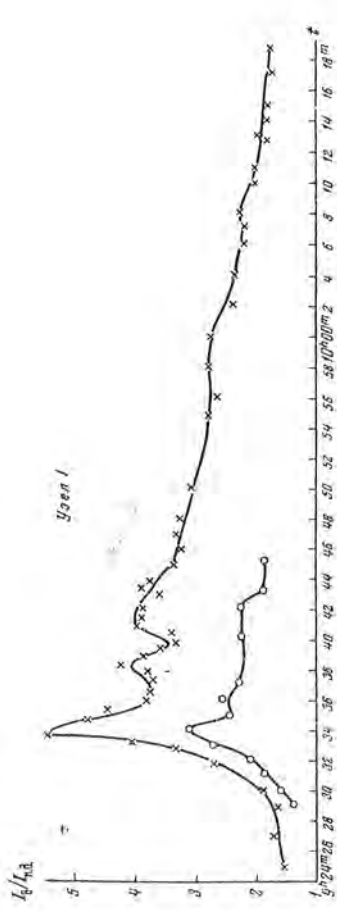
19 мая 1960 г.



Фиг. 61. Сравнение кривых развития вешки 19.X.1957 г.  
 Круги — КГ-1; крестики — АФР-2



Фиг. 62. Сравнение кривых развития вешки 14.IX.1958 г.  
 Круги — КГ-1; крестики — АФР-2



Фиг. 63. Сравнение кривых развития вешки 25.VIII.1959 г.  
 Круги — КГ-1; крестики — АФР-2



## Л и т е р а т у р а

1. Е. Ф. Шапошникова и М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 412, 1957.
2. С. И. Абраменко, Э. Е. Дубов, М. Б. Огирь, Н. Е. Стещенко, Е. Ф. Шапошникова, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 341, 1960.
3. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 235, 1960.
4. Е. Ф. Шапошникова. Наст. том, стр. 122.
5. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крым. астрофиз. обс., 12, 3, 1954.

ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ  
ФЛОККУЛОВ В ЛИНИИ  $K_{232} \text{Ca}^+$ 

Т. Т. Цап

Исследуются продолжительность жизни и относительные движения ярких узелков тонкой структуры флоккулов. Установлено, что средняя продолжительность жизни исчезающих и возникающих узелков равна  $1^h$ . Перемещение узелков друг относительно друга происходит со средней скоростью  $100 \pm 30 \text{ м/сек}$ . Наибольшая наблюдавшаяся относительная скорость узелков равна  $270 \text{ м/сек}$ .

CHARACTERISTIC FEATURES OF THE FINE STRUCTURE OF FLOCCULI IN THE  $K_{232} \text{Ca}^+$  LINE, by T. T. Tsap.— The life-time and relative motions of bright knots of the fine structure of flocculi are studied. It is found that the average life-time of appearing and disappearing knots is  $1^h$ . The knots move relative to one another with a mean velocity  $100 \pm 30 \text{ m/sec}$ . The largest observed relative velocity of knots is  $270 \text{ m/sec}$ .

Г. Хел и Ф. Элерман [1], а также Л. д'Азамбюжа [2] показали, что при хороших изображениях и высокой разрешающей способности спектрогелиографа ( $< 1''$ ) выявляется гранулярная структура кальциевых флоккулов. Как отметил Г. Делявдр [3], яркие гранулы объединяются в группы, образуя кольца округлой формы.

Несмотря на то, что со времени появления этих работ прошло много времени, материал наблюдений о поведении элементов тонкой структуры хромосферы далеко недостаточен. Трудность подобных наблюдений состоит в том, что для получения надежных сведений о структуре, времени жизни и движении отдельных элементов необходимы хорошие изображения в течение длительного времени. Обычно хорошие изображения имеют место с восходом Солнца и сохраняются не больше 1—2 часов. Затем быстро происходит ухудшение видимости из-за развития турбулентных движений в атмосфере Земли и прогрева оптических деталей инструмента.

В 1959—1960 гг. на двойном спектрогелиографе башенного солнечного телескопа обсерватории [4] в дни с хорошими изображениями В. Е. Степановым получены несколько серий спектрогелиограмм в линиях  $K \text{Ca}^+$  и  $H_\alpha$  с диаметром изображения Солнца  $110 \text{ мм}$ . Съемка велась в утреннее время, обычно в течение двух часов, так как позже изображения заметно ухудшались. Иногда удавалось получать спектрогелиограммы утром следующего дня. Наименьший интервал между двумя последую-



Фиг. 1. Спектротгелиограмма в линии  $K_{232}$ , показывающая тонкую структуру флоккула.  
Масштаб 1 мм = 5"

щими спектрогелиограммами равен 10 мин. В табл. 1 дан список спектрогелиограмм, которые были использованы в настоящей работе.

Таблица 1

Дата	Номер спектрогелиограммы	Время наблюдений (моск.время)	Качество изображения в 10-балльной шкале
30. III 1959	660	7 30	10
	661	7 40	9
	662	8 07	8
	663	8 35	8
	664	8 50	7
	665	9 03	6
	666	9 30	8
27. IV 1960	885	6 59	8
28. IV 1960	891	6 33	10

Балл 10 соответствует наилучшим изображениям, когда наблюдались детали в структуре хромосферы диаметром 1", балл 6 — наихудшим, при которых не наблюдалась структура меньше 2".

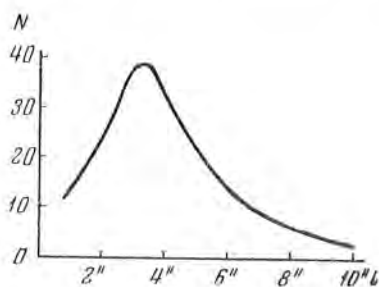
Цель настоящей статьи — изучение поведения элементов тонкой структуры флоккулов в К-линии  $\text{Ca}^+$ . Так как ширина выходной щели спектрогелиографа для К-линии была выбрана 0,32 Å, то спектрогелиограммы получались в спектральном участке, внутри которого сосредоточена наиболее яркая эмиссия центральной части линии, т. е. в  $\text{K}_{232}$ .

### § 1. Частота встречаемости узелков разных размеров и их продолжительность жизни

Изучение спектрогелиограмм показывает, что флоккулы состоят из отдельных ярких узелков, размеры которых находятся в интервале от 1 до 10" (см. фиг. 1). Узелки обычно объединяются в группы и цепочки, образуя кольца неправильной формы, в центре которых находятся темные области.

Мы подсчитали частоту встречаемости узелков разных размеров по спектрогелиограммам при изображениях балла 10. На фиг. 2 по оси абсцисс отложены размеры узелков, а по оси ординат их число в области флоккулов. Как мы видим, наибольшая частота встречаемости приходится на узелки с диаметром в 3—4". Относительная величина площади, занимаемой яркими узелками во флоккуле, составляет 16 %.

На фиг. 3 приведены спектрогелиограммы от 30. III 1959 г. Наиболее крупные узелки с диаметром 7—8", как видно из фиг. 3, сохраняют свою форму и положение в течение всего интервала времени наблюдений



Фиг. 2. Зависимость между частотой встречаемости узелков от их размеров

(2 часа). Однако на спектрограммах, снятых с интервалом времени в одни сутки фиг. 4, нет ни одной общей детали. В течение этого времени тонкая структура флоккула полностью обновилась с сохранением общего очертания флоккула. Чтобы получить более определенные данные относительно продолжительности жизни отдельных объектов тонкой структуры, мы определяли:  $n_1$  — число узелков, которые возникли и исчезли;  $n_2$  — число узелков, только возникших, и  $n_3$  — число узелков, только исчезнувших в разные интервалы времени наблюдений. Для исследуемых флоккулов в среднем оказалось, что  $n_2 < n_3$ , т. е. исчезновение узелков наблюдалось более часто. Возможно, что это явление зависит от стадии и характера развития флоккулов, и мы наблюдали флоккулы в период их относительного угасания.

Особенно интересным является тот факт, что появление и исчезновение узелков обычно локализовано в отдельных участках флоккула, что показывает неравномерность активности флоккула в различных его частях. На фиг. 3,б такой участок особой изменчивости тонкой структуры отмечен квадратом.

На фиг. 5 представлены кривые изменения  $n_1$  и  $n = \frac{n_2 + n_3}{2}$  в зависимости от интервала времени наблюдения  $t$  для флоккула, наблюдавшегося 30.III 1959 г. (см. фиг. 3). Кривая I дает изменение  $n_1$ , кривая II — изменение  $n$ .

На фиг. 6 дано изменение отношения  $n_1/n$  в зависимости от  $t$ . Кривую фиг. 6 мы использовали для определения распределения по продолжительности жизни тех узелков, которые появлялись и исчезали.

Вначале допустим, что все крупные узелки имеют одинаковую продолжительность жизни  $\tau$ . Обозначим через  $t$  интервал времени наблюдений. Очевидно, что число благоприятствующих случаев наблюдения появления и исчезновения узелков за интервал времени  $t$  будет пропорционально

$$\begin{aligned} w &= t - \tau \text{ для } \tau < t, \\ w &= 0 \text{ для } \tau > t. \end{aligned}$$

Число же благоприятствующих случаев наблюдения только исчезновения или только появления узелков будет пропорционально  $t$ . Следовательно, отношение

$$\frac{n_1}{n} = \frac{t - \tau}{t}. \quad (1)$$

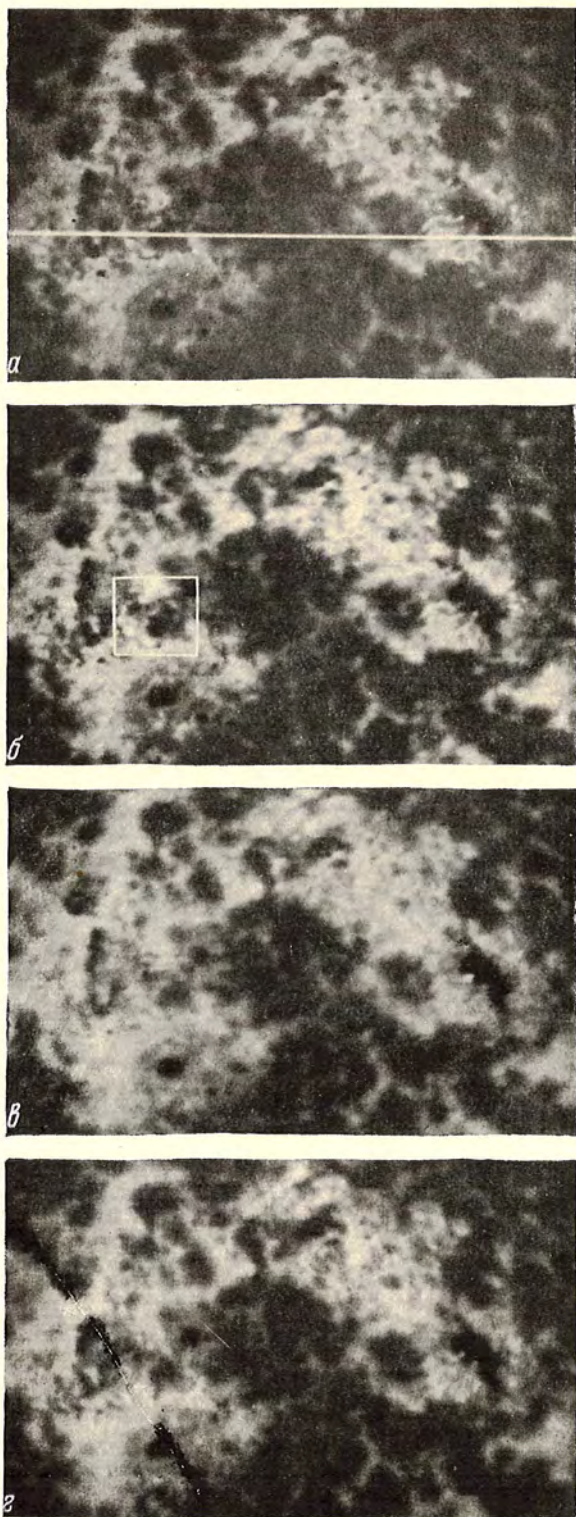
Предположим, что частоты распределения узелков по продолжительности жизни можно представить функцией Пирсона типа III [5] и [6]:

$$dN = Nc \tau^p e^{-\gamma\tau} d\tau. \quad (2)$$

Тогда для отношения  $n_1/n$  можно написать следующее выражение:

$$\frac{n_1}{n} = \frac{\int_0^t (t - \tau) \tau^p e^{-\gamma\tau} d\tau}{t \int_0^\infty \tau^p e^{-\gamma\tau} d\tau}. \quad (3)$$

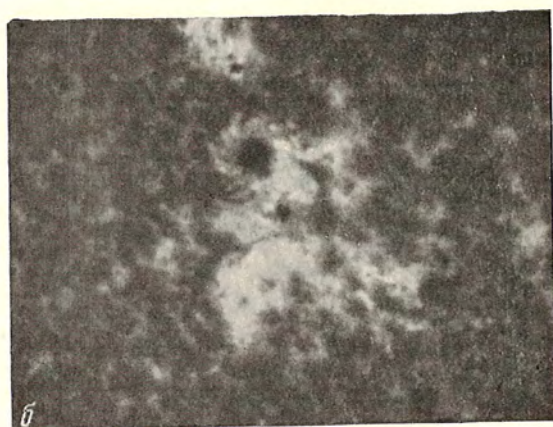
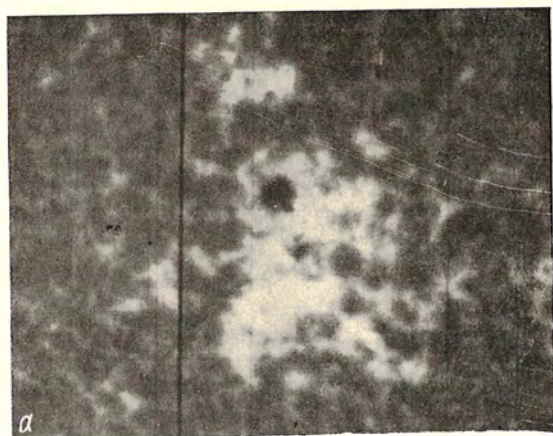
Используя график фиг. 5, можно наилучшим образом подобрать параметры  $p$  и  $\gamma$ , определяющие распределение (2).



Фиг. 3. Спектрогелиограммы от 30. III. 1959 г.

$a-7^{\text{h}} 30^{\text{m}}$ ,  $б-7^{\text{h}} 40^{\text{m}}$ ,  $в-8^{\text{h}} 35^{\text{m}}$ ,  $г-9^{\text{h}} 30^{\text{m}}$ .

Масштаб 1 мм = 5"



Фиг. 4. Спектрогелиограммы сняты:

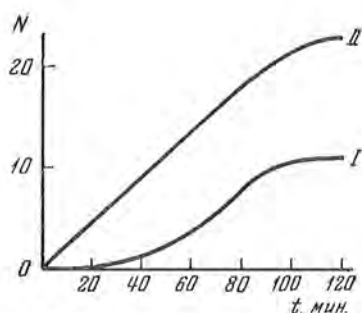
а) 27. IV. 1960 г. в 6<sup>h</sup> 59<sup>m</sup>, б) 28. IV. 1960 г. в 6<sup>h</sup> 33<sup>m</sup>.  
Масштаб 1 м.м.=5"

Результаты вычислений представлены в табл. 2, где в первом столбце указан интервал наблюдений, во втором — наблюдаемое отношение  $n_1/n$ , в третьем, четвертом и пятом столбцах — вычисленные отношения  $n_1/n$  при  $p=1$  и  $\gamma = \frac{1}{30} \text{ мин}^{-1}$ ,  $\gamma = \frac{1}{35} \text{ мин}^{-1}$  и  $\gamma = \frac{1}{40} \text{ мин}^{-1}$ .

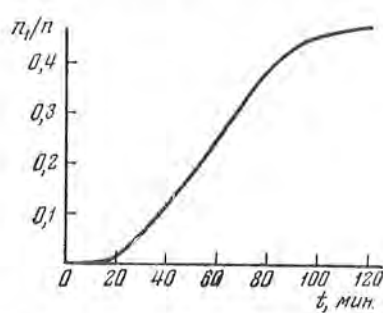
Таблица 2

$t, \text{ мин}$	$n_1/n$			
	наблюденные	вычисленные		
		$\gamma=30^{-1}$	$\gamma=35^{-1}$	$\gamma=40^{-1}$
65	0,29	0,29	0,25	0,23
95	0,46	0,44	0,39	0,37
120	0,48	0,53	0,47	0,42

Из таблицы следует, что выражение (3) очень чувствительно к величине параметра  $\gamma$ , определяющего продолжительность жизни. Наилучшее согласие с наблюдениями отмечается при  $\gamma = 1/30 \text{ мин}^{-1}$ .



Фиг. 5. Изменение  $n_1$  (кривая I) и  $n$  (кривая II) в зависимости от времени



Фиг. 6. Изменение отношения  $\frac{n_1}{n}$  в зависимости от времени

Следовательно, средняя продолжительность жизни тех узелков, которые исчезали и появлялись, равна

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} \tau^2 e^{-\frac{\tau}{30}} d\tau}{\int_0^{\infty} \tau e^{-\frac{\tau}{30}} d\tau} = \frac{2}{\gamma} = 60 \text{ мин.}$$

В области флоккула, где производился подсчет узелков, их общее число было равно 220. Однако число  $n_1 + n$  за 2 часа оказалось равным 33. Это указывает на существование узелков со значительно большей продолжительностью жизни, однако не превосходящей 24 часов.

По-видимому, существует второе распределение по времени жизни с  $\gamma \ll \frac{1}{30} \text{ мин}^{-1}$ . Для выявления этой группы необходимы интервалы наблюдений с хорошими изображениями порядка 6 часов, что можно сделать, используя спектрогелиограммы, полученные на разных обсерваториях с соответствующей разницей долгот.



## § 2. Относительные движения узелков

Известно, что общие очертания флоккулов совпадают с находящимися под ними факелами. Исследование вращения Солнца по различным объектам [7] показало, что как флоккулы, так и факелы имеют в среднем примерно одну и ту же скорость вращения, равную скорости вращения, определяемую по пятнам; факелы и флоккулы как бы следуют за пятнами.

Определение движения узелков относительно пятен представляет значительные трудности, так как форма ядра пятна в линии  $K_{232}Ca^+$  меняется. Поэтому в настоящей работе мы ставили целью определить только перемещение отдельных узелков друг относительно друга в картинной плоскости. Так как на спектрогелиограммах снимались флоккулы в центральных частях диска Солнца, то эти перемещения с достаточной степенью точности можно считать перемещением их на поверхности Солнца друг относительно друга в тангенциальном направлении.

Мы провели зарисовки узелков во флоккулах при 10-кратном увеличении, используя спектрогелиограммы, снятые с интервалом времени в 1 час. 23 мин. При этом более ранние спектрогелиограммы, снятые с восходом Солнца, были исключены, для того, чтобы явление рефракции не сказалось на результатах измерений. Чтобы повысить точность измерений, каждый из участков флоккула с узелками зарисовывался по 10 раз. Примеры измерений расстояний (в миллиметрах) между шестью парами узелков приведены в табл. 3.

Таблица 3

Номер измерения	1 и 2		1 и 3		1 и 6		1 и 7		2 и 3		3 и 4	
	8 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup>	9 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup>	8 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup>	9 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup>	8 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup>	9 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup>	8 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup>	9 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup>	8 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup>	9 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup>	8 <sup>h</sup> 07 <sup>m</sup>	9 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup>
1	73,2	73,8	114,0	114,9	30,2	31,4	96,2	98,0	54,1	54,9	79,7	78,6
2	73,4	74,1	114,2	114,2	30,0	30,8	97,0	98,0	54,6	54,5	79,8	79,4
3	73,3	74,0	114,5	113,9	30,3	30,8	97,2	98,2	54,9	54,3	80,6	78,4
4	73,5	73,9	114,2	114,2	30,3	30,8	96,7	97,2	54,2	54,5	80,3	78,6
5	73,2	73,3	114,3	113,8	29,8	31,0	96,2	97,8	54,6	54,3	80,4	79,0
6	73,7	74,2	113,9	113,8	30,3	31,5	97,7	97,8	54,3	54,2	80,2	79,3
7	73,3	74,0	114,2	114,1	30,4	31,0	97,2	97,5	54,2	54,2	79,4	78,6
8	73,8	73,7	114,0	114,1	30,2	30,8	96,8	97,8	54,2	54,8	79,3	78,9
9	73,3	73,8	113,9	114,0	30,6	31,3	96,7	97,8	54,9	54,2	80,0	78,7
10	73,8	74,0	112,9	113,9	30,5	30,8	97,2	97,4	54,2	55,0	80,9	79,4
Среднее	73,45	73,85	114,11	114,09	30,26	31,02	96,89	97,75	54,42	54,50	80,05	78,94
	±0,08	±0,08	±0,06	±0,10	±0,07	±0,09	±0,15	±0,10	±0,10	±0,07	±0,11	±0,11
	+0,40		-0,02		+0,76		+0,86		+0,08		-1,11	

В первом столбце дан порядковый номер измерения. Во 2, 4, 6, 8, 10, 12-м столбцах даны отдельные измерения расстояний для момента времени 8 час. 07 мин., в столбцах 3, 5, 7, 9, 11, 13 — расстояние между теми же узелками в 9 час. 30 мин. В предпоследней строке даны средние расстояния и средние квадратичные ошибки серий измерений и в послед-

ней строке — изменение расстояний между узелками за 1 час. 23 мин.

Таблица 4

В табл. 4 представлен окончательный результат. В первом столбце указаны номера узелков, для которых определялось относительное движение, во втором столбце — относительные скорости и в третьем — средние квадратичные ошибки в определении скорости.

Пары узелков	$v, \text{ м/сек}$	$\Delta v, \text{ м/сек}$
1 и 2	+98	$\pm 27$
1 и 3	-5	$\pm 29$
1 и 6	+187	$\pm 28$
1 и 7	+22	$\pm 42$
2 и 3	+20	$\pm 30$
3 и 4	-273	$\pm 38$
	-101	$\pm 32$
	$ \bar{v}  = 101$	$\Delta \bar{v} = \pm 32$

Как мы видим из таблицы, средняя абсолютная скорость перемещения узелков друг относительно друга равна  $100 \pm 30 \text{ м/сек}$ . Максимальное абсолютное смещение узелков  $270 \text{ м/сек}$ . При этом расстояние между различными узелками в паре находилось в интервале  $37\ 000\text{--}140\ 000 \text{ км}$  на поверхности Солнца. Как известно [8] по фотоэлектрическим измерениям, при этих расстояниях скорости тангенциальных движений в хромосфере Солнца превосходят несколько километров в секунду; поэтому следует считать, что яркие узелки во флоккулах не увлекаются движением хромосферного вещества и что агент, возбуждающий их свечение, находится вне хромосферы.

В заключение выражаю благодарность В. Е. Степанову за руководство работой, а также члену-корр. АН СССР Э. Р. Мустелю за ценные указания.

24 мая 1960 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. G. E. Hale, F. E. Egerman, Publ. Yerkes Obs., 3, pt 1, 1903.
2. L. de Azambuja, Ann. Obs. Paris-Meudon, 8, fas. 2, 1930.
3. H. Deslandres, Ann. Obs. Paris-Meudon, 4, 1, 1910.
4. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 31, 1957.
5. Е. Е. Слущкий. Теория корреляции и элементы учения о кривых распределения, 1912, стр. 50.
6. В. Е. Степанов и М. А. Клякотко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 80, 1956.
7. А. Ульзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949, стр. 387.
8. В. Е. Степанов. Наст. том, стр. 154.

К ВОПРОСУ О ДВИЖЕНИИ НА РАЗЛИЧНЫХ УРОВНЯХ  
АТМОСФЕРЫ СОЛНЦА

В. Е. Степанов

Исследуются тангенциальные движения в хромосфере в области флоккульных полей и движения на уровне фотосферы по фотоэлектрическим записям. Показано, что у 70% всех флоккулов газ втекает через их внешние границы. Скорость втекания в среднем для всех флоккулов равна  $0,6 \text{ км/сек}$ .

На уровне фотосферы поле скоростей имеет очень сложную структуру. Области подъема и опускания газа имеют протяженность, нередко достигающую  $1,5 \cdot 10^5 \text{ км}$ . В отдельных местах этих областей встречаются участки с противоположным направлением движения, что делает картину поля скоростей многосвязной. Средний характерный размер элементов движения зависит от величины наибольшей скорости. При наличии скорости больше  $300 \text{ м/сек}$  средний характерный размер равен  $0,5 \cdot 10^5 \text{ км}$ . Наибольшая скорость крупномасштабных движений, наблюдавшаяся в фотосфере вне солнечных пятен, равна  $450 \text{ м/сек}$ .

Распределение скоростей так же, как и для подфотосферных слоев [1], следует распределению Преоно. Средняя квадратичная скорость в два раза превышает скорость в подфотосферных слоях и равна  $76 \text{ м/сек}$ .

Сопоставление движений с картами магнитных полей показывает, что в фотосфере вещество легко перемещается в направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля, и изменению полярности не сопутствует изменение направления движения. Это указывает на отсутствие «вмороженности» магнитного поля в вещество. Поле скоростей в солнечных пятнах и их окрестности показывает отток газа из активной области на уровне фотосферы. Втекание газа через границы флоккулов, опускание газа во флоккулах, отток газа на уровне фотосферы под флоккулами и подъем газа в ближайшей к ним окрестности свидетельствуют о наличии циркуляции газа, подобно той, которая наблюдается над пятнами. Однако поток газа, втекающего во флоккул, на порядок меньше потока газа, опускающегося в радиальном направлении, что говорит о реальности наблюдаемого избытка потока опускания газа над потоком подъема.

По-видимому, в хромосфере реально существуют небольшие по площади участки, из которых вещество выбрасывается в корону с огромными скоростями, не регистрируемыми прибором.

Большие тангенциальные скорости в хромосфере и относительная неподвижность элементов тонкой структуры флоккулов, наблюдаемых в линиях  $\text{H}_\alpha, \text{K}_2 \text{Ca}^+$ , говорят в пользу локализации возбуждающего агента в фотосферных и подфотосферных слоях.

В хромосфере, фотосфере и в подфотосферных слоях наблюдаются движения «большой шкалы» с характерным размером порядка  $10^5 \text{ км}$ . Наряду с этим в фотосфере и хромосфере наблюдаются движения элементов «средней шкалы» с характерным размером  $4 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^4 \text{ км}$ . Наличие известных движений более мелкого масштаба свидетельствует в пользу представления об иерархической структуре турбулентных движений

в атмосфере Солнца. При этом диссипация энергии турбулентных движений в атмосфере Солнца на три порядка, а в подфотосферных слоях на четыре порядка больше, чем в хромосфере.

ON MOTIONS IN DIFFERENT LEVELS OF THE SOLAR ATMOSPHERE, by V. E. Stepanov.— Tangential motions in the chromosphere in the region of flocculi fields and motions at photospheric level are studied, using photoelectric recordings. It is shown that for 70% of the flocculi gas flows inwards through their outer boundaries. The velocity of inward flow for all the studied flocculi is 0.6 km/sec in the mean.

The velocity field at photospheric level has a very complicated structure. The regions of ascent and descent of gas often extend to  $1.5 \cdot 10^5$  km. In separate places of these regions there are areas with motions of opposite direction, which shows that the velocity fields are multiconnected. The mean characteristic size of an element of motion depends on the value of maximum velocity. If the velocity is more than 300 m/sec, the mean characteristic size is  $0.5 \cdot 10^5$  km. The maximum velocity of large-scale motions observed in the photosphere outside of sunspots is 450 m/sec.

The velocity distribution, as also for the subphotospheric layers [1], follows that of Pearson. The mean square velocity is larger than the velocity in subphotospheric layers by a factor of 2, and equals 76 m/sec.

The comparison of motions with magnetic field charts shows that in the photosphere matter can easily move in a direction perpendicular to the magnetic lines of force, and a change of polarity is not accompanied by a change in the direction of velocity. This points to the absence of the frozen-in magnetic fields in the matter of the photosphere. The velocity field in sunspots and their neighborhood shows that there is an outflow of gas from active regions at photospheric level. The inflow of gas through the boundaries of flocculi, the descent of gas in flocculi, the outflow of gas at photospheric level below flocculi and the ascent of gas in their near neighborhood — all are evidence of gas circulation, similar to that observed above sunspots. However the amount of gas flowing into the flocculus is less by one order than that descending in a radial direction, which shows the reality of the observed excess of the flow of descending gas as compared to the ascending flow.

Evidently there are small areas in the chromosphere from which matter is ejected into the corona with exceedingly large velocities, not registered by the instrument.

The large tangential velocities in the chromosphere and the relative non-movability of the elements of fine structure of flocculi, observed in the  $H_3$ ,  $K_3$ ,  $Ca^+$  lines, speak in favour of the localization of the exciting agent in the photospheric and subphotospheric layers.

In the chromosphere, photosphere and in subphotospheric layers there are «large-scale» motions with a characteristic size of the order of  $10^5$  km. At the same time motions of elements of «mean-scale» with the characteristic size  $4 \cdot 10^3$  —  $2 \cdot 10^4$  km are observed in the photosphere and chromosphere. The presence of known motions of a smaller scale favour the representation of hierarchical structure of turbulent motions in the solar atmosphere, the energy dissipation of turbulent motions in the photosphere being greater by three orders and in subphotospheric layers by four orders than in the chromosphere.

## Введение

Как было установлено в работе [2], движение газа в хромосфере Солнца, определяемое по линиям  $H_3$  и  $K_3Ca^+$  фотоэлектрическим методом, имеет очень сложную структуру. Протяженность отдельных областей подъема и опускания газа достигает  $2 \cdot 10^5$  км. На общем фоне подъема или опускания газа наблюдаются отдельные участки с характерными размерами 5 000—20 000 км, которые перемещаются на поверхности Солнца (в тангенциальном направлении) со скоростями в несколько километров в

секунду. Средняя полная скорость и продолжительность жизни этих элементов равны 3,6 км/сек и около 7 часов. В невозмущенных областях хромосферы средняя скорость подъема равна  $-0,96$  км/сек, а средняя скорость опускания  $+1,25$  км/сек. Площадь, на которой происходит подъем газа, составляет 56% всей площади невозмущенной области, и потоки (произведение скорости на площадь) поднимающегося и опускающегося газа равны друг другу.

Исследование радиальных движений во флоккулах показало, что в интервале скоростей от 0 до 8 км/сек площадь, на которой происходит опускание газа, составляет 79% общей площади флоккулов. Средняя скорость подъема равна средней скорости подъема в невозмущенной области, а скорость опускания  $+1,7$  км/сек. Замечено, что с возрастанием яркости флоккулов в среднем увеличиваются скорости движения газа. Поток опускающегося газа в четыре раза превышает поток поднимающегося газа. Этот «избыток» массы опускающегося газа мы объяснили [2] выбросами газа из сравнительно небольших участков флоккулов при нестационарных процессах со скоростями больше 8 км/сек, которые нашим прибором [2—4] не регистрируются. Было установлено, что общий характер движения свидетельствует о в м о р о ж е н и о с т и магнитных силовых линий в веществе хромосферы.

В настоящей работе мы исследуем тангенциальные движения в районе флоккулов с тем, чтобы установить, не является ли избыток массы опускающегося газа во флоккулах результатом циркулярных движений — втекания газа через внешние границы флоккулов, и в связи с этим опишем характер движения на уровне фотосферы в активных областях. В заключение статьи произведем сравнение движений на различных уровнях атмосферы Солнца.

### § 1. Тангенциальные движения в хромосфере в районе флоккулов

Метод записи тангенциальных движений аналогичен записи радиальных скоростей. Для определения этих движений мы регистрировали лучевые скорости у края диска Солнца в интервале  $0,87 \leq \rho \leq 1,00$ , где  $\rho$  — расстояние от центра диска Солнца. В этом интервале изменения  $\rho$  уже существенно влияние «красного смещения», вызванного эффектом давления [5, 6]. Нам неизвестна величина красного смещения для линий H и  $\text{KCa}^+$ , и получение этого смещения из наблюдений, вследствие значительной дисперсии лучевых скоростей, представляет значительные трудности. Но, по-видимому, эта величина для H<sub>3</sub> и  $\text{K}_3\text{Ca}^+$  пренебрежимо мала вследствие малой разницы давлений на уровне их образования у края и в центре диска Солнца [26].

Если обозначить через  $\Delta v_1$  поправку, вызванную эффектом красного смещения, то, как видно из фиг. 1,

$$v_{\parallel} - \Delta v_1 = v_z \sin \theta + v_r \cos \theta, \quad (1)$$

где  $v_{\parallel}$  — наблюдаемая лучевая скорость;  $v_z$  — тангенциальная скорость;  $v_r$  — радиальная скорость. Для определения величины  $v_z$  по наблюдаемой

лучевой скорости нам необходимо знать величину скорости  $v_r$ . Так как нас будет интересовать движение массы газа во флоккуле, то мы примем для всех флоккулов  $v = +0,9$  км/сек, т. е. примем, что радиальная скорость равна той величине средней скорости опускания, которая нами определена для флоккулов при наблюдении их в центральных частях диска Солнца [2]. Это предположение неизбежно уменьшит точность определения средней скорости тангенциальных движений, но, как мы увидим ниже, существенно не отразится на определении движения газа относительно флоккула.

Обозначим  $v_r \cos \theta = \Delta v_2$ , тогда

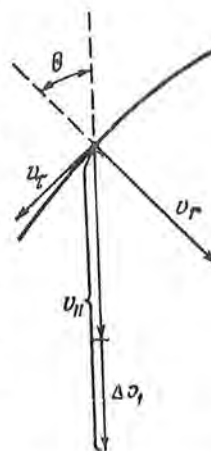
$$v_{\tau} = \frac{v_{\parallel} - \Delta v_1 - \Delta v_2}{\sin \theta}. \quad (2)$$

В дальнейшем примем  $\Delta v_1 = 0$ . Для определения  $v_{\tau}$  мы использовали три записи лучевых скоростей, произведенных 2.IX 1959 г. (восточный и западный край Солнца) и 6.IX 1959 г. (только восточный край). 2.IX 1959 г. запись производилась по линии  $H_{\alpha} Ca^+$ , 6.IX 1959 г. — по линии  $K_{\alpha} Ca^+$ . Одновременно с записью скорости производилась запись яркости в центральных остаточных интенсивностях линий. Это позволило с достаточной точностью нанести на карту с полем лучевых скоростей области, занимаемые флоккулами.

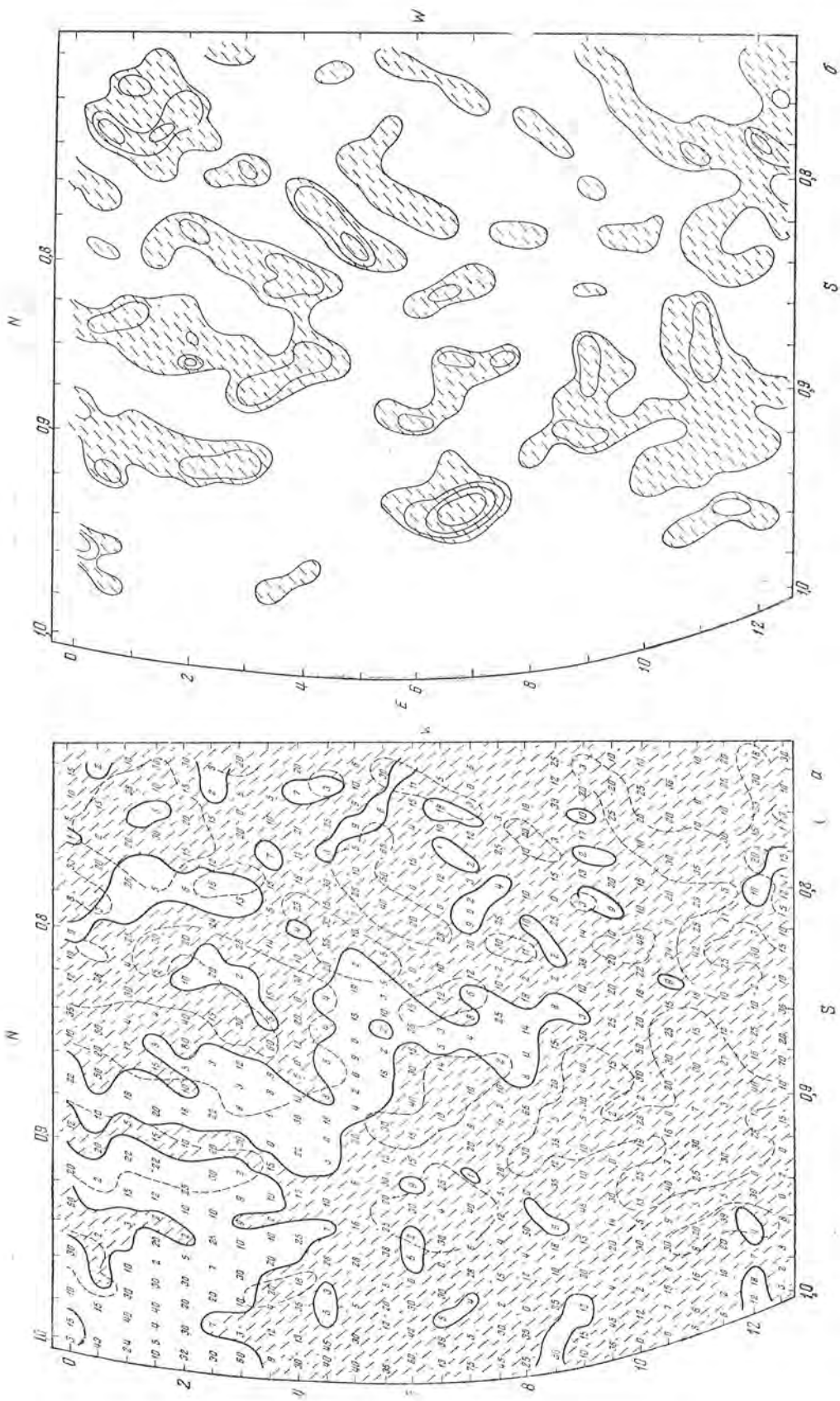
Карты наблюдаемых лучевых скоростей и яркости представлены на фиг. 2, 3 и 4. В интервале  $0,87 \leq q \leq 1,00$  на этих картах расположено 18 отдельных флоккулов.

Чтобы определить характер тангенциальных движений во флоккулах, мы проводили анализ следующим образом. На карту лучевых скоростей наносились контуры флоккулов. Затем подсчитывалась средняя лучевая скорость отдельно вдоль восточной и западной границ флоккулов. В табл. 1 даны: в первом столбце — порядковый номер флоккула, во 2-м — длина границы флоккула в относительных единицах, в 3 и 9-м — среднее расстояние границы флоккула от центра диска Солнца, в 4 и 10-м — наблюдаемые лучевые скорости, в 5 и 11-м — поправка за радиальные движения, в 6 и 12-м  $v_{испр} = v_{\parallel} - \Delta v_2$ , в 7 и 13-м — тангенциальные скорости, подсчитанные по формуле (2), в 8 и 14-м — потоки скоростей через границу флоккулов, в 15-м — общий поток газа через границу флоккулов. В столбцах 7, 8, 13, 14, 15 знак (+) указывает на втекание газа во флоккул, а знак (—) — на вытекание.

Из 18 флоккулов только у пяти наблюдается вытекание газа через границы с небольшими скоростями, что составляет около 30% от числа всех наблюдавшихся объектов. Средняя величина скорости втекания газа через границу флоккулов (учитывая все флоккулы) равна  $0,6 \pm 0,3$  км/сек. Как мы указывали выше, величина дисперсии скоростей повышается вследствие принятия для всех флоккулов  $v_r = 0,9$  км/сек. Схематическое изображение флоккулов и скоростей представлено на фиг. 5. Из схемы видно, что происходит преимущественное движение газа в направлении с запада

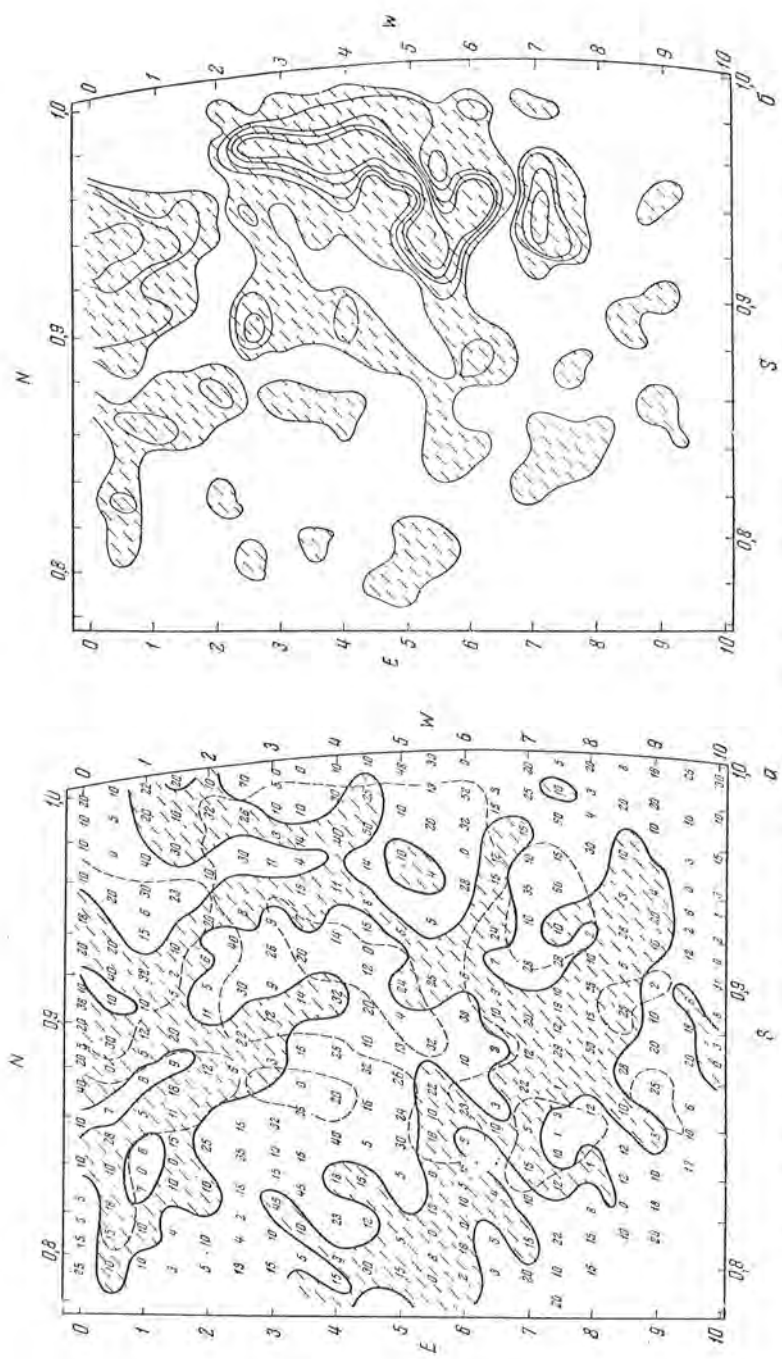


Фиг. 1. К определению тангенциальной скорости



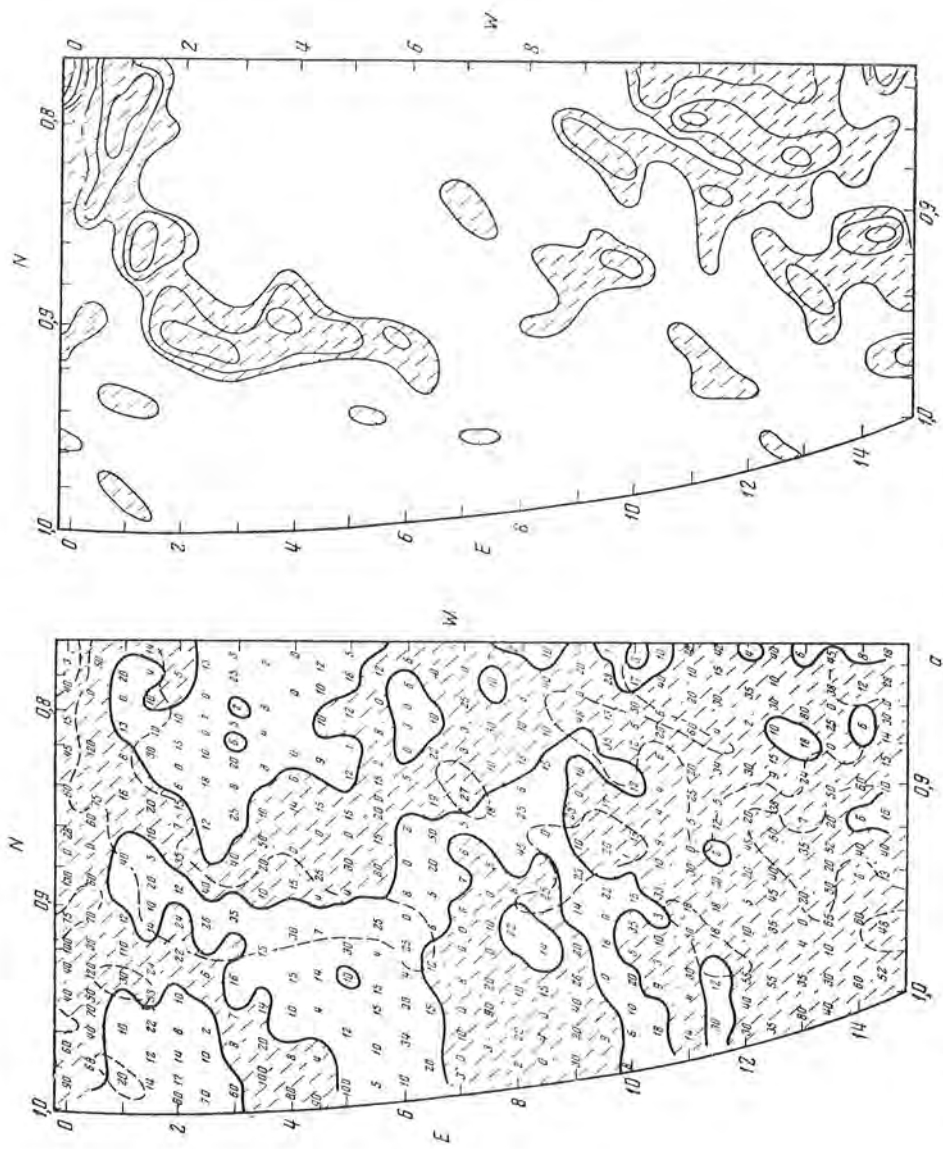
Фиг. 2. Карты лучевых скоростей (а) и яркости (б). Восточный край диска Солнца за 2.IX 1959 г.

На карте цифрами обозначены скорости в сотнях метров в секунду. Области, где газ удаляется от наблюдателя, заштрихованы. Штриховой линией обозначены контуры флоккулов. На карте (б) линии равной яркости проведены при увеличении яркости в кратное число раз по отношению к яркости невозмущенной хромосферы.



Фиг. 3. Карта лучевых скоростей (а) и яркости (б). Западный край диска Солнца за 2.IX 1959 г.  
 Обозначения те же, что и на фиг. 2





Фиг. 4. Карта лучевых скоростей (а) и яркости (б), Восточный край диска Солнца за 6.IX 1959 г. Обозначения те же, что и в фиг. 2

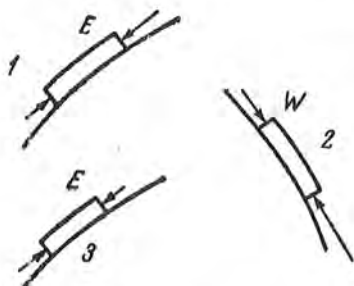
Таблица 1

№ п/п	Восточная граница флоккулов						Западная граница флоккулов							
	$l$	$\rho$	$v_{  }$ , км/сек	$\Delta v_z$ , км/сек	$v_{испр}$ , км/сек	$v_z$ , км/сек	$S_E$	$\rho$	$v_{  }$ , км/сек	$\Delta v_z$ , км/сек	$v_{испр}$ , км/сек	$v_z$ , км/сек	$S_W$	$S = S_E + S_W$
2. IX 1959 г., восточный край диска	1	0,973	-1,3	+0,2	-1,5	+1,5	+3,0	0,951	+0,5	+0,3	+0,2	+0,2	+0,4	+3,4
	2	0,917	-1,9	+0,4	-2,3	+2,5	+17,5	0,894	+0,9	+0,4	+0,5	+0,5	+4,2	+21,7
	3	0,938	-0,5	+0,3	-0,8	+0,8	+4,0	0,915	+1,0	+0,4	+0,6	+0,7	+3,5	+7,5
	4	0,882	+1,1	+0,4	+0,7	-0,8	-4,0	0,803	+1,0	+0,4	+0,6	+0,7	+3,5	-0,5
	5	0,918	+1,2	+0,4	+0,8	-0,9	-9,0	0,880	+2,6	+0,4	+2,2	+2,5	+25,0	+16,0
Поток через границы флоккулов														
6. IX 1959 г., восточный край диска	1	0,967	+3,2	+0,2	+3,0	-3,1	-3,1	0,964	+3,2	+0,2	+3,0	+3,1	+3,1	0,0
	2	0,996	-3,4	+0,1	-4,5	+3,5	+7,0	0,884	-0,2	+0,2	-0,4	-0,4	-0,0	+6,2
	3	0,914	+2,3	+0,4	+1,9	-2,1	-4,2	0,902	+2,7	+0,4	+2,3	+2,5	+5,0	+0,8
	4	0,929	-1,5	+0,3	-1,8	+2,0	+18,0	0,899	+1,4	+0,4	+1,0	+1,1	+9,9	+27,9
	5	0,908	-0,3	+0,4	-0,7	+0,8	+4,0	0,881	+0,9	+0,4	+0,5	+0,6	+3,0	+7,0
2. IX 1959 г., западный край диска	11	0,918	+3,4	+0,4	+3,0	-3,3	-16,5	0,885	+3,3	+0,4	+2,9	+3,3	+16,5	+0,0
	12	0,873	+0,3	+0,4	-0,1	+0,1	+0,3	0,856	+0,2	+0,5	-0,3	-0,3	-0,9	-0,6
	13	0,907	+1,2	+0,4	+0,8	+0,9	+4,5	0,962	-1,5	+0,2	-1,7	+1,8	+9,0	+13,5
	14	0,835	-0,1	+0,5	-0,5	-0,6	-7,2	0,969	-2,0	+0,2	-2,2	+2,3	+27,5	+20,3
	15	0,924	-0,3	+0,3	-0,6	-0,7	-4,2	0,911	-0,8	+0,4	-1,2	+1,3	+7,8	+3,6
Поток через границы флоккулов	16	0,920	-1,2	+0,4	-1,6	-1,7	-5,1	0,953	-0,2	+0,3	-0,5	+0,5	+1,5	-3,6
	17	0,893	+0,6	+0,4	+0,2	+0,2	+0,6	0,904	+1,2	+0,4	+0,8	-0,9	-2,7	-2,1
	18	0,855	-2,1	+0,4	-0,5	-2,9	-8,7	0,872	-0,4	+0,4	-0,8	+0,9	+2,7	-6,0
[ Поток через границы флоккулов														
-20,1														

на восток. Это может быть вызвано занижением значений  $v_r$  для восточного края и завышением  $v_r$  для западного.

На западном краю 2.IX 1959 г. наблюдалось большое количество близко расположенных солнечных пятен. А мы знаем [2], что если один флоккул располагается над сильными полями противоположной полярности, то в силу вмерзённости магнитных силовых линий и большой напряжённости магнитного поля в одном и том же флоккуле будут происходить как подъёмы, так и опускание газа.

Для дополнительной проверки полученного результата мы провели обработку материала несколько иным методом, вычисляя тангенциальные



Фиг. 5. Схема тангенциальных движений через восточную и западную границы флоккулов:

1 — за 2.IX 1959 г. (восточный край диска Солнца); 2 — за 2.IX 1959 г. (западный край диска Солнца); 3 — за 6.IX 1959 г. (восточный край диска Солнца)

движения не для границ флоккулов, а для всей площади. Для этого мы каждый флоккул разделили на две части, восточную и западную, таким образом, чтобы линия, проходящая внутри флоккула, делила бы отрезок между границами флоккула (вдоль суточной параллели) пополам. В табл. 2 даны средние величины  $N_E$  и  $N_W$  (величины, пропорциональные площади), тангенциальные скорости  $v_{\pm}$ , потоки скоростей  $S_{E,W}$ , поток скорости втекания во флоккул  $S$  и средняя скорость втекания  $v_{вт}$ .

Из табл. 2 следует, что несколько иная обработка материала также показывает движение газа к его центральной части.

Втекание газа через границу флоккулов, опускание газа во флоккулах, при наблюдении, и в центральных частях диска Солнца, подъем газа в областях, непосредственно прилегающих к флоккулам (см. [2]), подтверждают предположение В. А. Крата [7] о двухъярусном движении массы газа в активной зоне.

По-видимому, этот процесс носит циркуляционный характер.

Таблица 2

Край диска Солнца	Восточная часть флоккулов			Западная часть флоккулов			$S$	$v_{вт}$ , км/сек
	$N_E$	$v_{\pm}$ , км/сек	$S_E$	$N_W$	$v_{\pm}$ , км/сек	$S_W$		
Восточный . . . .	39	+0,13	-5,0	37	+1,1	+41,9	+36,9	+0,5
Западный . . . .	64	-0,61	-39,2	55	-1,5	+80,0	+40,8	+0,3

Компенсует ли поток газа через боковую поверхность флоккула избыточный поток опускания газа, который наблюдается в радиальных движениях? Нетрудно видеть, что поток через боковую поверхность флок-

кула значительно меньше потока газа, двигающегося к поверхности Солнца в радиальном направлении. Действительно, поток через боковую поверхность

$$S_1 \approx l \cdot h v_z,$$

здесь  $l$  — размер флоккула;  $h$  — высота.

Поток в радиальном направлении

$$S_2 \approx l^2 v_r.$$

Отсюда

$$\frac{S_2}{S_1} \approx \frac{lv_r}{hv_z} \approx 10.$$

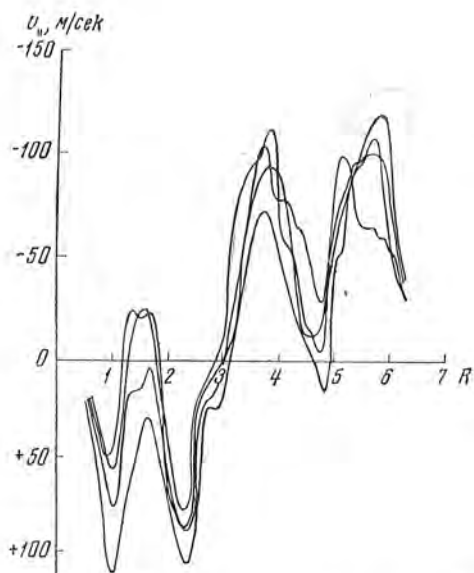
Эта оценка относительных величин потоков показывает, что избыток массы опускающегося газа должен быть вызван падением на поверхность газа, выброшенного из активных областей при нестационарных процессах.

Значительные тангенциальные скорости во флоккулах позволяют нам сделать важный вывод о локализации агента, который приводит к увеличению электронной температуры во флоккуле. Если этот агент располагался бы в хромосфере на уровне образования флоккула, то в силу больших тангенциальных скоростей при движении агента с газом уже по истечении суток происходило бы такое изменение флоккула, которое не давало бы возможности его отождествления в последующие дни. Например, если скорость втекания газа во флоккул равна 0,6 км/сек, то через несколько десятков часов он занимал бы сравнительно небольшую площадь. Известно большое сходство формы флоккулов с формой факелов, наблюдаемых в непрерывном спектре. Это говорит о тесной физической связи этих образований [8]. Недавно с целью подтверждения неподвижности флоккулов Т. Т. Цап [9] исследовал движение отдельных ярких площадок во флоккуле. Исследования показали, что отдельные яркие флоккульные гранулы в поперечнике 1—6" остаются, в пределах точности измерений ( $\pm 200$  м/сек), практически неподвижными. Это говорит, во-первых, о том, что агент, возбуждающий свечение, не находится в хромосфере, и, во-вторых, о том, что время релаксации свечения на несколько порядков меньше времени жизни флоккула. Мы думаем, что этот агент расположен в более глубоких слоях атмосферы. Известно, что спектроскопические наблюдения вращения Солнца по фотосферным линиям дают среднюю скорость вращения на экваторе  $\xi_s = 14^\circ,55$  в сутки [10]. Вращение Солнца, определяемое по солнечным пятнам,  $\xi_n = 14^\circ,37$  в сутки [11], а вращение Солнца, определяемое по кальциевым флоккулам,  $\xi_f = 14^\circ,50$  в сутки [12, 13]. Скорость, определяемая по факелам, практически совпадает со скоростью вращения, определяемой по флоккулам [14]. В то же время скорость вращения для хромосферы значительно выше и лежит в пределах  $14^\circ,75$ — $15^\circ,00$  [11]. В то же время нет сомнения в том, что в атмосфере Солнца скорость вращения возрастает с высотой образования [15]. Поэтому область залегания агента, вызывающего свечение, должна лежать в фотосферных или подфотосферных слоях, несколько выше среднего уровня залегания солнечных пятен.

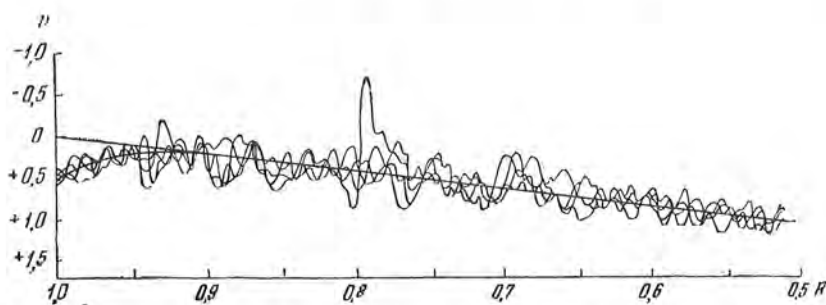
## § 2. Лучевые скорости в фотосфере

Запись лучевых скоростей в фотосфере Солнца на фотоэлектрическом регистраторе магнитографа представляет значительные трудности. Турбулентность в спектрографе вызывает случайные смещения спектральной линии, которые при обычных условиях эквивалентны  $\pm 90$  м/сек. При особенно неблагоприятных условиях смещение достигает 300 м/сек. Как известно из работ [16, 17] лучевые скорости в фотосфере имеют такой же порядок величины. Однако бывают дни, когда создается такой тепловой режим внутри спектрографа, при котором турбулентность очень мала и вызывает случайные смещения линии, не превосходящие 50 м/сек. О малой величине турбулентности в спектрографе мы судим по воспроизводимости картины скоростей, если делать повторные записи по одному и тому же разрезу поверхности Солнца. В течение всего времени наблюдений необходимо производить контроль воспроизводимости, так как условия теплового режима могут изменяться. Если воспроизводимость сохраняется, то, очевидно, запись прибора передает правильную картину движений. В настоящем исследовании использованы две записи, произведенные 26 июня 1957 г. и 1 июля 1957 г. Первая запись сделана по немагнитной линии Fe  $\lambda 5173$  Å, вторая — по линии Fe  $\lambda 5250$  Å. На фиг. 6 представлены примеры воспроизводимости записи за эти два дня наблюдений.

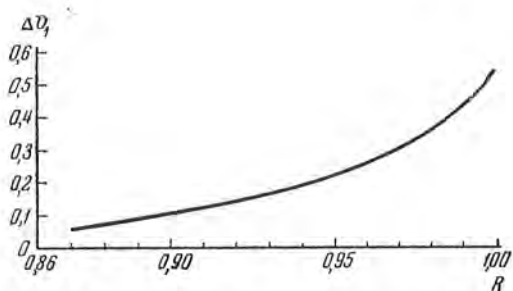
Средняя квадратичная ошибка записи вдоль одного разреза составляет  $\pm 8$  м/сек. Однако отдельные отклонения иногда достигают 50 м/сек. Высота входной щели спектрографа была выбрана в 1 мм, что составляет около 7000 км на поверхности Солнца. Разрезы проводились вдоль суточной параллели и отстояли один от другого на расстоянии, соответствующем 9000 км. Калибровка записи производилась с использованием эффекта вращения Солнца. Для этой линии эффект красного смещения при калибровке по восточному и западному краям диска Солнца (см. [2]) может вызвать смещение нуля-пункта скоростей. На фиг. 7 показана запись лучевых скоростей, включая край Солнца, по линии Fe  $\lambda 5250$  Å. У края Солнца заметно отклонение наклонной прямой линии, которая определяется эффектом вращения Солнца. Это отклонение характеризует величину красного смещения, и у края диска Солнца оно составляет 0,5 км/сек. Данная запись красного смещения согласуется с многочисленными определениями ее величины в работах [5, 6]. На фиг. 8 дана зависимость красного смещения от расстояния от центра диска Солнца. Кривая фиг. 8 нами использовалась при определении поправки к нулю-пункту скоростей. 26 июня 1957 г. магнитное поле по линии Fe  $\lambda 5250$  Å было записано после того, как была произведена регистрация поля лучевых скоростей по линии Fe  $\lambda 5173$  Å. 1 июля 1957 г. поле скоростей и магнитное поле записывались одновременно. На фиг. 9, а и 10, а представлены карты поля лучевых скоростей, а на фиг. 9, б и 10, б — карты магнитных полей тех же областей Солнца. При составлении карт лучевых скоростей была внесена поправка за изменение скорости вращения для различных гелиографических широт и долгот.



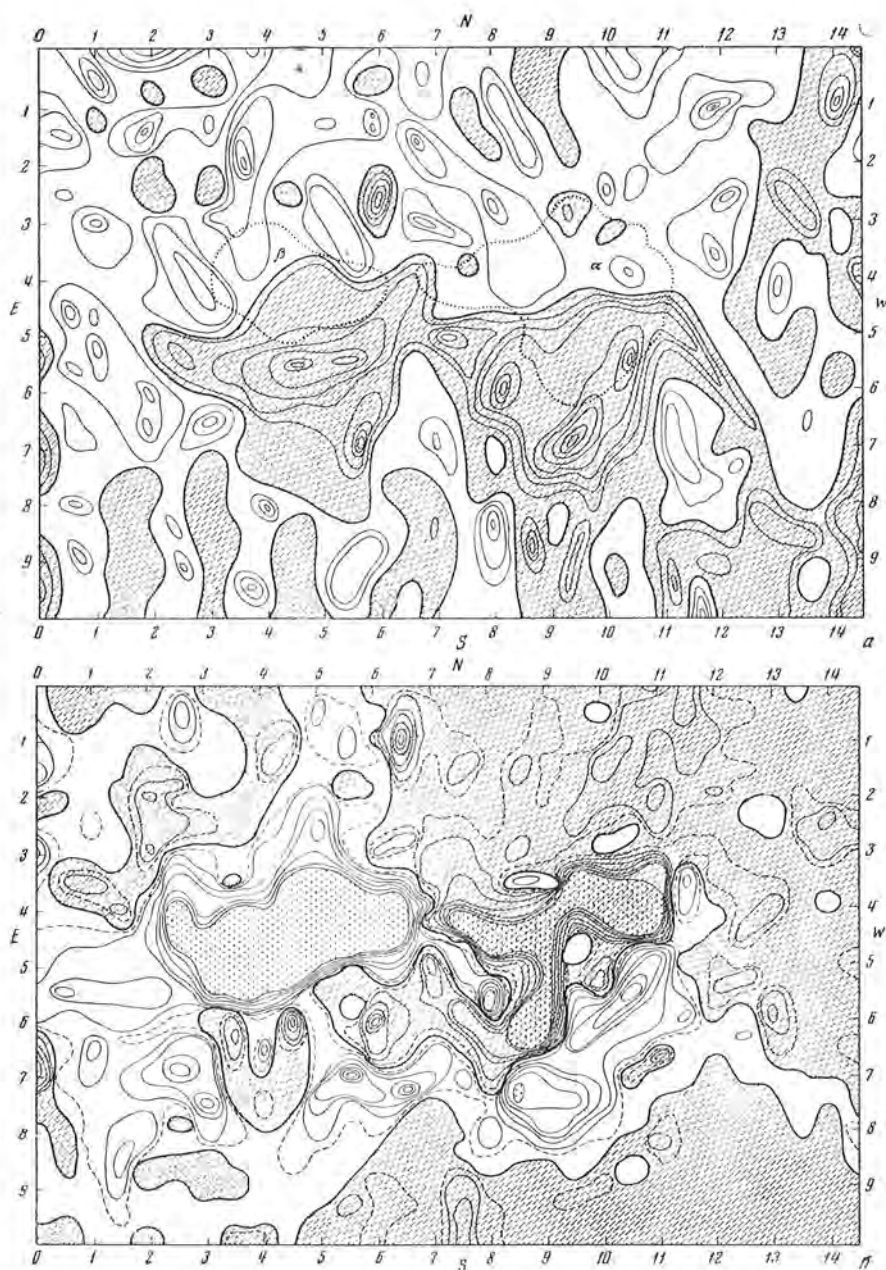
Фиг. 6. Примеры воспроизводимости  
вдоль одного и того же разреза записи  
лучевых скоростей в фотосфере  
Одно деление по оси абсцисс соответствует  
19 000 км.



Фиг. 7. Иллюстрация эффекта «красного смещения» для линии Fe  $\lambda$  5250 Å  
Фотоэлектрическая запись вращения Солнца  
По оси абсцисс отложено расстояние от центра диска Солнца



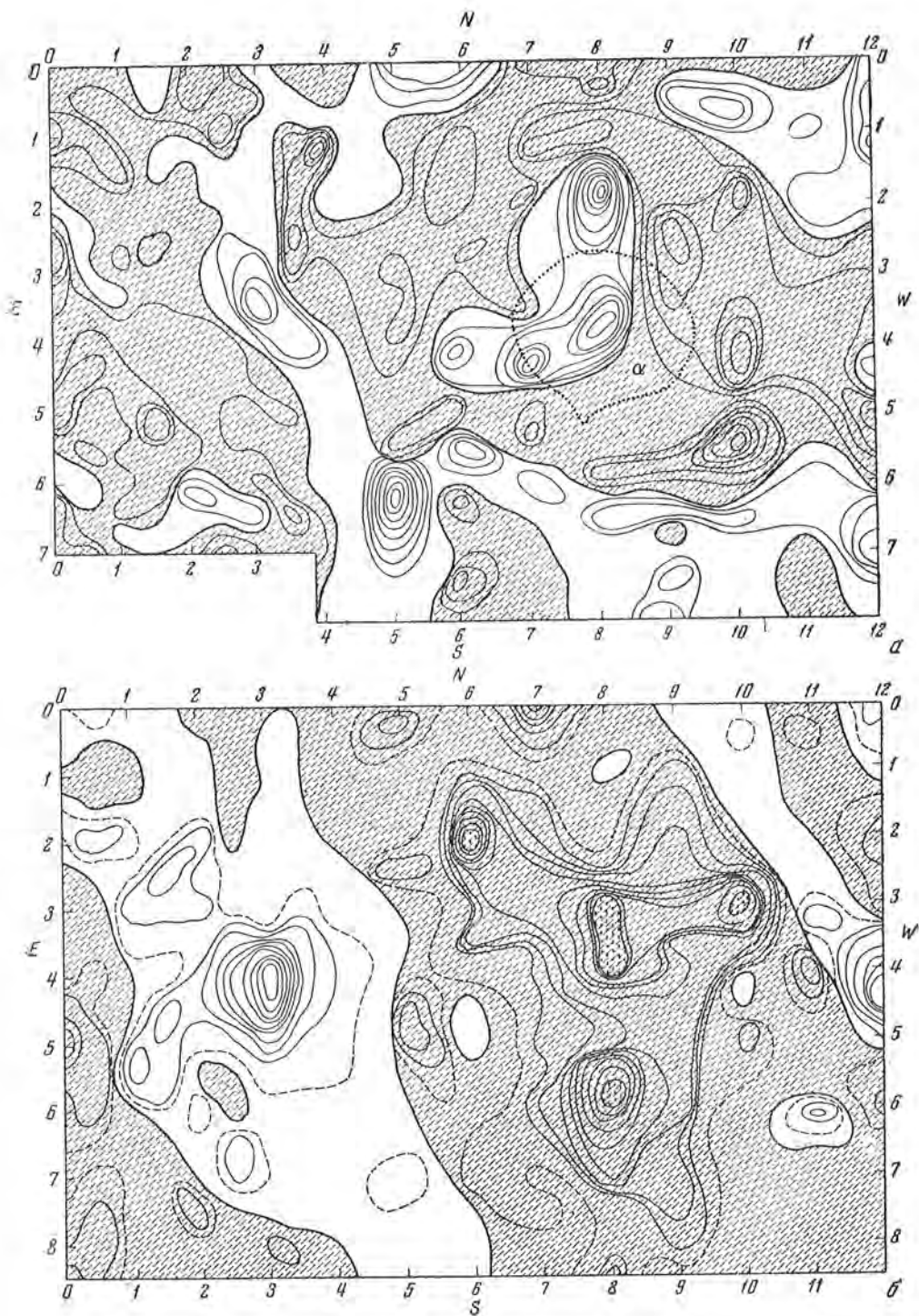
Фиг. 8. Зависимость величины «красного смещения» от расстояния от центра диска Солнца



Фиг. 9. Карты поля лучевых скоростей (а) и магнитных полей (б) в фотосфере за 26.VI 1957 г.

На карте а линии равной скорости проведены через 50 м/сек. Области опускания газа заштрихованы. Жирной линией обозначена линия нулевой скорости. Контуры получения двух пятен группы обозначены пунктиром. Пятно  $\alpha$  имеет координаты  $\varphi = -23^\circ$ ,  $L = 139^\circ$ .

На карте б изогауссы сплошной линией проведены через 25 га; штриховой — через 12,5 га. Области южной полярности заштрихованы. Точками обозначены участки заклинивания прибора



Фиг. 10. Карты лучевых скоростей (а) и магнитных полей (б) в фотосфере за 1.VII 1957 г.

На карте а линии равной скорости проведены через 30 м/сек. Области опускания газа заштрихованы. Пунктиром обозначен контур полушария юга. Пятно  $\alpha$  имеет координаты  $\varphi = -13^\circ$ ,  $L = 51^\circ$ . На карте б гауссы проведены сплошной линией через 5,6 гс, штриховой — через 2,3 гс. Области южной полярности заштрихованы. Точками обозначены участки зашкаливания прибора



Нулевые линии скоростей и магнитного поля проведены жирными, а изолинии тонкими линиями. На картах лучевых скоростей заштрихованы области опускания газа.

На картах магнитных полей заштрихованы области южной полярности магнитного поля.

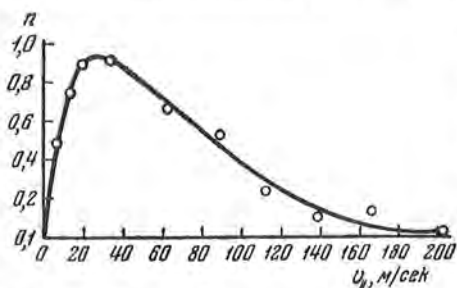
Поле скоростей в фотосфере, так же, как и магнитное поле, имеет очень сложную структуру. В больших областях поверхности Солнца, нередко протяженностью в 150 000 км, наблюдаются только подъемы или только опускание газа. В отдельных местах этих областей встречаются изолированные участки с противоположным направлением движения, что делает общую картину поля скоростей многосвязной. Эти участки, как правило, имеют небольшую протяженность и в поперечнике редко превосходят 20 000 км. Средние размеры участков, где встречаются максимальные лучевые скорости 200 м/сек, 300 м/сек и более 300 м/сек с минимальными скоростями в 100 м/сек, даны в табл. 3.

Таблица 3

Интервал лучевых скоростей, м/сек	100—200	100—300	100 и > 300
Средняя протяженность, км . . . . .	13 000	18 000	51 000
Число участков . . .	26	4	3

С возрастанием максимальной скорости растет и общий размер участка, где наблюдается эта максимальная скорость. В этой статистике были исключены области, занимаемые солнечными пятнами. Наибольшая скорость, наблюдавшаяся в фотосфере (вне пятен), имеет величину, равную

450 м/сек. Она незначительно превышает максимальную скорость 300 м/сек, приведенную в работах [16, 17]. Распределение скоростей дано на фиг. 11. Это распределение, так же, как и для подфотосферных слоев (см. [1]), близко соответствует кривым распределения Пирсона (тип II;  $\gamma = 0,0333$ ,  $p = 1$ ; см. [1], стр. 90).



Фиг. 11. Кривая распределения скоростей в фотосфере

Средняя квадратичная скорость составляет  $\pm 76$  м/сек, а средняя — 60 м/сек. Лучевая скорость в фото-

сфере несколько выше тангенциальной скорости для подфотосферных слоев (см. [1], стр. 90).

Сравнение поля лучевых скоростей с распределением магнитного поля (см. фиг. 9,б и 10,б) не дает ясного представления о связи движения в фотосфере с магнитным полем. В большом числе участков при разных полярностях магнитного поля наблюдается движение в одном направлении, и наоборот, при одной и той же полярности находятся рядом участки,

имеющие противоположное направление движения. Вся картина скоростей, как показывают наши записи, говорит о том, что в фотосфере Солнца отсутствует явление вмороженности магнитных силовых линий. Вещество в фотосфере легко перемещается в направлении, перпендикулярном силовым линиям магнитного поля, — в противоположность тому, что мы уже видели при исследовании тонкой структуры хромосферы по линии  $H_{\alpha}$  [27] и радиальных движений в хромосфере по линии  $H_{\alpha} Ca^{+}$  [2]. Это наблюдаемое отсутствие вмороженности магнитного поля в веществе фотосферы противоречит нашим представлениям об электрических свойствах

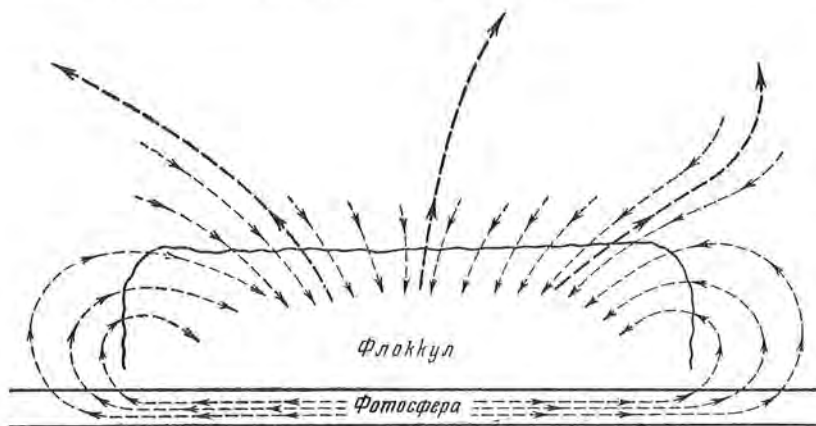
Таблица 4

$H$ , гс	$v_{\parallel}$ , м/сек		$H$ , гс	$v_{\parallel}$ , м/сек		$H$ , гс	$v_{\parallel}$ , м/сек	
	подъем	опуск.		подъем	опуск.		подъем	опуск.
62	250		30	170		23	140	
128		330	47	150		48		120
80		450	45	170		20	110	110
122		350	20		160	30	130	
140		330	31		160	19		110
56	220		17	150		40	130	
60	160		33	130		10	110	
20	170		50		100	11	120	
140	180		29	100		11	120	
140		175	43	110				
130	170		25	110				
						Среднее	-149	+217
3		270	1	220		0	170	
2		290	0		160	2	180	
1	250		2		210	5		160
2	220		5		170	10	180	
7		240	0		140	6	150	
6	250		0		180	9	170	
5		180	0		120	0		120
0	160		0		130	9		110
7	180		0		120	0	120	
2		170	4	120		4	110	
0	180		0		120	8		110
5		170	5	100		0	110	
1		130	0	140		2		120
4	120		0		140	0	100	
8		120	0		120	0		110
0		100	8		100	2		120
1		100	1	110		4		140
1		110	0	140				
3		120	0	110				
						Среднее	-154	+147

фотосферной плазмы. Проводимость плазмы для фотосферы (без учета перезарядки)  $\sigma \sim 10^{-11} - 10^{-10}$ . По-видимому, появляется необходимость пересмотра этой величины проводимости.

Однако некоторые особенности поведения фотосферного газа можно увидеть, подробно рассмотрев табл. 4.

В этой таблице приведены максимальные скорости подъема и опускания газа для магнитных полей с напряженностью  $H > 10$  гс (верхняя часть таблицы) и с  $H < 10$  гс (нижняя часть таблицы).



Фиг. 12. Схема движения газа во флоккуле

Стриховые тонкие линии — наблюдаемое движение. Стриховые жирные линии — предполагаемые выбросы вещества из небольших участков флоккулы при нестационарных процессах

Кроме того, мы сгруппировали участки по величине скорости. В первую группу вошли участки с максимальными скоростями, превышающими  $250$  м/сек, во вторую группу — со скоростями, меньшими  $250$  м/сек. Против каждой напряженности магнитного поля указана величина скорости подъема или опускания газа в этих участках. Из таблицы следует, что при  $H > 10$  гс число участков, где происходят подъемы газа, в два раза превышает число участков с опусканием газа. При этом средняя скорость опускания больше и составляет  $217$  м/сек. Средняя скорость подъема в этих участках равна  $149$  м/сек. В областях, где скорости превышают  $250$  м/сек, наблюдается преимущественно опускание газа. При полях меньше  $10$  гс скорости подъема и опускания практически равны. Эти закономерности, по-видимому, связаны не с магнитным полем, а с общим характером движений в активных областях.

На фиг. 9,а и 10,а видно, что в солнечных пятнах, а также в ближайшей к ним окрестности наблюдается истечение газа из областей пятен. Нулевая линия скорости проходит внутри пятен, и направление скорости отражает эффект Эвершеда. Учитывая положение пятен на диске Солнца и предполагая, что истечение происходит вдоль поверхности Солнца, можно определить величину скорости. В отдельных участках эта скорость достигает  $1,5$  км/сек. Эффект Эвершеда, как показывают карты лучевых скоростей, крайне неоднороден и очень далек от цилиндрической симмет-

ри. В фотосфере наблюдается как бы истечение из активной области газа в среднем ярусе (фотосфера), что подтверждает результат, ранее полученный М. Н. Гневышевым [7]. Это явление оттока газа из области, занимаемой пятнами, над которыми расположены флоккулы, также свидетельствует о движении газа во флоккуле типа циркулярного движения. Схема движения (фиг. 12) во флоккуле эквивалентна схеме Сент-Джона движения газа над пятном.

### § 3. Иерархическая структура турбулентных движений и диссипация энергии

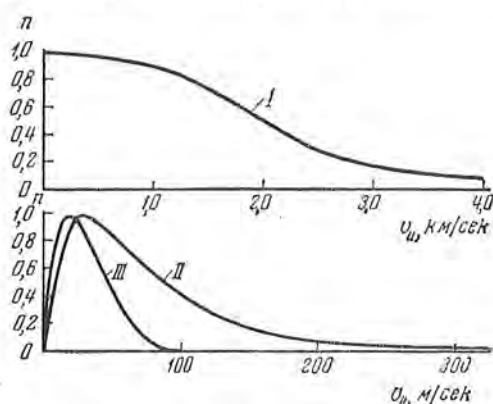
Исследование движений в атмосфере Солнца на различных уровнях — в хромосфере, в фотосфере и на среднем уровне залегания пятен (подфотосферные слои) [1] — позволяет сделать некоторые общие выводы о характере движений.

Прежде всего обращает на себя внимание одинаковая протяженность областей с движениями «большой шкалы», под которой мы понимаем движение одного направления. На всех трех уровнях протяженность движений «большой шкалы» достигает  $10^5$  км. Движение со скоростями одного знака охватывает значительные участки поверхности Солнца и прослеживается длительное время.

На уровне хромосферы это движение связано с магнитными полями и показывает вмороженность магнитных силовых линий в вещество. На уровне фотосферы вмороженность магнитного поля отсутствует.

Распределение скоростей для различных уровней показывает, что в хромосфере в среднем (если взять все скорости, как подъема, так и опускания газа) оно близко следует нормальному распределению. На фиг. 13 (кривая I) представлено наблюдаемое распределение. Средняя квадратичная скорость в хромосфере равна  $1,7$  км/сек (см. табл. 5). В фотосфере и подфотосферных слоях распределение ближе соответствует кривым распределения Пирсона, и средние квадратические скорости соответственно равны  $0,08$  и  $0,04$  км/сек (см. фиг. 13, кривые II и III).

Движение «большой шкалы» для хромосферы и фотосферы распадается на отдельные элементы (с наибольшими скоростями), протяженность которых составляет  $4000$ — $20\,000$  км. Это — движение «средней шкалы». Волокнистая структура хромосферы [18], узлы и пучности в протуберанцах [19, 20], фотосферная грануляция [21—23] указывают на наличие



Фиг. 13. Распределение скоростей на различных уровнях атмосферы Солнца: I — в хромосфере, II — в фотосфере, III — в подфотосферных слоях

Таблица 5

Уровни атмосферы	$v, \text{ см/сек}$	$\rho, \text{ г/см}^3$	$h, \text{ см}$	$\lambda, \text{ см}$	$l, \text{ км}$	$\varepsilon/\varepsilon_{\text{хр}}$
Подфотосферный слой . . . . .	$3,8 \cdot 10^3$	$10^{-4} - 10^{-5}$	$-10^9$	—	$\sim 10^5$	$10^4$
Фотосфера . . . . .	$7,6 \cdot 10^3$	$10^{-6} - 10^{-7}$	$+3 \cdot 10^7$	$\sim 10^9$	$\sim 10^5$	$10^3$
Хромосфера . . . . .	$1,7 \cdot 10^3$	$10^{-13} - 10^{-14}$	$+4 \cdot 10^8$	$\sim 10^8$	$\sim 10^5$	1

движений «малой шкалы». Характерные размеры этих элементов от нескольких сотен до 2—4 тыс. км [24]. Наконец, сверхтепловое расширение контуров линии указывает на существование шкал движений еще меньших протяженностей. Таким образом, мы можем согласиться с выводом Г. Пласкетта [17] о существовании иерархии в турбулентных движениях в фотосфере, а также устанавливаем наличие такой же структуры турбулентных движений в хромосфере.

Произведем оценку относительной скорости диссипации турбулентных движений на различных уровнях в атмосфере Солнца, приняв скорость диссипации в хромосфере за единицу.

Для этого используем критерий А. Н. Колмогорова [25].

$$v \approx \left( \frac{\varepsilon \lambda}{\rho} \right)^{1/3},$$

где  $v$  — скорость турбулентного элемента;  $\varepsilon$  — скорость диссипации энергии в турбулентном движении на единицу объема;  $\rho$  — средняя плотность в рассматриваемых точках, удаленных друг от друга на расстояние  $\lambda$ . Величины  $v$ ,  $\rho$  и  $\lambda$  для отдельных уровней приведены в табл. 5. В последнем столбце этой таблицы дана относительная скорость диссипации для различных уровней. Таким образом, диссипация турбулентной энергии в фотосфере на три порядка, а в подфотосферных слоях на четыре порядка больше, чем в хромосфере.

16 мая 1960 г.

#### Литература

1. В. Е. Степанов, М. А. Клякотко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 16, 80, 1956.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 23, 184, 1960.
3. Н. С. Никулин, А. В. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 3, 1958.
4. Н. С. Никулин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 23, 1960.
5. M. G. Adam. M. N., 108, 446, 1948.
6. M. G. Adam. M. N., 119, 460, 1959.
7. В. А. Крат. Усп. астр. наук, 3, 57, 1947.
8. К. О. Кипенхойер. Солнечная активность. В сб.: «Солнце», под ред. Д. Койпера. ИЛ, 1957.
9. Т. Т. Цап. Настр. том, стр. 148.
10. W. S. Adams. Publ. Carneg. Inst. Washington 138, 1911
11. H. N. Newton. M. N., 95, 60, 1934.
12. P. Fox. Publ. Yerkes Obs., 3, 67, 1921.

13. P. K e m p e. Publ. Astr. Obs. Potsdam, 23, 71, 1916.
  14. The Rotation Period of the Sun derived from Measures of Solar Faculae made of the Royal Observ. Greenwich. M. N., 84, 431, 1924.
  15. В. А. К р а т. Усп. астр. наук, 3, 129, 1947.
  16. А. В. Н а р т. M. N., 114, 17, 1954.
  17. Н. Н. П л а s k e t t. M. N., 114, 251, 1954.
  18. P. S. S e c c h i. Le Soleil. Paris, 2, 31, 1877.
  19. А. Б. С е в е р н ы й, В. Л. Х о х л о в а. Изв. Крымской астрофиз. обс., 10, 9, 1953.
  20. Э. Е. Д у б о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 121, 1955.
  21. P. t e n B r u g g e n s t a t e. Zs. f. Ap., 19, 59, 1939.
  22. В. А. К р а т. Изв. ГАО, 49, 5, 1, 1957.
  23. D. E. B l a c k w e l l, D. W. D e w h i r s t, A. D o l l i n s. M. N., 119, 2, 98, 1959.
  24. А. Б. С е в е р н ы й. Докл. АН СССР, 58, 1617, 1947.
  25. А. Н. К о л м о г о р о в. Докл. АН СССР, 30, 4, 1941.
  26. В. Л. Х о х л о в а. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 177, 1957.
  27. В. Е. С т е п а н о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 52, 1958.
-

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО ГРАДИЕНТА  
МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ХРОМОСФЕРЕ

В. Е. Степанов

По фотоэлектрическим записям магнитных полей в хромосфере по линиям  $H_3Ca^+$  и в фотосфере по линии  $Fe \lambda 5250 \text{ \AA}$  определяется изменение напряженности поля с высотой. Величина градиента магнитного поля при напряженности в фотосфере в 50 *гс* равна 0,01 *гс/км*. Магнитное поле легко проникает в хромосферу и изменяется с высотой более медленно, чем в фотосфере. Чем больше величина напряженности, тем больше величина градиента поля.

THE DETERMINATION OF THE MEAN GRADIENT OF THE CHROMOSPHERIC MAGNETIC FIELD, by V. E. Stepanov.— The variation of field strength with height is determined from photoelectric recordings of magnetic fields in the chromosphere in  $H_3Ca^+$  and in the photosphere in  $Fe \lambda 5250 \text{ \AA}$ . The magnetic field gradient is 0.01 *gs/km* for a field strength in the photosphere of 50 *gs*. The magnetic field easily penetrates into the chromosphere and varies with height less rapidly than in the photosphere. Higher values of the field gradient correspond to larger field strengths.

Изменение поля с высотой в хромосфере над областью солнечных пятен было определено впервые А. Б. Северным и В. Бумбой [1]. Имн использовались как записи магнитографа, так и непосредственное измерение расщепления линий на спектрограммах. Они обнаружили, что в хромосфере над ядром пятна встречаются магнитные поля напряженностью в 300—500 *гс*. Измеряя поле в пятне по фотосферным линиям, они определили, что градиент магнитного поля равен 0,5 *гс/км*.

Для построения карты магнитного поля в хромосфере нами была выбрана линия  $H_3Ca^+$ . Эта линия (переход  $4^2S_{1/2} - 4^2P_{1/2}$ ) имеет расщепление  $\frac{(\pm 2), \pm 4}{3}$ . Запись поля по этой линии представляет значительные трудности. Известно, что вследствие относительных движений линия  $H_3$  почти всегда расположена асимметрично относительно  $H_1$  и  $H_2$ . В большинстве случаев линия  $H_2$  интенсивнее, и поэтому при очень широкой входной щели фотометра магнитографа и большом различии в скоростях газа в линиях  $H_3$  и  $H_2$  один из краев щели может выйти за пределы линии  $H_3$  и компенсатор лучевых скоростей переведет на щель фотометра крыло линий  $H_1$  и  $H_2$ . Так как с уменьшением ширины щели фотометра пропорционально падает чувствительность магнитографа, мы

остановились на оптимальной ширине  $0,15 \text{ \AA}$  (линейная дисперсия в этой области спектра составляет  $12 \text{ мм/\AA}$ ) при средней полной полуширине  $\Delta\lambda$  линии  $H_3$ , равной  $0,18 \text{ \AA}$ . В щель фотометра проваливались участки крыла линии  $H_3$ , равные  $0,05 \text{ \AA}$  (см. фиг. 1).

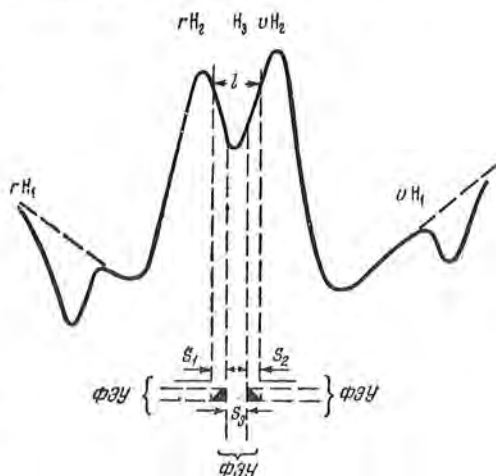
При этой ширине щели достаточна дифференциальная разность в скоростях газа  $8,0 \text{ км/сек}$  в линиях  $H_3$  и  $H_2$ , чтобы компенсатор лучевых скоростей сводил линию  $H_3$  со щели фотометра.

Одновременно с записью магнитного поля производилась запись остаточной интенсивности в центре линии  $H_3$ . Это позволило внести соответствующую поправку при составлении карт магнитного поля в хромосфере. Переход на запись магнитного поля по другой линии связан с ошибкой, вызванной изменением глубины модуляции сигнала (при калибровке по лучевым скоростям применялась дополнительная поляризационная насадка с  $1/4 \lambda$ -пластинкой, рассчитанной для линии  $\text{Fe } \lambda 5250 \text{ \AA}$ ). Поэтому глубина модуляции была определена на опыте и при определении масштаба записи вводилась соответствующая поправка.

Магнитное поле в фотосфере записывалось по линии  $\text{Fe } \lambda 5250 \text{ \AA}$ . На фиг. 2, а и 3, а представлены карты магнитного поля, записанные по линии  $H_3$ . Карты магнитного поля для фотосферы тех же областей даны на фиг. 2, б и 3, б. Из фиг. 2 и 3 мы видим, что на обширной области чувствительность магнитографа недостаточна, чтобы обнаружить слабые поля (шумы записи поля по линии  $H_3$  в области флоккула равны  $\pm 6 \text{ гс}$ ). Непосредственно вблизи группы пятен магнитограф начинает чувствовать поле. К сожалению, в этой же области часто дифференциальная разность в скорости в линиях  $H_3$  и  $H_2$  настолько возрастает, что компенсатор начинает уводить линию  $H_3$  со щели. Величина продольного магнитного поля в некоторых областях хромосферы иногда превышает  $100 \text{ гс}$ . На фиг. 4 представлена зависимость величины напряженности поля в хромосфере от напряженности поля в фотосфере для одних и тех же участков на поверхности Солнца. Здесь проводилось сопоставление только для тех областей карт, где линия  $H_3$  уверенно удерживалась на щели фотометра компенсатором лучевых скоростей.

Как можно судить из графика, между напряженностью в хромосфере и в фотосфере для  $H_{\text{фот}} < 350 \text{ гс}$  имеет место линейная связь

$$H_{\text{хр}} = 0,35 H_{\text{фот}}, \quad (*)$$



Фиг. 4. Схема расположения щелей фотометра магнитографа для определения магнитного поля в хромосфере по линии  $H_3\text{Ca}^+$

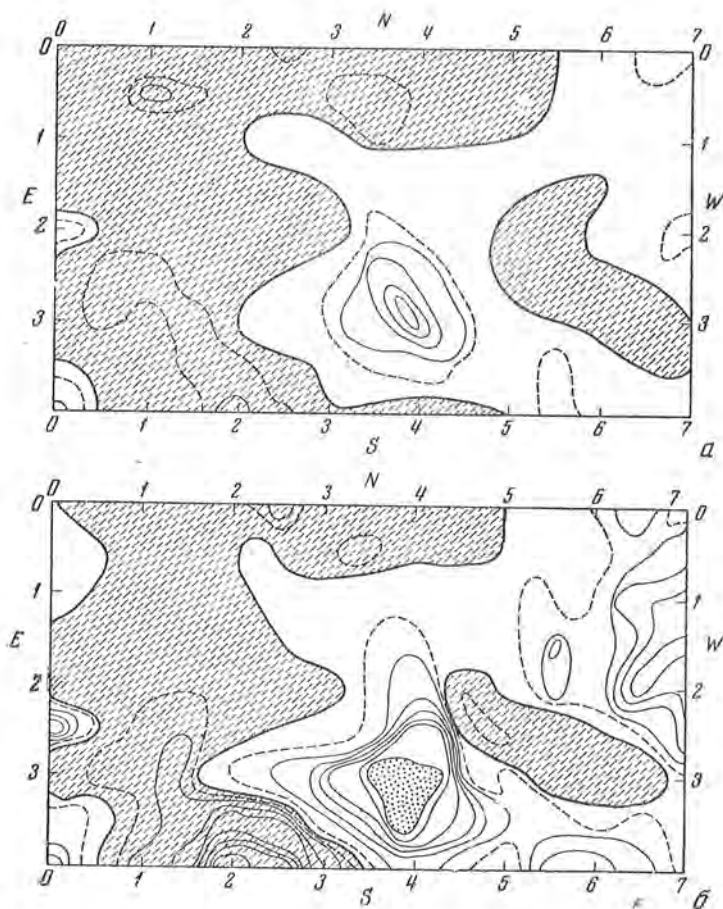
$$l = 0,15 \text{ \AA}; \quad s_1 = s_2 = s_3 = 0,05 \text{ \AA}$$



и средний градиент магнитного поля, в пределах точности построения графика, изменяется линейно с величиной напряженности:

$$\frac{dH}{dh} \approx 0,65H_{\text{фот.}}$$

Таким образом, среднее изменение напряженности магнитного поля на один километр при переходе от фотосферы к хромосфере при  $H_{\text{фот.}} = 50 \text{ гс}$  составляет  $0,01 \text{ гс}$ . При расчете этой величины высота эффективного слоя была принята равной  $4000 \text{ км}$  [2].

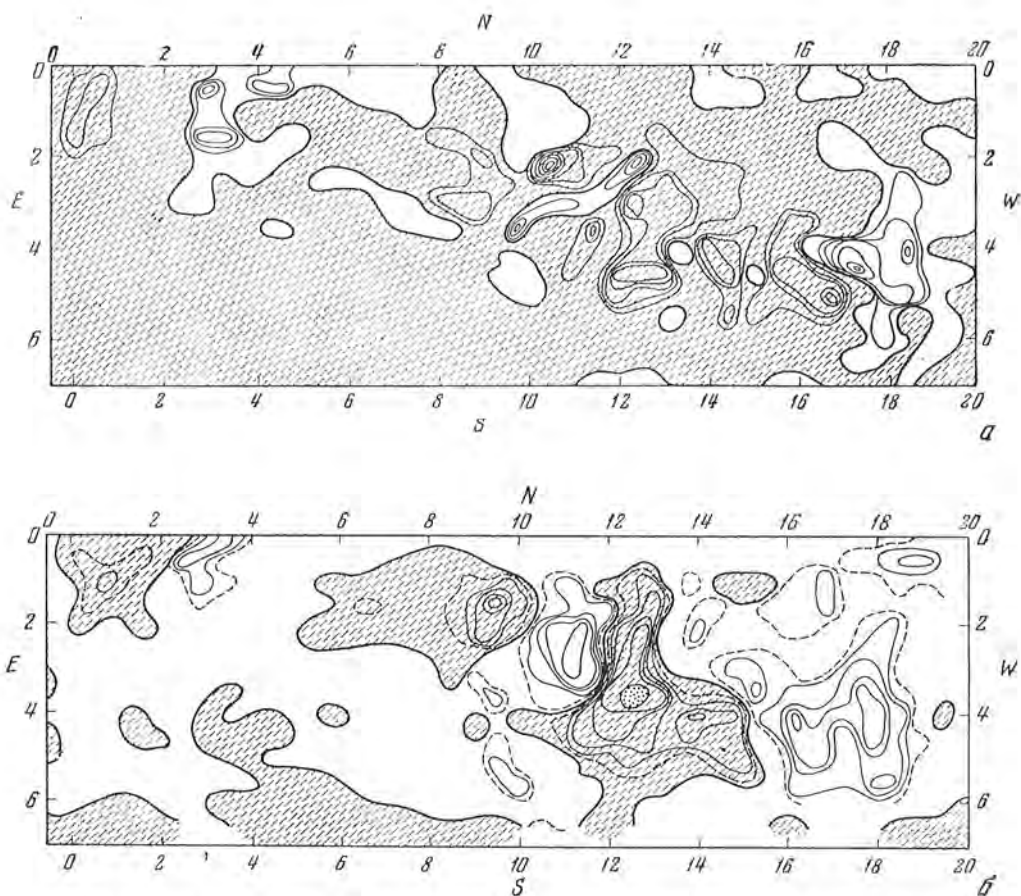


Фиг. 2. Карты магнитных полей за 13.VIII 1959 г. в хромосфере (а) и в фотосфере (б).

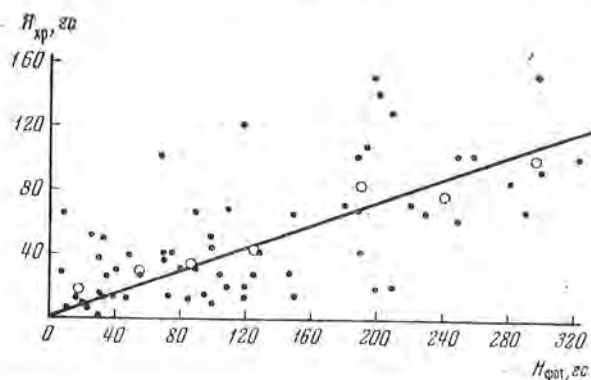
На картах изогауссы сплошной линией проведены через  $50 \text{ гс}$ ; штриховой — через  $25 \text{ гс}$ ; заштрихованные области означают южную полярность. Точками отмечены области зашкаливания прибора

Определение градиента магнитного поля в фотосфере по близким и дальким крыльям линии  $\text{Na D}_1$  [3] дало величину  $0,03 \text{ гс/км}$  (при  $H = 50 \text{ гс}$  на нижнем уровне фотосферы). Отсюда следует, что в хромосфере поле изменяется в три раза медленнее, чем в фотосфере.

В заключение приведем величины градиентов магнитных полей,



Фиг. 3. Карты магнитных полей за 6.IX 1959 г. в хромосфере (а) и в фотосфере (б)  
 На карте а изогауссы проведены через 20 гс, на карте б — через 50 гс, штриховой линией — через 25 гс; заштрихованные области означают южную полярность. Точками отмечены области зашкаливания прибора



Фиг. 4. Магнитное поле в хромосфере и фотосфере  
 По оси абсцисс отложена напряженность поля на уровне фотосферы; по оси ординат — напряженность поля в хромосфере.  
 Кругами обозначают нормальные места

Уровень атмосферы	$\frac{dH}{dh}$ , ес./км	$H_{\text{Фот.}}$ , эс	Метод	Авторы
Фотосфера	0,03	50	Фотоэлектрическая запись по близким и далеким крыльям линии $D_1$ Na	В. Е. Степанов [3]
Хромосфера	0,01	50	Фотоэлектрическая запись по линиям $H\alpha$ , $Ca^+$ и $Fe \lambda 5250 \text{ \AA}$	Настоящая статья
Фотосфера (пятно)	0,5	2600	По расхождению силовых линий	Г. Хел, С. Никольсон [4]
Фотосфера (пятно)	2,5	2500	По сильным и слабым фраунгоферовым линиям	Р. Б. Кинг [5]
Фотосфера (пятно)	1,1—1,8	2600	По асимметрии линии $D_1$ Na	Э. А. Барановский, В. Е. Степанов [6]
Фотосфера (пятно)	5,7	3200	По изменению средней напряженности магнитного поля при переходе от центра к краю диска Солнца	И. Хаутгаст, А. Слейтер [7]
Хромосфера (над пятном)	0,5	2500	По фотоэлектрическим записям и измерениям расщепления в линиях $H\alpha$ , $H\beta$ , $Fe \lambda 4886 \text{ \AA}$	А. Б. Северный, В. Бумба [1]

определенные для различных уровней атмосферы Солнца и в солнечных пятнах (см. таблицу).

В таблице в 4-м столбце указана величина напряженности поля в фотосфере, для которой был определен градиент поля. Следует указать, что величина градиента по определениям И. Хаутгаста и А. Слейтера [7] ошибочна. При определении градиента из эффекта «центр — край» необходимо тщательно учитывать влияние замыкания изображения пятна вследствие дрожаний и плохих качеств изображения. Ядро пятна, где поле максимально, замыкается светом от полутени и фотосферы. Этот эффект увеличивается к краю диска Солнца. И так как вне ядра пятна поле значительно меньше, замыкание приведет к сильному ослаблению наблюдаемой величины напряженности поля, что приведет к значительному завышению величины градиента. Авторы использовали результаты статистической обработки материалов по магнитным полям, где учесть эффект замыкания не представляется возможным.

Из приведенной таблицы и наших результатов можно сделать выводы, что а) магнитное поле из фотосферы легко проникает в хромосферу, и изменение поля с высотой в хромосфере более медленное по сравнению с изменением в фотосфере и б) чем больше величина напряженности магнитного поля, тем больше величина градиента. Это, по-видимому, вызвано тем, что с возрастанием напряженности увеличивается величина магнитного давления, а следовательно, и расхождение силовых линий поля.

Если применить соотношение (\*) к определению напряженности магнитного поля, наблюдаемого в пятне, то градиент над пятном в хромосфере

будет соответственно равен  $0,7-0,8$  *гс/км*, что близко соответствует величине, определенной в работе [1]. По-видимому, соотношение (\*) выполняется в среднем как для возмущенной хромосферы, так и для хромосферы над пятном.

6 мая 1960 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. A. B. Severny, V. Vumba. Observatory, 78, № 902, 33, 1958.
2. C. de Jager. Handbuch der Physik. Bd. LI, Spr. Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1959, S. 125.
3. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 42, 1960.
4. G. F. Hale and S. B. Nicholson. Magnetic Obs. of Sunspots 1917—1924. Carnegie Inst. of Washington, 1938, p. 1, 56.
5. R. B. King. Ap. J., 80, 136, 1934.
6. Э. А. Барановский, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 66, 1958.
7. J. Houtgast and A. Sluifers. B. A. N., 10, 388, 325, 1948.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ*Е Ши-хуэй*

Настоящая работа основана главным образом на спектрограммах протуберанцев, снятых при помощи спектрографа с эшеле, которая позволяет одновременно на одной и той же пластинке с большой дисперсией и разрешающей силой фотографировать весь видимый спектр и большую часть ультрафиолетового спектра. В результате обработки спектрограмм 10 протуберанцев построены точные контуры 209 эмиссионных линий и определены их полуширины, центральные интенсивности, эквивалентные ширины и некоторые другие величины. На основании анализа этих данных получены следующие выводы.

1. Наблюдаемое излучение протуберанцев представляет собой в основном их собственную эмиссию, и рассеяние протуберанцами солнечного излучения не играет большой роли.

2. По лучу зрения протуберанцы в основном однородны и по температуре и по плотности.

3. Атомы различных элементов в одном и том же узле протуберанца имеют одинаковые кинетическую температуру и турбулентную скорость. Хотя обработанные нами протуберанцы относятся к разным типам, но их кинетические температуры и турбулентные скорости и очень сильно отличаются друг от друга ( $T_{kin} \approx 5000^\circ - 9000^\circ K$ ,  $v_t \approx 3 - 7$  км/сек).

4. Линии протуберанцев расширяются совместным действием Доплер-эффекта и затухания вследствие излучения.

5. Населенность уровней атомов водорода в протуберанцах характеризуется резким падением числа атомов  $N$  от  $n=1$  до  $n=2$  и  $n=3$ , практически постоянным числом атомов на средних уровнях ( $n=4-6$ ) и небольшой перенаселенностью высоких уровней ( $n \geq 7$ ).

6. Влияние самопоглощения на линии протуберанцев значительно больше, чем предполагали другие авторы. Вычисленные нами теоретические контуры для линий  $H_\alpha - H_\delta$  с учетом самопоглощения хорошо совпадают с наблюдаемыми контурами.

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF SOLAR PROMINENCES, by Yeh Shih-Huei.— The study is based mainly on spectrograms of prominences obtained with an echelle-spectrograph, which permits simultaneous photography of the whole visible and a large part of the ultraviolet spectrum on one and the same plate, with high dispersion and resolving power. The spectrograms of 10 prominences are reduced and the profiles of 209 emission lines obtained. The half-widths, central intensities, equivalent widths and some other characteristics are determined. From an analysis of the data the following conclusions are made:

1. The observed radiation of prominences is chiefly their own emission. The scattering of solar radiation by prominences plays only a small role.

2. Along the line of sight the prominences are approximately uniform in temperature and density.

3. The atoms of different elements in one and the same knot of a prominence have the same kinetic temperature and turbulent velocity. Although the considered prominences are of different types, their kinetic temperatures and turbulent velocities do not differ greatly ( $T_{\text{kin}} \approx 5000-9000^\circ \text{K}$ ,  $v_t \approx 3-7 \text{ km/sec}$ ).

4. The emission lines of the prominences are broadened by the Doppler effect and radiative damping.

5. The population of levels of hydrogen atoms in prominences is characterized by a sharp decrease in the number of atoms  $N_n$  from  $n=1$  to  $n=2$  and  $n=3$ , a practically constant number of atoms at mean states ( $n=4-6$ ), and a small inverse population in the high quantum states ( $n \geq 7$ ).

6. The influence of self-absorption on the lines of prominences is considerably greater than that assumed by other authors. The calculated theoretical  $\text{H}_\alpha$ — $\text{H}_\beta$  profiles, taking into account self-absorption, are in good agreement with those observed.

### Введение

Спектрофотометрическое исследование солнечных протуберанцев было начато в первые годы двадцатого века. В течение более пятидесяти лет появилось довольно много работ, посвященных измерению относительных и абсолютных интенсивностей эмиссионных линий протуберанцев, определению их бальмеровского декремента, изучению самопоглощения у некоторых сильных линий, построению точных контуров линий и выяснению механизмов расширения линий, определению ряда физических параметров протуберанцев (кинетическая температура, скорость турбулентных движений, плотности атомов водорода, гелия и электронов и др.) и выяснению условий свечения, возбуждения и ионизации атомов в протуберанцах. Ввиду того, что А. Унзольд [1] и В. П. Вязанцын [2] сделали подробные обзоры литературы по изучению спектров протуберанцев, здесь мы хотели бы только коротко изложить некоторые неразрешенные проблемы физики протуберанцев и указать цель настоящей работы.

1. Прежде всего необходимо выяснить, является ли наблюдаемая эмиссия протуберанцев их собственным излучением, рассеянным ими излучением Солнца или обе эти составляющие играют сравнимую роль. Некоторые авторы считают, что рассеянное протуберанцами излучение Солнца велико и представляет значительную часть их наблюдаемого излучения. Р. Вулли и Г. Ньютон [3] выдвинули предположение, что протуберанцы, как и облака, селективно рассеивают солнечный свет. Д. Джеффрис [4, 5] считает, что протуберанцы сильно рассеивают излучение Солнца и значительная часть их наблюдаемой эмиссии в линиях  $\text{H}_\alpha$  и  $\text{D}_3$  является рассеянным солнечным излучением. Такая точка зрения еще нуждается в строгом доказательстве.

2. Почему в спектре протуберанцев одновременно появляются линии водорода, гелия (иногда даже ионизованного гелия) и металлов, которые имеют очень сильно отличающиеся друг от друга потенциалы возбуждения и ионизации? Одинаковы ли температура и другие физические параметры для всех элементов в одном и том же узле протуберанца? При определении кинетической температуры и турбулентной скорости по полуширинам

линий различных элементов и при оценке самопоглощения путем сравнения интенсивностей линий различных элементов многие авторы фактически признают, что атомы разных элементов возбуждаются вместе и при одинаковых физических условиях. Но некоторые авторы сомневаются в этом. Например, Д. Джеффрис и Ф. Орралл [6] считают, что атомы разных элементов могут возбуждаться в разных местах протуберанца, и поэтому вряд ли обосновано определение кинетической температуры и турбулентной скорости протуберанца по полуширинам линий различных элементов. В. М. Соболев [7] заключает, что протуберанец неоднороден и состоит из водородных и гелиевых волокон. По результатам его наблюдений, средние отношения  $\Delta\lambda/\lambda$  для линий водорода и гелия равны, и отсюда он сделал вывод, что кинетическая температура гелиевых волокон в четыре раза больше, чем водородных волокон. Но это противоречит результатам наблюдений Г. Зиринга [8], который получил почти одинаковые кинетические температуры для атомов водорода и гелия. Кроме того, полученное В. М. Соболевым равенство между отношениями  $\Delta\lambda/\lambda$  для водорода и гелия приводит к тому, что линия должна иметь примерно такую же ширину, как линии  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  (после исправления за самопоглощение). Это вряд ли соответствует действительности. Поэтому надо сказать, что вопросы в этом отношении тоже остаются открытыми.

3. Какими механизмами расширяются линии излучения протуберанцев? Благодаря работам А. Унзольда [9], Р. Вулли и Г. Ньютона [10], М. Конвэй [11, 12], М. Эллисона и Д. Рейда [13] и Г. С. Иванова-Холодного [14, 15], можно считать установленным, что Доплер-эффект является основным механизмом расширения линий протуберанцев. Но стоит выяснить, существуют ли еще другие механизмы. Опираясь на большое количество наблюдательного материала, полученного на спектрографе-гелиоскопе в Симеизе и на Башенном солнечном телескопе (БСТ) Крымской астрофизической обсерватории, Г. С. Иванов-Холодный обнаружил для балмеровских линий водорода некоторый рост отношения  $\Delta\lambda/\lambda$  с номером линии и приписал такое явление влиянию Штарк-эффекта. Сам факт роста  $\Delta\lambda/\lambda$  с номером линии стоит еще раз проверить. Тем более, приписав такой рост действию штарковского эффекта, Г. С. Иванов-Холодный получил невероятно большие значения электронной плотности протуберанцев (примерно на два-три порядка больше значений, полученных многими другими авторами). Кроме вопроса о механизмах расширения линий, еще стоит выяснить, как самопоглощение и рассеяние солнечного излучения сказываются на контурах линий протуберанцев.

4. Вопрос о самопоглощении у ряда сильных линий протуберанцев тоже нельзя считать окончательно решенным. Путем сравнения интенсивностей пары линий ( $K Ca^+$  и  $H_\beta$ ,  $H_\alpha$  и  $D_2$ ) К. Шварцшильд [16] и М. Миннарт и К. Слоб [17] нашли, что линии  $K Ca^+$  и  $H_\alpha$  обременены самопоглощением, приводящим к ослаблению линии  $K Ca^+$  самое большее в 10 раз и линии  $H_\alpha$  в 8 раз. Аналогичная работа была выполнена Г. Брюком и В. Моссом [18]. Такие работы могут содержать следующие ошибки. Во-первых, прежде чем применить данный метод, необходимо построить эм-

физическую кривую, которая связывает интенсивности двух рассматриваемых линий, даваемые несколькими протуберанцами. Ведь различные протуберанцы могут в отношении физических свойств сильно отличаться друг от друга, и поэтому нельзя считать, что только самопоглощение вызывает изменение интенсивностей линий. Во-вторых, более слабая из рассматриваемых линий тоже может быть обременена самопоглощением. (Это особенно вероятно для линии  $H_{\beta}$ .) Кроме того, две сравниваемые линии могут быть возбуждены при различных температурах или расширены различными механизмами. Для уверенного решения данного вопроса нам нужен какой-то метод, который позволяет точно вычислить, во сколько раз интересующая нас линия данного протуберанца ослаблена из-за самопоглощения. При этом желательно, чтобы вычисления опирались на измерения линий одного элемента.

5. Поскольку вопрос о самопоглощении еще не окончательно разрешен, нельзя считать, что населенность уровней атомов в протуберанцах определена достаточно уверенно. Это связано с тем, что числа атомов чаще всего определяются по полным излучениям линий, а из-за самопоглощения наблюдаемые полные излучения могут быть значительно меньше, чем истинные. Точно по той же причине можно сказать, что имевшиеся результаты определения бальмеровского декремента протуберанцев тоже недостаточно надежны, особенно для первых членов бальмеровской серии.

6. Определению основных физических параметров посвящены многие работы. Но надо отметить, что разные авторы получают очень сильно расходящиеся друг с другом значения. По полуширинам линий различных элементов можно одновременно определить кинетическую температуру и турбулентную скорость протуберанца. Многие авторы применяли этот метод, но полученные ими результаты сильно отличаются друг от друга. Например, В. П. Вязаницын [2] по линиям водорода и ионизованного кальция получил для многих протуберанцев средние значения  $T_{\text{кин}} = 5200^\circ$  и  $v_t = 10 \text{ км/сек}$ . А. Б. Северный [19] исследовал яркий протуберанец и по линиям водорода и ионизованного кальция нашел  $T_{\text{кин}} = 14\,000^\circ$  и  $v_t = 7,5 \text{ км/сек}$ . Исследуя линию  $H_{\alpha}$  и принимая  $v_t \approx 4 \text{ км/сек}$ , М. Конвэй [12] получила  $T_{\text{кин}} = 13\,000^\circ$ . Полагая  $v_t = 0$ , М. Эллисон и Д. Рейд [13] получили  $T_{\text{кин}} = 10\,000 - 12\,500^\circ$ . Г. С. Иванов-Холодный [14] по линиям водорода и гелия для многих протуберанцев нашел средние значения  $T_{\text{кин}} = 11\,800^\circ$  и  $v_t = 7,4 \text{ км/сек}$ . В. Н. Зуйков [20] по линиям  $H_{\alpha}$  и  $H$  и  $K \text{ Ca}^+$  получил  $T_{\text{кин}} = 4920 - 6850^\circ$ . Эти результаты не сильно отличаются друг от друга. Но Г. Зирич и Д. Биллингс [8, 21—23] по полуширинам линий  $H_{\alpha}$  и  $D_{\beta}$  получили очень высокие температуры ( $10^4 - 2 \cdot 10^5$  градусов).

При определении электронной плотности протуберанцев разные исследователи получили сильно расходящиеся друг с другом значения. Применяя формулу Саха к линиям ортогелия с небольшим потенциалом ионизации, А. Б. Северный [19] нашел  $n_e \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . А. Унзольд [1] объединил формулы Саха и Больцмана, связал число атомов водорода во втором квантовом состоянии с числом протонов, которое равно числу



электронов, и получил  $n_e = 6,7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Применяя тот же метод, В. Н. Зуйков [24] нашел, что для различных протуберанцев электронная плотность колеблется в пределах  $0,4 - 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Путем решения системы уравнений стационарности В. П. Вязицын [2] получил  $n_e = 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Приписывая наблюдаемый им рост отношения  $\Delta\lambda/\lambda$  с номером линии действию Штарк-эффекта, Г. С. Иванов-Холодный [14, 25] получил гораздо большие значения  $n_e = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Конечно, протуберанцы бывают разные и их физические параметры должны отличаться друг от друга. Но вряд ли возможно, чтобы такие сильные расхождения отражали истинные различия физических условий протуберанцев.

7. Вопрос о механизмах возбуждения и ионизации атомов в протуберанцах еще далеко не решен. Этот вопрос осложняется тем, что протуберанцы не находятся в термодинамическом равновесии, поэтому к ним, строго говоря, нельзя применять такие законы, как закон Планка, формулы Саха и Больцмана и т. д. При этом необходимо учесть и вычислить каждый атомный процесс отдельно и потом решить систему уравнений стационарности. Для точного решения этого вопроса надо учесть многие факторы (рассеяние солнечного излучения, влияние короны, возможная неоднородность материи в протуберанцах и др.) и оценить некоторые отсутствующие данные (сечения столкновений, интенсивности линий в лаймановской и других сериях и т. п.), а все это часто вызывает серьезные затруднения. Кроме того, неточности при определении бальмеровского декремента и чисел атомов, связанные с неполным учетом влияния самопоглощения на эмиссионные линии протуберанцев, тоже могут сказываться на результатах решения данного вопроса. Хотя некоторые авторы (В. П. Вязицын, В. М. Соболев, Г. Зирин) занимались исследованием механизмов возбуждения и ионизации атомов в протуберанцах, но общая картина еще далеко не ясна.

Мы перечислили семь главных и неокончательно решенных проблем физики протуберанцев. Необходимо подчеркнуть, что это, конечно, еще не все. Вопросы о возникновении, структуре и движении протуберанцев, о магнитных полях плазмы в протуберанцах, о взаимоотношении протуберанцев с короной, о связи солнечной активности с протуберанцами и др. — тоже сложные и мало изученные вопросы. Ввиду того, что эти вопросы не имеют непосредственного отношения к нашей работе, они не будут здесь рассмотрены. В целом надо сказать, что мы еще очень мало знаем о физической природе протуберанцев, и многие основные вопросы еще не решены окончательно. Недаром с явной неудовлетворенностью написали Д. Джеффрис и Ф. Орралл [6]: «Хотя солнечные протуберанцы изучались много лет, но интерпретация их спектров находится в очень неудовлетворительном состоянии».

Сейчас мы указываем цель настоящей работы. Тот факт, что в физике протуберанцев многие вопросы еще остаются открытыми, объясняется прежде всего недостатком надежного и высококачественного материала. Затменные спектрограммы, вообще говоря, имеют очень маленькую дисперсию и разрешающую силу, а внезатменные спектрограммы, в частности

пластинки, полученные Г. С. Ивановым-Холодным на БСТ Крымской астрофизической обсерватории и Г. Зиривым на 16" коронографе в обсерватории Пик Сакраменто, имеют большую дисперсию и разрешающую силу, но они не охватывают достаточно много линий протуберанцев. Кроме того, разные линии снимаются в разные моменты, и это может вызывать самые серьезные ошибки. Имея все это в виду, мы постарались получить спектрограммы протуберанцев с большой дисперсией и разрешающей силой, обеспечивая одновременность фотографирования всех линий. Это было достигнуто благодаря установке на БСТ эшелле, которая позволяет одновременно на одной и той же пластинке снимать весь видимый спектр, а также и большую часть ультрафиолетового спектра. Полученные таким образом спектрограммы были обработаны с целью построения точных контуров всех снятых линий протуберанцев и определения некоторых их основных величин. На основании результатов обработки были рассмотрены все семь изложенных выше вопросов. Некоторые вопросы, нам кажется, решены в настоящей работе окончательно, а некоторые другие — только частично. Результаты нашего предварительного исследования механизмов возбуждения и ионизации атомов водорода в протуберанцах включены в другую работу [26].

## ГЛАВА I

### СПЕКТРОФОТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

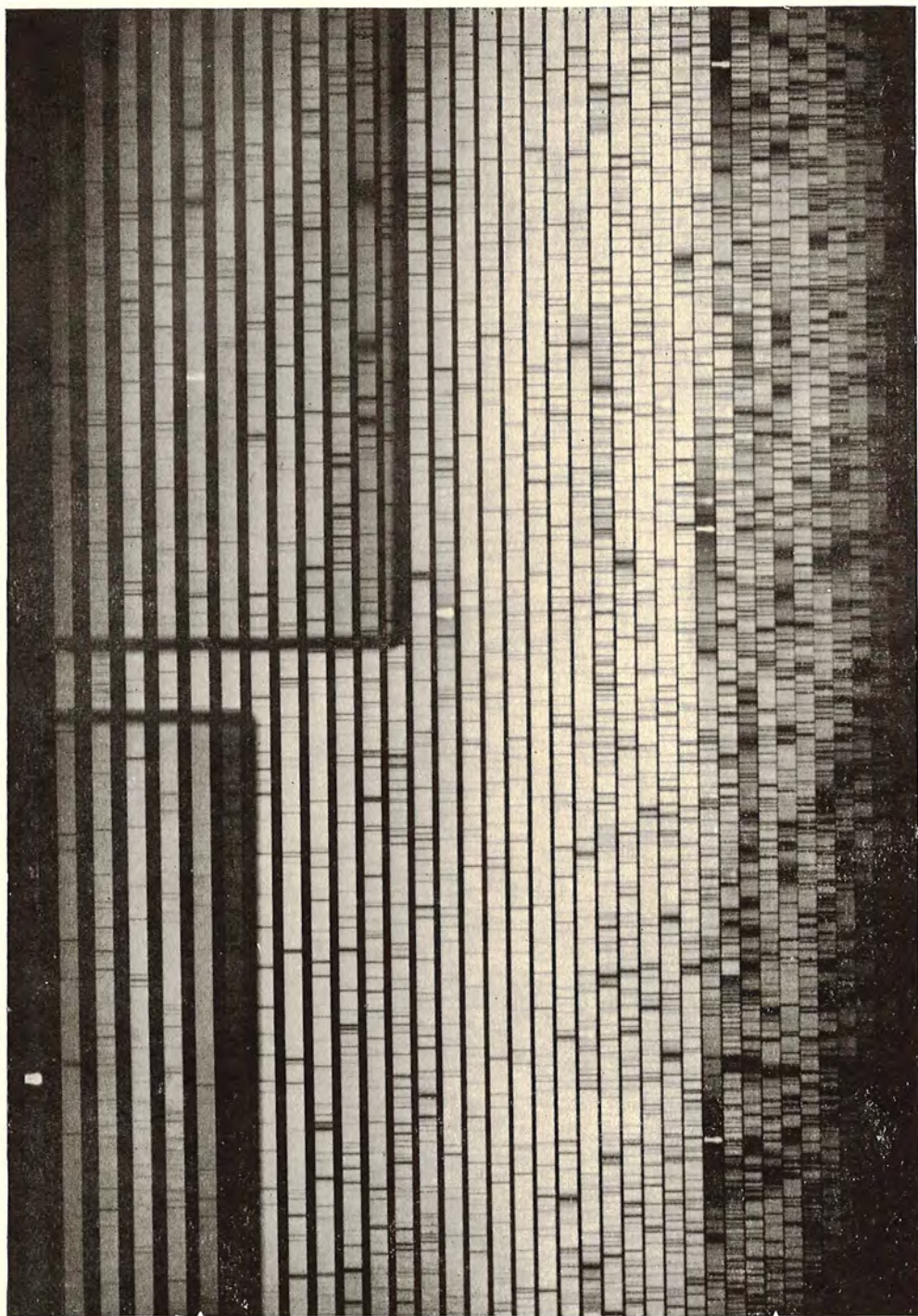
#### § 1. Наблюдения с дифракционной решеткой

Спектрограммы, на которых основывается настоящая работа, были получены при внезатменных наблюдениях на БСТ Крымской астрофизической обсерватории [26] с ноября 1958 г. до июля 1959 г. До марта 1959 г. наблюдения были произведены с дифракционной решеткой, а затем — с эшелле. Изображение Солнца диаметром 20 см проектировалось на щель спектрографа, гидрирование протуберанцев осуществлялось по солнечным пятнам. Ширина щели при съемке равнялась 0,1 мм, т. е. примерно в два раза больше нормальной. Вычисленная разрешающая сила для линии  $H_{\alpha}$  равна  $3,6 \cdot 10^5$ . Полная полуширина инструментального контура решетки примерно равна 0,04 Å (в четвертом порядке). Наблюдения с решеткой были произведены в третьем порядке. Дисперсия в области линии  $H_{\alpha}$  составляет 2,26 мм/Å, в области  $H_{\beta}$  — 2,04 мм/Å, в области  $H$  и  $K$   $Ca^{+}$  — 1,94 мм/Å.

Кроме эмиссионных линий протуберанцев, был снят как стандарт спектрофотографической интенсивности центр солнечного диска в соответствующих спектральных областях. Такие стандарты были сфотографированы через два нейтральных фильтра, помещенных перед щелью спектрографа, и с теми же выдержками, с которыми снимались соответствующие линии протуберанца. Для построения характеристических кривых на пластинках был впечатан девятиступенчатый платиновый ослабитель.

Таблица 1

Дата	Позиционный угол	Высота узла	Решетка или элемент	Обработанные линии							Общее число обработанных линий		
				H	He	Na	Mg	Ca <sup>+</sup> , Ca	Ti <sup>+</sup>	Fe		Str <sup>+</sup>	
01. XI 1958	27°	—	Решетка	H <sub>z</sub> -H <sub>z</sub>	D <sub>3</sub> , He <sub>z</sub>								40
04. XII 1958	427	31"	»	H <sub>z</sub> -H <sub>γ</sub>	D <sub>3</sub> , He <sub>z</sub>	D <sub>1</sub> , D <sub>2</sub>	λλ5183, 3832	H, K					45
19. XII 1958	268	34	»	H <sub>z</sub> -H <sub>z</sub>	D <sub>3</sub>	D <sub>2</sub>	λλ5183, 3835, 3832	H, K	λλ3761, 3759, 3685				9
23. III 1959	32	—	Элемент	H <sub>z</sub> -H <sub>γ</sub>	D <sub>3</sub> , He <sub>z</sub>			H, K	λλ3761, 3759, 3685				48
30. III 1959	267	29	»	H <sub>z</sub> -H <sub>11</sub>	D <sub>3</sub> , He <sub>z</sub> , λ4471	D <sub>1</sub> , D <sub>2</sub>	λλ5183, 5173, 3838, 3832	H, K	λλ3761, 3759, 3685	λλ3860, 3746, 3737, 3720			32
28. IV 1959	43	24	»	H <sub>z</sub> -H <sub>11</sub>	D <sub>3</sub> , He <sub>z</sub> , λ4471		λλ3838, 3832	H, K	λλ3761, 3759, 3685	λλ3860, 3720			26
03. VI 1959	270	12	»	H <sub>z</sub> -H <sub>13</sub>	D <sub>3</sub> , He <sub>z</sub> , λ4471	D <sub>2</sub>	λλ5183, 5173, 3838, 3832	H, K	λλ3761, 3759, 3685	λλ3860, 3737, 3720			30
24. VI 1959	345	27	»	H <sub>z</sub> -H <sub>z</sub>	D <sub>3</sub> , He <sub>z</sub>			H, K					10
28. VI 1959	249	41	»	H <sub>z</sub> -H <sub>13</sub>	D <sub>3</sub> , He <sub>z</sub> , λ4471	D <sub>1</sub> , D <sub>2</sub>	λλ5183, 5173, 3838, 3832	H, K	λλ3761, 3759, 3685	λλ3860, 3720			29
01. VII 1959	60	12	»	H <sub>z</sub> -H <sub>13</sub>	D <sub>3</sub> , He <sub>z</sub>	D <sub>1</sub> , D <sub>2</sub>	λλ5183, 5173, 3838, 3832	H, K	λλ3761, 3759, 3685	λλ3860, 3737, 3735, 3720			30



Фиг. 1. Эшеле-спектрограмма протуберанца 28. VI. 1959 г.

Весь цикл наблюдений требовал 20—30 мин. Выдержка изменялась от линии к линии и составляла примерно 20—90 сек. Каждая эмиссионная линия протуберанца и соответствующие ей стандарт и ступенчатый ослабитель были сняты на одной и той же пластинке. Для красной и желтой частей спектра употреблялись пластинки Agfa Rot Rapid Spektral-Platten, а для зеленой, фиолетовой и ультрафиолетовой частей спектра — Ilford Zenith Plate. Спектрограммы были проявлены в проявителе Ilford Zenith при температуре 19°C за 6 мин.

## § 2. Наблюдения с эшеле

Наблюдения на БСТ с решеткой имеют коренной недостаток, заключающийся в том, что приходится фотографировать разные спектральные линии отдельно, и нет достаточной гарантии того, что для каждой линии снимается точно одинаковый узел протуберанца. Кроме того, за время фотографирования разных линий вид, положение и яркость протуберанца могут сами по себе изменяться. Чтобы коренным образом решить эти вопросы, весной 1959 г. на БСТ был установлен спектрограф с решеткой типа эшеле [28], который позволяет одновременно на одной и той же пластинке снимать спектр в большом диапазоне  $\lambda\lambda$  6600—3500 Å. Для примера на фиг. 1 приведена спектрограмма  $\zeta$  протуберанца 28. VI. 1959 г.

Эшеле-спектрограмма имеет дисперсию в области  $H_{\alpha}$  0,91 мм/Å и в области H и K Ca II—1,56 мм/Å. Полуширина инструментального контура составляет примерно 0,04 мм. Выдержка составляла примерно 10—30 сек. Поскольку спектры протуберанцев, даваемые эшеле, занимают почти всю пластинку, приходилось снимать стандарты и шкалки на других пластинках. Но все пластинки для одного и того же протуберанца были проявлены при одинаковых [условиях с одним и тем же проявителем.

При помощи эшеле было снято много ярких протуберанцев, у каждого из которых было сфотографировано около тридцати эмиссионных линий. Такие спектрограммы представляют большую ценность, и они являются основным материалом наблюдений нашей работы.

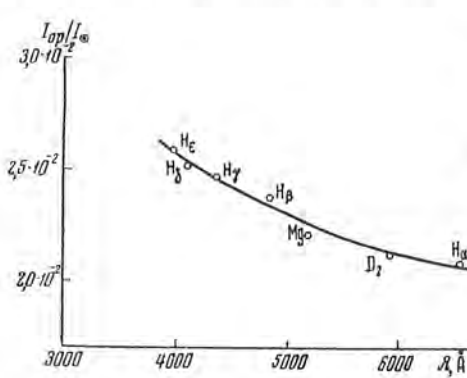
## § 3. Результаты наблюдений

В табл. 1 приведены некоторые характеристики и список линий обработанных протуберанцев. Позиционный угол протуберанца представляет собой угловое расстояние между северным полюсом солнечного диска и протуберанцем, измеренное в направлении  $N - E - S - W - N$ . Высота обработанного узла протуберанца над краем солнечного диска выражена в секундах дуги. Всего было обработано 209 линий десяти протуберанцев. Протуберанец 1. XI 1958 г. является эруптивным протуберанцем и во время наблюдения он был значительно ярче, чем хромосфера. Протуберанцы 23. III; 30. III; 28. VI и 1. VII 1959 г. — активные протуберанцы. Остальные протуберанцы спокойные.

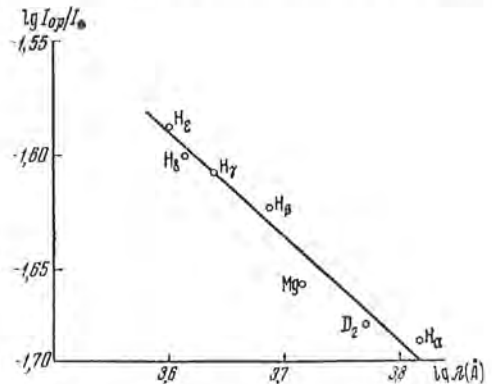
ОБРАБОТКА СПЕКТРОГРАММ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

§ 4. Построение точных кривых эмиссионных линий протуберанцев. Изучение ореола

Запись контуров линий производилась на регистрирующем микрофотометре МФ-4 при увеличении изображения в 21 раз и при масштабе записи от 20 : 1 до 40 : 1. Амплитуда отбросов гальванометра составляет примерно 10 см. Ширина щели МФ-4 была вычислена по разрешающей силе спектрограммы. Чтобы уменьшить влияние зерна пластинки для таких широких линий, как  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $H$  и  $K Ca^{+}$ , употреблялась большая ширина щели, чем вычисленная. Высота щели МФ-4 определялась по высоте выбранного разреза протуберанца и оставалась строго одинаковой для всех



Фиг. 2. Зависимость отношения  $I_{op}/I_{\odot}$  от длины волны - Протуберанец 30.III 1959 г.



Фиг. 3. Зависимость отношения  $I_{op}/I_{\odot}$  от длины волны (в логарифмической шкале) Протуберанец 30.III 1959 г.

линий данного протуберанца. Характеристические кривые пластинки построены отдельно для линий  $[H_{\alpha}$ ,  $D$ ,  $Mg$   $\lambda\lambda$  5183—5173,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и  $H$  и  $K Ca^{+}$ . Каждая характеристическая кривая является усредненной кривой, определяемой несколькими сериями значений почернений пластинки и относительных интенсивностей. Для каждого протуберанца (кроме 3. VI 1959 г.) была построена целая серия характеристических кривых.

При внезапных условиях наблюдений вместе с эмиссией протуберанца на пластинке фотографируется спектр ореола, т. е. спектр рассеянного солнечного света. Чтобы получить чистую эмиссию протуберанца, необходимо аккуратно вычитать интенсивность ореола из интенсивности, непосредственно полученной по спектрограмме протуберанца. С целью выяснения природы ореола были определены отношения интенсивности ореола к интенсивности центра солнечного диска для ряда длин волн. Фиг. 2 \* показывает, что эти отношения уменьшаются с увеличением

\* Как здесь, так и в дальнейшем из-за недостатка объема мы не можем включать в настоящую работу все полученные нами графики одного и того же типа.

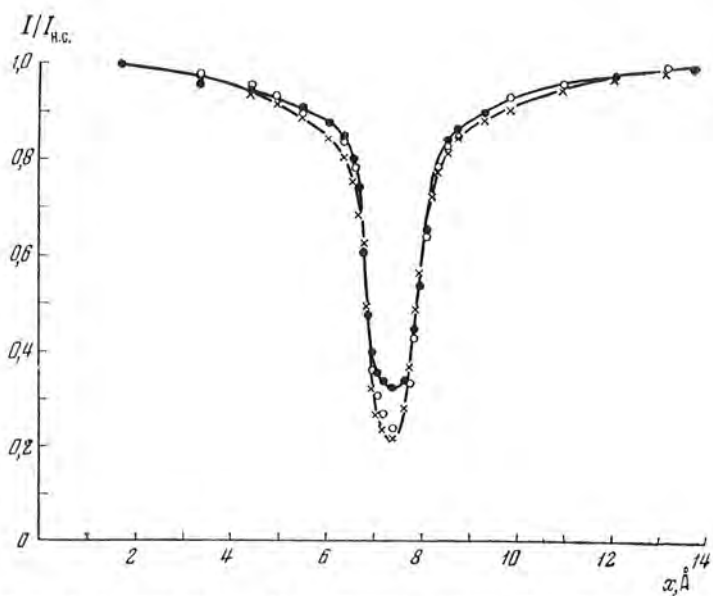
длины волны. В логарифмической шкале зависимость отношения  $I_{ор}/I_{\odot}$  от длины волны представлена прямой линией (см. фиг. 3). По наклону такой прямой были получены следующие отношения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{I_{ор}}{I_{\odot}} &\propto \lambda^{-1,27} \text{ (протуберанец 1.XI 1958 г.),} \\ \frac{I_{ор}}{I_{\odot}} &\propto \lambda^{-1,79} \text{ ( " 4.XII 1958 г.),} \\ \frac{I_{ор}}{I_{\odot}} &\propto \lambda^{-0,46} \text{ ( " 30.III 1959 г.),} \\ \frac{I_{ор}}{I_{\odot}} &\propto \lambda^{-2,02} \text{ ( " 28.VI 1959 г.)} \end{aligned} \right\} (1)$$

По закону рассеяния Релея должно быть  $I_{ор}/I_{\odot} \propto \lambda^{-4}$ . В. Г. Фесенков нашел для земной атмосферы ход, близкий к  $\lambda^{-3}$ . Несовпадение полученных нами отношений с этими законами объясняется тем, что рассеяние солнечного света происходит и в земной атмосфере и внутри телескопа. Если бы существовало только рассеяние в атмосфере, то мы получили бы ход  $\lambda^{-4}$  или  $\lambda^{-3}$ ; а если бы играло роль только рассеяние внутри БСТ, то отношение  $I_{ор}/I_{\odot}$  было бы постоянным и не зависело бы от длины волны. Показатель степени в полученных нами отношениях непостоянный и изменяется от протуберанца к протуберанцу. Это означает, что из-за изменений погоды и условий освещения БСТ большую роль иногда играет рассеяние в земной атмосфере, а иногда рассеяние внутри телескопа.

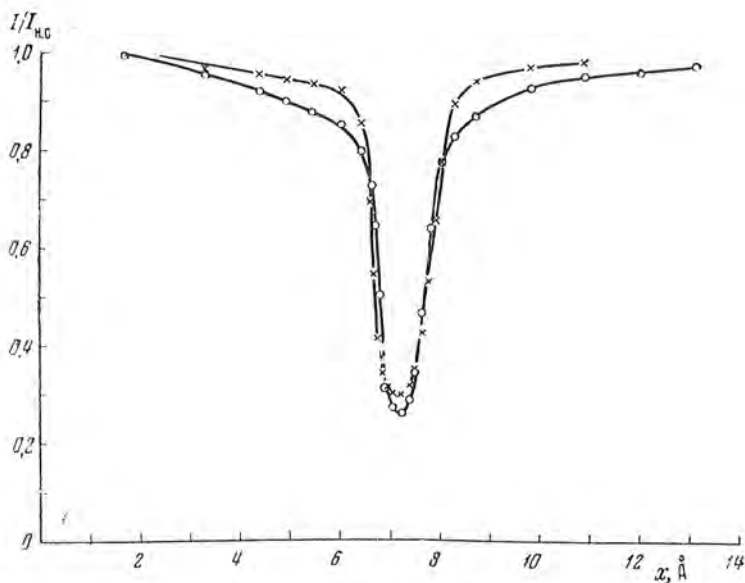
Была также изучена контур линии  $H_{\alpha}$  в спектре ореола, и мы нашли, что он изменяется с расстоянием от края диска Солнца. Для места, расположенного недалеко от края, контур ореола похож на контур той же линии на краю диска, а на значительном расстоянии от края контур ореола похож на контур в центре диска. Все это показано на фиг. 4 и 5, построенных по спектрограмме для  $H_{\alpha}$ , снятой с решеткой при высокой щели. На фиг. 4 хорошо видно, что контуры расходятся больше всего в центре линии и немного в крыльях. При изменении углового расстояния от края диска, от  $19$  до  $108''$ , центральная интенсивность линии изменяется примерно на пять процентов.

Из изложенного выше сразу вытекает, что для построения точных контуров линий протуберанцев надо взять ореол как можно ближе к протуберанцу. Если на спектрограмме по обеим сторонам протуберанца есть чистые, свободные от протуберанца, места, мы можем взять два разреза для ореола и получить средний ореол, который должен был быть на месте протуберанца, если бы там не было протуберанца. Именно такой ореол мы взяли для протуберанца 9. XII 1958 г. Для других двух обработанных протуберанцев, снятых с решеткой, так делать было нельзя, потому что на одной стороне был снят край диска. В этих случаях ореолы были взяты в местах, наиболее близких к протуберанцам. При наблюдениях с эшелле из-за низкой щели спектрографа, вообще говоря, невозможно одновременно



Фиг. 4. Контур линии  $H_z$  в спектре ореола на разных расстояниях от края диска Солнца

(108'' — крестики, 47'' — светлые кружки, 19'' — темные кружки)



Фиг. 5. Контур линии  $H_z$  в центре (кружки) и на краю (крестики) диска Солнца



снимать и протуберанец и ореол. Поэтому ореол снимался на других пластинках для другого места, расположенного недалеко от протуберанца, где нет эмиссии протуберанца и где расстояние от края диска такое же, как для протуберанца.

Для точного исключения влияния ореола было определено отношение наблюдаемой интенсивности протуберанца (вне эмиссионной линии) к интенсивности ореола  $\bar{y}$  для тех же длин волны для ряда точек, расположенных по обеим сторонам от эмиссионной линии. Умножая интенсивность ореола  $I_{ор}$  на среднее значение  $\bar{y}$  и вычитая произведение  $\bar{y}I_{ор}$  из наблюдаемой интенсивности протуберанца, мы получаем интенсивность чистой эмиссии протуберанца. Контуры построены в системе  $[I_{\lambda}/I_{ц}, \Delta\lambda(\text{\AA})]$ , где  $I_{ц}$  — центральная интенсивность линии, а  $\Delta\lambda$  — расстояние от центра линии. Когда у некоторых сильных линий появляются провалы в центральных частях контуров, мы строим контуры в системе  $[I_{\lambda}/I_{м}, \Delta\lambda(\text{\AA})]$ , где  $I_{м}$  — максимальная интенсивность линии.

При построении контуров не было учтено влияние инструментального контура, так как полуширина инструментального контура значительно (по крайней мере в 3—5 раз) меньше, чем полуширина линии протуберанца.

## § 2. Стандартизация интенсивностей спектров

В нашей работе интенсивность излучения в центре диска Солнца употребляется как стандарт спектрофотографической интенсивности. Мы использовали данные Мульдерса и Шалонжа (см. [4]) в абсолютных единицах ( $\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ ). На микрофотограмме для стандарта был проведен непрерывный спектр, и его интенсивность в центре рассматриваемой линии была принята как стандарт. Для ультрафиолетовой части спектра трудно это сделать, так как в этой области слишком много линий поглощения, которые сильно искажают непрерывный спектр. В этом случае был использован атлас солнечного спектра Миннарта, и по атласу на обеих сторонах линии было выбрано две или три точки с одинаковым отношением интенсивности спектра к интенсивности непрерывного спектра, скажем 90%. По этим опорным точкам был проведен на микрофотограмме сниженный непрерывный спектр. Определив его интенсивность в центре исследуемой линии, мы ее разделили на 0,9 и получили искомое значение стандарта.

## § 3. Определение доплеровских полуширин линий

Для каждой линии протуберанца, кроме простого контура  $[I_{\lambda}/I_{ц}, \Delta\lambda]$ , построены логарифмический контур в системе  $[\lg(I_{\lambda}/I_{ц}), (\Delta\lambda)^2]$ . Как известно, линии протуберанцев расширяются в основном Доплер-эффектом (см. гл. IV) и их контуры могут быть представлены формулой

$$I_{\lambda} = I_{ц} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}, \quad (2)$$

где  $\Delta\lambda_D$  — доплеровская полуширина линии. Поэтому основная часть

логарифмического контура линии протуберанца прямая и по ее наклону  $k$  можно вычислить  $\Delta\lambda_D$  по формуле

$$\Delta\lambda_D = \sqrt{\frac{lgI}{k}} = \sqrt{\frac{0,434}{k}}. \quad (3)$$

Таким образом, определены доплеровские полуширины всех линий. Необходимо отметить, что когда линия свободна от самопоглощения, ее доплеровская полуширина  $\Delta\lambda_D$  и наблюдаемая полная полуширина  $\Delta\lambda_0$  связаны друг с другом следующим соотношением:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\Delta\lambda_0}{2\sqrt{\ln 2}} = \frac{\Delta\lambda_0}{1,665}. \quad (4)$$

Мы предпочитаем вычислять  $\Delta\lambda_D$  по формуле (3), а из по формуле (4) потому что, когда линия обременена самопоглощением, ее контур становится шире, чем истинный контур, и применение формулы (4) приводит к неверным, завышенным значениям. Кроме этого, вычисление  $\Delta\lambda_D$  по наклону логарифмического контура имеет еще следующие преимущества.

Во-первых, этот метод опирается на много точек контура, а не только на две точки. Во-вторых, ошибки в определении центральной интенсивности и интенсивности крыльев линии мало сказываются на значениях  $\Delta\lambda_D$ . В-третьих, когда одна половина контура искажена (например, в случае линий  $D_3$ ,  $H_2$  и  $He_2$ ), мы можем вычислить  $\Delta\lambda_D$  по наклону неискаженной половины логарифмического контура. В дальнейшем будет видно, что влияние самопоглощения на полученные таким образом значения  $\Delta\lambda_D$  значительно меньше, чем на прямо измеренные полуширины линий. Но, с другой стороны, вышеуказанным способом нельзя полностью ликвидировать влияние самопоглощения. Этот вопрос будет подробно обсужден в гл. III и VI.

#### § 4. Источники ошибок в построении контуров линий и в стандартизации спектров

В построении контуров линий протуберанцев могут возникать следующие ошибки.

1. При наблюдениях с решеткой эмиссионная линия протуберанца и соответствующая ей шкалка фотографировались на одной и той же пластинке. Это обеспечивает исключение ряда возможных ошибок. Но, к сожалению, для эшелле-спектрограмм нам приходилось снимать протуберанцы и ослабитель на разных пластинках. Хотя все пластинки для одного и того же протуберанца проявлялись в одном и том же проявителе, но не все одновременно. При этом степень свежести и температура проявителя могли меняться. Кроме того, для некоторых линий протуберанец и ослабитель снимались с различными выдержками. Мы не для каждой линии строили характеристическую кривую. На эшелле-спектрограммах неиз-

бежна передержка некоторых линий и недодержка других. Все эти обстоятельства вызывают неточности в построении характеристических кривых.

2. Рассеянный свет внутри спектрографа может создать на спектрограмме некоторую дополнительную интенсивность. В первом приближении можно считать, что при вычитании интенсивности ореола из наблюдаемой интенсивности протуберанца мы уже исключили влияние рассеянного света.

3. Фотографический метод наблюдений всегда содержит целый ряд ошибок. Зернистость пластинки вызывает зубчатый вид контуров. Это особенно выражено для слабых линий. Зернистость и вуаль пластинки могут вызывать неточность при определении положения фона на микрофотограмме. Кроме того, на эшеле-спектрограммах все полосы спектра узкие, и эффект Эбергарда может играть некоторую роль.

4. При построении контуров мы пренебрегли влиянием инструментального контура, так как его полуширина значительно меньше полуширины у большинства линий протуберанцев. Но инструментальный контур может немного сказываться на контурах самых узких линий (например,  $\text{Fe } \lambda 3720$  и  $\text{Sr}^+\lambda 4078$ ). Ошибка, вызванная инструментальным контуром, при определении полуширин этих линий составляет 3—4%.

Трудно произвести точную оценку суммарной ошибки, вносимой всеми возможными источниками. Судя по разбросу точек контура и сравнивая полуширины линий одного и того же элемента, мы можем произвести следующие грубые оценки: контуры сильных линий построены с ошибкой 3—5% (для  $\text{H}_\alpha$  — 1—2%), контуры линий с умеренной интенсивностью — 10%, а контуры самых слабых линий — 20% или даже немного больше.

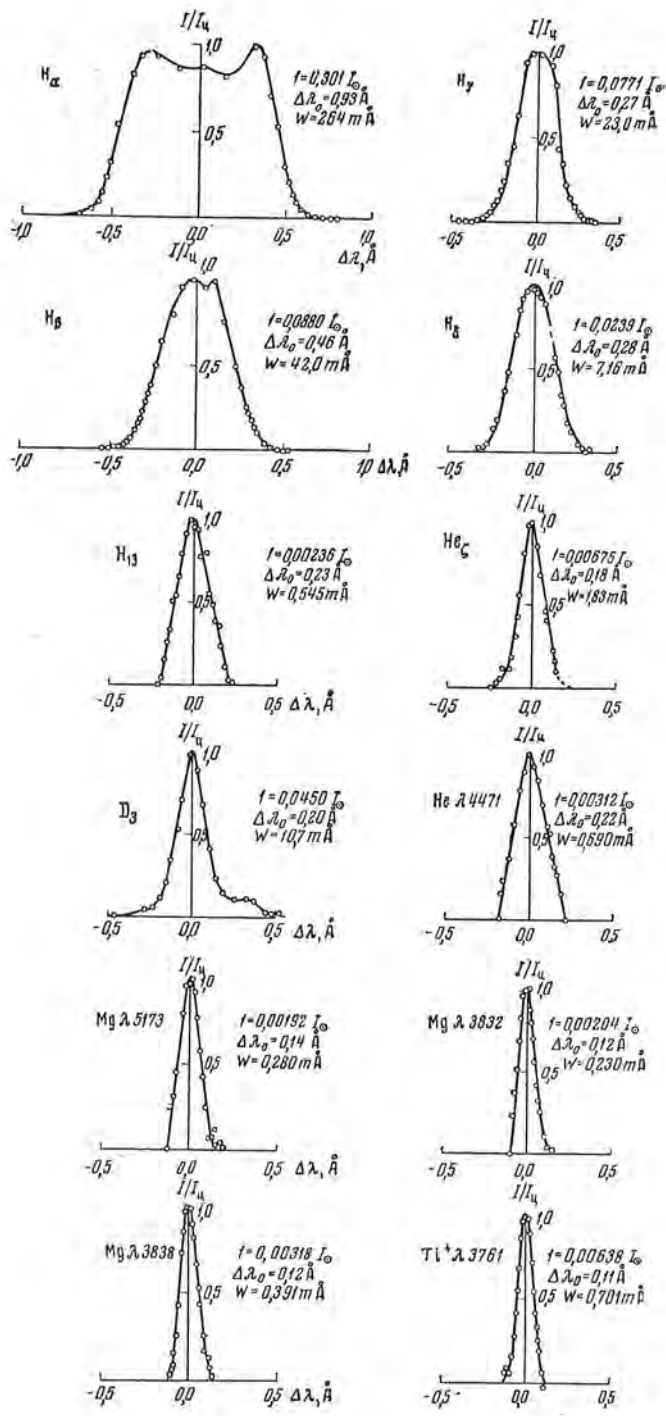
Теперь мы переходим к рассмотрению источников ошибок при стандартизации спектрофотографических интенсивностей.

1. Протуберанец и соответствующий стандарт снимались в различные моменты. Хотя промежуток времени между ними небольшой (при наблюдениях с решеткой 10—15 *мин*, а при наблюдениях с эшеле 3—5 *мин*) и все обработанные спектрограммы были сняты при ясном небе, но все же прозрачность атмосферы могла изменяться и, кроме того, перемещение Солнца на небе сопровождается изменением атмосферного поглощения.

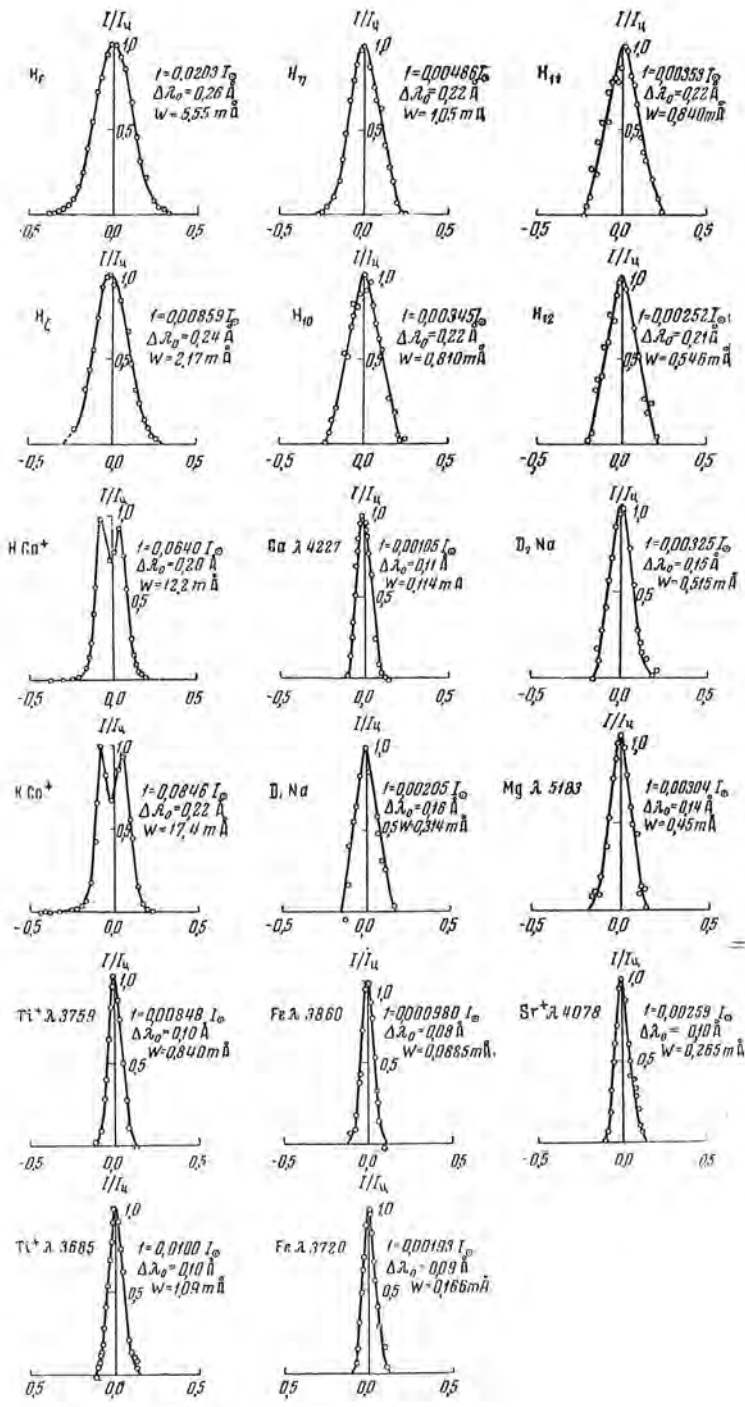
2. Пропускание фильтров, употреблявшихся при съемке стандартов, было определено с вероятной ошибкой 5—10%. Наши фильтры стеклянные, и поэтому в ультрафиолетовой части их пропускание круто изменяется. Ошибка пропускания в этой области может быть еще больше.

3. Неточность в проведении непрерывного спектра тоже вызывает ошибки в стандартизации спектров. Это особенно серьезно в ультрафиолетовой области спектра. Для нее применяемый нами метод (см. § 2 этой главы) может содержать ошибку в несколько процентов.

4. При наблюдениях с решеткой каждая линия протуберанца была снята два раза, с различными выдержками, но стандарт был снят только



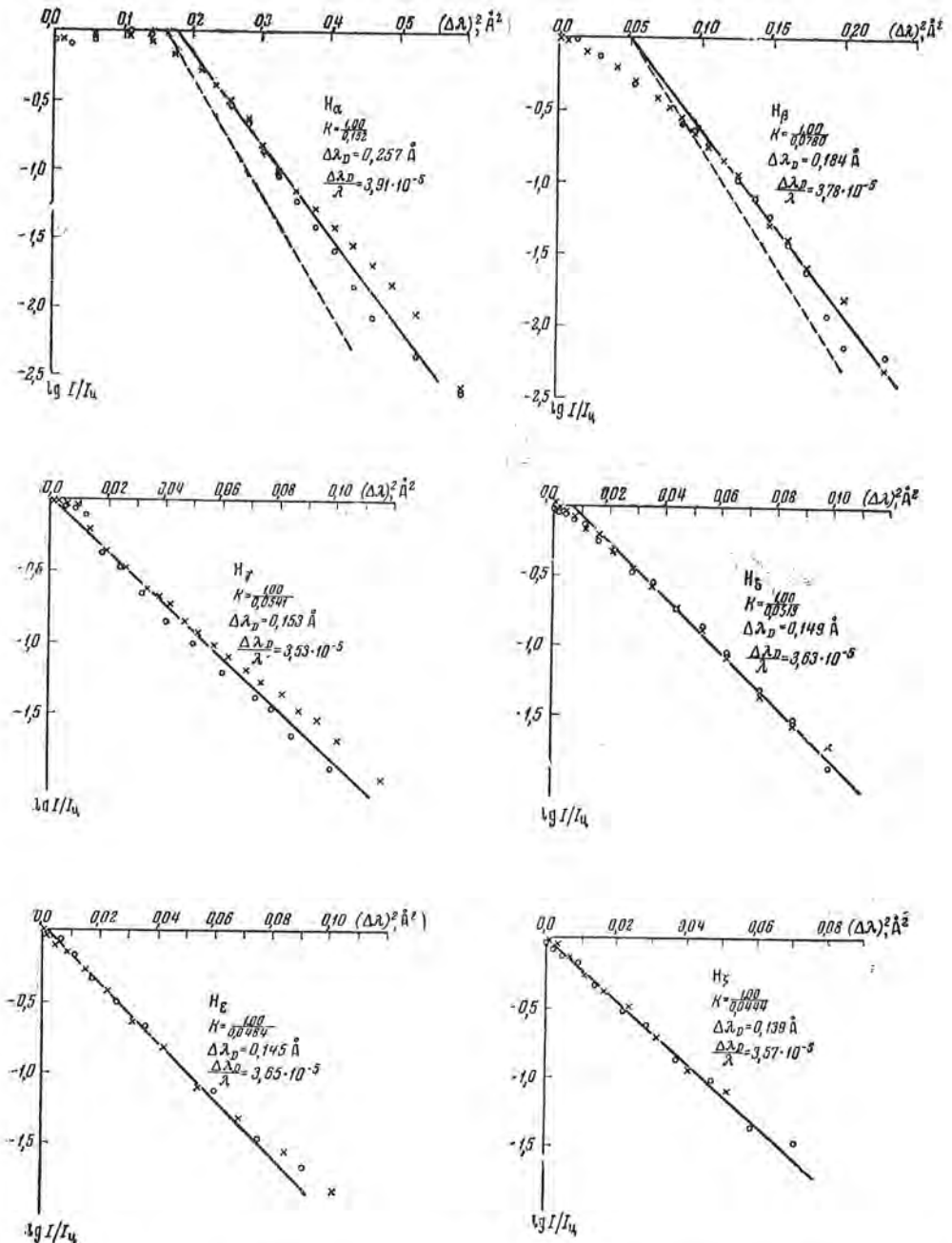
Фиг. 6. Контуры эмиссионных линий



протуберанца 28.VI 1959 г.

один раз, с меньшей выдержкой. Если была обработана линия, снятая с большей выдержкой, то стандарт редуцировался к этой экспозиции с учетом показателя Шварцшильда. При этом тоже возникают ошибки.

В целом можно считать, что наши спектры протуберанцев стандартизованы с вероятной ошибкой 10—20%.

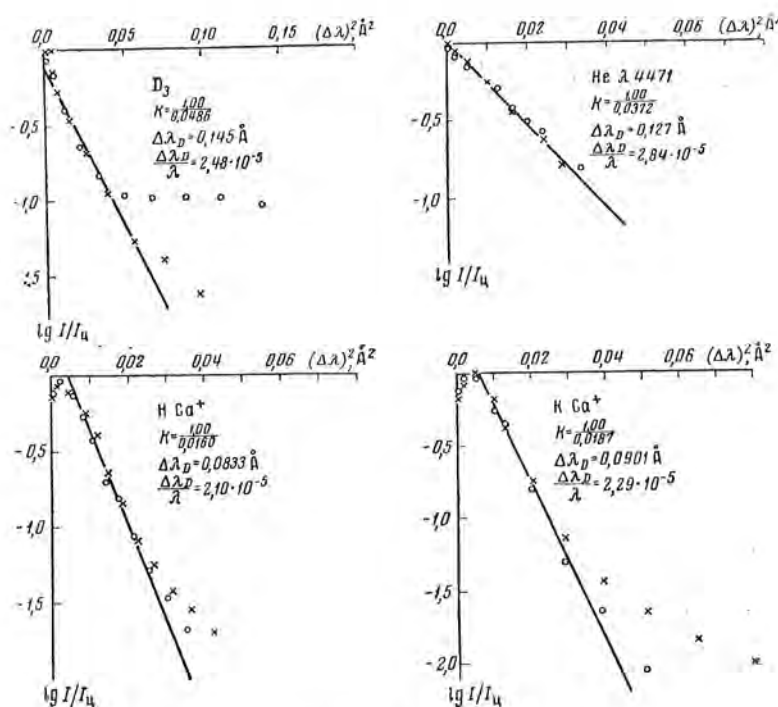


Фиг. 7. Логарифмические контуры некоторых эмиссионных

## § 5. Результаты обработки

В результате обработки спектрограмм десяти протуберанцев мы получили большое количество контуров и логарифмических контуров линий, а также много данных, характеризующих линии протуберанцев. В качестве примера мы показываем на фиг. 6 все простые контуры и на фиг. 7 некоторые логарифмические контуры линий протуберанца 28. VI 1959 г. На фиг. 7 точки логарифмического контура синего крыла линий отмечены крестиками, а красного крыла линий — кружками. Штриховой линией отмечен наклон теоретического логарифмического контура, свободного от самопоглощения (см. гл. III и IV).

В табл. 2 помещены все величины, характеризующие обработанные линии протуберанцев. В девяти столбцах приведены следующие данные: 1 — протуберанец, 2 — линия, 3 — длина волны центра линии, 4 — наблюдаемая полная полуширина линии, 5 — вычисленная по формуле (3) доплеровская полуширина линии, 6 — отношение  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , умноженное на  $10^5$ , и среднее значение  $\Delta\lambda_D/\lambda$  для каждого элемента, 7 — отношение центральной интенсивности линии к интенсивности стандарта, 8 — центральная интенсивность линии в абсолютных единицах, 9 — эквивалентная ширина линии. Необходимо отметить, что все значения в последних трех столбцах не исправлены за самопоглощение.



линий протуберанца 28.VI 1959 г.

Таблица 2

Прогубе- ранец	Линия	$\lambda$ , Å	$\Delta\lambda_0$ , Å	$\Delta\lambda_{D_1}$ , Å	$\frac{\Delta\lambda_{D_1}}{\lambda} \cdot 10^5$	$I_{\lambda}/I_{\odot}$	$I_{H\beta}$ эрг/см <sup>2</sup> ·сек	$W_{\lambda}$ , т Å
4.XI 1958 г.	H: H $_{\alpha}$	6562,86	0,88	0,303	4,61	0,0687	$1,95 \cdot 10^{13}$	62
	H $_{\beta}$	4861,33	0,39	0,215	4,41	0,0295	$1,23 \cdot 10^{13}$	12
	H $_{\gamma}$	4340,47	0,32	0,187	4,31	0,0107	$4,77 \cdot 10^{12}$	3,7
	H $_{\delta}$	4101,73	0,28	0,175	4,26	0,00651	$2,91 \cdot 10^{12}$	1,9
	H $_{\epsilon}$	3970,08	0,29	0,169	4,26	0,00442	$1,92 \cdot 10^{12}$	1,3
	H $_{\zeta}$	3889,06	0,26	0,162	4,16	0,00270	$1,56 \cdot 10^{12}$	0,72
					Ср. 4,22			
	He: D $_{\beta}$	5875,63	0,24	0,150	2,55	0,147	$4,90 \cdot 10^{13}$	41
	He $_{\zeta}$	3888,66	0,16	0,0982	2,52	0,00573	$2,42 \cdot 10^{12}$	0,98
					Ср. 2,54			
	Ca <sup>+</sup> : H	3968,47	0,28	0,151	3,80	0,0171	$7,44 \cdot 10^{12}$	5,3
	K	3933,24	0,32	0,161	4,09	0,0182	$7,81 \cdot 10^{12}$	6,6
					Ср. 3,95			
4.XII 1958 г.	H: H $_{\alpha}$	6562,86	1,05	0,338	5,14	0,0670	$1,90 \cdot 10^{13}$	70
	H $_{\beta}$	4861,33	0,61	0,221	4,54	0,0443	$1,84 \cdot 10^{13}$	28
	H $_{\gamma}$	4340,48	0,39	0,203	4,68	0,0263	$1,18 \cdot 10^{13}$	11
	H $_{\delta}$	4101,76	0,32	0,187	4,55	0,0303	$1,35 \cdot 10^{13}$	10
	H $_{\epsilon}$	3970,09	0,28	0,165	4,15	0,0227	$9,88 \cdot 10^{12}$	6,9
	H $_{\zeta}$	3889,06	0,28	0,170	4,36	0,0134	$5,66 \cdot 10^{12}$	4,1
	H $_{\eta}$	3835,38	0,27	0,163	4,26	0,0117	$4,85 \cdot 10^{12}$	3,3
					Ср. 4,27			
	He: D $_{\beta}$	5875,67	0,27	0,164	2,79	0,0157	$5,23 \cdot 10^{12}$	5,6
	He $_{\zeta}$	3888,67	0,17	0,100	2,58	0,00503	$2,13 \cdot 10^{12}$	0,98
					Ср. 2,69			
	Ca <sup>+</sup> : H	3968,50	0,29	0,138	3,50	0,0404	$1,76 \cdot 10^{13}$	12
	K	3933,68	0,31	0,149	3,79	0,0459	$1,97 \cdot 10^{13}$	15
				Ср. 3,65				
Na: D $_1$	5895,95	0,21	0,123	2,09	0,00850	$2,83 \cdot 10^{12}$	2,0	
D $_2$	5889,96	0,22	0,124	2,10	0,0118	$3,93 \cdot 10^{12}$	2,7	
				Ср. 2,10				
Mg: $\lambda$ 5183	5183,61	0,21	0,127	2,45	0,00671	$2,62 \cdot 10^{12}$	1,5	
$\lambda$ 3838	3838,31	0,20	0,112	2,92	0,00533	$2,21 \cdot 10^{12}$	0,98	
$\lambda$ 3832	3832,31	0,16	0,111	2,89	0,00629	$2,60 \cdot 10^{12}$	1,3	
				Ср. 2,75				
9.XII 1958 г.	H: H $_{\alpha}$	6562,91	0,85	0,278	4,23	0,104	$2,95 \cdot 10^{13}$	89
	H $_{\beta}$	4861,41	0,37	0,203	4,17	0,0694	$2,90 \cdot 10^{13}$	27
	H $_{\gamma}$	4340,50	0,28	0,171	3,94	0,0228	$1,02 \cdot 10^{13}$	6,8
	H $_{\delta}$	4101,79	0,26	0,159	3,88	0,0151	$6,73 \cdot 10^{12}$	4,4
	H $_{\epsilon}$	3970,09	0,26	0,154	3,89	0,0100	$4,36 \cdot 10^{12}$	2,8
	H $_{\zeta}$	3989,10	0,24	0,149	3,84	0,00635	$2,68 \cdot 10^{12}$	1,6
					Ср. 3,87			
	He: D $_{\beta}$	5875,70	0,22	0,136	2,32	0,00616	$2,05 \cdot 10^{12}$	1,5
	Ca <sup>+</sup> : H	3968,48	0,20	0,092	2,30	0,0536	$2,33 \cdot 10^{13}$	12
	K	3933,68	0,20	0,095	2,42	0,0544	$2,33 \cdot 10^{13}$	11
				Ср. 2,36				
23.III 1959 г.	H: H $_{\alpha}$	6562,86	1,01	0,332	5,06	0,150	$4,26 \cdot 10^{13}$	149
	H $_{\beta}$	4861,36	0,52	0,211	4,34	0,0978	$4,09 \cdot 10^{13}$	52
	H $_{\gamma}$	4340,49	0,37	0,177	4,08	0,0358	$1,60 \cdot 10^{13}$	14
	H $_{\delta}$	4101,77	0,26	0,151	3,68	0,0363	$1,62 \cdot 10^{13}$	9,6



Таблица 2 (продолжение)

Прогубе- ранец	Линия	$\lambda, \text{Å}$	$\Delta\lambda_0, \text{Å}$	$\Delta\lambda_D, \text{Å}$	$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \cdot 10^5$	$I_{\lambda}/I_{\odot}$	$I_{\lambda};$ <i>арг/см<sup>2</sup>·сек</i>	$W_{\lambda};$ <i>т Å</i>	
23.III 1959 г.	H: H <sub>ε</sub>	3970,10	0,24	0,149	3,76	0,0244	$1,06 \cdot 10^{13}$	6,6	
	H <sub>ζ</sub>	3889,06	0,23	0,138	3,55	0,0103	$4,35 \cdot 10^{12}$	2,5	
	H <sub>η</sub>	3835,41	0,26	0,141	3,67	0,00507	$2,10 \cdot 10^{12}$	1,4	
						Ср. 3,63			
	He: D <sub>3</sub>	5875,66	0,27	0,157	2,67	0,0259	$8,63 \cdot 10^{12}$	8,6	
	He <sub>ζ</sub>	3888,67	0,12	0,0934	2,42	0,00971	$4,10 \cdot 10^{12}$	1,4	
						Ср. 2,55			
	Ca+: H	3968,51	0,34	0,126	3,18	0,0651	$2,83 \cdot 10^{13}$	22	
	K	3933,73	0,30	0,144	3,66	0,0765	$3,28 \cdot 10^{13}$	23	
						Ср. 3,42			
	Na: D <sub>2</sub>	5890,98	0,23	0,134	2,28	0,00451	$1,50 \cdot 10^{12}$	1,2	
	Mg: λ 5183	5183,56	0,16	0,101	1,95	0,00626	$2,44 \cdot 10^{12}$	1,4	
	λ 3838	3838,31	0,12	0,0766	2,00	0,0200	$8,26 \cdot 10^{12}$	2,6	
	λ 3832	3832,30	0,13	0,0760	1,99	0,0133	$5,50 \cdot 10^{12}$	1,8	
						Ср. 1,98			
	Ti+λ 3761	3761,35	0,10	0,0678	1,80	0,00693	$2,78 \cdot 10^{12}$	0,82	
	λ 3759	3759,30	0,10	0,0675	1,80	0,00770	$3,09 \cdot 10^{12}$	0,99	
λ 3685	3685,20	0,11	0,0629	1,70	0,00790	$2,64 \cdot 10^{12}$	1,0		
					Ср. 1,77				
30.III 1959 г.	H: H <sub>γ</sub>	6562,86	1,09	0,331	5,05	0,181	$5,15 \cdot 10^{13}$	213	
	H <sub>β</sub>	4861,35	0,56	0,223	4,59	0,0565	$2,36 \cdot 10^{13}$	35	
	H <sub>γ</sub>	4340,51	0,40	0,183	4,23	0,0384	$1,72 \cdot 10^{13}$	16	
	H <sub>δ</sub>	4101,78	0,33	0,171	4,16	0,0329	$1,47 \cdot 10^{13}$	11	
	H <sub>ε</sub>	3970,11	0,28	0,164	4,14	0,0280	$1,22 \cdot 10^{13}$	8,4	
	H <sub>ζ</sub>	3889,07	0,28	0,161	4,14	0,0125	$5,27 \cdot 10^{12}$	4,0	
	H <sub>η</sub>	3835,37	0,23	0,158	4,12	0,00523	$2,16 \cdot 10^{12}$	1,3	
	H <sub>10</sub>	3798,22	0,23	0,156	4,10	0,00396	$1,61 \cdot 10^{12}$	0,98	
	H <sub>11</sub>	3770,65	0,23	0,151	4,00	0,00501	$2,02 \cdot 10^{12}$	1,2	
	H <sub>12</sub>	3750,18	0,22	0,150	4,00	0,00468	$1,87 \cdot 10^{12}$	1,1	
	H <sub>13</sub>	3734,42	0,21	0,149	4,00	0,00300	$1,19 \cdot 10^{12}$	0,65	
	H <sub>14</sub>	3721,97	0,20	0,149	4,01	0,00181	$7,14 \cdot 10^{11}$	0,37	
						Ср. 4,04			
	He: D <sub>3</sub>	5875,70	0,18	0,163	2,78	0,134	$4,46 \cdot 10^{13}$	34	
	He <sub>ζ</sub>	3888,64	0,16	0,107	2,74	0,0117	$4,94 \cdot 10^{12}$	2,0	
	λ 4471	4471,51	0,19	0,126	2,82	0,00854	$3,79 \cdot 10^{12}$	1,6	
						Ср. 2,78			
	Ca+: H	3968,51	0,34	0,150	3,78	0,0454	$1,97 \cdot 10^{13}$	20	
	K	3933,32	0,42	0,143	3,64	0,0635	$2,72 \cdot 10^{13}$	35	
	Ca: λ 4227	4226,78	0,16	0,0913	2,16	0,00138	$6,19 \cdot 10^{11}$	0,23	
						Ср. 2,16			
	Na: D <sub>1</sub>	5896,05	0,20	0,122	2,07	0,00380	$1,27 \cdot 10^{12}$	0,76	
	D <sub>2</sub>	5889,99	0,19	0,125	2,12	0,00580	$1,93 \cdot 10^{12}$	1,2	
						Ср. 2,10			
	Mg: λ 5183	5183,64	0,19	0,109	2,09	0,00675	$2,63 \cdot 10^{12}$	1,4	
	λ 5173	5172,70	0,21	0,117	2,26	0,00388	$1,51 \cdot 10^{12}$	0,84	
	λ 3838	3838,32	0,13	0,0849	2,22	0,00326	$1,35 \cdot 10^{12}$	0,46	
λ 3832	3832,33	0,14	0,0814	2,12	0,00190	$7,86 \cdot 10^{11}$	0,29		
					Ср. 2,17				

Таблица 2 (продолжение)

Прогубе- ранец	Линия	$\lambda, \text{Å}$	$\Delta\lambda_0, \text{Å}$	$\Delta\lambda_D, \text{Å}$	$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \cdot 10^5$	$I_{\lambda}/I_{\odot}$	$I_{\lambda}$ , эрг/см <sup>2</sup> ·сек	$W_{\lambda}$ , т Å
30.III 1959г.	Ti <sup>+</sup> : $\lambda$ 3761	3761,36	0,13	0,0762	2,02	0,00690	$2,76 \cdot 10^{12}$	0,98
	$\lambda$ 3759	3759,31	0,13	0,0760	2,02	0,00892	$3,58 \cdot 10^{12}$	1,2
	$\lambda$ 3685	3685,22	0,12	0,0729	1,98	0,00807	$2,70 \cdot 10^{12}$	1,0
						Ср. 2,01		
	Fe: $\lambda$ 3860	3859,95	0,14	0,0751	1,94	0,00136	$5,68 \cdot 10^{11}$	0,19
	$\lambda$ 3720	3719,98	0,14	0,0731	1,96	0,00182	$7,18 \cdot 10^{11}$	0,25
	$\lambda$ 3746	3745,60	0,13	0,0713	1,91	0,000874	$3,46 \cdot 10^{11}$	0,12
	$\lambda$ 3737	3737,18	0,12	0,0734	1,96	0,00116	$4,61 \cdot 10^{11}$	0,13
						Ср. 1,94		
	Sv <sup>+</sup> : $\lambda$ 4078	4077,77	0,14	0,0710	1,74	0,00383	$1,70 \cdot 10^{12}$	0,57
29.IV 1959 г.	H: $H_{\alpha}$	6562,82	0,95	0,267	4,07	0,220	$6,24 \cdot 10^{12}$	186
	$H_{\beta}$	4861,33	0,48	0,189	3,89	0,0639	$2,66 \cdot 10^{13}$	31
	$H_{\gamma}$	4340,47	0,29	0,168	3,87	0,0604	$2,70 \cdot 10^{13}$	19
	$H_{\delta}$	4101,94	0,28	0,160	3,90	0,0260	$1,16 \cdot 10^{13}$	7,5
	$H_{\epsilon}$	3970,06	0,24	0,150	3,77	0,0219	$9,51 \cdot 10^{12}$	5,7
	$H_{\zeta}$	3889,05	0,24	0,148	3,80	0,00875	$3,70 \cdot 10^{12}$	2,3
	$H_{\eta}$	3835,39	0,20	0,138	3,60	0,00472	$1,95 \cdot 10^{12}$	1,1
	$H_{10}$	3797,89	0,24	0,141	3,71	0,00378	$1,54 \cdot 10^{12}$	0,93
	$H_{11}$	3770,62	0,23	0,136	3,62	0,00420	$1,68 \cdot 10^{12}$	1,0
	$H_{12}$	3750,15	0,25	0,138	3,68	0,00545	$2,18 \cdot 10^{12}$	1,4
	$H_{13}$	3734,36	0,24	0,139	3,72	0,00259	$1,03 \cdot 10^{12}$	0,65
	$H_{14}$	3721,94	0,26	0,138	3,70	0,00173	$6,77 \cdot 10^{11}$	0,45
						Ср. 3,70		
	He: $D_{\beta}$	5875,65	0,22	0,145	2,47	0,0286	$9,56 \cdot 10^{12}$	8,3
	He $\zeta$	3888,65	0,16	0,0969	2,49	0,00387	$1,63 \cdot 10^{12}$	0,70
	$\lambda$ 4471	4471,47	0,15	0,0998	2,24	0,00356	$1,58 \cdot 10^{12}$	0,57
						Ср. 2,40		
	Ca <sup>+</sup> :H	3968,46	0,22	0,0982	2,47	0,0611	$2,66 \cdot 10^{13}$	16
	K	3933,88	0,23	0,0969	2,46	0,0732	$3,14 \cdot 10^{13}$	21
	Ca: $\lambda$ 4227	4226,65	0,09	0,0485	1,15	0,00088	$3,97 \cdot 10^{11}$	0,084
					Ср. 1,15			
Mg: $\lambda$ 3838	3838,30	0,10	0,0597	1,56	0,00512	$2,12 \cdot 10^{12}$	0,51	
$\lambda$ 3832	3832,28	0,10	0,0565	1,47	0,00348	$1,44 \cdot 10^{12}$	0,38	
					Ср. 1,52			
Ti <sup>+</sup> : $\lambda$ 3761	3761,33	0,10	0,0573	1,52	0,00889	$3,18 \cdot 10^{12}$	0,98	
$\lambda$ 3759	3759,27	0,09	0,0541	1,44	0,0118	$4,20 \cdot 10^{12}$	1,1	
$\lambda$ 3685	3685,19	0,10	0,0595	1,61	0,00125	$2,64 \cdot 10^{11}$	0,14	
					Ср. 1,52			
Fe: $\lambda$ 3720	3720,06	0,08	0,0541	1,45	0,00167	$6,59 \cdot 10^{11}$	0,17	
Sr <sup>+</sup> : $\lambda$ 4078	4077,71	0,09	0,0539	1,32	0,00453	$2,02 \cdot 10^{12}$	0,46	
3.VI 1959 г.	H: $H_{\alpha}$	6562,79	1,15	0,367	5,59	0,167	$4,75 \cdot 10^{13}$	183
	$H_{\beta}$	4861,37	0,64	0,239	4,92	0,0585	$2,44 \cdot 10^{13}$	37
	$H_{\gamma}$	4340,52	0,43	0,217	5,00	0,0460	$2,06 \cdot 10^{13}$	20
	$H_{\delta}$	4101,78	0,34	0,184	4,49	0,0513	$2,29 \cdot 10^{13}$	17
	$H_{\epsilon}$	3970,11	0,32	0,182	4,58	0,0469	$2,04 \cdot 10^{13}$	16
	$H_{\zeta}$	3889,09	0,30	0,177	4,55	0,0179	$7,56 \cdot 10^{12}$	5,4
	$H_{\eta}$	3835,42	0,29	0,172	4,49	0,0150	$6,21 \cdot 10^{12}$	4,4

Таблица 2 (продолжение)

Протуберанец	Линия	$\lambda, \text{Å}$	$\Delta\lambda_0, \text{Å}$	$\Delta\lambda_D, \text{Å}$	$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \cdot 10^5$	$I_{\text{H}}/I_{\odot}$	$I_{\text{H}}/I_{\odot}$ эрг/см <sup>2</sup> ·сек	$W_{\lambda},$ т Å	
3. VI 1959 г.	H: H <sub>10</sub>	3797,93	0,28	0,167	4,40	0,0174	$7,07 \cdot 10^{12}$	4,7	
	H <sub>11</sub>	3770,66	0,25	0,147	3,90	0,0125	$5,03 \cdot 10^{12}$	3,0	
	H <sub>12</sub>	3750,18	0,28	0,162	4,32	0,00735	$2,94 \cdot 10^{12}$	1,9	
	H <sub>13</sub>	3734,40	0,25	0,154	4,13	0,00950	$3,77 \cdot 10^{12}$	2,3	
						Ср. 4,44			
	He: D <sub>3</sub>	5875,68	0,36	0,203	3,45	0,0326	$1,09 \cdot 10^{12}$	13	
	He $\zeta$	3888,69	0,23	0,132	3,38	0,00604	$2,55 \cdot 10^{12}$	1,4	
	$\lambda$ 4471	4471,53	0,22	0,132	2,96	0,00250	$1,11 \cdot 10^{12}$	0,51	
						Ср. 3,26			
	Ca <sup>+</sup> : H	3968,52	0,32	0,149	3,76	0,105	$4,57 \cdot 10^{13}$	33	
	K	3933,74	0,34	0,165	4,19	0,118	$5,06 \cdot 10^{13}$	40	
	$\lambda$ 3737	3736,91	0,15	0,0782	2,09	0,00195	$7,75 \cdot 10^{11}$	0,27	
	Ca: $\lambda$ 4227	4226,74	0,16	0,0857	2,02	0,00466	$2,09 \cdot 10^{12}$	0,73	
						Ср. 2,06			
	Na: D <sub>2</sub>	5889,96	0,18	0,122	2,07	0,00748	$2,49 \cdot 10^{12}$	1,6	
	Mg: $\lambda$ 5183	5183,62	0,18	0,108	2,08	0,0124	$4,84 \cdot 10^{12}$	2,3	
	$\lambda$ 5173	5172,69	0,17	0,105	2,03	0,00753	$2,94 \cdot 10^{12}$	1,5	
	$\lambda$ 3838	3838,31	0,19	0,0804	2,10	0,0131	$5,42 \cdot 10^{12}$	2,4	
	$\lambda$ 3832	3832,32	0,16	0,0825	2,15	0,00939	$3,89 \cdot 10^{12}$	1,6	
						Ср. 2,09			
	Ti <sup>+</sup> : $\lambda$ 3761	3761,35	0,15	0,0833	2,21	0,0239	$9,59 \cdot 10^{12}$	3,6	
	$\lambda$ 3759	3759,33	0,18	0,0884	2,35	0,0236	$9,46 \cdot 10^{12}$	4,3	
	$\lambda$ 3685	3685,23	0,18	0,0825	2,24	0,0236	$7,89 \cdot 10^{12}$	3,9	
						Ср. 2,27			
	Fe: $\lambda$ 3860	3859,92	0,12	0,0618	1,60	0,00245	$1,02 \cdot 10^{12}$	0,27	
	$\lambda$ 3737	3737,14	0,11	0,0662	1,77	0,00411	$1,64 \cdot 10^{12}$	0,50	
	$\lambda$ 3720	3719,93	0,14	0,0804	2,16	0,00429	$1,69 \cdot 10^{12}$	0,73	
						Ср. 1,84			
	Sr <sup>+</sup> : $\lambda$ 4078	4077,73	0,17	0,0817	2,00	0,0125	$5,56 \cdot 10^{12}$	2,2	
	24. VI 1959 г.	H: H <sub><math>\alpha</math></sub>	6563,10	0,68	0,284	4,33	0,162	$4,59 \cdot 10^{13}$	112
		H <sub><math>\beta</math></sub>	4861,32	0,35	0,190	3,91	0,0212	$8,86 \cdot 10^{12}$	7,4
		H <sub><math>\gamma</math></sub>	4340,48	0,28	0,165	3,80	0,00701	$3,14 \cdot 10^{12}$	2,0
		H <sub><math>\delta</math></sub>	4101,76	0,27	0,155	3,77	0,00406	$1,81 \cdot 10^{12}$	1,0
H <sub><math>\epsilon</math></sub>		3970,11	0,27	0,148	3,73	0,00308	$1,34 \cdot 10^{12}$	0,80	
H $\zeta$		3889,08	0,16	0,115	2,96	0,00103	$4,36 \cdot 10^{11}$	0,15	
						Ср. 3,74			
He: D <sub>3</sub>		5875,65	0,22	0,131	2,23	0,0128	$4,25 \cdot 10^{12}$	3,3	
He $\zeta$		3888,67	0,15	0,082	2,11	0,00109	$4,60 \cdot 10^{11}$	0,17	
						Ср. 2,17			
Ca <sup>+</sup> : H		3968,47	0,17	0,101	2,54	0,0282	$1,23 \cdot 10^{13}$	5,5	
K		3933,70	0,18	0,111	2,83	0,0322	$1,38 \cdot 10^{13}$	7,5	
						Ср. 2,69			
28. VI 1959 г.		H: H <sub><math>\alpha</math></sub>	6562,88	0,93	0,257	3,91	0,301	$8,55 \cdot 10^{13}$	264
	H <sub><math>\beta</math></sub>	4861,35	0,46	0,184	3,78	0,0880	$3,70 \cdot 10^{13}$	42	
	H <sub><math>\gamma</math></sub>	4340,49	0,27	0,153	3,53	0,0771	$3,44 \cdot 10^{13}$	23	
	H <sub><math>\delta</math></sub>	4101,57	0,28	0,149	3,63	0,0239	$1,07 \cdot 10^{13}$	7,2	
	H <sub><math>\epsilon</math></sub>	3970,09	0,26	0,145	3,65	0,0203	$8,84 \cdot 10^{12}$	5,6	
	H $\zeta$	3889,08	0,24	0,139	3,57	0,00859	$3,62 \cdot 10^{12}$	2,2	

Таблица 2 (продолжение)

Протуберанец	Линия	$\lambda, \text{Å}$	$\Delta\lambda_0, \text{Å}$	$\Delta\lambda_D, \text{Å}$	$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \cdot 10^5$	$I_{\text{ц}}/I_{\odot}$	$I_{\text{ц}} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$	$W_{\lambda}, \text{ мÅ}$	
28.VI 1959 г.	H: H <sub>7</sub>	3835,41	0,22	0,128	3,37	0,00486	$2,01 \cdot 10^{12}$	1,1	
	H <sub>10</sub>	3797,92	0,22	0,130	3,42	0,00345	$1,40 \cdot 10^{12}$	0,81	
	H <sub>11</sub>	3770,66	0,22	0,130	3,45	0,00353	$1,42 \cdot 10^{12}$	0,84	
	H <sub>12</sub>	3750,18	0,21	0,129	3,44	0,00252	$1,01 \cdot 10^{12}$	0,55	
	H <sub>13</sub>	3734,40	0,23	0,133	3,55	0,00236	$9,31 \cdot 10^{11}$	0,55	
						Ср. 3,47			
	He: D <sub>3</sub>	5875,67	0,20	0,145	2,48	0,0450	$1,50 \cdot 10^{13}$	11	
	He $\zeta$	3888,68	0,18	0,0990	2,54	0,00675	$2,85 \cdot 10^{12}$	1,8	
	$\lambda$ 4471	4471,51	0,22	0,127	2,84	0,00310	$1,38 \cdot 10^{12}$	0,69	
						Ср. 2,51			
	Ca <sup>+</sup> : H	3968,49	0,20	0,0833	2,10	0,0640	$2,78 \cdot 10^{13}$	12	
	K	3933,70	0,22	0,0901	2,29	0,0846	$3,62 \cdot 10^{13}$	17	
	Ca: $\lambda$ 4227	4226,74	0,11	0,0591	1,40	0,00105	$4,70 \cdot 10^{11}$	0,11	
						Ср. 1,40			
	Na: D <sub>1</sub>	5895,98	0,16	0,0925	1,57	0,00205	$6,83 \cdot 10^{11}$	0,31	
	D <sub>2</sub>	5889,98	0,15	0,0908	1,54	0,00325	$1,08 \cdot 10^{12}$	0,52	
						Ср. 1,56			
	Mg: $\lambda$ 5183	5183,65	0,14	0,0828	1,60	0,00304	$1,18 \cdot 10^{12}$	0,45	
	$\lambda$ 5173	5172,71	0,14	0,0812	1,57	0,00192	$7,49 \cdot 10^{11}$	0,28	
	$\lambda$ 3838	3838,30	0,12	0,0636	1,66	0,00318	$1,32 \cdot 10^{12}$	0,39	
	$\lambda$ 3832	3832,32	0,12	0,0624	1,63	0,00204	$8,45 \cdot 10^{11}$	0,23	
						Ср. 1,62			
	Ti <sup>+</sup> : $\lambda$ 3761	3761,36	0,11	0,0598	1,59	0,00638	$2,56 \cdot 10^{12}$	0,70	
	$\lambda$ 3759	3759,32	0,10	0,0554	1,47	0,00850	$3,41 \cdot 10^{12}$	0,84	
	$\lambda$ 3685	3685,20	0,10	0,0597	1,62	0,0100	$3,34 \cdot 10^{12}$	1,1	
						Ср. 1,56			
	Fe: $\lambda$ 3860	3859,93	0,08	0,0509	1,33	0,000980	$4,09 \cdot 10^{11}$	0,089	
	$\lambda$ 3720	3719,96	0,09	0,0517	1,39	0,00193	$7,61 \cdot 10^{11}$	0,17	
					Ср. 1,36				
Sr <sup>+</sup> : $\lambda$ 078	4077,74	0,10	0,0566	1,39	0,00259	$1,06 \cdot 10^{12}$	0,27		
1.VII 1959 г.	H: H <sub>x</sub>	6562,80	1,05	0,330	5,03	0,227	$6,46 \cdot 10^{13}$	227	
	H <sub>3</sub>	4861,30	0,56	0,236	4,84	0,0745	$3,11 \cdot 10^{13}$	43	
	H <sub>4</sub>	4340,46	0,34	0,197	4,54	0,0678	$3,02 \cdot 10^{13}$	24	
	H <sub>5</sub>	4101,72	0,30	0,169	4,12	0,0421	$1,88 \cdot 10^{13}$	13	
	H <sub>6</sub>	3970,07	0,27	0,160	4,03	0,0332	$1,44 \cdot 10^{13}$	9,6	
	H $\zeta$	3889,03	0,27	0,160	4,11	0,0138	$5,83 \cdot 10^{12}$	4,1	
	H <sub>7</sub>	3835,37	0,25	0,155	4,04	0,00891	$3,69 \cdot 10^{12}$	2,3	
	H <sub>10</sub>	3797,87	0,26	0,152	4,00	0,00669	$2,72 \cdot 10^{12}$	1,7	
	H <sub>11</sub>	3770,60	0,26	0,159	4,21	0,00606	$2,44 \cdot 10^{12}$	1,6	
	H <sub>12</sub>	3750,14	0,26	0,153	4,06	0,00344	$1,37 \cdot 10^{12}$	0,90	
	H <sub>13</sub>	3734,36	0,25	0,148	3,97	0,00324	$1,29 \cdot 10^{12}$	0,84	
						Ср. 4,06			
	He: D <sub>3</sub>	5875,59	0,29	0,173	2,94	0,0411	$1,37 \cdot 10^{13}$	15	
	He $\zeta$	3888,63	0,20	0,113	2,90	0,00586	$2,47 \cdot 10^{12}$	1,3	
						Ср. 2,92			
	Ca <sup>+</sup> : H	3968,46	0,31	0,148	3,72	0,0583	$2,45 \cdot 10^{13}$	21	
	K	3933,66	0,31	0,141	3,59	0,112	$4,80 \cdot 10^{13}$	39	
	Ca: $\lambda$ 4227	4226,71	0,16	0,0884	2,08	0,00362	$1,62 \cdot 10^{12}$	0,62	
						Ср. 2,08			

Таблица 2 (окончание)

Протуберанец	Линия	$\lambda, \text{Å}$	$\Delta\lambda_0, \text{Å}$	$\Delta\lambda_D, \text{Å}$	$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \cdot 10^5$	$I_{\text{H}}/J_{\odot}$	$\frac{I_{\text{H}}}{\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}}$	$\frac{W_{\lambda}}{m \text{ Å}}$		
1.VII 1959 г.	Na: D <sub>1</sub> D <sub>2</sub>	5895,88	0,22	0,127	2,16	0,00826	$2,75 \cdot 10^{12}$	2,1		
		5889,91	0,20	0,123	2,09	0,0124	$4,14 \cdot 10^{12}$	2,8		
	Mg: $\lambda$	5183	5183,58	0,19	0,117	Ср. 2,13	2,25	$0,0122$	$4,76 \cdot 10^{12}$	2,7
		5173	5172,77	0,19	0,116	2,24	0,00870	$3,39 \cdot 10^{12}$	2,0	
		3838	3838,27	0,16	0,0886	2,31	0,00641	$2,66 \cdot 10^{12}$	0,96	
		3832	3832,28	0,15	0,0884	2,30	0,0051	$2,11 \cdot 10^{12}$	0,82	
						Ср. 2,28				
	Ti+: $\lambda$	3761	3761,31	0,14	0,0768	2,04	0,0127	$5,10 \cdot 10^{12}$	1,8	
		3759	3759,28	0,13	0,0779	2,05	0,0150	$6,01 \cdot 10^{12}$	2,2	
		3685	3685,17	0,14	0,0785	2,12	0,0126	$4,20 \cdot 10^{12}$	1,9	
					Ср. 2,07					
	Fe: $\lambda$	3860	3859,89	0,14	0,0825	2,14	0,00258	$1,08 \cdot 10^{12}$	0,36	
		3737	3737,08	0,13	0,0722	1,94	0,00396	$1,58 \cdot 10^{12}$	0,52	
		3735	3734,84	0,14	0,0860	2,30	0,00287	$1,14 \cdot 10^{12}$	0,48	
		3720	3719,89	0,14	0,0782	2,10	0,00422	$1,66 \cdot 10^{12}$	0,59	
					Ср. 2,14					
	Sr+: $\lambda$	4078	4077,69	0,15	0,0848	2,08	0,00890	$3,96 \cdot 10^{12}$	1,4	

## ГЛАВА III

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ  
И ТУРБУЛЕНТНОЙ СКОРОСТИ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

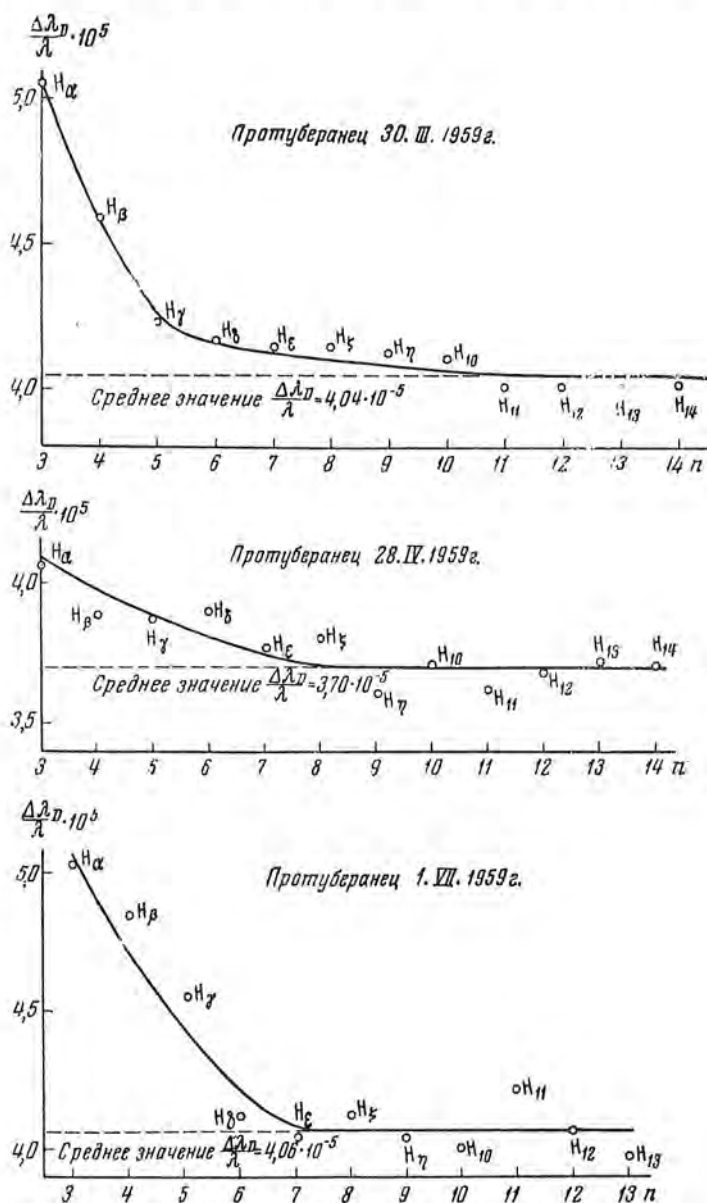
Как известно, протуберанцы не находятся в термодинамическом равновесии, и поэтому для них понятие температуры довольно неопределенно. Для выяснения физических условий протуберанцев кинетическая температура представляет наибольшую важность. В настоящей работе кинетическая температура и турбулентная скорость протуберанцев определены по сравнению полуширин линий нескольких элементов. Этот метод основан на следующей формуле:

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2RT_{\text{kin}}}{\mu} + v_t^2}, \quad (5)$$

где  $R$  — газовая постоянная, равная  $8,31 \cdot 10^7$  эрг/град · моль, и  $\mu$  — атомный вес. Строго говоря, эта формула применима только в том случае, когда полуширины линий, свободных от самопоглощения, определяются только Доплер-эффектом. В следующей главе будет показано, что это предположение в основном справедливо, и поэтому вышеуказанный метод вполне применим для линий протуберанцев. Но прежде чем применить этот метод, надо выяснить, какие особенности имеют полуширины различных элементов и как определить их средние значения.

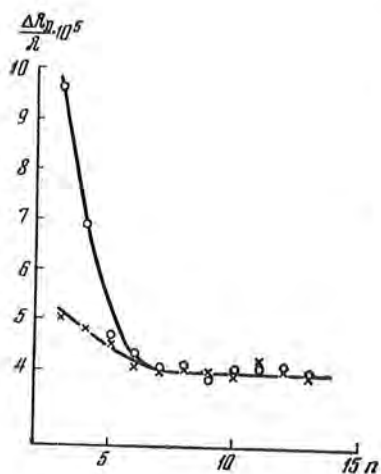
## § 1. Доплеровские полуширины бальмеровских линий

Из формулы (5) следует, что все линии одного и того же элемента должны иметь одинаковое отношение  $\Delta\lambda_D/\lambda$ . Как видно из табл. 2, линии многих элементов удовлетворяют этому правилу, но исключениями



Фиг. 8. Зависимость отношения  $\Delta\lambda_D/\lambda$  от номера бальмеровской линии водорода

являются линии водорода и кальция (нейтрального и ионизованного). В первом случае отношение  $\Delta\lambda_D/\lambda$  систематически уменьшается от H $\alpha$  до H $\delta$ , H $\epsilon$  или иногда вплоть до H $\zeta$  или H $\eta$ , а потом становится постоянным (см. фиг. 8). Во втором случае значения  $\Delta\lambda_D/\lambda$  у линий H и K Ca<sup>+</sup>

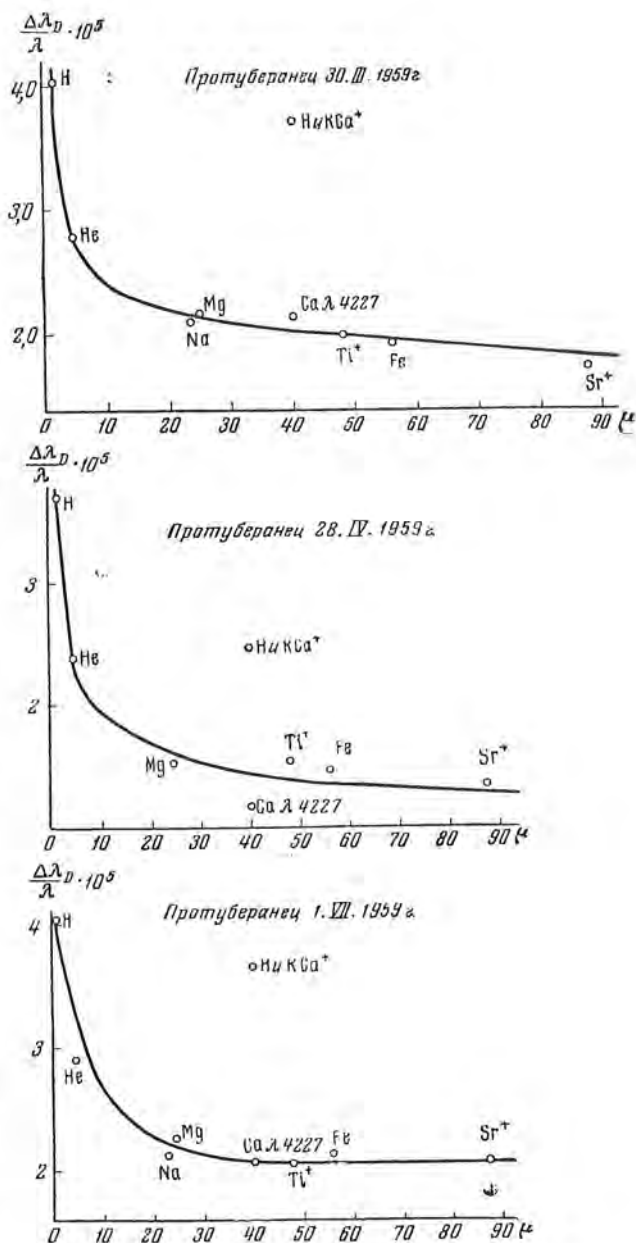


Фиг. 9. Сравнение отношений  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , полученных двумя независимыми способами

значительно больше, чем значения  $\Delta\lambda_D/\lambda$  у линий  $\lambda 4227$  Ca и  $\lambda 3737$  Ca<sup>+</sup>. В этом параграфе мы обсудим пока только первый случай.

Нетрудно понять, что из-за самопоглощения первые члены бальмеровской серии имеют аномально большие значения  $\Delta\lambda_D/\lambda$ . При этом необходимо отметить, что наш способ определения  $\Delta\lambda_D$  уже до некоторой степени уменьшил вышеизложенный эффект, т. е. спад значений  $\Delta\lambda_D/\lambda$  от H<sub>α</sub> до H<sub>β</sub>, H<sub>γ</sub> и т. д. Если прямо измерять по контуру

линии  $\Delta\lambda_0$  и по формуле (4) вычислять  $\Delta\lambda_D$ , то получается еще больший спад. В качестве примера на фиг. 9 проведено сравнение значений  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , определенных обоими методами, для протуберанца I. VII 1959 г. Кругжками отмечены значения  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , вычисленные по формуле (4), а крестиками — по наклону логарифмического контура. Для первых членов бальмеровской серии, в частности для H<sub>α</sub> и H<sub>β</sub>, разница между значениями, даваемыми обоими способами, очень большая. Это вполне понятно, потому



Фиг. 10. Зависимость отношения  $\Delta\lambda_D/\lambda$  от атомного веса

что мы вычислили  $\Delta\lambda_D/\lambda$  каждой сильной линии по наклону самой крутой части логарифмического контура. При этом мы уже имели в виду, что центральная часть логарифмического контура искажена самопоглощением и ненадежна. Если бы мы вычислили  $\Delta\lambda_D/\lambda$  по наклону центральной части, то получилось бы еще большее значение  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , сравнимое с тем, что отмечено кружками на фиг. 9.

Поскольку самопоглощение становится тем меньше, чем слабее линия, можно считать, что средние и высшие члены бальмеровской серии практически свободны от самопоглощения. Поэтому нами было принято значение  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , усредненное по средним и высшим членам серии Бальмера, как истинное отношение  $\Delta\lambda_D/\lambda$  для атомов водорода. Именно такое значение  $\Delta\lambda_D/\lambda$  будет использовано при вычислении  $T_{\text{kin}}$  и  $v_t$  протуберанцев.

## § 2. Зависимость отношения $\Delta\lambda_D/\lambda$ от атомного веса

Из формулы (5) следует, что  $\Delta\lambda_D/\lambda$  зависит от  $\mu$ , и поэтому разные элементы имеют разные значения  $\Delta\lambda_D/\lambda$ . Изложенным в предыдущем параграфе способом мы определили среднее значение  $\Delta\lambda_D/\lambda$  для водорода. Для каждого из остальных элементов (кроме кальция) было принято значение  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , усредненное по всем наблюдаемым линиям данного элемента. Например, для гелия у нас, вообще говоря, есть три линии ( $D_3$ ,  $He_\zeta$  и  $\lambda$  4471), которые дают близкие значения  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , и мы взяли их среднее как истинное отношение  $\Delta\lambda_D/\lambda$  для гелия. Таким образом, полученные значения  $\Delta\lambda_D/\lambda$  для различных элементов позволяют нам построить графики, показывающие зависимость  $\Delta\lambda_D/\lambda$  от  $\mu$  и зависимость  $(\Delta\lambda_D/\lambda)^2$  от  $1/\mu$  (см. фиг. 10 и 11). Тот факт, что на фиг. 10 все точки лежат около одной и той же плавной кривой, а на фиг. 11 — около одной и той же прямой, уже сам по себе убедительно показывает, что атомы различных элементов в одном и том же узле протуберанца имеют практически одинаковые  $T_{\text{kin}}$  и  $v_t$ . Этот вывод очень важен, и он будет подробно обсужден в следующем параграфе.

Мы уже отметили, что у линий H и K  $\text{Ca}^+$  значения слишком большие. На фиг. 10 и 11 кружки, представляющие линии H и K  $\text{Ca}^+$ , расположены очень далеко от общих кривой и прямой. Но, к счастью, у нас для многих протуберанцев есть линия  $\lambda$  4227 Ca. Для протуберанца 3. VI 1959 г., кроме этой линии, была наблюдаена еще линия  $\lambda$  3737  $\text{Ca}^+$ . Интересно отметить, что эти две линии дают значения  $\Delta\lambda_D/\lambda$  и  $(\Delta\lambda_D/\lambda)^2$ , которые находятся как раз около общих кривой и прямой на фиг. 10 и 11 соответственно. Это нетрудно понять. Ведь линии H и K  $\text{Ca}^+$ , как и первые члены бальмеровской серии, обременены сильным самопоглощением, и поэтому они дают слишком большие значения  $\Delta\lambda_D/\lambda$ . Что касается линий  $\lambda$  4227 Ca и  $\lambda$  3737  $\text{Ca}^+$ , то обе они слабые линии и свободны от самопоглощения. Поэтому они дают верные значения  $\Delta\lambda_D$  и  $(\Delta\lambda_D/\lambda)^2$ . В связи с этим в табл. 2 для каждого протуберанца, имеющего линию  $\lambda$  4227 Ca или обе линии  $\lambda$  4227 Ca и  $\lambda$  3737  $\text{Ca}^+$ , мы взяли значения  $\Delta\lambda_D/\lambda$  для этих линий как истинное значе-

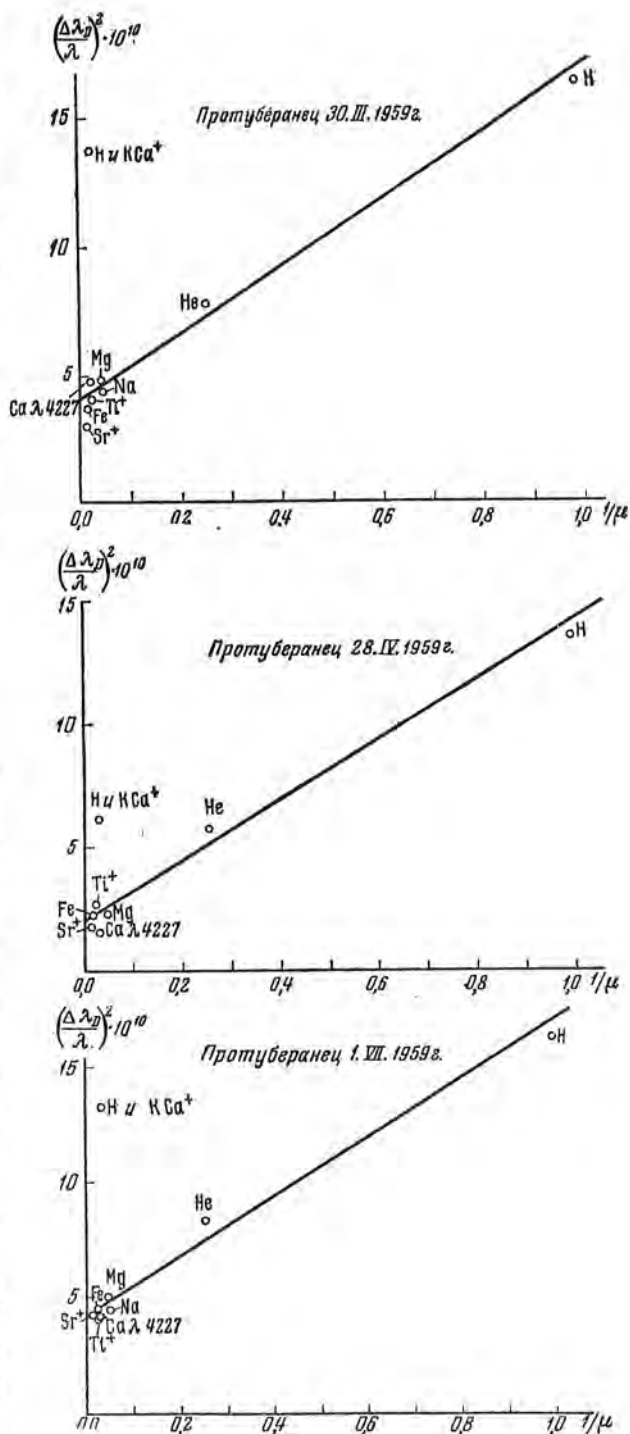


ние  $\Delta\lambda_D/\lambda$  для атомов кальция.

Кстати сказать, для некоторых протуберанцев кроме линии  $\lambda 4078 \text{ Sr}^+$  наблюдалась еще линия  $\lambda 4215 \text{ Sr}^+$ . Однако последняя линия представляет собой бленду, в состав которой входят линии  $\text{Sr}^+$ , Fe и, может быть, CN, и дает значения  $\Delta\lambda_D/\lambda$  и  $(\Delta\lambda_D/\lambda)^2$ , не совпадающие с общими кривой и прямой на фиг. 10 и 11. Поэтому мы отбросили эту линию.

### § 3. Вычисление $T_{\text{кин}}$ и $v_t$ протуберанцев. Обсуждение результатов

Фиг. 10 показывает, что отношение  $\Delta\lambda_D/\lambda$  уменьшается с увеличением атомного веса  $\mu$ , но этот ход неравномерен. От H до He отношение  $\Delta\lambda_D/\lambda$  круто падает. От He до Na и Mg спад менее крутой. А для больших  $\mu$  кривая становится совсем пологой. Все это означает, что в правой части равенства (5) оба члена  $2RT_{\text{кин}}/\mu c^2$  и  $v_t^2/c^2$  играют сравнимую роль. Когда  $\mu$  мало, первый член играет большую роль. Когда  $\mu$  велико, второй член играет большую роль. Линии тяжелых металлов ( $\text{Ti}^+$ , Fe,  $\text{Sr}^+$ ) расширяются в основном турбулентными движениями, и все они имеют близкие друг к другу полуширины. Кроме того, из формулы (5) следует, что прямая



Фиг. 11. Зависимость величины  $(\Delta\lambda_D/\lambda)^2$  от  $1/\mu$

Линии тяжелых металлов ( $\text{Ti}^+$ , Fe,  $\text{Sr}^+$ ) расширяются в основном турбулентными движениями, и все они имеют близкие друг к другу полуширины. Кроме того, из формулы (5) следует, что прямая

на фиг. 11 имеет наклон  $2RT_{\text{kin}}/c^2$  и пересекает ось ординат в точке  $v_t^2/c^2$ . Это позволяет нам вычислить  $T_{\text{kin}}$  и  $v_t$  протуберанца. Результаты вычислений представлены в табл. 3.

Таблица 3

Протуберанец	$T_{\text{kin}}$ (°K)	$v_t$ , км/сек	Протуберанец	$T_{\text{kin}}$ (°K)	$v_t$ , км/сек
1.XI 1958 *	8240	4,78	28.IV 1959	6670	4,25
4.XII 1958	7840	5,83	3.VI 1959	7790	7,06
9.XII 1958 *	7000	4,38	24.VI 1959*	6790	3,76
23. III 1959	5120	5,96	28.VI 1959	5930	4,45
30. III 1959	6980	6,02	1.VII 1959	6960	6,29

Вообще говоря, на графиках типа фиг. 11 есть точки, представляющие водород, гелий и металлы, и по ним можно довольно уверенно провести прямую линию. Но для трех протуберанцев, которые отмечены в табл. 3 звездочкой, есть только точки для водорода и гелия (линии H и K Ca<sup>+</sup>, по вышесказанной причине, ни разу не были использованы при определении  $T_{\text{kin}}$  и  $v_t$ ). Их  $T_{\text{kin}}$  и  $v_t$  были вычислены только по двум точкам (H и He) на фиг. 11 и, следовательно, менее надежны.

В табл. 3 бросается в глаза то, что температуры и скорости всех обработанных нами наблюдений протуберанцев довольно близки друг к другу. Значения  $T_{\text{kin}}$  заключены в пределах 5000—9000 градусов, а  $v_t$  — в пределах 3—7 км/сек. Как было указано в конце гл. I, мы наблюдали и обработали разные протуберанцы, и спокойные и активные. Пока еще рискованно заключать, что по физическим свойствам протуберанцы разных типов похожи друг на друга, так как мы обработали только наблюдения десяти протуберанцев. Но все же можно считать, что большие расхождения между результатами различных исследователей вряд ли отражают истинное различие между протуберанцами.

Интересно сравнить полученные нами значения с результатами других авторов. Как мы отметили во «Введении», хотя принятый нами метод применялся и другими исследователями, но разные авторы получают сильно отличающиеся друг от друга результаты. В. П. Вязаницын [2], Г. С. Иванов-Холодный [14] и В. Н. Зуйков [20] получили результаты, сходные с нашими, но Г. Зирин и Д. Биллингс [8, 21—23] получили очень высокие температуры протуберанцев: 10, 20 и даже 200 тысяч градусов. Поскольку спектр протуберанцев в основном похож на спектр хромосферы и коренным образом отличается от спектра короны, можно сомневаться в том, что некоторые протуберанцы имеют температуры, сравнимые с температурой короны.

Большая разница в результатах, как нам кажется, вызвана тем, что хотя многие авторы применяют один и тот же метод, но они пользуются различными линиями. Как правильно отмечает Г. С. Иванов-Холодный [25], Г. Зирин и Д. Биллингс получили невероятно высокие температуры просто потому, что они воспользовались линиями H<sub>α</sub> и D<sub>3</sub>. Из-за

сильного самопоглощения линия  $H_{\alpha}$  имеет значение  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , значительно большее истинного значения. С другой стороны, линия  $D_3$  практически свободна от самопоглощения, так как ее отношение  $\Delta\lambda_D/\lambda$  близко к значениям  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , даваемым линиями  $He_{\zeta}$  и  $\lambda 4471$ , а последние две линии слабы и свободны от самопоглощения. Поэтому, если бы мы, как Зирри и Биллингс, воспользовались только линиями  $H_{\alpha}$  и  $D_3$ , то на фиг. 11 получилась бы очень крутая прямая, которая привела бы к очень высокой температуре. В качестве иллюстрации мы для протуберанца I. VII. 1959 г. нарочно вычислили температуру только по линиям  $H_{\alpha}$  и  $D_3$ , которые имеют  $\Delta\lambda_D/\lambda = 5,03 \cdot 10^{-5}$  и  $2,94 \cdot 10^{-5}$  соответственно, и получили  $T_{kin} = 1,20 \cdot 10^4$  град. Более того, Зирри и Биллингс, вероятно, определяли  $\Delta\lambda_D$  по наблюдаемым полуширинам линий  $\Delta\lambda_0$ . Если бы мы тоже так поступили, то получили бы для  $H_{\alpha}$

$$\Delta\lambda_D = \frac{\Delta\lambda}{1,665} = \frac{1,05}{1,665} = 0,630 \text{ \AA} \text{ и } \Delta\lambda_D/\lambda = 9,61 \cdot 10^{-5}.$$

Это значение вместе с отношением  $\Delta\lambda_D/\lambda$  линии  $D_3$  привело бы к очень высокой температуре  $T_{kin} = 6,04 \cdot 10^4$ . А на самом деле, как представлено в табл. 3, мы получили для протуберанца I. VII. 1959 г.  $T_{kin} = 6,96 \cdot 10^3$ . Совершенно ясно, что линия  $H_{\alpha}$  может вызывать очень большие ошибки в определении  $T_{kin}$  и  $v_t$  протуберанцев. То же самое можно сказать для линий H и K  $Ca^+$ . В. Н. Зуйков [20] употребил линии  $H_{\alpha}$  и H и K  $Ca^+$ . В таком случае прямая линия на фиг. 11 стала в целом выше, но ее наклон, может быть, мало отличается от истинного наклона. Поэтому он получил  $T_{kin}$  протуберанцев тоже порядка нескольких тысяч градусов. Но в данном случае пересечение прямой с осью ординат может быть слишком большим и это может привести к завышенным значениям  $v_t$ . Следовательно, при определении  $T_{kin}$  и  $v_t$  протуберанцев по полуширинам линий не надо пользоваться этими сильными линиями.

Мы уже показали, что атомы всех элементов в одном и том же узле протуберанца имеют одинаковую кинетическую температуру. Но некоторые авторы, например Д. Джеффрис и Ф. Орралл [6], считают, что протуберанец неоднороден. Эта идея особенно ясно выражена в работе В.М. Соболева [7]. Он считает, что «протуберанец состоит из водородных волокон, где кинетическая температура сравнительно мала и поэтому гелий возбуждаться не может, и из гелиевых волокон, температура которых столь высока, что водород в них полностью ионизован, а гелий способен возбуждаться». Более того, его наблюдения привели к равенству  $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{H} = \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{He}$  и, исходя из этого, он получил  $T_{He} = 4T_H$ . Нам кажется, что вышеуказанная точка зрения сомнительна и вряд ли соответствует действительности, так как мы никогда не наблюдали протуберанцев, которые светились бы только в линиях водорода или, наоборот, только в линиях гелия. На самом деле линии водорода и гелия появляются всегда вместе. Кроме того, спектрограммы, снятые с эшелле, что обеспечивает абсолютную одновременность и одинаковый узел наблюдения, убедительно показывают,

что линии водорода, гелия и всех других элементов имеют практически одинаковый вид. Точнее говоря, хотя изображения протуберанца в линиях  $H_{\alpha}$  и  $H$  и  $K Ca^+$  интенсивнее и на спектрограмме имеют большую протяженность вдоль линии, чем в других линиях, высота их центральных частей, рассчитанная вдоль спектральной линии, точно такая же, какую они имеют в других линиях. Более того, ни один из обработанных нами десяти протуберанцев не оправдал полученного В. М. Соболевым равенства, т. е.  $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_H = \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{He}$ , и мы всегда получали неравенство,

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_H > \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{He},$$

как это видно на фиг. 10 и 11. Поэтому в дальнейшем мы будем считать, что в одном и том же узле протуберанца атомы всех элементов имеют одинаковые  $T_{kin}$  и  $v_t$ .

#### ГЛАВА IV

### ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ РАСШИРЕНИЯ ЛИНИЙ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

#### § 1. Возможные механизмы

Полученное нами большое количество контуров показывает, что кроме самых интенсивных линий, т. е.  $H$  и  $K Ca^+$  и первых членов бальмеровской серии, практически все линии хорошо представляются на графике  $[lg(I_{\lambda}/I_{\lambda_0}), (\Delta\lambda)^2]$  прямыми. Этот факт, ранее уже обнаруженный Г. С. Ивановым-Холодным [15], показывает, что линии протуберанцев расширяются в основном доплеровским эффектом. В предыдущей главе мы видели, что все линии одного и того же элемента (кроме первых бальмеровских линий и  $H$  и  $K Ca^+$ ) имеют приближенно одинаковое значение  $\Delta\lambda_D/\lambda$ . Это тоже говорит о том, что контуры линий протуберанцев в основном доплеровские. Но все же вопрос не так прост. С одной стороны, у ряда сильных линий имеет место самопоглощение, искажающее центральные части их контуров. С другой стороны, изложенное далее соображение определенно указывает, что существует еще второй механизм расширения линий, который действует в крыльях линий протуберанцев.

По уравнению (20.9) в книге [29], контур эмиссионной линии протуберанца определяется формулой

$$I_{\lambda} = P_{\lambda}(1 - e^{-\tau_{\lambda}}), \quad (6)$$

где  $P_{\lambda}(=j_{\lambda}/k_{\lambda})$  — функция источника протуберанца и  $\tau_{\lambda}$  — оптическая толщина протуберанца. Строго говоря, применение этой формулы требует двух предпосылок: во-первых,  $P_{\lambda}$  постоянна вдоль луча зрения наблюдателя. Это выполняется, если протуберанец однороден и некогерентное рассеяние не играет существенной роли. Во-вторых, наблюдаемое излучение протуберанца представляет собой только собственную эмиссию. Иначе говоря, протуберанец в наблюдаемом узле практически не рассеивает солнечного излучения. (В противном случае в правой части формулы (6) должен быть добавлен еще член, представляющий рассеянное проту-

бератем излучение Солнца.) В конце этой главы будет показано, что обе эти предпосылки приближенно соответствуют действительности и, следовательно, в нашем случае формула (6) может быть с достаточно большой точностью применена.

Пока допустим, что линия расширена только Допплер-эффектом; тогда оптическая толща  $\tau_\lambda$  определяется формулой

$$\tau_\lambda = \tau_0 e^{-v^2} = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc^2} f_{ik} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_D} N_i e^{-v^2}, \quad (7)$$

где  $N_i$  — число атомов на нижнем уровне в столбе протуберанца по лучу зрения наблюдателя с сечением  $1 \text{ см}^2$ ;  $\tau_0$  — оптическая толща протуберанца в центре линии;  $v \equiv \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$ . Подставляя значение (7) в формулу (6), мы получаем

$$I_\lambda = P_\lambda (1 - e^{-\tau_0 e^{-v^2}}). \quad (8)$$

Наклон логарифмического контура  $k$  равняется  $\frac{1}{(\Delta\lambda_D)^2} \frac{d}{dv^2} [\lg(1 - e^{-\tau_0 e^{-v^2}})]$ .

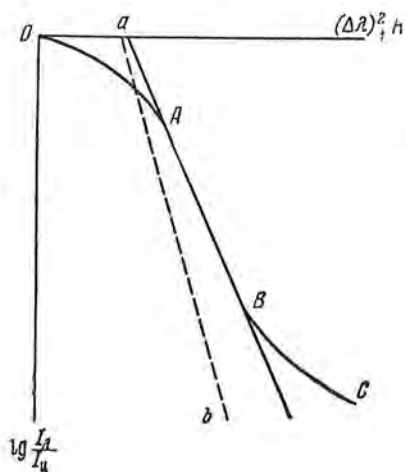
Нетрудно доказать, что в предельном случае, когда  $v^2 \rightarrow \infty$ ,  $k = -\frac{\lg e}{(\Delta\lambda_D)^2} = -\frac{0,434}{(\Delta\lambda_D)^2}$ . С другой стороны, когда линия совершенно свободна от самопоглощения, ее логарифмический контур представляет собой прямую линию, даваемую формулой

$$\lg \frac{I_\lambda}{I_u} = \lg e^{-v^2} = -0,434 v^2 = -\frac{0,434}{(\Delta\lambda_D)^2} (\Delta\lambda)^2. \quad (9)$$

Понятно, что далекие крылья контура линии свободны от самопоглощения. Поэтому, если линия расширена только Допплер-эффектом, далекие крылья ее логарифмического контура должны быть прямыми, по наклону которых можно вычислить полуширину  $\Delta\lambda_D$  линии. Но на самом деле это не соответствует действительности. Логарифмический контур линии  $H_\alpha$  (как и  $H$  и  $K \text{ Ca}^+$  и иногда  $H_\beta$  и  $H_\gamma$ ) представлен на фиг. 12. Как было изложено в § 1 гл. III, хотя мы вычислили  $\Delta\lambda_D$  по наклону в самой крутой части логарифмического контура (участок  $AB$ ), все же получили слишком большую  $\Delta\lambda_D$  и эта  $\Delta\lambda_D$  приводит к значению  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , значительно большему, чем среднее значение  $\Delta\lambda_D/\lambda$  для линий водорода (см. фиг. 8). С другой стороны, если по среднему значению  $\Delta\lambda_D/\lambda$  вычислить истинную полуширину  $\Delta\lambda_D$  для линии  $H_\alpha$  и потом наклон логарифмического контура, то мы находим, что штриховая линия  $ab$ , которая представляет истинный наклон, еще круче, чем участок  $AB$ . Понятно, что линия обременена самопоглощением, и поэтому участок  $OA$  (или  $OAB$ ) менее крутой, чем  $ab$ . Однако участок  $BC$  тоже более пологий, чем  $ab$ . Мы уже доказали, что если линия расширяется только Допплер-эффектом, то далекие крылья логарифмического контура должны иметь правильный наклон. Поскольку на фиг. 12 участок  $BC$  значительно более пологий, чем  $ab$ , т. е. контур шире, чем доплеровский, мы должны признать, что существует второй механизм расширения линий протуберанцев, который, по-видимому, действует в крыльях линий.

В данном случае следует рассмотреть два возможных механизма: Штарк-эффект и затухание. Мы считаем, что первая возможность не

соответствует действительности, во-первых, потому, что в случае действия Штарк-эффекта отношение  $\Delta\lambda_D/\lambda$  возрастает с увеличением номера линии в бальмеровской серии (см. работы А. Унзольда [30] и Г. С. Иванова-Холодного [25]), а на самом деле ни один из обработанных нами десяти протуберанцев, у многих из которых были наблюдаемы многочисленные линии водорода от  $H_\alpha$  до  $H_{13}$  или  $H_{11}$ , не показывает такого роста. Во-вторых, действие штарковского эффекта требует довольно большой электронной плотности  $n_e$ . Г. С. Иванов-Холодный [14, 25] по наблюдавшемуся им росту  $\Delta\lambda_D/\lambda$  с номером бальмеровской линии получил  $n_e = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . С другой стороны, как мы отметили во «Введении»,



Фиг. 12. Схема логарифмического контура интенсивных линий

многие авторы (А.Б. Северный, А. Унзольд, В. П. Вязаницын, В. Н. Зуйков, а также и К. Вурм [31], П. Бруггенкате [32] и др.) получили значительно меньшие значения ( $n_e = 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ). В нашей другой работе [26] путем решения системы уравнений стационарности атомов водорода мы получили для протуберанца 30. III. 1959 г.  $n_e \approx 1 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . При такой сравнительно малой электронной плотности Штарк-эффект вряд ли может играть какую-то заметную роль. (С другой стороны, конечно, нельзя считать, что Штарк-эффект не играет никакой роли в расширении линий протуберанцев, так как у протуберанцев  $n_e$  не ничтожно мало. Вернее

говоря, Штарк-эффект играет очень маленькую роль и с достаточно большой точностью можно им пренебречь.) В дальнейшем мы будем считать, что линии протуберанцев расширяются совместным действием Доплер-эффекта и затухания. В следующем параграфе будет показано, что вычисленные в этом предположении теоретические контуры хорошо согласуются с наблюдаемыми.

## § 2. Вычисление теоретических контуров. Определение функции источника и оптической толщи протуберанца

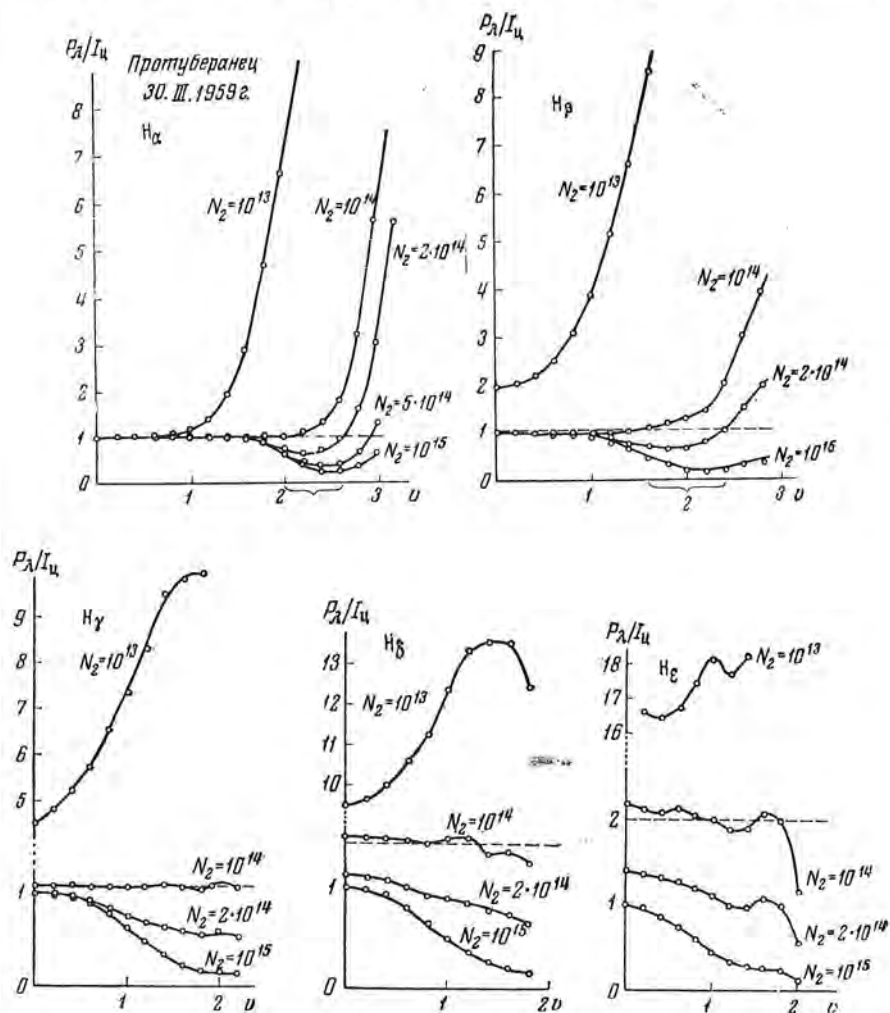
В этом параграфе мы попытаемся вычислить теоретические контуры для бальмеровских линий от  $H_\alpha$  до  $H_\epsilon$  при допущении, что линии протуберанцев расширяются Доплер-эффектом и затуханием. Для упрощения вопроса сначала мы будем учитывать только Доплер-эффект, затем мы выясним, какую роль играет затухание. В нашей системе построения контуров мы имеем

$$\frac{I_\lambda}{I_4} = \frac{P_\lambda}{I_4} (1 - e^{-\tau_\lambda}), \quad (10)$$

где

$$\tau_\lambda = \tau_0 e^{-v^2} \text{ и } \tau_0 = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m c^2} f_{n2} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_D} N_2. \quad (11)$$

Как мы отметили в гл. III, из-за самопоглощения наблюдаемые полуширины первых бальмеровских линий завышены и их истинные значения  $\Delta\lambda_D$  надо вычислять по среднему значению отношения  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , даваемому средними и высшими членами бальмеровской серии. Подставляя вычисленные таким образом значения  $\Delta\lambda_D$  в формулу (11), мы получаем зависимости  $\tau_0$  от  $N_2$  для разных линий  $H_\alpha - H_\epsilon$ . Наблюдаемые



Фиг. 13. Зависимость функции источника от расстояния от центра линий  $H_\alpha - H_\epsilon$  для разных значений  $N_2$

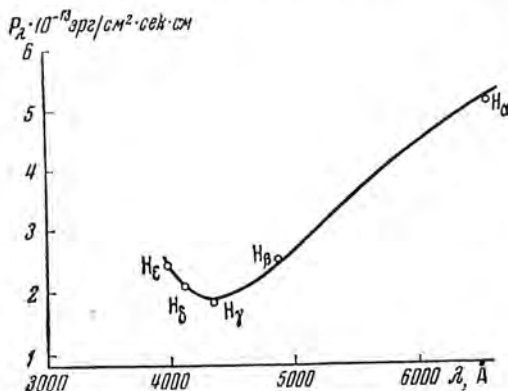
контуры дают нам значения  $I_\lambda/I_u$  для любого  $v$ . (Мы взяли средние значения, даваемые обоими крыльями наблюдаемого контура.) Задавая ряд значений параметра  $N_2$  от  $10^{13}$  до  $10^{15}$  см $^{-2}$ , мы получаем кривые, показывающие зависимость  $P_\lambda/I_u$  от  $v$  (см. фиг. 13). По соображениям, которые будут подробно изложены в следующем параграфе, функция источника  $P_\lambda$  должна быть постоянной в сфере линии. Фиг. 13 показывает, что если принять  $N_2 = 10^{14}$  см $^{-2}$ , то для всех пяти линий  $H_\alpha - H_\epsilon$  получаются практически постоянные значения  $P_\lambda/I_u$ , которые отмечены

на фиг. 13 штриховой линией. (В далеких крыльях линий отношение  $P_\lambda/I_\pi$  растет с увеличением  $\nu$ . Это главным образом объясняется тем, что мы пока еще не учитывали действия затухания.) Это значение  $N_2$  можно считать справедливым, и определенные таким образом значения  $N_2$  для всех протуберанцев будут приведены в табл. 6 в гл. V. Подставляя число  $N_2$  в формулу (11), мы получаем значение  $\tau_0$ . Например, для протуберанца 30.III. 1959 г.  $\tau_0(H_\alpha) = 51,9$ ,  $\tau_0(H_\beta) = 7,12$ ,  $\tau_0(H_\gamma) = 2,40$ ,  $\tau_0(H_\delta) = 1,11$  и  $\tau_0(H_\epsilon) = 0,622$ .

Таблица 4

Протуберанец	$P_\lambda \cdot 10^{13}$ , эрг/см <sup>2</sup> ·сек·см				
	H <sub>α</sub>	H <sub>β</sub>	H <sub>γ</sub>	H <sub>δ</sub>	H <sub>ε</sub>
1.XI.1958	1,87	1,54	1,23	1,37	1,69
4.XII.1958	1,69	1,88	1,42	2,28	2,28
9.XII.1958	2,72	2,61	1,55	2,13	2,36
23.III.1959	4,05	3,84	1,87	1,86	1,92
30.III.1959	5,15	2,46	1,86	2,12	2,44
28.IV.1959	5,56	2,05	2,48	1,98	2,38
3.VI.1959	4,23	2,39	2,24	3,34	4,78
24.VI.1959	4,40	1,72	1,38	1,60	—
28.VI.1959	7,70	3,69	2,62	1,54	1,89
1.VII.1959	5,85	2,92	2,67	2,28	2,66

Вышеуказанный метод позволяет нам определить и величину  $P_\lambda/I_\pi$ . Поскольку для  $I_\pi$  у нас есть абсолютные значения (см. табл. 2), легко получить абсолютные значения  $P_\lambda$ . Результаты вычислений приведены в табл. 4. Почти все протуберанцы имеют следующий ход: от H<sub>α</sub> до H<sub>β</sub> и



Фиг. 14. Зависимость функции источника протуберанца 30.III.1959 г. от длины волны

H<sub>γ</sub> значение  $P_\lambda$  уменьшается, а от H<sub>γ</sub> до H<sub>β</sub> и H<sub>ε</sub> значение  $P_\lambda$  немного увеличивается (см. фиг. 14). Интересно отметить, что зависимость интенсивности солнечного излучения от длины волны имеет как раз обратный ход. В гл. V и в нашей второй работе [26] мы рассмотрим физическое значение этого явления.

Определив величины  $P_\lambda/I_\pi$  и  $\tau_0$ , мы можем по формуле (10) вычислить теоретический контур линии (см. фиг. 15). Надо подчеркнуть, что вычисленные таким образом теоретические контуры основываются только на действии Допплер-эффекта. Сейчас мы вычислим теоретические контуры, даваемые совместным действием Допплер-эффекта и затухания. В данном случае оптическая толщина определяется формулой:

$$\tau_\lambda = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{mc^2} f_{n^2} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_D} \left\{ e^{-v^2} - \frac{a}{\sqrt{\pi}} [1 - 2vF(v)] \right\} N_2, \quad (12)$$



где

$$a = \frac{\sigma_{ik}}{\Delta\nu_D} = \frac{\gamma k^2}{2\pi c \Delta\nu_D}. \quad (13)$$

Численное значение функции  $\frac{1}{\pi}[1 - 2vF(v)]$  мы взяли из книги А. Уп-зольда [4]. Постоянная затухания  $\gamma = \gamma_2 + \gamma_n + \gamma_c$ , где постоянные затухания вследствие излучения для нижнего (второго) и верхнего уровней равняются соответственно  $\gamma_2 = A_{21}$  и  $\gamma_n = \sum_{i=1}^{n-1} A_{ni}$ . Значения коэффициентов спонтанных переходов  $A_{ni}$  взяты из работы Д. Мензела и К. Перкериса [33]. В нашем случае постоянная затухания вследствие столкновений дается формулой (см. [28], стр. 159)

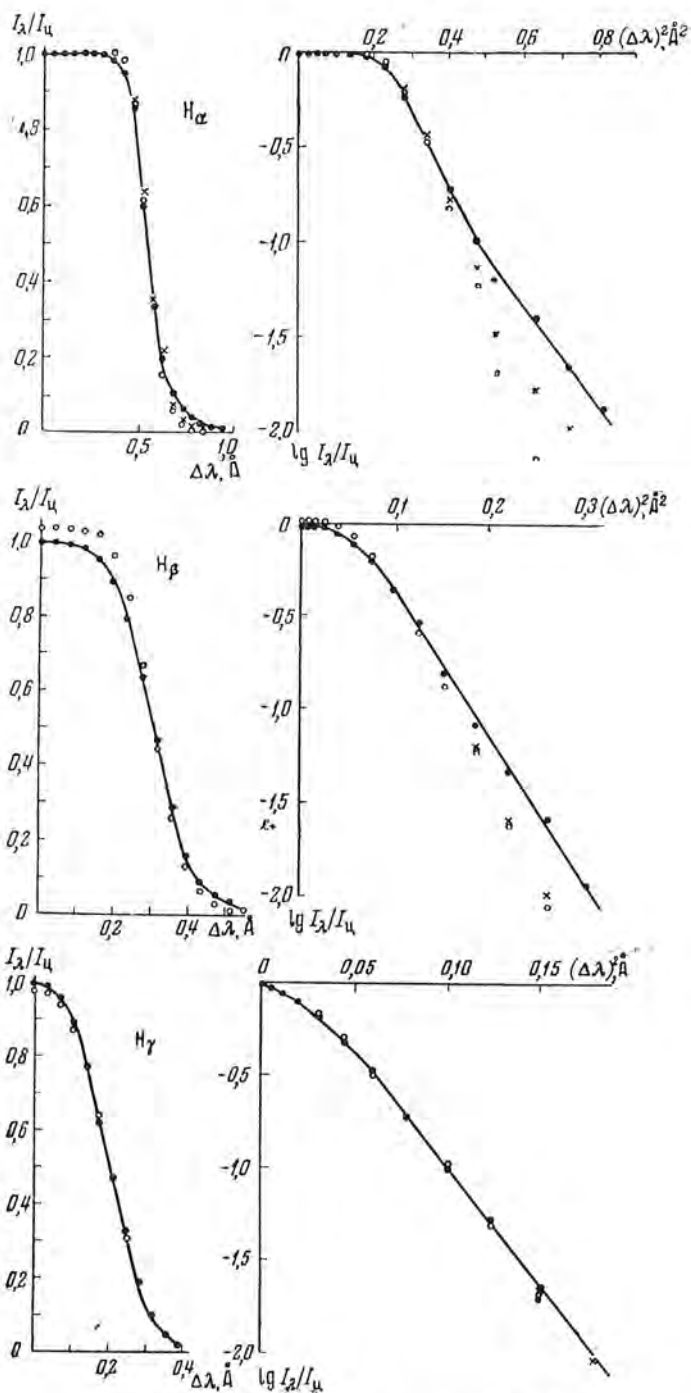
$$\gamma_c = 4\pi^3 C n_1$$

где

$$C = \frac{e^2}{16\pi^2 m_e v_0} f_{2n}.$$

Для  $N_2$  величина  $C$  равна  $2,23 \cdot 10^{-9}$ . Пока трудно сказать, какую плотность атомов водорода  $n$  надо брать, но по ряду соображений можно предположить, что число  $n$  не может быть больше  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Даже для такого максимального значения  $n$  получается  $\gamma_c = 2,78 \cdot 10^6$ , что гораздо меньше, чем  $\gamma_2 (4,67 \cdot 10^8)$ . Это значит, что затухание вследствие столкновений играет ничтожную роль и, следовательно, нужно учитывать только затухание вследствие излучения.

Определив  $\gamma$ , мы можем по формуле (13) вычислить  $a$ . Для протуберанца 30.III.1959 г. мы получили  $a(H_n) = 4,89 \cdot 10^{-3}$ ,  $a(H_3) = 3,18 \cdot 10^{-3}$ ,  $a(H_4) = 2,74 \cdot 10^{-3}$ ,  $a(H_5) = 2,54 \cdot 10^{-3}$ ,  $a(H_6) = 2,45 \cdot 10^{-3}$ . Для всех других протуберанцев мы получили значения  $a$  такого же порядка. При этом по определению величины  $a$  уже можно предвидеть, что по сравнению с Доплер-эффектом затухание играет небольшую роль. Поскольку  $P_{ij} I_{ij}$  и  $a$  определены, можно по формулам (10) и (12) вычислить теоретические контуры, обусловленные совместным действием Доплер-эффекта и затухания вследствие излучения (см. фиг. 15). Кроме простых контуров, были вычислены логарифмические контуры, на которых крылья линий лучше видны. Сравнение теоретических контуров обоих типов (Доплер-эффект и Доплер-эффект + затухание) с наблюдаемыми контурами для всех десяти протуберанцев позволяет нам сделать следующие выводы: 1) с одним и тем же значением  $N_2$  можно добиться совпадения между теоретическими и наблюдаемыми контурами для всех пяти линий  $H_n - H_3$ ; 2) вообще говоря, совпадение хорошее, но в целом наблюдаемые контуры немного более пологие, чем теоретические. (Может быть это связано с небольшим некогерентным рассеянием, которое действует при образовании линии и вызывает перераспределение излучения внутри линии); 3) теоретические контуры, даваемые только доплеровским эффектом, мало отличаются от контуров, обусловленных совместным действием Доплер-эффекта и затухания. В центральных и средних частях они практически одинаковы, но в крыльях они систематически расходятся;



Фиг. 15. Сравнение теоретических и наблюдаемых контуров  
Темные кружки — наблюдаемый контур, светлые кружки — теоретический контур  
(Доплер-эффект +

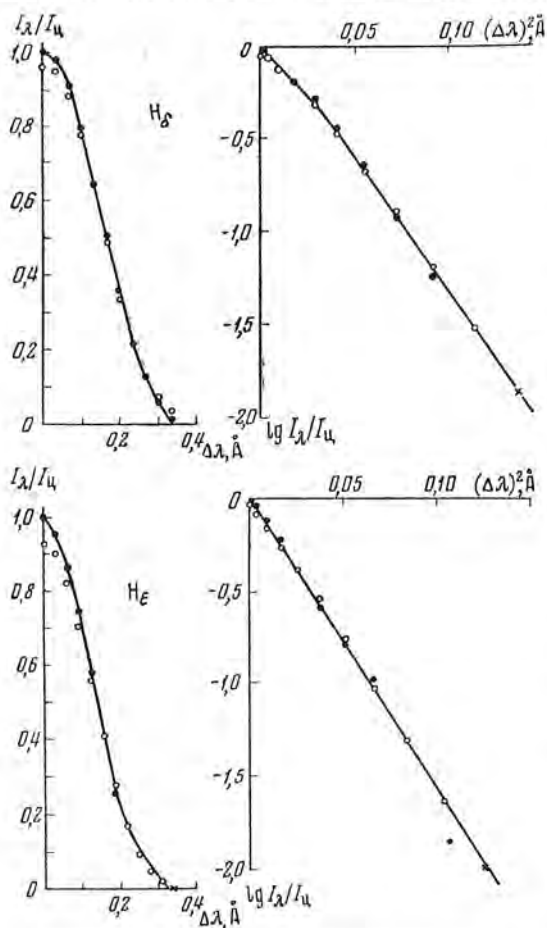
4) теоретические контуры, вычисленные с учетом затухания, лучше совпадают с наблюдаемыми, чем теоретические контуры, обусловленные

только Доплер-эффектом; 5) для некоторых протуберанцев крылья наблюдаемых контуров и теоретических контуров, данных Доплер-эффектом и затуханием, точно совпадают. Но для некоторых других протуберанцев они систематически расходятся. Это явление, по-видимому, связано с рассеянием протуберанцами солнечного излучения. Оно будет подробно обсуждено в § 4 этой главы.

### § 3. Вопрос об однородности протуберанцев

В начале этой главы было изложено, что применение формулы (6) требует двух предпосылок. В этом параграфе мы проверим первую из них, т. е. что протуберанец однороден и его функция источника  $P_\lambda$  постоянна вдоль луча зрения.

В результате обработки спектрограмм протуберанцев мы получили большое количество логарифмических контуров (примеры их приведены на фиг. 7). Вообще говоря логарифмические контуры у



линий  $H_\delta$ — $H_\epsilon$  протуберанца 30.III.1959 г. (Доплер-эффект), крестики — теоретический контур затухание)

линий расширяются Доплер-эффектом. (Для сравнительно слабых линий затухание играет очень маленькую роль и можно им пренебречь.) Более того, как мы увидим дальше, вышеуказанный факт еще означает, что протуберанец в основном однороден вдоль луча зрения. Слабые линии свободны от самопоглощения, и, следовательно, их наблюдаемое излучение возникает по всему протуберанцу по лучу зрения. Если бы протуберанец был неоднороден по температуре или плотности вдоль луча зрения и, скажем, состоял бы из двух физически разных частей, то в одной и той же линии мы наблюдали два излучения с различными значениями  $P_\lambda$  или  $\tau_\lambda$ . В таком случае логарифмический контур состоял бы из двух прямых и в целом являлся бы изломанной или кривой линией. Но это не соответствует действительности, так

как для всех сравнительно слабых линий мы получили прямые логарифмические контуры без изгибов или изломов. Это говорит о том, что протуберанец в основном однороден и вдоль луча зрения не обладает большим градиентом температуры или плотности.

В предыдущем параграфе мы вычислили функцию источника  $P_\lambda$  для всех наших протуберанцев. Зависимость  $P_\lambda$  от  $\nu$  представлена на фиг. 13. Рассмотрим пока только линию  $H_\alpha$ . Как известно, она очень интенсивна и имеет очень большую оптическую толщину. (Например, для протуберанца 30. III. 1959 г.  $\tau_0(H_\alpha) = 51,9$ .) При такой большой оптической толщине наблюдаемое излучение в центре этой линии возникает, конечно, в самых внешних и близких к наблюдателю слоях протуберанца. Но с удалением от центра линии оптическая толщина быстро падает. Например, для данного протуберанца при  $\nu = 1$  ( $\Delta\lambda = 0,265 \text{ \AA}$ ), мы имеем  $\tau_\lambda = 19$ , при  $\nu = 2$  ( $\Delta\lambda = 0,530 \text{ \AA}$ )  $\tau_\lambda = 0,948$ , при  $\nu = 3$  ( $\Delta\lambda = 0,795 \text{ \AA}$ )  $\tau_\lambda = 6,38 \cdot 10^{-3}$ . Это значит, что с удалением от центра линии мы видим протуберанец все глубже и глубже, и в крыльях линии протуберанец практически прозрачен. Иначе говоря, для малых значений  $\nu$  представленная на фиг. 13 функция источника  $P_\lambda$  принадлежит к самым внешним слоям протуберанца, а для больших  $\nu$  полученное нами значение  $P_\lambda$  представляет собой функцию источника, усредненную по всему протуберанцу. Интересно отметить, что путем подходящего выбора числа  $N_2$  мы получили практически постоянный ход  $P_\lambda/I_\alpha$  в зависимости от  $\nu$  для всех пяти линий  $H_\alpha - H_\epsilon$  (см. фиг. 13). Исходя из сказанного, мы должны признать, что функция источника протуберанца  $P_\lambda$  практически постоянна по лучу зрения. Это наше второе соображение в пользу однородности протуберанцев.

Но, с другой стороны, необходимо подчеркнуть, что вопрос о структуре протуберанцев — сложный, и нельзя считать, что протуберанец абсолютно однородный. Как известно, у некоторых ярких и плотных протуберанцев в центральной области линии  $H_\alpha$  или H и K  $\text{Ca}^+$  наблюдается провал. Как одно из возможных объяснений, можно предположить, что разные части протуберанца имеют разные температуры. Но, как мы выше видели, оптическая толщина протуберанца в центральных частях этих линий чрезвычайно велика, и поэтому, если можно объяснить провал в центре контура изменениями температуры, то надо сказать, что такие изменения температуры имеются только в самых внешних слоях протуберанца. В целом все же можно считать, что протуберанец в основном однороден.

#### § 4. Рассеяние солнечного излучения протуберанцами

В этом параграфе мы рассмотрим вторую предпосылку применения формулы (6): наблюдаемое излучение протуберанца представляет собой собственную эмиссию, и можно пренебречь рассеянным протуберанцем излучением Солнца.

Здесь мы хотели бы повторить пятый вывод, сделанный нами в конце § 2 этой главы. Для некоторых протуберанцев (например, 28. VI. 1959 г., 28. IV. 1959 г., 9. XII. 1958 г.) наблюдаемые контуры точно совпадают с теоретическими контурами, обусловленными совместным действием

Доплер-эффекта и затухания. Но для некоторых других протуберанцев (например, 1. VII. 1959 г., 3. VI. 1959 г., 24. VI. 1959 г.) наблюдаемые и теоретические контуры систематически расходятся в крыльях линий. (Разницы в  $I_v/I_c$  составляют примерно 0,03.) При этом достаточно рассмотреть только крылья линии  $H_\alpha$ , так как ее контуры построены точнее всех. Интересно отметить, что совпадение между наблюдаемыми и теоретическими контурами зависит от высоты  $H$  наблюдаемого узла протуберанца над краем солнечного диска. (Значения  $H$  приведены в табл. 1.) Мы обнаружили следующее эмпирическое правило: когда высота  $H$  велика, совпадение между наблюдаемыми и вычисленными контурами хорошее; когда высота  $H$  мала, совпадение плохое. Например, для протуберанцев 28. VI. 1959 г. и 9. XII. 1958 г.  $H=41''$  и  $H=34''$  соответственно, и для них мы получили практически полное совпадение. А для обоих протуберанцев 1. VII. 1959 г. и 3. VI. 1959 г.  $H=12''$ , и их наблюдаемые и теоретические контуры в крыльях линий заметно расходятся. Для остальных протуберанцев, которые имеют промежуточные значения  $H$ , теоретические и наблюдаемые контуры темного отличаются друг от друга в крыльях линий. Найденное нами эмпирическое правило, естественно, наводит на мысль о том, что рассеянное протуберанцем солнечное излучение сказывается на крыльях линий протуберанцев. Если мы наблюдаем довольно высокий узел протуберанца (скажем,  $H=40''$ ), солнечное излучение в центре линии  $H_\alpha$  практически не доходит до такого узла, и поэтому можно пренебречь рассеянием солнечного излучения протуберанцем. Если, наоборот, наблюдаемый узел протуберанца очень низкий (скажем,  $H=10''$ ), то кроме собственной эмиссии протуберанца мы еще наблюдаем рассеянное протуберанцем излучение Солнца. В целом безусловно надо признать, что протуберанцы рассеивают падающее на них солнечное излучение, так как на спектрогелиограммах, снятых в свете  $H_\alpha$ , волокна (т. е. протуберанцы, находящиеся на диске Солнца) темны. Но вопрос заключается в том, в каких слоях протуберанца происходит такое рассеяние. В § 2 этой главы мы установили, что оптическая толща протуберанца в центре линии  $H_\alpha$  очень большая. Грубые оценки показывают, что оптическая толща протуберанца в центре  $H_\alpha$ , рассчитанная от края Солнца до узла с  $H=15''$ , уже равна примерно 50. Поэтому рассеяние солнечного света в центре линии  $H_\alpha$  происходит в самых низких слоях протуберанца. Для крыльев  $H_\alpha$  и для слабых линий солнечное излучение беспрепятственно проходит через протуберанец и при этом тоже не происходит рассеяния. Поэтому мы пришли к выводу, что наблюдаемое излучение протуберанца представляет собой в основном его собственную эмиссию, если только наблюдаемый узел протуберанца не очень низкий ( $H > 10'' \div 15''$ ).

В предыдущем мы не учитывали влияния рассеяния на центральные и средние части контуров даже для протуберанцев с низкими наблюдаемыми узлами. Это связано с тем, что интенсивность рассеянного излучения Солнца значительно меньше, чем интенсивность протуберанца в центральных и средних частях контуров, и только в крыльях линий рассеяние может играть некоторую заметную роль. Это тем более верно, потому что в рассеянном свете Солнца появляются, конечно, линии поглощения,

а не линии излучения. Это значит, что интенсивность рассеянного света в центральных частях линий значительно меньше, чем в крыльях линий.

Наш вывод относительно рассеяния протуберанцами солнечного излучения, может быть, недостаточно надежен, так как он опирается только на наблюдения десяти протуберанцев. Для окончательного решения этого вопроса мы предполагаем наблюдать один и тот же протуберанец при различных высотах над краем солнечного диска и выяснить, как крылья линий зависят от высоты  $H$ .

В § 2 этой главы мы определили функцию источника протуберанца  $P_\lambda$  для линий  $H_\alpha - H_\epsilon$  (см. табл. 6 или фиг. 21) и нашли, что зависимость  $P_\lambda$  от  $\lambda$  как раз противоположна распределению интенсивности излучения Солнца  $I_\odot$  по длинам волн. Хотя мы пока еще не выяснили, какой физический смысл имеет такое явление, но можно считать, что наблюдаемое нами излучение протуберанца в основном не является рассеянным излучением Солнца. (В предельном случае, если бы наблюдаемое излучение протуберанца было только рассеянным излучением Солнца, то мы получили бы равенство  $P_\lambda = I_{\odot\lambda}$ .)

Сделанные нами в этих двух параграфах выводы показывают, что в физике протуберанцев можно с достаточно большой точностью применять формулу (6).

## ГЛАВА V

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАСЕЛЕННОСТИ УРОВНЕЙ АТОМОВ ВОДОРОДА В ПРОТУБЕРАНЦАХ

#### § 1. Проверка числа $N_2$ с помощью кривой роста

В этой главе мы вычислим числа атомов водорода в различных квантовых состояниях различными независимыми способами. Комбинируя результаты, даваемые разными методами, мы получим до некоторой степени полную населенность уровней водорода в протуберанцах.

Прежде всего мы хотели бы проверить число  $N_2$ , полученное нами в § 2 предыдущей главы. Как показывает фиг. 13, мы выбрали то значение  $N_2$ , которое дало постоянный ход  $P_\lambda/I_\odot$  с  $v$  для всех линий  $H_\alpha - H_\epsilon$ . Теперь надо доказать, что такое число  $N_2$  правильное. Мы это сделаем с помощью кривой роста, вычисленной Хельдом [34]. Как известно, кривая роста Хельда основана на совместном действии Допплер-эффекта и затухания, и поэтому она применима в нашем случае. После элементарных вычислений мы представили кривую роста Хельда в системе

$$[A_\lambda/2\Delta\lambda_D, \lg(N_2\lambda^2 f_{n_2}/2\pi c\Delta\lambda_D)],$$

где  $A_\lambda = \int_{-\infty}^{\infty} (1 - e^{-\tau_\lambda}) d\lambda$ . С помощью формулы (6) легко получить следующее равенство для полного излучения линии  $E''$ :

$$E'' = \int_{-\infty}^{\infty} I_\lambda d\lambda = P_\lambda \int_{-\infty}^{\infty} (1 - e^{-\tau_\lambda}) d\lambda = P_\lambda A_\lambda. \quad (14)$$

Поскольку  $N_2$  и  $\Delta\lambda_D$  определены (необходимо еще раз подчеркнуть,

что для первых бальмеровских линий нельзя пользоваться прямо измеряемыми полуширинами контуров, а надо вычислить  $\Delta\lambda_D$  по среднему значению  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , даваемому средними и высшими членами бальмеровской серии), мы можем с помощью кривой роста Хельда получить  $A_\lambda$ . Подставляя  $A_\lambda$  в формулу (14), мы получаем теоретическое полное излучение линии  $E''$ . Если наше исходное значение  $N_2$  верно, то  $E''$  должно совпадать с наблюдаемым полным излучением  $E'$ , даваемым формулой

$$E' = W_\lambda I_\odot. \quad (15)$$

(Значения эквивалентных ширины линий  $W_\lambda$  приведены в табл. 2. Интенсивность излучения центра солнечного диска  $I_\odot$  хорошо известна.) Такие вычисления мы выполнили для линий  $H_\alpha - H_\epsilon$  трех протуберанцев, и полученные нами отношения  $E''/E'$  приведены в табл. 5. Видно, что все значения  $E''/E'$  близки к единице. Хотя мы проверили  $N_2$  только для трех протуберанцев, мы уже можем быть уверены в том, что изложенный в § 2 гл. IV метод определения  $N_2$  надежен и применим в нашей работе.

Таблица 5

Протуберанец	Линия	$E''/E'$	Протуберанец	Линия	$E''/E'$
30.III.1959	$H_\alpha$	0,997	28.IV.1959	$H_\epsilon$	1,02
	$H_\beta$	1,06		$H_\epsilon$	0,990
	$H_\gamma$	1,09	28.VI.1959	$H_\alpha$	1,03
	$H_\delta$	1,19		$H_\beta$	1,20
	$H_\epsilon$	0,940		$H_\gamma$	1,00
28.IV.1959	$H_\alpha$	1,02	$H_\delta$	0,955	
	$H_\beta$	0,855	$H_\epsilon$	1,11	
	$H_\gamma$	1,03			

## § 2. Вычисление числа атомов по полному излучению линии

Для эмиссионных линий протуберанцев можно пренебречь процессами вынужденного излучения и считать, что они возникают только из-за спонтанных переходов. В этом случае можно по наблюдаемому полному излучению линии  $E'$  непосредственно вычислить число атомов на верхнем уровне  $N_n$  по следующей формуле:

$$N_n = \frac{4\pi E'}{A_{n2} h \nu_{n2}}. \quad (16)$$

Необходимо подчеркнуть, что этот метод надо применять с осторожностью. Если линия обременена самопоглощением, то ее истинное полное излучение ( $E$ ) больше наблюдаемого ( $E'$ ). Применение формулы (16) в данном случае может привести к неверным заниженным значениям  $N_n$ . Поэтому мы применяем этот способ только к средним и высшим членам серии Бальмера, которые практически свободны от самопоглощения. Вычисленные таким образом значения  $N_n$  ( $n \geq 7$ ) приведены в табл. 6 в следующем параграфе.

Протуберанец	$N_2$	$N_3$	$N_4$	$N_5$	$N_6$	$N_7$
1. XI. 1958 г.	$2 \cdot 10^{13}$	$8,62 \cdot 10^{10}$	$2,80 \cdot 10^{10}$	$1,99 \cdot 10^{11}$	$2,41 \cdot 10^{10}$	$3,44 \cdot 10^{10}$
4. XII. 1958	$8 \cdot 10^{13}$	$3,12 \cdot 10^{11}$	$1,37 \cdot 10^{11}$	$1,45 \cdot 10^{11}$	$1,60 \cdot 10^{11}$	$1,85 \cdot 10^{11}$
9. XII. 1958	$3 \cdot 10^{13}$	$1,88 \cdot 10^{11}$	$7,11 \cdot 10^{10}$	$3,74 \cdot 10^{10}$	$5,59 \cdot 10^{10}$	$7,16 \cdot 10^{10}$
23. III. 1959	$1 \cdot 10^{14}$	$9,35 \cdot 10^{11}$	$3,50 \cdot 10^{11}$	$1,51 \cdot 10^{11}$	$1,63 \cdot 10^{11}$	$1,95 \cdot 10^{11}$
30. III. 1959	$1 \cdot 10^{14}$	$1,19 \cdot 10^{12}$	$2,24 \cdot 10^{11}$	$1,50 \cdot 10^{11}$	$1,86 \cdot 10^{11}$	$2,48 \cdot 10^{11}$
28. IV. 1959	$7 \cdot 10^{13}$	$8,98 \cdot 10^{11}$	$1,31 \cdot 10^{11}$	$1,40 \cdot 10^{11}$	$1,17 \cdot 10^{11}$	$1,68 \cdot 10^{11}$
3. VI. 1959	$1 \cdot 10^{13}$	$9,76 \cdot 10^{11}$	$2,18 \cdot 10^{11}$	$1,81 \cdot 10^{11}$	$2,93 \cdot 10^{11}$	$4,85 \cdot 10^{11}$
24. VI. 1959	$1 \cdot 10^{13}$	$1,02 \cdot 10^{11}$	$1,57 \cdot 10^{10}$	$1,11 \cdot 10^{10}$	$1,40 \cdot 10^{10}$	—
28. VI. 1959	$1 \cdot 10^{14}$	$1,77 \cdot 10^{12}$	$3,36 \cdot 10^{11}$	$2,12 \cdot 10^{11}$	$1,35 \cdot 10^{11}$	$1,92 \cdot 10^{11}$
1. VII. 1959	$1 \cdot 10^{14}$	$1,34 \cdot 10^{12}$	$2,66 \cdot 10^{11}$	$2,16 \cdot 10^{11}$	$1,99 \cdot 10^{11}$	$2,70 \cdot 10^{11}$

### § 3. Вычисление числа атомов по функции источника

Первые члены балмеровской серии обременены самопоглощением, и нельзя применять к ним формулу (16). Поэтому нам нужен другой метод, который не требует отсутствия самопоглощения у рассматриваемой линии. Нам казалось, что в таком случае целесообразно применять следующую формулу, выведенную Э. Р. Мустелем и А. Б. Северным [35]:

$$P_{\lambda} = \frac{N_n}{N_2} \cdot \frac{g_2}{g_n} \cdot \frac{2hc^2}{\lambda^5}, \quad (17)$$

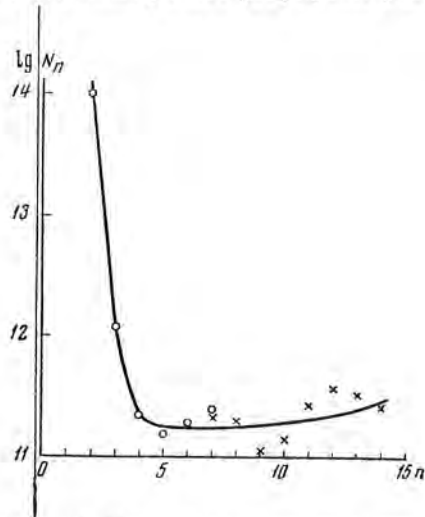
где статистические веса уровней  $g_2 = 4$ ,  $g_n = 2n^2$ . Надо подчеркнуть, что в случае постоянства  $P_{\lambda}$  относительно  $\lambda$  в сфере линии (в § 3 гл. IV мы уже доказали, что линии протуберанцев удовлетворяют этому условию) эта формула является вполне общей и ее можно применять при отсутствии термодинамического равновесия. В § 2 гл. IV мы получили абсолютные значения  $P_{\lambda}$  для всех исследованных нами протуберанцев (см. табл. 4). Кроме того, мы определили и проверили число  $N_2$ . Подставляя эти значения в формулу (17), мы можем прямо вычислить  $N_n$ . Следует отметить, что самопоглощение никак не может сказываться на величинах  $P_{\lambda}$  и  $N_2$ , поэтому определенные таким образом  $N_n$  свободны от самопоглощения. По формуле (17) мы вычислили для всех наших протуберанцев  $N_n$  ( $n = 3 - 7$ ). Результаты вычислений приведены в табл. 6. Чтобы сравнить результаты, даваемые обеими формулами (16) и (17), мы еще раз вычислили  $N_7$ . Как видно в табл. 6, почти для каждого протуберанца оба значения  $N_7$  мало отличаются друг от друга. Поскольку применение формулы (16) вполне обосновано для линий, свободных от самопоглощения, сейчас мы косвенным образом доказали, что в нашем случае можно пользоваться формулой (17). Правда, формула (16) дает  $N_7$  немного меньшее, чем формула (17). По-видимому, это значит, что  $N_2$  все же обременена слабым самопоглощением. Об этом речь будет идти в следующей главе.



$N_7$	$N_8$	$N_9$	$N_{10}$	$N_{11}$	$N_{12}$	$N_{13}$	$N_{14}$
$3,33 \cdot 10^{10}$	$3,40 \cdot 10^{10}$						
$1,73 \cdot 10^{11}$	$1,93 \cdot 10^{11}$	$2,78 \cdot 10^{11}$					
$7,01 \cdot 10^{10}$	$7,54 \cdot 10^{10}$						
$1,64 \cdot 10^{11}$	$1,17 \cdot 10^{11}$	$1,14 \cdot 10^{11}$					
$2,40 \cdot 10^{11}$	$1,89 \cdot 10^{11}$	$1,08 \cdot 10^{11}$	$1,37 \cdot 10^{11}$	$2,63 \cdot 10^{11}$	$3,70 \cdot 10^{11}$	$3,23 \cdot 10^{11}$	$2,64 \cdot 10^{11}$
$1,43 \cdot 10^{11}$	$1,08 \cdot 10^{11}$	$9,12 \cdot 10^{10}$	$1,29 \cdot 10^{11}$	$2,19 \cdot 10^{11}$	$4,70 \cdot 10^{11}$	$3,24 \cdot 10^{11}$	$3,21 \cdot 10^{11}$
$3,11 \cdot 10^{11}$	$2,55 \cdot 10^{11}$	$3,64 \cdot 10^{11}$	$6,48 \cdot 10^{11}$	$6,59 \cdot 10^{11}$	$6,38 \cdot 10^{11}$	$1,15 \cdot 10^{12}$	
$1,99 \cdot 10^{11}$	$7,18 \cdot 10^9$						
$1,38 \cdot 10^{11}$	$1,04 \cdot 10^{11}$	$9,12 \cdot 10^{10}$	$1,12 \cdot 10^{11}$	$1,86 \cdot 10^{11}$	$1,88 \cdot 10^{11}$	$2,64 \cdot 10^{11}$	
$2,40 \cdot 10^{11}$	$1,92 \cdot 10^{11}$	$1,90 \cdot 10^{11}$	$2,34 \cdot 10^{11}$	$3,51 \cdot 10^{11}$	$3,01 \cdot 10^{11}$	$4,19 \cdot 10^{11}$	

Комбинируя три группы чисел  $N_n$  ( $n=2$ ,  $n=3-7$ ,  $n \geq 7$ ), мы имеем до некоторой степени полную населенность уровней ( $n \geq 2$ ) атомов водорода в протуберанцах. Это хорошо видно на фиг. 16. Интересно отметить, что от второго до третьего уровня число атомов очень круто, на два порядка величины, падает. (В нашей другой работе [26] путем решения уравнений стационарности мы получили для протуберанца 30. III. 1959 г. число  $N_1$ , которое примерно на шесть порядков больше, чем число  $N_2$  этого же протуберанца.) Но от третьего до четвертого или пятого уровня число атомов значительно менее круто падает. Затем, начиная с  $n=6$  или  $n=7$ ,  $N_n$  немного растет с увеличением номера  $n$ . Иначе говоря, у атомов водорода имеется небольшая перенаселенность высоких уровней. В работе [26] будет показано, что такая перенаселенность обусловливается процессами рекомбинаций.

Кстати сказать, для балмеровских линий, которые имеют общий нижний уровень, формула (17) приводит к приближенному соотношению  $P_\lambda \propto N_n$ . Поэтому полученный нами ход  $P_\lambda$  с  $\lambda$  (см. фиг. 14) просто отражает тот факт, что от  $n=3$  до  $n=4$  и  $n=5$  число  $N_n$  падает, а потом от  $n=5$  до  $n=6$  и  $n=7$  число  $N_n$  растет. Все это, разумеется, связано с механизмами возбуждения и ионизации водорода в протуберанцах. Этим вопросам посвящается наша вторая работа [26].



Фиг. 16. Населенность уровней атомов водорода в протуберанце 30. III. 1959 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ САМОПОГЛОЩЕНИЯ У ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ  
ПРОТУБЕРАНЦЕВ

§ 1. Вычисление бальмеровского декремента, свободного  
от самопоглощения

Определенная в предыдущей главе населенность уровней водорода в целом свободна от влияния самопоглощения. Поскольку у нас уже есть числа  $N_n$ , можно для первых членов бальмеровской серии по следующей формуле вычислить теоретическое полное излучение линии, свободное от самопоглощения:

$$E = \frac{N_n A_{n2}}{4\pi} h\nu_{n2}. \quad (18)$$

Сравнивая  $E$  с наблюдаемым полным излучением  $E'$ , мы можем узнать, во сколько раз рассматриваемая линия ослаблена из-за самопоглощения. Результаты таких вычислений представлены в табл. 7. Ход отношения  $E/E'$  в зависимости от номера линии  $n$  лучше виден на фиг. 17. Вообще

Таблица 7

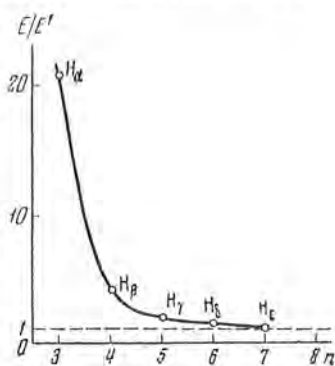
Протуберанец	$E/E'$				
	$H_\alpha$	$H_\beta$	$H_\gamma$	$H_\delta$	$H_\epsilon$
1.XI.1958	5,18	1,52	1,11	1,06	1,03
4.XII.1958	16,5	3,24	2,72	1,30	1,07
9.XII.1958	7,90	1,72	1,13	1,06	1,02
23.III.1959	23,3	4,43	2,28	1,41	1,19
30.III.1959	20,8	4,17	1,93	1,37	1,18
28.IV.1959	18,0	2,75	1,53	1,30	1,18
3.IV.1959	19,8	3,87	1,86	1,42	1,21
24.VI.1959	3,40	1,38	1,17	1,12	—
28.VI.1959	24,9	5,20	1,89	1,57	1,40
1.VII.1959	22,0	4,02	1,83	1,28	1,12

говоря, линия  $H_\alpha$  обременена очень сильным самопоглощением. От  $H_\alpha$  до  $H_\beta$  влияние самопоглощения круто падает, затем от  $H_\beta$  до  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  и  $H_\epsilon$  отношение  $E/E'$  постепенно приближается к единице. Хотя наши значения  $E/E'$  вряд ли определены с точностью более нескольких процентов, но все же можно считать, что линия  $H_\alpha$ , наверное, обременена слабым самопоглощением, так как у всех наших протуберанцев отношение  $E/E'$  ( $H_\alpha$ ) немного больше единицы (у протуберанца 24.VI. 1959 г. линия  $H_\alpha$  слабая, ее контур ненадежный и мы отбросили эту линию).

Интересно отметить, что, согласно нашим результатам, влияние самопоглощения на эмиссионные линии протуберанцев значительно сильнее, чем предполагают все другие авторы. Например, на основании результатов наблюдений М. Минпарта и К. Слоба [17] и др. А. Унзольд [1] сделал следующий вывод: «В  $H_\alpha$  самопоглощение появляется только у более ярких протуберанцев. В наиболее ярких из исследованных

протуберанцах интенсивность линии  $H_\alpha$  уменьшена благодаря самопоглощению примерно в 2,4 раза...  $H_\beta$  и более высокие члены серии Бальмера почти свободны от самопоглощения». Мы нашли, что у некоторых ярких протуберанцев линия  $H_\alpha$  ослаблена из-за самопоглощения в 20—25 раз. Кроме того,  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  тоже обременены довольно сильным самопоглощением. Правда, протуберанцы бывают разные. Для ярких протуберанцев влияние самопоглощения велико, а для слабых — мало. Это ясно выражено в наших данных, приведенных в табл. 7. Но все же можно считать, что другие авторы недооценивают влияние самопоглощения, так как наблюдаемый нами протуберанец 24.VI. 1959 г. довольно слабый, однако интенсивность его линии  $H_\alpha$  уменьшена из-за самопоглощения в 3,4 раза. Большая разница между нашими результатами и данными других авторов, по-видимому, объясняется тем, что раньше самопоглощение определялось только путем сравнений интенсивностей разных линий, а мы непосредственно вычислили влияние самопоглощения.

Поскольку первые члены бальмеровской серии, особенно  $H_\alpha$ , обременены самопоглощением, наблюдаемый бальмеровский декремент сильно искажен самопоглощением и не соответствует действительности. Выше мы вычислили теоретические полные излучения линий, свободных от самопоглощения. Это позволяет нам определить бальмеровский декремент протуберанцев, исправленный за самопоглощение. Результаты вычислений приведены в табл. 8. Значения  $E$  и  $E'$  выражены в  $\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$ . Для  $H_\zeta$ ,  $H_\eta$  и еще более поздних членов бальмеровской серии можно считать, что  $E = E'$ . В табл. 8 бросается в глаза то, что истинный бальмеровский декремент значительно круче, чем наблюдаемый. Это показывает, что необходимо точно исключить влияние самопоглощения у эмиссионных линий протуберанцев.



Фиг. 17. Влияние самопоглощения на полное излучение линий  $H_\alpha$ — $H_\zeta$  протуберанца 30.III.1959 г.

Таблица 8

Протуберанец	Линия	$E'$	Бальмеровский декремент (набл.)	$E$	Бальмеровский декремент (истин.)
1.XI.1958	$H_\alpha$	$1,76 \cdot 10^5$	3,5	$9,11 \cdot 10^5$	12
	$H_\beta$	$5,01 \cdot 10^4$	1,0	$7,64 \cdot 10^4$	1,0
	$H_\gamma$	$1,65 \cdot 10^4$	0,33	$1,83 \cdot 10^4$	0,24
	$H_\delta$	$8,49 \cdot 10^3$	0,17	$9,00 \cdot 10^3$	0,12
	$H_\epsilon$	$5,79 \cdot 10^3$	0,12	$5,99 \cdot 10^3$	0,079
	$H_\zeta$	$3,04 \cdot 10^3$	0,061	$3,04 \cdot 10^3$	0,040
4.XII.1958	$H_\alpha$	$2,00 \cdot 10^5$	1,7	$3,30 \cdot 10^5$	8,9
	$H_\beta$	$1,15 \cdot 10^5$	1,0	$3,73 \cdot 10^5$	1,6

Таблица 8 (продолжение)

Прогубе- рапец	Линия	$E'$	Бальме- ровский декремент (набл.)	$E$	Бальме- ровский декремент (истин.)	
4.XII.1958	$H_f$	$4,88 \cdot 10^4$	0,43	$1,33 \cdot 10^5$	0,36	
	$H_g$	$4,60 \cdot 10^4$	0,40	$5,97 \cdot 10^4$	0,16	
	$H_h$	$3,02 \cdot 10^4$	0,26	$3,22 \cdot 10^4$	0,086	
	$H_z$	$1,73 \cdot 10^4$	0,15	$1,73 \cdot 10^4$	0,046	
	$H_v$	$1,39 \cdot 10^4$	0,12	$1,39 \cdot 10^4$	0,037	
9.XII.1958	$H_x$	$2,52 \cdot 10^5$	2,2	$1,99 \cdot 10^6$	10	
	$H_\beta$	$1,13 \cdot 10^5$	1,0	$1,94 \cdot 10^5$	1,0	
	$H_\gamma$	$3,04 \cdot 10^4$	0,27	$3,44 \cdot 10^4$	0,18	
	$H_\delta$	$1,96 \cdot 10^4$	0,17	$2,09 \cdot 10^4$	0,11	
	$H_\epsilon$	$1,22 \cdot 10^4$	0,11	$1,24 \cdot 10^4$	0,064	
	$H_z$	$6,75 \cdot 10^3$	0,060	$6,75 \cdot 10^3$	0,035	
23.III.1959	$H_x$	$4,23 \cdot 10^5$	2,0	$9,87 \cdot 10^6$	10	
	$H_\beta$	$2,15 \cdot 10^5$	1,0	$9,53 \cdot 10^5$	1,0	
	$H_\gamma$	$6,09 \cdot 10^4$	0,28	$1,39 \cdot 10^5$	0,15	
	$H_\delta$	$4,30 \cdot 10^4$	0,20	$6,09 \cdot 10^4$	0,064	
	$H_\epsilon$	$2,86 \cdot 10^4$	0,13	$3,40 \cdot 10^4$	0,086	
	$H_z$	$1,05 \cdot 10^4$	0,049	$1,05 \cdot 10^4$	0,011	
	$H_v$	$5,71 \cdot 10^3$	0,027	$5,71 \cdot 10^3$	0,0060	
30.III.1959	$H_x$	$6,05 \cdot 10^5$	4,1	$1,25 \cdot 10^7$	21	
	$H_\beta$	$1,46 \cdot 10^5$	1,0	$6,10 \cdot 10^5$	1,0	
	$H_\gamma$	$7,15 \cdot 10^4$	0,49	$1,38 \cdot 10^5$	0,23	
	$H_\delta$	$5,06 \cdot 10^4$	0,35	$6,95 \cdot 10^4$	0,11	
	$H_\epsilon$	$3,66 \cdot 10^4$	0,25	$4,31 \cdot 10^4$	0,071	
	$H_z$	$1,69 \cdot 10^4$	0,12	$1,69 \cdot 10^4$	0,028	
	$H_v$	$5,38 \cdot 10^3$	0,037	$5,38 \cdot 10^3$	0,0088	
	$H_{10}$	$4,03 \cdot 10^3$	0,028	$4,03 \cdot 10^3$	0,0066	
	$H_{11}$	$4,83 \cdot 10^3$	0,033	$4,83 \cdot 10^3$	0,0079	
	$H_{12}$	$4,40 \cdot 10^3$	0,030	$4,40 \cdot 10^3$	0,0072	
	$H_{13}$	$2,58 \cdot 10^3$	0,018	$2,58 \cdot 10^3$	0,0042	
	$H_{14}$	$1,46 \cdot 10^3$	0,010	$1,46 \cdot 10^3$	0,0024	
	28.IV.1959	$H_x$	$5,29 \cdot 10^5$	4,1	$9,52 \cdot 10^6$	27
		$H_\beta$	$1,30 \cdot 10^5$	1,0	$3,56 \cdot 10^5$	1,0
$H_\gamma$		$8,50 \cdot 10^4$	0,65	$1,28 \cdot 10^5$	0,36	
$H_\delta$		$3,36 \cdot 10^4$	0,26	$4,35 \cdot 10^4$	0,12	
$H_\epsilon$		$2,48 \cdot 10^4$	0,19	$2,92 \cdot 10^4$	0,082	
$H_z$		$9,70 \cdot 10^3$	0,075	$9,70 \cdot 10^3$	0,027	
$H_v$		$4,55 \cdot 10^3$	0,035	$4,55 \cdot 10^3$	0,013	
$H_{10}$		$3,79 \cdot 10^3$	0,029	$3,79 \cdot 10^3$	0,011	
$H_{11}$		$4,02 \cdot 10^3$	0,031	$4,02 \cdot 10^3$	0,011	
$H_{12}$		$5,59 \cdot 10^3$	0,043	$5,59 \cdot 10^3$	0,016	
$H_{13}$		$2,58 \cdot 10^3$	0,020	$2,58 \cdot 10^3$	0,0073	
$H_{14}$		$1,77 \cdot 10^3$	0,014	$1,77 \cdot 10^3$	0,0050	
3.VI.1959		$H_x$	$5,20 \cdot 10^5$	3,4	$1,03 \cdot 10^7$	17
		$H_\beta$	$1,53 \cdot 10^5$	1,0	$5,92 \cdot 10^5$	1,0
	$H_\gamma$	$8,94 \cdot 10^4$	0,58	$1,66 \cdot 10^5$	0,28	
	$H_\delta$	$7,68 \cdot 10^4$	0,50	$1,09 \cdot 10^5$	0,18	
	$H_\epsilon$	$6,96 \cdot 10^4$	0,46	$8,4 \cdot 10^4$	0,14	

Таблица 8 (окончание)

Протубе- ранец	Линия	$E'$	Бальме- ровский декремент (набл.)	$E$	Бальме- ровский декремент (истин.)	
3.VI.1959	$H_{\zeta}$	$2,28 \cdot 10^4$	0,15	$2,28 \cdot 10^4$	0,039	
	$H_{\eta}$	$1,82 \cdot 10^4$	0,12	$1,82 \cdot 10^4$	0,031	
	$H_{10}$	$1,91 \cdot 10^4$	0,13	$1,91 \cdot 10^4$	0,032	
	$H_{11}$	$1,21 \cdot 10^3$	0,079	$1,21 \cdot 10^3$	0,020	
	$H_{12}$	$7,58 \cdot 10^2$	0,050	$7,58 \cdot 10^2$	0,013	
	$H_{13}$	$9,13 \cdot 10^2$	0,060	$9,13 \cdot 10^2$	0,015	
24.VI.1959	$H_{\alpha}$	$3,18 \cdot 10^5$	10	$1,08 \cdot 10^6$	25	
	$H_{\beta}$	$3,10 \cdot 10^4$	1,0	$4,27 \cdot 10^4$	1,0	
	$H_{\gamma}$	$8,77 \cdot 10^3$	0,28	$1,03 \cdot 10^4$	0,24	
	$H_{\delta}$	$4,65 \cdot 10^3$	0,15	$5,24 \cdot 10^3$	0,12	
	$H_{\epsilon}$	$3,47 \cdot 10^2$	0,11	$3,47 \cdot 10^2$	0,081	
	$H_{\zeta}$	$6,41 \cdot 10^2$	0,021	$6,41 \cdot 10^2$	0,015	
28.VI.1959	$H_{\alpha}$	$7,50 \cdot 10^5$	4,3	$1,87 \cdot 10^7$	20	
	$H_{\beta}$	$1,76 \cdot 10^5$	1,0	$9,15 \cdot 10^5$	1,0	
	$H_{\gamma}$	$1,03 \cdot 10^5$	0,59	$1,95 \cdot 10^5$	0,21	
	$H_{\delta}$	$3,21 \cdot 10^4$	0,18	$5,05 \cdot 10^4$	0,055	
	$H_{\epsilon}$	$2,39 \cdot 10^4$	0,14	$3,34 \cdot 10^4$	0,037	
	$H_{\zeta}$	$9,28 \cdot 10^3$	0,053	$9,28 \cdot 10^3$	0,010	
	$H_{\eta}$	$4,55 \cdot 10^3$	0,026	$4,55 \cdot 10^3$	0,0050	
	$H_{10}$	$3,30 \cdot 10^3$	0,019	$3,30 \cdot 10^3$	0,0036	
	$H_{11}$	$3,42 \cdot 10^3$	0,019	$3,42 \cdot 10^3$	0,0037	
	$H_{12}$	$2,23 \cdot 10^3$	0,013	$2,23 \cdot 10^3$	0,0024	
	$H_{13}$	$2,10 \cdot 10^3$	0,012	$2,10 \cdot 10^3$	0,0023	
	1.VII.1959	$H_{\alpha}$	$6,45 \cdot 10^5$	3,6	$1,42 \cdot 10^7$	20
		$H_{\beta}$	$1,80 \cdot 10^5$	1,0	$7,23 \cdot 10^5$	1,0
$H_{\gamma}$		$1,07 \cdot 10^5$	0,60	$1,98 \cdot 10^5$	0,27	
$H_{\delta}$		$5,80 \cdot 10^4$	0,32	$7,43 \cdot 10^4$	0,10	
$H_{\epsilon}$		$4,18 \cdot 10^4$	0,23	$4,69 \cdot 10^4$	0,065	
$H_{\zeta}$		$1,71 \cdot 10^4$	0,095	$1,71 \cdot 10^4$	0,024	
$H_{\eta}$		$9,52 \cdot 10^3$	0,053	$9,52 \cdot 10^3$	0,013	
$H_{10}$		$6,92 \cdot 10^3$	0,038	$6,92 \cdot 10^3$	0,0096	
$H_{11}$		$6,44 \cdot 10^3$	0,036	$6,44 \cdot 10^3$	0,0089	
$H_{12}$		$3,59 \cdot 10^3$	0,020	$3,59 \cdot 10^3$	0,0050	
$H_{13}$		$3,33 \cdot 10^3$	0,019	$3,33 \cdot 10^3$	0,0046	

## § 2. Вычисление теоретических контуров, свободных от самопоглощения

В этом параграфе нам хотелось бы выяснить, как самопоглощение сказывается на контурах первых бальмеровских линий. Для этого нужно вычислить теоретические контуры, свободные от самопоглощения, и сравнить их с наблюдаемыми контурами. Нетрудно доказать, что в случае совместного действия Допплер-эффекта и затухания функция распределения излучения внутри линии дается формулой

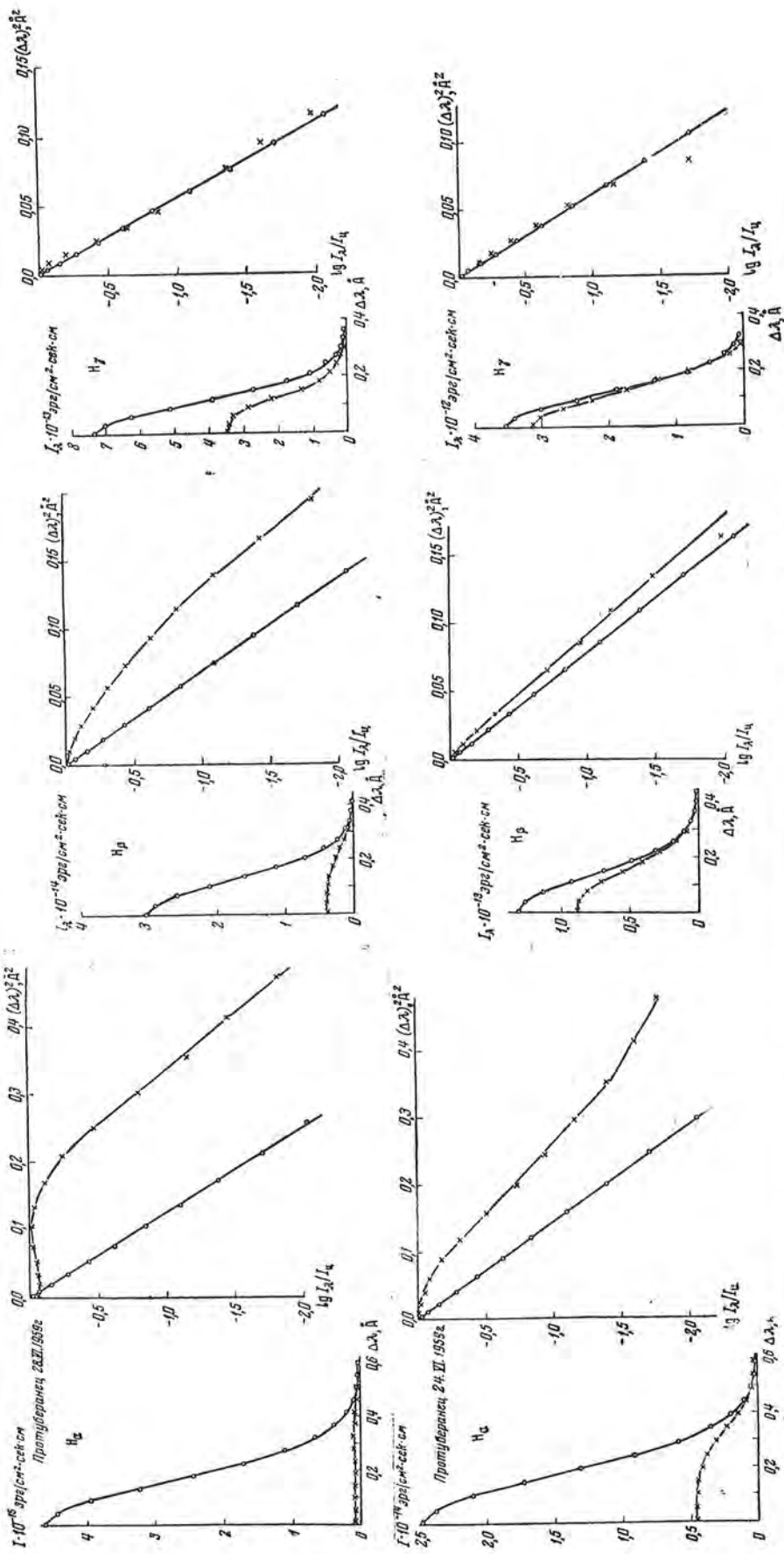
$$\varphi_{\lambda} = \frac{1}{V \pi \Delta \lambda_D} \left\{ e^{-v^2} - \frac{a}{V \pi} [1 - 2vF(v)] \right\}. \quad (19)$$

Отсюда следует, что теоретический контур, свободный от самопоглощения, определяется следующим выражением:

$$I_{\lambda} = \frac{E}{\sqrt{\pi} \Delta \lambda_D} \left\{ e^{-v^2} - \frac{a}{\sqrt{\pi}} [1 - 2vF(v)] \right\}. \quad (20)$$

По этой формуле мы вычислили теоретические контуры линий  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$  для протуберанцев 28.VI.1959 г. и 24.VI.1959 г., которые среди всех наших протуберанцев имеют соответственно наибольшее и наименьшее самопоглощение (см. фиг. 18). Мы построили и простые, и логарифмические контуры. Фиг. 18 показывает, что влияние самопоглощения на контуры первых членов бальмеровской серии удивительно велико. Это особенно ясно выражено для линии  $H_{\alpha}$  протуберанца 28.VI.1959 г.: из-за самопоглощения она очень сильно ослаблена и ее контур полностью искажен. С другой стороны, хотя протуберанец 24.VI.1959 г. имеет самое слабое самопоглощение, но его линия  $H_{\alpha}$  тоже сильно искажена самопоглощением и даже линия  $H_{\beta}$  этого протуберанца обременена заметным самопоглощением. Иначе говоря, даже для протуберанца с небольшим самопоглощением наблюдаемые контуры  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  сильно отличаются от теоретических контуров, свободных от самопоглощения. Поэтому мы согласны с Г. С. Ивановым-Холодным [15] в том, что ядра контуров  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  с самопоглощением не являются доплеровскими. Однако необходимо подчеркнуть следующее: нельзя считать, что эти линии не расширяются Допплер-эффектом. Вернее говоря, Допплер-эффект играет главную роль в расширении линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$ , а также и всех других линий протуберанцев, и только из-за сильного самопоглощения контуры  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  отличаются от доплеровского контура.

Фиг. 18 показывает, что теоретические логарифмические контуры  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$  представляют практически прямые линии, в то время как наблюдаемые логарифмические контуры имеют более сложную форму, которая раньше была схематически представлена на фиг. 12. Для линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  теоретические и наблюдаемые логарифмические контуры так сильно отличаются друг от друга, что они не имеют никакой общей части. Как мы раньше отметили, хотя значение  $\Delta \lambda_D$  было вычислено по самой крутой части наблюдаемого логарифмического контура, все же полученное таким образом  $\Delta \lambda_D$  для  $H_{\alpha}$  или  $H_{\beta}$  привело к отношению  $\Delta \lambda_D / \lambda$ , значительно большему, чем истинное или среднее значение этого отношения (см. фиг. 8). Например, наблюдаемые логарифмические контуры  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$  у протуберанца 28.VI.1959 г. дают отношение  $\frac{\Delta \lambda_D}{\lambda} \cdot 10^5$ , равное соответственно 3,91, 3,78 и 3,53, в то время как средние и высшие члены бальмеровской серии дают отношение  $\frac{\Delta \lambda_D}{\lambda} \cdot 10^5 = 3,47$ . Интересно отметить, что все теоретические логарифмические контуры  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$  приводят к значению  $\frac{\Delta \lambda_D}{\lambda} \cdot 10^5 = 3,47$ , как и должно быть. То же самое получается и для протуберанца 24.VI.1959 г. Этот результат естествен и сам по себе не дает ничего нового. Но все же мы проверили наши теоретические контуры. Мы доказали, что если бы не было

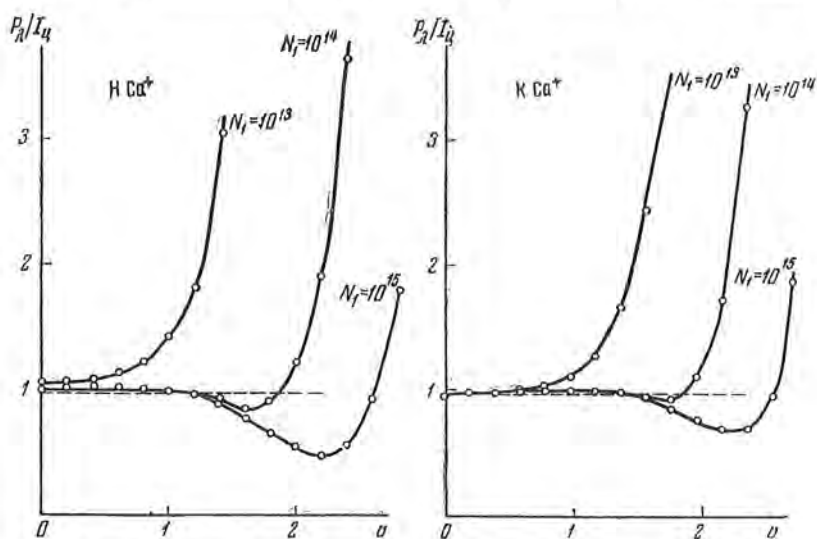


Фиг. 18. Сравнение теоретических контуров, свободных от самопоглощения (точки), и наблюдаемых контуров (крестики)

самопоглощения, то все бальмеровские линии имели бы одно и то же значение  $\Delta\lambda_D/\lambda$ . Иначе говоря, в гл. III мы правильно определили средние значения  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , как указано на фиг. 8.

### § 3. Самопоглощение у линий H и K Ca<sup>+</sup>

В гл. III мы показали, что у линий H и K Ca<sup>+</sup> значения  $\Delta\lambda_D/\lambda$  всегда намного больше, чем у  $\lambda 4227$  Ca и  $\lambda 3737$  Ca<sup>+</sup>. По аналогии с бальмеровскими линиями этот факт означает, что H и K Ca<sup>+</sup> обременены сильным самопоглощением. Поскольку в предыдущих двух параграфах мы установили, что линия H<sub>α</sub> имеет очень большое само-



Фиг. 19. Зависимость функции источника от расстояния от центра линий H и K ионизованного кальция для разных значений  $N_1$

Протуберанец 30.III.1959 г.

поглощение, любопытно узнать, какое самопоглощение имеется у H и K Ca<sup>+</sup>. Для решения этого вопроса можно повторить для H и K Ca<sup>+</sup> те вычисления, которые мы сделали для H<sub>α</sub> — H<sub>ε</sub>, т. е. по контурам H и K Ca<sup>+</sup> можно определить величины  $N_1$  (Ca<sup>+</sup>) и  $P_\lambda^*$ , по формуле типа (17) можно вычислить  $N_2$  (Ca<sup>+</sup>) для линий H и K отдельно, по формуле (18) (с небольшими изменениями) можно определить истинное полное излучение линии  $E$ , и, наконец, можно получить отношение  $E/E'$  и выяснить, во сколько раз линии H и K Ca<sup>+</sup> ослаблены из-за самопоглощения.

Мы изучили самопоглощение у линий H и K Ca<sup>+</sup> только для трех протуберанцев (30.III.1959, 24.VI.1959, 28.VI.1959 г.). Фиг. 19 показывает ход  $P_\lambda/I_\lambda$  с  $v$ . Вообще говоря, эти кривые менее надежны, чем для бальмеровских линий (см. фиг. 13). Это объясняется тем, что контуры линий H и K Ca<sup>+</sup> узкие и определены менее надежно. Кроме того, по

\* Интересно отметить, что значения  $P_\lambda$  у H и K Ca<sup>+</sup> находятся около кривой  $P_\lambda \sim \lambda$ , даваемой бальмеровскими линиями. Это тоже говорит о том, что протуберанец в основном однороден и атомы разных элементов светятся вместе.



ходу  $P_{\lambda}/I_{\Pi}$  с  $\nu$  только для двух линий Н и К Ca<sup>+</sup> вряд ли можно получить точные значения  $N_1$  (Ca<sup>+</sup>) и  $P_{\lambda}/I_{\Pi}$ . Поэтому определенные таким образом значения  $P$ ,  $N_1$  (Ca<sup>+</sup>) и т. д., наверно, имеют большие ошибки, чем в случае бальмеровских линий. Основные результаты вычислений приведены в табл. 9. Истинные полуширины  $\Delta\lambda_D$  линий Н и К Ca<sup>+</sup> мы вычислили непосредственно по формуле (5) с помощью известных значений  $T_{\text{кин}}$  и  $\nu_t$  (см. табл. 3). Полученные нами числа  $N_1$  ( $10^{13} - 10^{14}$  см<sup>-2</sup>) хорошо согласуются со значениями, полученными А. Б. Северным [19] ( $N_1 = 1,4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>), В. П. Вязяныным [2] ( $N_1 = 2,4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>) и Г. С. Ивановым-Холодным [14] ( $N_1 = 3 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>). С помощью кривой роста Хельда (см. § 1, гл. V) мы проверили наши значения  $N_1$ . Судя по отношению  $E''/E'$ , надо сказать, что мы не очень точно определили числа  $N_1$  (если бы значение  $N_1$  было определено абсолютно точно, мы получили бы равенство  $E''/E' = 1$ ).

Таблица 9

Протуберанец	Линии	$\Delta\lambda_D(\text{Å})$ (истин.)	$P_{\lambda}/I_{\Pi}$	$P_{\lambda}$ , эрг/см <sup>2</sup> ·сек·см	$N_1(\text{Ca}^+)$ , см <sup>-2</sup>
30.III.1959	Н Ca <sup>+</sup>	0,0828	0,96	$1,67 \cdot 10^{13}$	$10^{14}$
	К Ca <sup>+</sup>	0,0820	0,96	$2,46 \cdot 10^{13}$	$10^{14}$
24.VI.1959	Н Ca <sup>+</sup>	0,0545	0,98	$1,21 \cdot 10^{13}$	$10^{13}$
	К Ca <sup>+</sup>	0,0540	0,91	$1,26 \cdot 10^{13}$	$10^{13}$
28.VI.1959	Н Ca <sup>+</sup>	0,0624	0,75	$2,08 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{13}$
	К Ca <sup>+</sup>	0,0618	0,75	$2,73 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{13}$

Продолжение

Протуберанец	$\tau_0$	$N_2(\text{Ca}^+)$ , см <sup>-2</sup>	$E$ , эрг/см <sup>2</sup> ·сек	$E'$ , эрг/см <sup>2</sup> ·сек	$E/E'$	$E''/E'$
30.III.1959	31,5	$2,76 \cdot 10^{10}$	$1,55 \cdot 10^6$	$7,53 \cdot 10^5$	21	0,735
	62,4	$3,86 \cdot 10^{10}$	$2,34 \cdot 10^6$	$1,38 \cdot 10^5$	17	0,628
24.VI.1959	4,79	$2,00 \cdot 10^9$	$1,12 \cdot 10^5$	$2,40 \cdot 10^4$	4,7	0,866
	9,47	$1,99 \cdot 10^9$	$1,20 \cdot 10^5$	$3,20 \cdot 10^4$	3,8	0,776
28.VI.1959	21,0	$1,70 \cdot 10^{10}$	$9,49 \cdot 10^5$	$5,31 \cdot 10^4$	18	0,930
	41,4	$2,46 \cdot 10^{10}$	$1,31 \cdot 10^6$	$7,46 \cdot 10^4$	18	0,951

Наши окончательные результаты ( $E/E'$ ) показывают, что линии Н и К Ca<sup>+</sup> действительно обременены сильным самопоглощением. Но необходимо отметить, что их самопоглощение не сильнее, а немного слабее, чем у H<sub>2</sub>. Это противоречит выводу других авторов о том, что линии Н и К Ca<sup>+</sup> имеют самое сильное самопоглощение. Это, по-видимому, объясняется тем, что все другие авторы недооценивают самопоглощение у линии H<sub>2</sub>.

## Заключение

Основные выводы нашей работы уже были указаны в резюме. Надо сказать, что некоторые из них существенно отличаются от результатов исследования других авторов. Материал наблюдений, на котором основана наша работа, достаточно высококачественный, но он охватывает только десять протуберанцев. Для проверки наших выводов, а также и для решения многих других вопросов физики протуберанцев необходимо изучать новые спектрограммы протуберанцев. Кроме линий водорода, надо изучать линии гелия и металлов, а также и непрерывный спектр протуберанцев. Кроме спокойных протуберанцев, нужно исследовать активные протуберанцы, в частности, связанные с хромосферными вспышками. Необходимо выяснить влияние короны на происхождение, движение и физические свойства протуберанцев. В физике протуберанцев остаются еще многие неразрешенные вопросы, которые требуют дальнейшего исследования.

Автор искренне благодарен члену-корр. АН СССР А. Б. Северному за руководство работой, Г. С. Иванову-Холодному, В. Л. Хохловой и Н. Н. Степанян за ценные советы и полезные обсуждения вопросов, Н. В. Степенко за большую помощь в наблюдениях, Н. В. Годовникову за активное участие в обработке и вычислениях, а также и всем другим сотрудникам Отдела физики Солнца Крымской астрофизической обсерватории за большую постоянную помощь.

24 мая 1960 г.

## Литература

1. A. U n s ö l d. Physik der Sternatmosphären. 1. Aufl., 1937; 2 Aufl., 1955.
2. В. П. Вязаницын. Изв. ГАО, № 136, 1, 1947.
3. R. v. d. R. Woolley, H. W. Newton. M. N., 97, 7, 534, 1937.
4. J. T. Jefferies. M. N., 115, 6, 617, 1955.
5. J. T. Jefferies. M. N., 116, 6, 629, 1956.
6. J. T. Jefferies, F. Q. Orrall. Ap. J., 127, № 3, 714, 1958.
7. В. М. Соболев. Изв. ГАО, № 158, 12, 1958.
8. Н. Zirin. Ap. J., 124, № 2, 451, 1956.
9. A. U n s ö l d. Zs. f. Phys., 59 372, 1930.
10. R. v. d. R. Woolley, H. W. Newton. M. N., 96, 5, 1935.
11. M. T. Conway. M. N., 112, № 1, 55, 1952.
12. M. T. Conway. Proc. Roy. Irish Acad., 54, Sect. A, No 19, 311, 1952.
13. M. A. Ellison, J. H. Reid. Publ. Roy. Obs. Edingburgh, 2, № 2, 29, 1957.
14. Г. С. Иванов-Холодный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 13, 112, 1955; 15, 69, 1955.
15. Г. С. Иванов-Холодный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 109, 1958.
16. K. Schwarzschild. Astr. Mitt. Göttingen, № 13, 1906.
17. M. Minnaert, C. Slob. Amsterd. Acad., 33, 65, 1930.
18. H. A. Bruck, W. Moss. M. N., 103, 258, 1943; 105, 17, 1945.
19. А. В. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 12, 33, 1954.
20. В. Н. Зуйков. Изв. ГАО, № 159, 61, 1958.
21. D. Billings, H. Zirin. A. J., 60, M. 5, 155, 1955.
22. H. Zirin. A. J., 61, № 14, 1956.
23. D. Billings, H. A. O. Solar Research Memorandum, No 59, 1956.
24. В. Н. Зуйков. Изв. ГАО, № 155, 22, 1956.

25. Г. С. Иванов-Холодный. Астр. журн., 36, № 4, 589, 1959.
  26. Е. Ши-хуэй. Наст. том, стр. 234.
  27. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 31, 1955.
  28. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Астр. журн., 37, № 1, 23, 1960.
  29. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Муштейль, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, 1952.
  30. Сб. «Современные проблемы астрофизики и физики Солнца», ИЛ, 1951.
  31. K. Wurm. Mitt. der Hamb. Sternw. in Bergedorf, 21, No 206, 1948.
  32. P. ten Bruggencate. Veröff. der Univ. Sternwarte zu Göttingen, Nr. 104, 1953.
  33. D. H. Menzel, C. L. Pekeris. M. N., 96, № 4, 77, 1935.
  34. E. F. M. v. d. Held. Zs. f. Phys., 70, 508, 1931.
  35. Э. Р. Муштейль, А. Б. Северный, Изв. Крымской астрофиз. обс., 8, 19, 1952.
-

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ИОНИЗАЦИИ ВОДОРОДА  
В СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦАХ*Е. Шин-хуэй*

На основании предыдущей работы [1] рассматриваются механизмы возбуждения и ионизации водорода в протуберанцах. В § 1 получены выражения для семи атомных процессов, приводящих к заполнению и опустошению уровней атомов водорода. Эти выражения содержат ряд неизвестных величин, которые определены в § 2 путем решения системы уравнений стационарности. Это позволяет в § 3 вычислить числа всех атомных процессов. Сравнение их величин приводит к тому, что 1) возбуждение водорода в протуберанцах определяется в основном их собственным излучением, 2) для высоких уровней ионизация водорода обуславливается электронным ударом, а для низких уровней фотоионизация играет большую роль.

A STUDY OF HYDROGEN EXCITATION AND IONIZATION IN SOLAR PROMINENCES, by *Yeh Shin-Huei*. — The mechanisms of hydrogen excitation and ionization are discussed on the basis of results of the previous paper [1]. In § 1 expressions for 7 atomic processes which determine the population of hydrogen atoms are discussed. These expressions contain a number of unknown quantities which are determined in § 2 by solving the system of stability equations. This allows for the calculation of the numbers of all the atomic processes (§ 3). A comparison of their values leads to the conclusions: 1) the hydrogen excitation in prominences is determined mainly by their proper radiation, 2) for the high levels hydrogen ionization is caused by electron collisions, for low levels photoionization plays a more important role.

В результате исследования спектров солнечных протуберанцев, проведенного в работе [1], кроме ряда физических параметров мы определили населенность уровней атомов водорода в протуберанцах, которая показывает довольно своеобразный ход. В настоящей работе мы хотели бы выяснить, какими физическими процессами обуславливается такая населенность. Как известно, протуберанцы не находятся в термодинамическом равновесии, и, строго говоря, их состояние нельзя описывать обычными формулами Планка, Саха, Больцмана и т. д. В данном случае надо вычислить и сравнить числа всех возможных атомных процессов, приводящих к заполнению или опустошению различных уровней атомов водорода, и отсюда сделать выводы о характере возбуждения и ионизации водорода в протуберанцах.

Вообще говоря, в исследованиях такого рода существуют серьезные трудности. Во-первых, отсутствуют некоторые необходимые наблюдательные данные и физические константы (интенсивности излучения протубе-

ранцев и фотосферы в сериях Лаймана, Пашена и других, эффективные сечения ионизации и возбуждения электронным ударом и т. д.). Во-вторых, надо учесть не только собственное излучение протуберанцев, но и возможное влияние фотосферы и короны на протуберанцы. В настоящей работе мы не будем подробно разбираться во всех этих вопросах и получим только приближенное решение вопроса о механизмах возбуждения и ионизации водорода в протуберанцах. Определенные нами в работе [1] числа атомов водорода на различных уровнях совершенно не искажены влиянием самопоглощения, и они служат хорошей основой для настоящей работы. В основном мы будем повторять вычисления, выполненные А. Б. Северным [2] для вспышек.

## § 1. Оценка роли различных атомных процессов

В настоящей работе будут рассмотрены следующие атомные процессы: 1) спонтанные переходы, 2) рекомбинация, 3) фотоионизация, 4) ионизация электронным ударом, 5) возбуждение электронным ударом, 6) тушащие столкновения, 7) возбуждение излучением. Мы вычислим все эти процессы только для протуберанца 30. III. 1959 г. В работе [1] мы получили для него  $T_{кин} = 6980^\circ$ , а также числа атомов водорода в различных квантовых состояниях в столбике вдоль луча зрения с основанием  $1 \text{ см}^2$ . Полагая линейную толщину протуберанца равной  $10^9 \text{ см}$ , мы имеем:

$$\begin{array}{lll} n_2 = 1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}, & n_3 = 1,19 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}, & n_4 = 2,24 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}, \\ n_5 = 1,50 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}, & n_6 = 1,86 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}, & n_7 = 2,10 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}, \\ n_8 = 1,89 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}, & n_9 = 1,08 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}, & n_{10} = 1,37 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}, \\ n_{11} = 2,63 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}, & n_{12} = 3,70 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}, & n_{13} = 3,23 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}, \\ n_{14} = 2,64 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}. & & \end{array}$$

Вообще говоря, мы будем учитывать только первые семь уровней, и за восьмой уровень примем континуум. Как будет показано в дальнейшем, учет влияния более высоких уровней очень мало сказывается на наших выводах. Вышеуказанные атомные процессы будут рассмотрены последовательно.

### 1) Спонтанные переходы

Число спонтанных переходов с уровня  $n$  на уровень  $n'$  ( $n > n'$ ) в  $1 \text{ см}^2$  за  $1 \text{ сек}$  равняется  $n_n A_{nn'}$ . Коэффициенты  $A_{nn'}$  мы брали из работы Д. Мензела и К. Пекериса [3]. При вычислениях величины  $\sum_{n=n'+1}^n n_n A_{nn'}$  низких уровней ( $n=1-4$ ) достаточно учесть только первые семь уровней. Результаты вычислений следующие:

$$\begin{array}{l} \sum_{n=2}^7 n_n A_{n1} = 4,68 \cdot 10^{13}, \quad \sum_{n=3}^7 n_n A_{n2} = 5,48 \cdot 10^{10}, \quad \sum_{n=4}^7 n_n A_{n3} = 2,54 \cdot 10^9, \\ \sum_{n=5}^{10} n_n A_{n4} = 6,09 \cdot 10^8, \quad \sum_{n=6}^{10} n_n A_{n5} = 2,96 \cdot 10^8, \quad \sum_{n=7}^{10} n_n A_{n6} = 1,36 \cdot 10^8, \\ \sum_{n=8}^{10} n_n A_{n7} = 5,68 \cdot 10^7. \end{array}$$

$$n_2 A_{21} = 4,67 \cdot 10^{13}, \quad n_3 \sum_{n'=1}^2 A_{3n'} = 1,18 \cdot 10^{11}, \quad n_4 \sum_{n'=1}^3 A_{4n'} = 6,72 \cdot 10^9, \\ n_5 \sum_{n'=1}^4 A_{5n'} = 1,72 \cdot 10^9, \quad n_6 \sum_{n'=1}^5 A_{6n'} = 9,62 \cdot 10^8, \quad n_7 \sum_{n'=1}^6 A_{7n'} = 5,47 \cdot 10^8.$$

## 2) Рекомбинация

Число рекомбинаций на уровень  $n$  в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ сек}$  дается следующей формулой:

$$Z_{fn}^{\text{рек}} = n_e n_i \frac{k}{n^3 T_{\text{кин}}^{3/2}} e^{x_n} [-\text{li}(e^{-x_n})], \quad (1)$$

где

$$x_n = \frac{\gamma_n}{k T_{\text{кин}}}, \quad K = 3,29 \cdot 10^{-6}, \quad n_i \approx n_e.$$

Результаты вычислений представлены в табл. 1.

Таблица 1

$n$	$x_n$	$-\text{li}(e^{-x_n})$	$\frac{e^{x_n}}{n^3} [-\text{li}(e^{-x_n})]$	$Z_{fn}^{\text{рек}} / n_e^2$
1	22,5	$7,73 \cdot 10^{-12}$	$4,44 \cdot 10^{-2}$	$2,51 \cdot 10^{-13}$
2	5,63	$5,52 \cdot 10^{-4}$	$1,92 \cdot 10^{-2}$	$1,09 \cdot 10^{-13}$
3	2,50	0,0249	$1,13 \cdot 10^{-2}$	$6,38 \cdot 10^{-14}$
4	1,41	0,114	$7,31 \cdot 10^{-3}$	$4,14 \cdot 10^{-14}$
5	0,902	0,260	$5,12 \cdot 10^{-3}$	$2,90 \cdot 10^{-14}$
6	0,625	0,432	$3,74 \cdot 10^{-3}$	$2,12 \cdot 10^{-14}$
7	0,460	0,611	$2,82 \cdot 10^{-3}$	$1,60 \cdot 10^{-14}$
8	0,352	0,789	$2,19 \cdot 10^{-3}$	$1,24 \cdot 10^{-14}$
9	0,232	1,10	$1,90 \cdot 10^{-3}$	$1,08 \cdot 10^{-14}$
10	0,199	1,23	$1,50 \cdot 10^{-3}$	$8,49 \cdot 10^{-15}$
11	0,150	1,47	$1,28 \cdot 10^{-3}$	$7,25 \cdot 10^{-15}$
12	0,125	1,63	$1,07 \cdot 10^{-3}$	$6,04 \cdot 10^{-15}$
13	0,10	1,83	$9,21 \cdot 10^{-4}$	$5,22 \cdot 10^{-15}$
14	0,083	1,99	$7,99 \cdot 10^{-4}$	$4,52 \cdot 10^{-15}$

$$\sum_{n=1}^{14} Z_{fn}^{\text{рек}} = 5,85 \cdot 10^{-13}.$$

## 3) Фотоионизация

Число фотоионизаций с уровня  $n$  ( $Z_{nf}^{\text{фот}}$ ) равняется  $n_n C_{nf}^{\text{фот}}$ , где вероятность фотоионизации определяется формулой:

$$C_{nf}^{\text{фот}} = \frac{4\pi}{h} \int_{\nu_n}^{\infty} \frac{k_\nu(n)}{\nu} I_\nu d\nu. \quad (2)$$

Вообще говоря, фотоионизация вызывается и собственным излучением протуберанца и проникающим в протуберанец излучением Солнца. В таком случае мы имеем

$$C_{nf}^{\text{фот}} = c_{nf} + c'_{nf},$$

где  $c_{nf}$  — вероятность ионизации солнечным излучением,  $c'_{nf}$  — вероятность ионизации рекомбинационным излучением самого протуберанца. Вычисление и сравнение обоих членов  $c_{nf}$  и  $c'_{nf}$  подробно изложены в работе [2]. Полученные нами результаты приведены в табл. 2. Для уровней  $n=6$  и  $n=7$  мы не можем точно вычислить  $Z_{nf}^{\text{фот}}$ , так как нет данных наблюдений для  $I_{\nu_0}$  в континуумах этих серий. При этом мы сделали следующие грубые оценки:  $Z_{6f}^{\text{фот}} \approx 6 \cdot 10^7$  и  $Z_{7f}^{\text{фот}} \approx 7 \cdot 10^7$ .

В дальнейшем будет видно, что фотоионизация с основного уровня обусловлена только собственным излучением протуберанца в лаймановском континууме, и излучение Солнца не играет никакой роли. Это вполне понятно, потому что из-за очень большой оптической толщи протуберанца в этой спектральной области солнечное излучение практически не попадает внутрь протуберанца. Однако в фотоионизации с других уровней ( $n \geq 2$ ) излучение Солнца играет большую роль, чем собственное излучение протуберанца.

И. С. Шкловский [4] считает, что ионизация атомов в протуберанцах обуславливается ультрафиолетовым монохроматическим излучением короны. Но В. М. Соболев [5] отрицает такую гипотезу, так как из-за большой оптической толщи протуберанца весь поток коронального излучения поглощается наружным слоем протуберанца. В настоящей работе мы полностью игнорируем излучение короны.

Таблица 2

$n$	$c_{nf}$	$c'_{nf}$	$Z_{nf}^{\text{фот}}$
1	$\sim 10^{-8}$	$2,51 \cdot 10^{-13} \frac{n_e^2}{n_1}$	$10^{-8} n_1 + 2,51 \cdot 10^{-13} n_e^2$
2	$1,34 \cdot 10^4$	$7,86 \cdot 10^{-15} \frac{n_e^2}{n_1} + 8,53 \cdot 10^{-22} n_e^2$	$1,34 \cdot 10^9 + 7,86 \cdot 10^{-10} \frac{n_e^2}{n_1} + 8,53 \cdot 10^{-17} n_e^2$
3	$2,14 \cdot 10^5$	$1,03 \cdot 10^{-15} \frac{n_e^2}{n_1} + 1,63 \cdot 10^{-21} n_e^2$	$2,54 \cdot 10^9 + 1,23 \cdot 10^{-12} \frac{n_e^2}{n_1} + 1,94 \cdot 10^{-18} n_e^2$
4	$3,28 \cdot 10^5$	$2,45 \cdot 10^{-16} \frac{n_e^2}{n_1} + 1,03 \cdot 10^{-21} n_e^2$	$7,35 \cdot 10^7 + 5,49 \cdot 10^{-14} \frac{n_e^2}{n_1} + 2,30 \cdot 10^{-19} n_e^2$
5	$3,42 \cdot 10^5$	$8,03 \cdot 10^{-17} \frac{n_e^2}{n_1} + 3,93 \cdot 10^{-22} n_e^2$	$5,13 \cdot 10^7 + 1,20 \cdot 10^{-15} \frac{n_e^2}{n_1} + 5,80 \cdot 10^{-20} n_e^2$

#### 4) Ионизация электронным ударом

Число ионизаций электронным ударом дается формулой

$$Z_{nf}^{\text{ст}} = n_n n_e C_{nf}^{\text{ст}} = n_n n_e 4\pi \left( \frac{m_e}{2\pi k T_{\text{кин}}} \right)^{3/2} \int_{v_n}^{\infty} q_{rk}(v) v^3 e^{-(m_e v^2 / 2k T_{\text{кин}})} dv. \quad (3)$$

Для эффективного сечения ионизации электронным ударом мы принимаем формулу Томсона

$$q_n(v) = \frac{2\pi e^4}{m_e v^2} \left( \frac{1}{\gamma_n} + \frac{2}{m_e v^2} \right). \quad (4)$$

Предельная скорость электрона  $v_n$  определяется соотношением

$$\chi_n = \frac{1}{2} m_e v_n^2.$$

Подставляя значение (4) в формулу (3), мы получаем

$$C_{nf}^{cr} = K \left\{ \frac{e^{-x_n}}{x_n} + [-\text{li}(e^{-x_n})] \right\}, \quad (5)$$

где

$$K = \frac{8\pi^2 e^4}{(2\pi k T_{kin})^{3/2} m_e^{1/2}} = 9,34 \cdot 10^6.$$

Результаты вычислений приведены в табл. 3.

Таблица 3

$n$	$C_{nf}^{cr}$	$Z_{nf}^{cr}/n_e$	$n$	$C_{nf}^{cr}$	$Z_{nf}^{cr}/n_e$
1	$1,45 \cdot 10^{-16}$	$1,45 \cdot 10^{-16} n_1$	8	$2,60 \cdot 10^{-5}$	$4,91 \cdot 10^{-3}$
2	$1,11 \cdot 10^{-8}$	$1,11 \cdot 10^{-3}$	9	$4,23 \cdot 10^{-5}$	$4,57 \cdot 10^{-3}$
3	$5,39 \cdot 10^{-7}$	$6,41 \cdot 10^{-4}$	10	$5,00 \cdot 10^{-5}$	$6,85 \cdot 10^{-3}$
4	$2,68 \cdot 10^{-6}$	$6,00 \cdot 10^{-4}$	11	$6,75 \cdot 10^{-5}$	$1,77 \cdot 10^{-2}$
5	$6,63 \cdot 10^{-6}$	$9,95 \cdot 10^{-4}$	12	$8,12 \cdot 10^{-5}$	$3,00 \cdot 10^{-2}$
6	$1,24 \cdot 10^{-5}$	$2,25 \cdot 10^{-3}$	13	$1,02 \cdot 10^{-4}$	$3,28 \cdot 10^{-2}$
7	$1,85 \cdot 10^{-5}$	$3,88 \cdot 10^{-3}$	14	$1,22 \cdot 10^{-4}$	$3,22 \cdot 10^{-2}$

### 5) Возбуждение электронным ударом

Число возбуждений с уровня  $n'$  на уровень  $n$  дается следующей формулой:

$$Z_{n'n}^{cr} = n_n n_e C_{n'n}^{cr} = n_n n_e \bar{q}_{n'n} \left( \frac{8kT_{kin}}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{\epsilon_{n'n}}{kT_{kin}} \right) e^{-\epsilon_{n'n}/kT_{kin}}, \quad (6)$$

где  $\bar{q}_{n'n}$  — среднее эффективное сечение возбуждения электронным ударом. Мы принимаем  $\bar{q}_{1n} = 10^{-16}$  для переходов  $1 \rightarrow n$  и  $\bar{q}_{n'n} = 10^{-15}$  для переходов  $n' \rightarrow n$ , где  $n' \geq 2$ . В результате вычислений по формуле (6) получаем следующее

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^2 Z_{n3}^{cr} &= 2,24 \cdot 10^{-16} n_1 n_e + 9,28 \cdot 10^{-4} n_e, \\ \sum_{n=1}^3 Z_{n4}^{cr} &= 7,94 \cdot 10^{-17} n_1 n_e + 4,35 \cdot 10^{-4} n_e, \\ \sum_{n=1}^4 Z_{n5}^{cr} &= 5,01 \cdot 10^{-17} n_1 n_e + 3,01 \cdot 10^{-4} n_e, \\ \sum_{n=1}^5 Z_{n6}^{cr} &= 3,68 \cdot 10^{-17} n_1 n_e + 2,51 \cdot 10^{-4} n_e, \\ \sum_{n=1}^6 Z_{n7}^{cr} &= 3,42 \cdot 10^{-17} n_1 n_e + 2,18 \cdot 10^{-4} n_e. \end{aligned}$$

Результаты вычислений представлены в табл. 4.



Таблица 4

$n' \rightarrow n$	$\frac{\varepsilon_{n'n}}{kT}$	$\left(1 + \frac{\varepsilon_{n'n}}{kT}\right) e^{-\varepsilon_{n'n}/kT}$	$C_{n'n}^{CT}$	$Z_{n'n}^{CT}/n_e$	$\sum_{n=n'+1}^7 Z_{n'n}^{CT}$
1→2	16,9	$8,19 \cdot 10^{-7}$	$4,25 \cdot 10^{-15}$	$4,25 \cdot 10^{-15} n_1$	$\sum_{n=2}^7 Z_{1n}^{CT} = 4,67 \cdot 10^{-5} n_1 n_e$
1→3	20,0	$4,33 \cdot 10^{-8}$	$2,24 \cdot 10^{-16}$	$2,27 \cdot 10^{-16} n_1$	
1→4	21,1	$1,53 \cdot 10^{-8}$	$7,94 \cdot 10^{-17}$	$7,94 \cdot 10^{-17} n_1$	
1→5	21,6	$9,66 \cdot 10^{-9}$	$5,01 \cdot 10^{-17}$	$5,01 \cdot 10^{-17} n_1$	
1→6	21,9	$7,09 \cdot 10^{-9}$	$3,68 \cdot 10^{-17}$	$3,68 \cdot 10^{-17} n_1$	
1→7	22,0	$6,59 \cdot 10^{-9}$	$3,42 \cdot 10^{-17}$	$3,42 \cdot 10^{-17} n_1$	
2→3	3,14	$4,79 \cdot 10^{-1}$	$9,28 \cdot 10^{-9}$	$9,28 \cdot 10^{-4}$	
2→4	4,24	$7,55 \cdot 10^{-2}$	$3,92 \cdot 10^{-9}$	$3,92 \cdot 10^{-4}$	
2→5	4,75	$4,97 \cdot 10^{-2}$	$2,58 \cdot 10^{-9}$	$2,58 \cdot 10^{-4}$	
2→6	5,02	$3,98 \cdot 10^{-2}$	$2,06 \cdot 10^{-9}$	$2,06 \cdot 10^{-4}$	
2→7	5,19	$3,44 \cdot 10^{-2}$	$1,78 \cdot 10^{-9}$	$1,78 \cdot 10^{-4}$	
3→4	1,10	$7,00 \cdot 10^{-1}$	$3,63 \cdot 10^{-8}$	$4,32 \cdot 10^{-5}$	$\sum_{n=4}^7 Z_{3n}^{CT} = 1,27 \cdot 10^{-4} n_e$
3→5	1,61	$5,22 \cdot 10^{-1}$	$2,71 \cdot 10^{-8}$	$3,22 \cdot 10^{-5}$	
3→6	1,88	$4,41 \cdot 10^{-1}$	$2,28 \cdot 10^{-8}$	$2,72 \cdot 10^{-5}$	
3→7	2,04	$3,95 \cdot 10^{-1}$	$2,05 \cdot 10^{-8}$	$2,44 \cdot 10^{-5}$	
4→5	0,515	$9,09 \cdot 10^{-1}$	$4,71 \cdot 10^{-8}$	$1,06 \cdot 10^{-5}$	$\sum_{n=5}^7 Z_{4n}^{CT} = 2,89 \cdot 10^{-5} n_e$
4→6	0,781	$8,16 \cdot 10^{-1}$	$4,23 \cdot 10^{-8}$	$9,48 \cdot 10^{-6}$	
4→7	0,948	$7,57 \cdot 10^{-1}$	$3,92 \cdot 10^{-8}$	$8,79 \cdot 10^{-6}$	
5→6	0,266	$9,74 \cdot 10^{-1}$	$5,05 \cdot 10^{-8}$	$7,58 \cdot 10^{-6}$	$\sum_{n=6}^7 Z_{5n}^{CT} = 1,48 \cdot 10^{-5} n_e$
5→7	0,432	$9,29 \cdot 10^{-1}$	$4,81 \cdot 10^{-8}$	$7,22 \cdot 10^{-6}$	
6→7	0,166	0,991	$5,14 \cdot 10^{-8}$	$9,56 \cdot 10^{-6}$	

### б) Тушащие столкновения (удары второго рода)

Число тушащих столкновений с уровня  $n$  на уровень  $n'$  ( $n > n'$ ) определяется формулой

$$Z_{nn'}^{туш} = n_n n_e C_{nn'}^{туш} = n_n n_e \frac{q_{n'}}{q_n} e^{\varepsilon_{nn'}/kT} \text{kin} C_{n'n}^{\text{возб}}, \quad (7)$$

где  $C_{n'n}^{\text{возб}}$  — вероятность возбуждения электронным ударом с уровня  $n'$  на уровень  $n$ . Подставляя значения  $C_{n'n}^{\text{возб}}$  (см. табл. 4) в формулу (7), мы можем вычислить  $Z_{nn'}^{туш}$ . Результаты вычислений представлены в табл. 5.

### 7) Возбуждение излучением

Возбуждение атомов водорода в протуберанце может вызываться и собственным излучением протуберанца и солнечным излучением. Сначала мы должны выяснить, какой из этих двух факторов играет большую роль. Для этого достаточно сравнить плотности обоих излучений

$n \rightarrow n'$	$\frac{g_{n'}}{g_n}$	$\frac{g_{n'}}{g_n} \frac{e_{nn'}}{e}$	$C_{nn'}^{гум}$	$Z_{nn'}^{гум}/n_e$	$\sum_{n'=1}^{n-1} Z_{nn'}^{гум}$
2 → 1	0,250	5,48 · 10 <sup>6</sup>	2,32 · 10 <sup>-8</sup>	2,32 · 10 <sup>-3</sup>	
3 → 1	0,111	5,40 · 10 <sup>6</sup>	1,21 · 10 <sup>-9</sup>	1,44 · 10 <sup>-6</sup>	$\sum_{n'=1}^2 Z_{3n'}^{гум} = 1,45 \cdot 10^{-4} n_e$
3 → 2	0,445	1,03 · 10	9,56 · 10 <sup>-8</sup>	1,14 · 10 <sup>-4</sup>	
4 → 1	0,0625	9,01 · 10 <sup>7</sup>	7,15 · 10 <sup>-9</sup>	1,60 · 10 <sup>-6</sup>	$\sum_{n'=1}^3 Z_{4n'}^{гум} = 3,06 \cdot 10^{-5} n_e$
4 → 2	0,250	1,74 · 10	6,82 · 10 <sup>-8</sup>	1,53 · 10 <sup>-5</sup>	
4 → 3	0,562	1,69	6,13 · 10 <sup>-8</sup>	1,37 · 10 <sup>-5</sup>	
5 → 1	0,0400	9,36 · 10 <sup>7</sup>	4,69 · 10 <sup>-9</sup>	7,04 · 10 <sup>-7</sup>	$\sum_{n'=1}^4 Z_{5n'}^{гум} = 2,28 \cdot 10^{-5} n_e$
5 → 2	0,160	1,86 · 10	4,80 · 10 <sup>-8</sup>	7,20 · 10 <sup>-6</sup>	
5 → 3	0,360	1,80	4,88 · 10 <sup>-8</sup>	7,33 · 10 <sup>-6</sup>	
5 → 4	0,640	1,07	5,05 · 10 <sup>-8</sup>	7,58 · 10 <sup>-6</sup>	
6 → 1	0,0278	9,01 · 10 <sup>7</sup>	3,32 · 10 <sup>-9</sup>	6,18 · 10 <sup>-7</sup>	$\sum_{n'=1}^5 Z_{6n'}^{гум} = 3,02 \cdot 10^{-5} n_e$
6 → 2	0,111	1,68 · 10	3,46 · 10 <sup>-8</sup>	6,44 · 10 <sup>-6</sup>	
6 → 3	0,250	1,63	3,72 · 10 <sup>-8</sup>	6,92 · 10 <sup>-6</sup>	
6 → 4	0,445	0,970	4,11 · 10 <sup>-8</sup>	7,65 · 10 <sup>-6</sup>	
6 → 5	0,695	0,910	4,60 · 10 <sup>-8</sup>	8,56 · 10 <sup>-6</sup>	
7 → 1	0,0204	7,22 · 10 <sup>7</sup>	2,47 · 10 <sup>-9</sup>	5,19 · 10 <sup>-7</sup>	$\sum_{n'=1}^6 Z_{7n'}^{гум} = 3,64 \cdot 10^{-5} n_e$
7 → 2	0,0816	1,46 · 10	2,60 · 10 <sup>-8</sup>	5,46 · 10 <sup>-6</sup>	
7 → 3	0,184	1,42	2,92 · 10 <sup>-8</sup>	6,14 · 10 <sup>-6</sup>	
7 → 4	0,326	0,841	3,30 · 10 <sup>-8</sup>	6,94 · 10 <sup>-6</sup>	
7 → 5	0,510	0,785	3,78 · 10 <sup>-8</sup>	7,94 · 10 <sup>-6</sup>	
7 → 6	0,735	0,867	4,45 · 10 <sup>-8</sup>	9,35 · 10 <sup>-6</sup>	
$\sum_{n=2}^7 Z_{n1}^{гум} = 2,32 \cdot 10^{-3} n_e,$		$\sum_{n=3}^7 Z_{n2}^{гум} = 1,49 \cdot 10^{-4} n_e,$		$\sum_{n=4}^7 Z_{n3}^{гум} = 3,41 \cdot 10^{-5} n_e,$	
$\sum_{n=5}^7 Z_{n4}^{гум} = 2,22 \cdot 10^{-5} n_e,$		$\sum_{n=6}^7 Z_{n5}^{гум} = 1,65 \cdot 10^{-5} n_e.$			

в протуберанце. В шкале частот плотность излучения  $\rho = \frac{4\pi}{c} I_\nu = \frac{4\pi\lambda^2}{c^2} I_\lambda$ . Принимая  $I_\lambda = I_\nu$ , мы имеем для линии  $H_\alpha$  протуберанца 30. III. 1959 г.  $I_\lambda = 5,15 \cdot 10^{13}$  эрг/см<sup>2</sup>·сек·см. Это приводит к плотности собственного излучения  $\rho(H_\alpha) = 3,12 \cdot 10^{-15}$ . В то же время плотность солнечного излучения внутри протуберанца равна  $\rho'(H_\alpha) = \frac{4\pi\lambda^2}{c^2} 0,20 I_\odot(H_\alpha) e^{-2\tau} = 1,76 \times 10^{-20}$ . (В выражении для  $\rho'(H_\alpha)$  появляется коэффициент 0,20, потому что центральная интенсивность линии  $H_\alpha$  в спектре Солнца составляет примерно 20% от интенсивности непрерывного спектра. В работе [1] мы получили для данного протуберанца  $\tau_0(H_\alpha) = 51,9$ . Здесь мы принимаем  $\tau = \frac{1}{2} \tau_0$ .) Хотя наши вычисления грубые, мы убеждены в том, что  $\rho \gg \rho'$ , и поэтому в нашем случае нужно учитывать только возбуждение собственным излучением протуберанца. Число возбуждений излучением равняется  $n_{n'} \rho_{nn'} B_{n'n}$ . Результаты вычислений для балмеровских линий приведены в табл. 6.

Таблица 6

$2 \rightarrow n$	$I_\lambda$	$\rho_{2n}$	$B_{2n}$	$\rho_{2n} B_{2n}$	$n_2 \rho_{2n} B_{2n}$
$2 \rightarrow 3(\text{H}_\alpha)$	$5,15 \cdot 10^{13}$	$3,12 \cdot 10^{-15}$	$1,68 \cdot 10^{20}$	$5,25 \cdot 10^5$	$5,25 \cdot 10^{10}$
$2 \rightarrow 4(\text{H}_\beta)$	$2,36 \cdot 10^{13}$	$7,80 \cdot 10^{-16}$	$2,31 \cdot 10^{19}$	$1,80 \cdot 10^4$	$1,80 \cdot 10^9$
$2 \rightarrow 5(\text{H}_\gamma)$	$1,72 \cdot 10^{13}$	$4,52 \cdot 10^{-16}$	$7,74 \cdot 10^{18}$	$3,50 \cdot 10^3$	$3,50 \cdot 10^8$
$2 \rightarrow 6(\text{H}_\delta)$	$1,47 \cdot 10^{13}$	$3,46 \cdot 10^{-16}$	$3,63 \cdot 10^{18}$	$1,26 \cdot 10^3$	$1,26 \cdot 10^8$
$2 \rightarrow 7(\text{H}_\epsilon)$	$1,22 \cdot 10^{13}$	$2,68 \cdot 10^{-16}$	$2,00 \cdot 10^{18}$	$5,36 \cdot 10^2$	$5,36 \cdot 10^7$

$$\sum_{n=3}^7 n_2 \rho_{2n} B_{2n} = 5,47 \cdot 10^{10}$$

Для линий других серий мы не располагаем наблюдаемыми интенсивностями излучения протуберанца и поэтому не можем непосредственно вычислить плотность излучения  $\rho$ . При этом можно пользоваться результатами вычислений Э. Р. Мустеля [6] для флоккулов. Сравнение показывает, что наши значения  $\rho_{2n} B_{2n}$  очень близки к его значениям, и мы из его работы взяли результаты вычислений для  $\rho_{3n} B_{3n}$  и  $\rho_{4n} B_{4n}$ . Это позволяет нам вычислить числа возбуждений излучением с третьего и четвертого уровней (табл. 7).

Таблица 7

$3 \rightarrow n$	$\rho_{3n} B_{3n}$	$n_3 \rho_{3n} B_{3n}$	$4 \rightarrow n$	$\rho_{4n} B_{4n}$	$n_4 \rho_{4n} B_{4n}$
$3 \rightarrow 4$	$2,2 \cdot 10^5$	$2,62 \cdot 10^9$	$4 \rightarrow 5$	$2,4 \cdot 10^8$	$5,38 \cdot 10^8$
$3 \rightarrow 5$	$4,0 \cdot 10^5$	$4,76 \cdot 10^8$	$4 \rightarrow 6$	$9,3 \cdot 10^5$	$2,08 \cdot 10^8$
$3 \rightarrow 6$	$1,4 \cdot 10^5$	$1,67 \cdot 10^8$	$4 \rightarrow 7$	$2,1 \cdot 10^7$	$4,70 \cdot 10^7$
$3 \rightarrow 7$	$6,4 \cdot 10^4$	$7,62 \cdot 10^7$	$4 \rightarrow 8$	$1,1 \cdot 10^8$	$2,46 \cdot 10^7$
$3 \rightarrow 8$	$3,6 \cdot 10^4$	$4,29 \cdot 10^7$	$4 \rightarrow 9$	$6,2 \cdot 10^4$	$1,39 \cdot 10^7$

$$\sum_{n=4}^8 n_3 \rho_{3n} B_{3n} = 3,38 \cdot 10^9$$

$$\sum_{n=5}^9 n_4 \rho_{4n} B_{4n} = 8,32 \cdot 10^8$$

Для возбуждения излучением с пятого уровня мы сделали грубую оценку:  $\sum n_5 \rho_{5n} B_{5n} \approx 4 \cdot 10^8$ . Поскольку число возбуждений излучением монотонно уменьшается с возрастанием номера серии, можно предположить, что для высоких уровней возбуждение излучением играет меньшую роль и в первом приближении можно им пренебречь. В § 3 будет показано, до какой степени это предположение соответствует действительности. Число возбуждений излучением с первого уровня равняется  $\sum_{n=2}^7 n_1 \rho_{1n} B_{1n}$ . В этом выражении известны только значения  $B_{1n}$  ( $n = 2 \div 7$ ). В § 2 путем решения уравнений стационарности мы получим численные значения для величин  $n_1, \rho_{12}, \dots, \rho_{17}$ . Затем мы сможем вычислить число возбуждений излучением с первого уровня.

Результаты вычислений всех процессов в целом приведены в сводной табл. 8.

Таблица 8

	$n=1$	$n=2$	$n=3$	$n=4$	$n=5$	$n=6$	$n=7$
Приходы							
1. Спонтанные переходы с верхних уровней	$4,68 \cdot 10^{12}$	$5,48 \cdot 10^{10}$	$2,54 \cdot 10^9$	$6,09 \cdot 10^8$	$2,96 \cdot 10^8$	$4,36 \cdot 10^3$	$5,68 \cdot 10^7$
2. Рекомбинация	$2,51 \cdot 10^{-12} n_e^2$	$4,09 \cdot 10^{-12} n_e^2$	$6,38 \cdot 10^{-12} n_e^2$	$4,4 \cdot 10^{-12} n_e^2$	$2,90 \cdot 10^{-12} n_e^2$	$2,12 \cdot 10^{-12} n_e^2$	$1,60 \cdot 10^{-12} n_e^2$
3. Возбуждение с нижнего уровня излучением	—	$2,03 \cdot 10^{19} n_e Q_{12}$	$3,24 \cdot 10^{18} n_e Q_{13} + 5,25 \cdot 10^{16}$	$4,12 \cdot 10^{18} n_e Q_{13} + 4,42 \cdot 10^{16}$	$5,29 \cdot 10^{17} n_e Q_{13} + 4,36 \cdot 10^{16}$	$2,94 \cdot 10^{17} n_e Q_{13} + 5,01 \cdot 10^{16}$	$1,79 \cdot 10^{17} n_e Q_{17} + 4,77 \cdot 10^{16}$
4. Возбуждение с нижнего уровня электронным ударом	—	$4,25 \cdot 10^{-15} n_e n_e$	$2,24 \cdot 10^{-16} n_e n_e + 9,28 \cdot 10^{-16} n_e$	$7,94 \cdot 10^{-17} n_e n_e + 4,35 \cdot 10^{-16} n_e$	$5,01 \cdot 10^{-17} n_e n_e + 3,01 \cdot 10^{-16} n_e$	$3,68 \cdot 10^{-17} n_e n_e + 2,51 \cdot 10^{-16} n_e$	$3,42 \cdot 10^{-17} n_e n_e + 2,48 \cdot 10^{-16} n_e$
5. Тушащие столкновения	$2,32 \cdot 10^{-3} n_e$	$4,49 \cdot 10^{-2} n_e$	$3,41 \cdot 10^{-2} n_e$	$2,22 \cdot 10^{-2} n_e$	$4,65 \cdot 10^{-2} n_e$	$9,35 \cdot 10^{-6} n_e$	
Уходы							
1. Спонтанные переходы на нижний уровень	—	$4,67 \cdot 10^{12}$	$1,48 \cdot 10^{11}$	$6,72 \cdot 10^9$	$1,72 \cdot 10^9$	$9,62 \cdot 10^3$	$5,47 \cdot 10^3$
2. Фотоионизация	$10^{-8} n_1 + 2,51 \cdot 10^{-12} n_e^2$	$4,34 \cdot 10^9 + 7,86 \cdot 10^{-10} n_e^2 + 8,53 \cdot 10^{-17} n_e^{11} + 5,47 \cdot 10^{10}$	$2,54 \cdot 10^8 + 1,23 \cdot 10^{-12} n_e^{12} + 1,94 \cdot 10^{-18} n_e^{11} + 3,38 \cdot 10^9$	$7,35 \cdot 10^7 + 5,49 \cdot 10^{-14} n_e^2 + 2,30 \cdot 10^{-19} n_e^{11} + 8,32 \cdot 10^8$	$5,43 \cdot 10^7 + 1,20 \cdot 10^{-15} n_e^{11} + 5,90 \cdot 10^{-29} n_e^{12} + 4 \cdot 10^8$	$\sim 6 \cdot 10^7$	$\sim 7 \cdot 10^7$
3. Возбуждение на верхние уровни излучением	$n_1(2,03 \cdot 10^{19} Q_{12} + 3,24 \cdot 10^{18} Q_{13} + 1,12 \cdot 10^{18} Q_{14} + 5,29 \cdot 10^{17} Q_{15} + 2,94 \cdot 10^{17} Q_{16} + 1,79 \cdot 10^{17} Q_{17})$						
4. Возбуждение на верхний уровень электронным ударом	$1,45 \cdot 10^{-16} n_1 n_e$	$1,96 \cdot 10^{-2} n_e$	$1,27 \cdot 10^{-4} n_e$	$2,89 \cdot 10^{-5} n_e$	$4,48 \cdot 10^{-5} n_e$	$9,56 \cdot 10^{-6} n_e$	$3,88 \cdot 10^{-3} n_e$
5. Ионизация электронным ударом	—	$2,32 \cdot 10^{-2} n_e$	$1,15 \cdot 10^{-2} n_e$	$3,06 \cdot 10^{-5} n_e$	$2,28 \cdot 10^{-5} n_e$	$3,02 \cdot 10^{-5} n_e$	$3,64 \cdot 10^{-5} n_e$
6. Тушащие столкновения	—						

## § 2. Решение системы уравнений стационарности

Протуберанцы довольно долго существуют на Солнце, и их можно считать более или менее стационарными образованиями. Даже для активных протуберанцев можно предположить, что между числами процессов приходов на любой уровень и уходов с него существует полное равновесие. Поэтому каждый столбец в табл. 8 представляет собой уравнение стационарности. В общей сложности мы получили семь уравнений, которые содержат всего восемь неизвестных:  $n_1, n_e, n_{12}, n_{13}, \dots, n_{17}$ . Чтобы можно было решить нашу систему уравнений стационарности, нам нужно еще дополнительное уравнение. Как предположил А. Б. Северный [2], при большой оптической толщине можно считать, что для процессов возбуждений излучением существенна компенсация только в переходах  $1 \rightarrow 2$  и  $2 \rightarrow 1$ , т. е.

$$B_{12}n_1\rho_{12} = A_{21}n_2. \quad (8)$$

Если принять формулу (8) как восьмое уравнение, то можно полностью решить нашу систему уравнений стационарности. Правда, между процессами ионизации и рекомбинации тоже должно быть равновесие. Это дает нам еще одно уравнение стационарности. Но мы пока оставим это последнее уравнение и будем его использовать для проверки нашего решения системы уравнений стационарности.

Для первого уровня мы имеем следующее уравнение стационарности:

$$4,68 \cdot 10^{13} + 2,51 \cdot 10^{-13}n_e^2 + 2,32 \cdot 10^{-3}n_e = 10^{-8}n_1 + 2,51 \cdot 10^{-13}n_e^2 + n_1(2,03 \cdot 10^{19}\rho_{12} + 3,24 \cdot 10^{18}\rho_{13} + \dots + 1,39 \cdot 10^{17}\rho_{17}) + 4,82 \cdot 10^{-15}n_1n_e. \quad (9)$$

В этом уравнении члены, представляющие рекомбинацию и фотоионизацию, сокращаются. (Можно ожидать, что член  $10^{-8}n_1$  ничтожно мал и можно им пренебречь.) С достаточно большой точностью можно принять  $n_1(2,03 \cdot 10^{19}\rho_{12} + 3,24 \cdot 10^{18}\rho_{13} + \dots + 1,79 \cdot 10^{17}\rho_{17}) \approx 2,03 \cdot 10^{19}n_1\rho_{12}$ . Подставляя значение (8) в уравнение (9), мы имеем

$$2,32 \cdot 10^{-3}n_e = 4,82 \cdot 10^{-15}n_1n_e. \quad (10)$$

Отсюда

$$n_1 = 4,81 \cdot 10^{11}.$$

Подставляя значение  $n_1$  в формулу (8), мы имеем

$$\rho_{12} = 4,79 \cdot 10^{-18}.$$

Как будет видно в дальнейшем, оба члена в уравнении (10) значительно меньше, чем сократившиеся члены в уравнении (9). Поэтому, если наше дополнительное уравнение (8) даже немного не соответствует действительности или  $Z_{fn}^{\text{рек}}$  не точно равняется  $Z_{nf}^{\text{фот}}$ , то полученные нами значения  $n_1$  и  $\rho_{12}$  могут быть совсем неверными. Но с помощью уравнения ионизационного равновесия мы сможем проверить наше решение системы уравнений стационарности, и мы увидим, что полученные выше значения  $n_1$  и  $\rho_{12}$  приближенно правильны.

Для второго уровня у нас есть следующее уравнение стационарности:

$$5,48 \cdot 10^{10} + 1,09 \cdot 10^{-13} n_1 \rho_{12} + 2,03 \cdot 10^{19} n_1 \rho_{12} + 4,25 \cdot 10^{-15} n_1 n_e + \\ + 1,49 \cdot 10^{-4} n_e = 4,67 \cdot 10^{13} + 1,34 \cdot 10^9 + 7,86 \cdot 10^{-10} \frac{n_e^2}{n_1} + 8,53 \cdot 10^{-17} n_e^2 + \\ + 5,47 \cdot 10^{10} + 5,39 \cdot 10^{-3} n_e. \quad (11)$$

Подставляя (8), а также и значение  $n_1$  в формулу (11), мы получаем

$$1,09 \cdot 10^{13} n_e^2 - 3,20 \cdot 10^{-3} n_e - 1,24 \cdot 10^9 = 0.$$

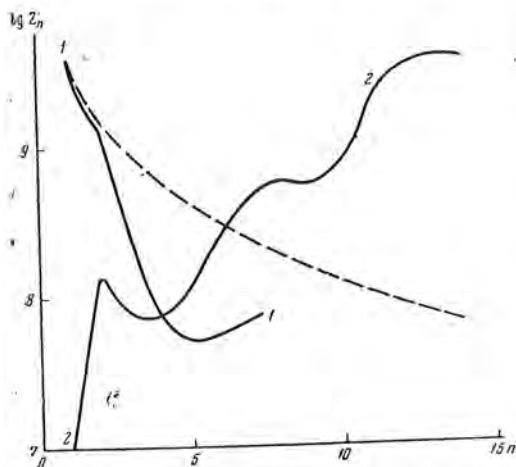
Это уравнение имеет два корня:  $1,22 \cdot 10^{11}$  и  $-9,31 \cdot 10^{10}$ . Электронная плотность, конечно, не может быть отрицательной. Мы должны принять  $n_e = 1,22 \cdot 10^{11}$ . Это значение хорошо совпадает с результатами многих других авторов ( $n_e \approx 10^{10} \div 10^{11}$ ).

Подставляя полученные выше значения  $n_1$ ,  $\rho_{12}$  и  $n_e$  в остальные уравнения, мы можем их решить. Третье уравнение даст нам значение  $\rho_{13}$ , четвертое уравнение — значение  $\rho_{14}$  и т. д. Окончательные результаты решения системы уравнений стационарности следующие:

$$n_1 = 4,81 \cdot 10^{11}, \quad n_e = 1,22 \cdot 10^{11}, \quad \rho_{12} = 4,79 \cdot 10^{-18}, \quad \rho_{13} = 4,21 \cdot 10^{20}, \\ \rho_{14} = 3,70 \cdot 10^{-21}, \quad \rho_{15} = 6,39 \cdot 10^{-22}, \quad \rho_{16} = 2,22 \cdot 10^{-21}, \quad \rho_{17} = 6,89 \cdot 10^{-21}. \quad (12)$$

Полученные значения показывают, что 1) число  $n_1$  примерно на шесть порядков больше, чем  $n_2$ . Это значит, что атомы водорода в протуберанцах почти целиком находятся в основном состоянии; 2) водород в протуберанцах ионизован в значительной степени, но не полностью; 3) плотность излучения лаймановских линий в протуберанцах гораздо меньше плотности излучения балмеровских линий.

Необходимо отметить, что ограничение числа уровней очень мало сказывается на наших результатах. Хотя мы учитывали только семь уровней, наши первые два или три уравнения практически точны. Иначе говоря, если бы мы учитывали не семь уровней, а значительно больше, то мы получили бы практически такие же первые уравнения. Поскольку мы вычислили  $n_1$  и  $n_e$  только по первым двум уравнениям стационарности и уравнению (8), можно считать, что высокие уровни ( $n > 7$ ) практически не влияют на полученные нами значения  $n_1$  и  $n_e$ . Правда, если бы мы рассмотрели больше уровней, мы имели бы другие уравнения для



Фиг. 1. Ионизационное равновесие атомов водорода

1—1 — фотоионизация, 2—2 — ионизация электронным ударом, штриховая линия — рекомбинация

мы вычислили  $n_1$  и  $n_e$  только по первым двум уравнениям стационарности и уравнению (8), можно считать, что высокие уровни ( $n > 7$ ) практически не влияют на полученные нами значения  $n_1$  и  $n_e$ . Правда, если бы мы рассмотрели больше уровней, мы имели бы другие уравнения для

уровней  $n=5, 6, 7$  и получили бы другие, более точные, значения  $\rho_{15}, \rho_{16}$  и  $\rho_{17}$ , но в настоящей работе мы хотим определить только порядки их величины.

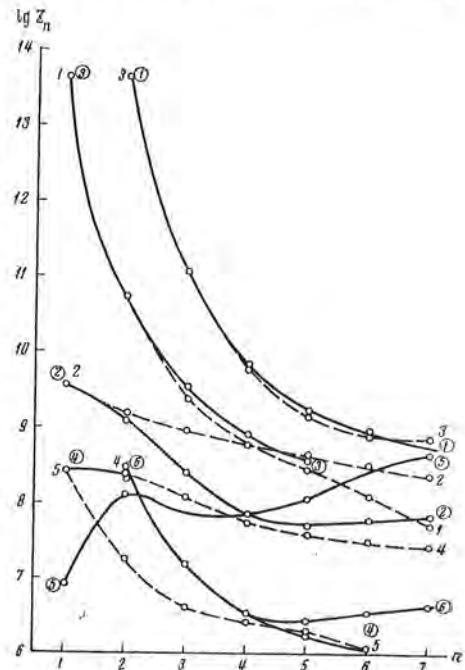
В заключение этого параграфа нам хочется проверить наше решение уравнений стационарности с помощью уравнения ионизационного равновесия, т. е.

$$\sum_{n=1}^n Z_{fn}^{\text{рек}} = \sum_{n=1}^n Z_{nf}^{\text{фот}} + \sum_{n=1}^n Z_{nf}^{\text{ст}} \quad (13)$$

Поскольку мы уже получили значения  $n_i$  и  $n_e$ , можно вычислить все три суммы в уравнении (13). (Мы вычислили числа фотоионизаций только для первых семи уровней. Для более высоких уровней  $Z_{nf}^{\text{фот}} \ll Z_{nf}^{\text{ст}}$  и в первом приближении можно пренебречь процессами фотоионизаций.) Результаты вычислений приведены в табл. 9 и на фиг. 1. Фиг. 1 показывает, что для низких уровней преобладают процессы рекомбинаций, а для высоких — процессы ионизаций электронным ударом. Из табл. 9 видно, что для первых девяти или десяти уровней ионизационное равновесие (13) приближенно существует. Если учесть все уровни  $n=1 \div 14$ , то сумма процессов ионизации примерно в 2,5 раза больше суммы процессов рекомбинаций. Может быть, это обусловлено тем, что при вычислении  $Z_{nf}^{\text{ст}}$  мы пользовались формулой Томсона (4). Таким образом, по порядку величины ионизационное равновесие удовлетворяется. Это значит, что полученные нами значения  $n_i$  и  $n_e$  приближенно верны и наше решение системы уравнений стационарности недалеко от истины.

### § 3. Сопоставление действий различных механизмов

В предыдущем параграфе мы получили полное решение системы уравнений стационарности. Подставляя полученные нами значения (12) в табл. 8, мы находим численные значения для всех процессов (см. табл. 10, в скобках даны значения логарифмов). На основании этих значений мы построили кривые, показывающие числа различных процессов в зависимости от номера уровня (см. фиг. 2). Каждый процесс на фиг. 2 имеет тот номер, который он имеет в табл. 8 и 10.



Фиг. 2. Сопоставление числа различных процессов, приводящих к заполнению и опустошению уровней атомов водорода

Штриховая линия — приходы, сплошная линия — уходы

Таблица 9

	$Z_{fn}^{пер}(10^9)$	$Z_{nf}^{фот}(10^9)$	$Z_{nf}^{ст}(10^9)$	$Z_{nf}^{фот} + Z_{nf}^{ст}(10^9)$
$n=1$	3,76	3,74	0,01	3,75
$n=2$	1,63	1,34	0,14	
$\sum_1^2$	5,39	5,08	0,15	5,23
$n=3$	0,95	0,25	0,08	
$\sum_1^3$	6,34	5,33	0,23	5,56
$n=4$	0,62	0,07	0,07	
$\sum_1^4$	6,96	5,40	0,30	5,70
$n=5$	0,43	0,05	0,12	
$\sum_1^5$	7,39	5,45	0,42	5,87
$n=6$	0,32	0,06	0,27	
$\sum_1^6$	7,71	5,51	0,69	6,20
$n=7$	0,24	0,07	0,47	
$\sum_1^7$	7,95	5,58	1,16	6,74
$n=8$	0,19		0,60	
$\sum_1^8$	8,14		1,76	7,34
$n=9$	0,16		0,56	
$\sum_1^9$	8,30		2,32	7,90
$n=10$	0,13		0,84	
$\sum_1^{10}$	8,43		3,16	8,74
$n=11$	0,11		2,16	
$\sum_1^{11}$	8,54		5,32	10,90
$n=12$	0,09		3,66	
$\sum_1^{12}$	8,63		8,98	14,56
$n=13$	0,08		4,00	
$\sum_1^{13}$	8,71		12,98	18,56
$n=14$	0,07		3,92	
$\sum_1^{14}$	8,78		16,90	22,48



Таблица 40

	$n=1$	$n=2$	$n=3$	$n=4$	$n=5$	$n=6$	$n=7$
Приходы							
1. Спонтанные переходы с верхних уровней	$4,68 \cdot 10^{13}$ (43,67)	$5,48 \cdot 10^{10}$ (40,74)	$2,54 \cdot 10^9$ (9,41)	$6,09 \cdot 10^8$ (8,79)	$2,96 \cdot 10^8$ (8,47)	$1,36 \cdot 10^8$ (8,43)	$5,68 \cdot 10^7$ (7,75)
2. Рекомбинация	$3,76 \cdot 10^9$ (9,58)	$1,63 \cdot 10^9$ (9,21)	$9,54 \cdot 10^8$ (8,98)	$6,47 \cdot 10^8$ (8,79)	$4,32 \cdot 10^8$ (8,64)	$3,46 \cdot 10^8$ (8,50)	$2,38 \cdot 10^8$ (8,38)
3. Возбуждение с нижнего уровня излучением	—	$4,68 \cdot 10^{13}$ (43,67)	$1,48 \cdot 10^{11}$ (41,07)	$6,41 \cdot 10^9$ (9,81)	$1,52 \cdot 10^9$ (9,48)	$8,45 \cdot 10^8$ (8,91)	$7,71 \cdot 10^8$ (8,89)
4. Возбуждение с нижнего уровня электронным ударом	—	$2,50 \cdot 10^3$ (8,40)	$1,26 \cdot 10^3$ (8,40)	$5,77 \cdot 10^7$ (7,74)	$3,96 \cdot 10^7$ (7,60)	$3,28 \cdot 10^7$ (7,52)	$2,86 \cdot 10^7$ (7,46)
5. Тушащие столкновения	$2,83 \cdot 10^8$ (8,45)	$1,82 \cdot 10^7$ (7,26)	$4,16 \cdot 10^6$ (6,62)	$2,71 \cdot 10^6$ (6,43)	$2,01 \cdot 10^6$ (6,30)	$1,41 \cdot 10^6$ (6,06)	
Сумма	$4,68 \cdot 10^{13}$	$4,69 \cdot 10^{13}$	$1,22 \cdot 10^{11}$	$7,70 \cdot 10^9$	$2,29 \cdot 10^9$	$1,30 \cdot 10^9$	$1,09 \cdot 10^9$
Уходы							
1. Спонтанные переходы на нижний уровень	—	$4,67 \cdot 10^{13}$ (43,67)	$1,48 \cdot 10^{11}$ (41,07)	$6,72 \cdot 10^9$ (9,83)	$1,72 \cdot 10^9$ (9,24)	$9,62 \cdot 10^8$ (8,98)	$5,47 \cdot 10^8$ (8,74)
2. Фотоионизация	$3,74 \cdot 10^9$ (9,57)	$1,34 \cdot 10^9$ (9,13)	$2,54 \cdot 10^8$ (8,41)	$7,35 \cdot 10^7$ (7,87)	$5,43 \cdot 10^7$ (7,71)	$\sim 6,40^7$ (7,78)	$\sim 7,10^7$ (7,85)
3. Возбуждение на верхние уровни излучением	$4,69 \cdot 10^{13}$ (43,67)	$5,47 \cdot 10^{10}$ (40,74)	$3,38 \cdot 10^9$ (9,53)	$8,32 \cdot 10^8$ (8,92)	$\sim 4 \cdot 10^8$ (8,60)		
4. Возбуждение на верхние уровни электронным ударом	$2,74 \cdot 10^8$ (8,44)	$2,39 \cdot 10^3$ (8,38)	$1,55 \cdot 10^7$ (7,19)	$3,52 \cdot 10^6$ (6,55)	$1,80 \cdot 10^6$ (6,26)	$1,17 \cdot 10^6$ (6,07)	
5. Ионизация электронным ударом	$8,52 \cdot 10^6$ (6,93)	$1,35 \cdot 10^5$ (8,13)	$7,83 \cdot 10^7$ (7,89)	$7,32 \cdot 10^7$ (7,87)	$1,21 \cdot 10^8$ (8,08)	$2,74 \cdot 10^8$ (8,44)	$4,73 \cdot 10^8$ (8,68)
6. Тушащие столкновения	—	$2,83 \cdot 10^8$ (8,45)	$1,40 \cdot 10^7$ (7,15)	$3,73 \cdot 10^6$ (6,57)	$2,78 \cdot 10^6$ (6,44)	$3,68 \cdot 10^6$ (6,57)	$4,44 \cdot 10^6$ (6,65)
Сумма	$4,69 \cdot 10^{13}$	$4,68 \cdot 10^{13}$	$1,21 \cdot 10^{11}$	$7,70 \cdot 10^9$	$2,29 \cdot 10^9$	$1,30 \cdot 10^9$	$1,09 \cdot 10^9$

Сравнение различных процессов приводит к следующим выводам: 1) возбуждение атомов водорода в протуберанцах определяется в основном их собственным излучением; 2) возбуждение собственным излучением и спонтанные переходы почти полностью компенсируют друг друга; 3) для высоких уровней ионизация атомов водорода обуславливается главным образом электронным ударом, а для низких уровней большую роль играет фотоионизация; 4) перенаселенность высоких уровней вызывается рекомбинацией; 5) возбуждение электронным ударом и тушащие столкновения играют сравнительно малую роль.

В заключение необходимо подчеркнуть, что при вычислении разных атомных процессов и при решении системы уравнений стационарности мы приняли некоторые упрощающие предположения, которые, может быть, недостаточно обоснованы. Кроме того, мы совсем не учитывали влияния короны на протуберанцы. Поэтому выполненное нами исследование механизмов возбуждения и ионизации водорода в протуберанцах имеет только предварительный характер.

23 мая 1960 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Е Ш и - х у э й. Наст. том, стр. 180.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 72, 1958.
3. D. H. Menz el, C. L. Reker is. M. N., 96, № 1, 77, 1935.
4. И. С. Шкловский. Солнечная корона. Гостехиздат, 1951.
5. В. М. Соболев. Изв. ГАО, № 158, 12, 1958.
6. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., 7, 3, 1951.

СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ НАБОРА ПЕРЕХОДОВ  $p^2-ps$   
В СПЕКТРАХ СВИНЦА, ОЛОВА, ГЕРМАНИЯ, КРЕМНИЯ  
И УГЛЕРОДА

## I. СВИНЕЦ, ОЛОВО

М. З. Хохлов

Измерены относительные силы осцилляторов набора переходов  $p^2-ps$ , Pb I и Sn I. Для группы линий с общим верхним уровнем применялся метод излучения (трубка с полым катодом [1]), для групп с общим нижним уровнем — метод поглощения. В последнем случае использовался спектрограф Башенного солнечного телескопа обсерватории с эшелле [6] (фокусное расстояние 3,5 м, дисперсия  $\sim 0,4 \text{ \AA/mm}$ ). Результаты измерений обработаны по кривым роста, рассчитанным с учетом сверхтонкой структуры линий.

Привязка к абсолютным значениям сил проведена по данным Г. Энглера [14] и К. Аллена [2, 3].

Экспериментальные значения сил значительно превосходят значения, рассчитанные по схеме Д. Бейтса [15] (в  $10 \div 200$  раз). Имеется тенденция к увеличению этого различия с ростом энергии возбуждения верхнего уровня.

Учет радиального множителя  $\sigma^2$  [15] в выражении для силы линии улучшает для отдельных групп линий согласие экспериментальных и теоретических относительных значений.

Правила сумм  $j$ -группы и  $j$ -ряда приблизительно выполняются.

OSCILLATOR STRENGTHS OF THE  $p^2-ps$  TRANSITION ARRAY IN LEAD, TIN, GERMANIUM, SILICON AND CARBON SPECTRA. LEAD, TIN, by M. Z. *Khokhlov*.— The relative  $f$  values of the  $p^2-ps$  transition array of Pb I and Sn I are measured.

The radiation method (a tube with a hollow cathode [1]) is employed for groups of lines with a common upper level, the absorption method — for groups with a common ground level. In the latter case the echelle-spectrograph of the tower solar telescope [6] (focal length 3.5 m, dispersion  $\sim 0.4 \text{ \AA/mm}$ ) is used. The results of measurement are reduced according to curves of growth calculated taking into account the superfine structure of the lines.

The reference to absolute  $f$  values is made using data of H. Engler [14] and C. Allen [2, 3].

The experimental  $f$  values considerably exceed those calculated according to Bate's scheme [15], by factors of  $10 \div 200$ . The difference between them tends to increase with increasing excitation energy of the upper level. The agreement between experimental and theoretical relative  $f$  values is better if the radial factor  $\sigma^2$  [15] is taken into account in the expression for line strengths.

The sum rules for the  $j$ -group and the  $j$ -series are fulfilled approximately.

Интерес к набору переходов  $p^2-ps$  в спектрах C I, Si I, Ge I, Sn I и Pb I связан в основном со следующими обстоятельствами.

1. К рассматриваемому набору переходов принадлежит ряд линий, представляющих интерес при определении обилия перечисленных элементов. В особенности это относится к олову и германию, для которых из-за отсутствия надежных данных по силам линий обилие определено крайне неуверенно. В случае свинца оказалось, что экспериментальные значения сил некоторых линий превосходят теоретические значения примерно в 10 раз [1].

Для кремния и углерода теоретические расчеты более надежны. Однако и здесь возможны расхождения с экспериментальными значениями сил.

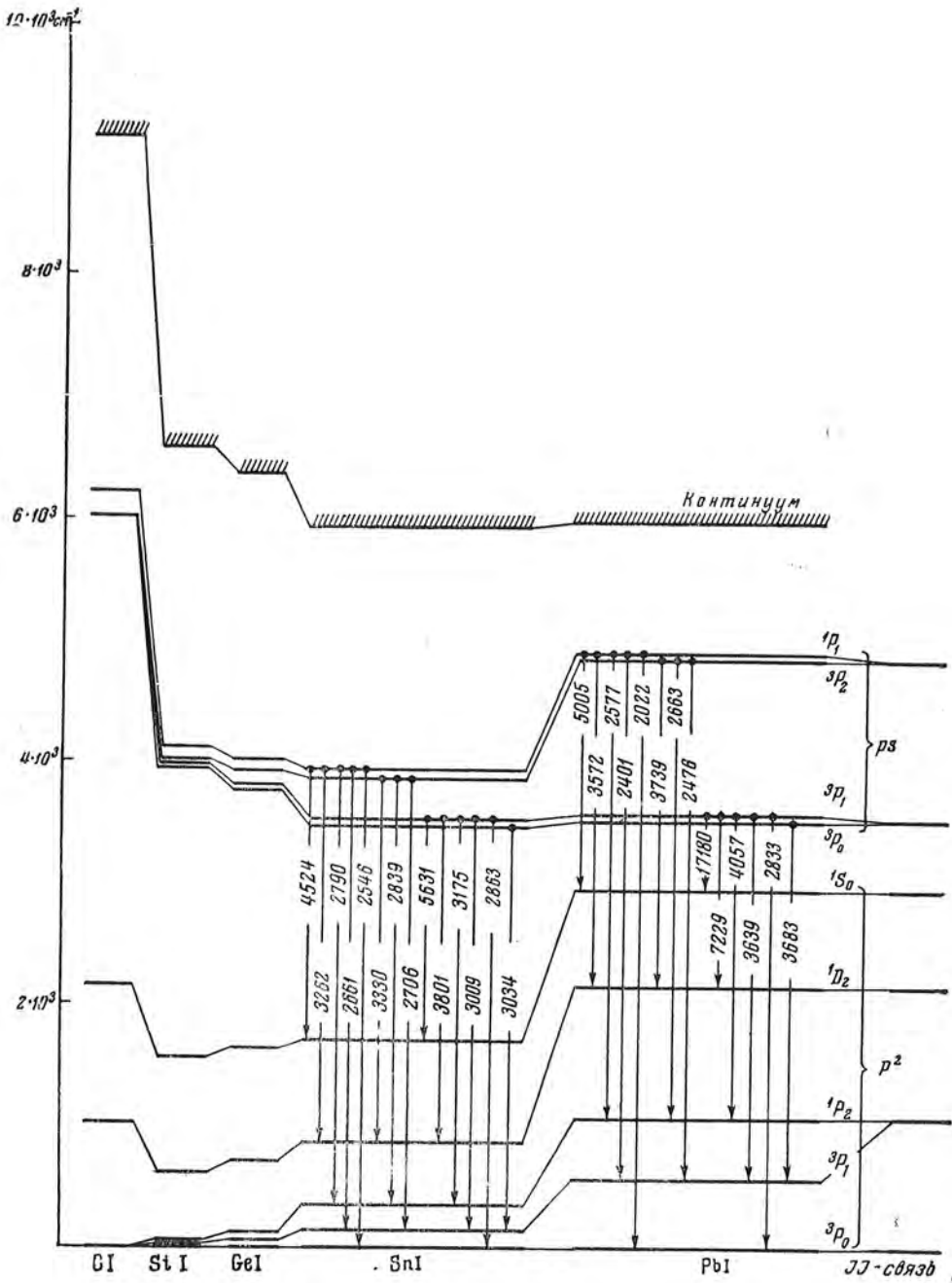
2. Рассматриваемый набор переходов — классический пример, на котором можно сравнительно просто проследить изменения в расположении уровней и интенсивности линий при переходе от  $LS$ - к  $jj$ -связи.

Что касается расположения уровней, то как будет показано ниже, для рассматриваемых элементов имеет место хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных. Экспериментальные данные для интенсивности линий практически отсутствуют, за исключением данных К. Аллена [2, 3], охватывающих лишь небольшое число линий набора переходов  $p^2-ps$ . Между тем такие данные представляют несомненный интерес для различных астрофизических приложений.

### § 1. Набор переходов $p^2-ps$

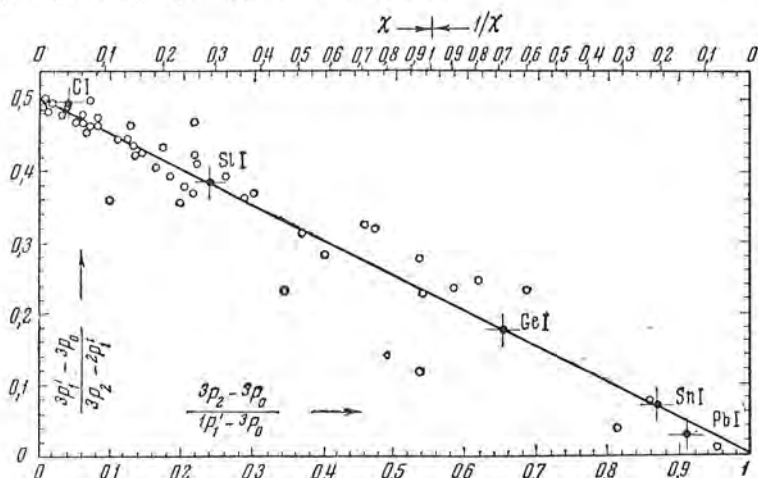
Схемы термов, принадлежащих набору переходов  $p^2-ps$  приведены на фиг. 1. К конфигурации  $p^2$  принадлежат три терма: триплетный терм  ${}^3P_{0,1,2}$  и два синглетных  ${}^1D_2$  и  ${}^1S_0$ . Конфигурация  $ps$  состоит из двух термов  ${}^3P_{0,1,2}$  и  ${}^1P_1$ . По мере перехода от углерода к свинцу  $LS$ -связь разрывается и мультиплетное расщепление возрастает. Это хорошо видно на приведенной схеме. В предельном случае  $jj$ -связей уровни  ${}^3P_1$  и  ${}^3P_2$  конфигурации  $p^2$ , а также уровни  ${}^1P_1$  и  ${}^3P_2$  конфигурации  $ps$  должны сливаться. Видно, что даже в случае свинца и олова  $jj$ -связь полностью еще не достигается.

Согласно работе [4], тип связи может быть охарактеризован величиной некоторого параметра  $\chi$ . Для конфигурации  $ps$  параметр  $\chi = \frac{1}{3} \frac{\xi}{G_0}$ , где  $\xi$  — расстояние между уровнями  ${}^3P_2$  и  ${}^3P_1$ , а  $G_0$  — параметр, связанный с расстоянием между синглетным и триплетным термами конфигурации (равен этому расстоянию в предельном случае  $LS$ -связи). В случае конфигурации  $p^2$  параметр  $\chi = \frac{1}{5} \frac{\xi}{F_0}$ , где  $\xi$  — расстояние между  ${}^3P_2$  и  ${}^3P_1$ , а  $F_0 = \frac{1}{9} ({}^1S_0 - {}^1D_2)$ . Чистой  $LS$ -связи соответствует  $\chi = 0$  (мультиплетное расщепление много меньше расстояния между мультиплетами),  $jj$ -связи соответствует  $\chi = \infty$  (обратное соотношение). Зная расположение уровней, можно найти  $\chi$  и определить тип связи. Некоторая неопределенность в выборе  $G_0$  возникает при  $\xi > G_0$ . Здесь можно воспользоваться теоретической зависимостью между интервалами конфигурации (фиг. 2; заимствована из работы [4]), которая при пренебрежении взаимодействием конфигураций выражается прямой линией. Точки соответствуют



Фиг. 1. Схема термов

конфигурациям  $ps$  для различных атомов и ионов. Крестиками мы нанесли значения, относящиеся к  $Cl I$ ,  $Si I$ ,  $Ge I$ ,  $Sn I$ ,  $Pb I$ . По имеющейся на графике шкале можно найти значение  $\chi$ . Как видно, для рассматриваемых элементов точки хорошо ложатся на теоретическую прямую (в особенности для олова, германия и кремния), что указывает, по-видимому, на малое взаимодействие конфигураций. Соответствующие значения  $\chi$  (по фиг. 2) приводятся в табл. 1.



Фиг. 2. Отношения интервалов для конфигураций  $ps$  [4]

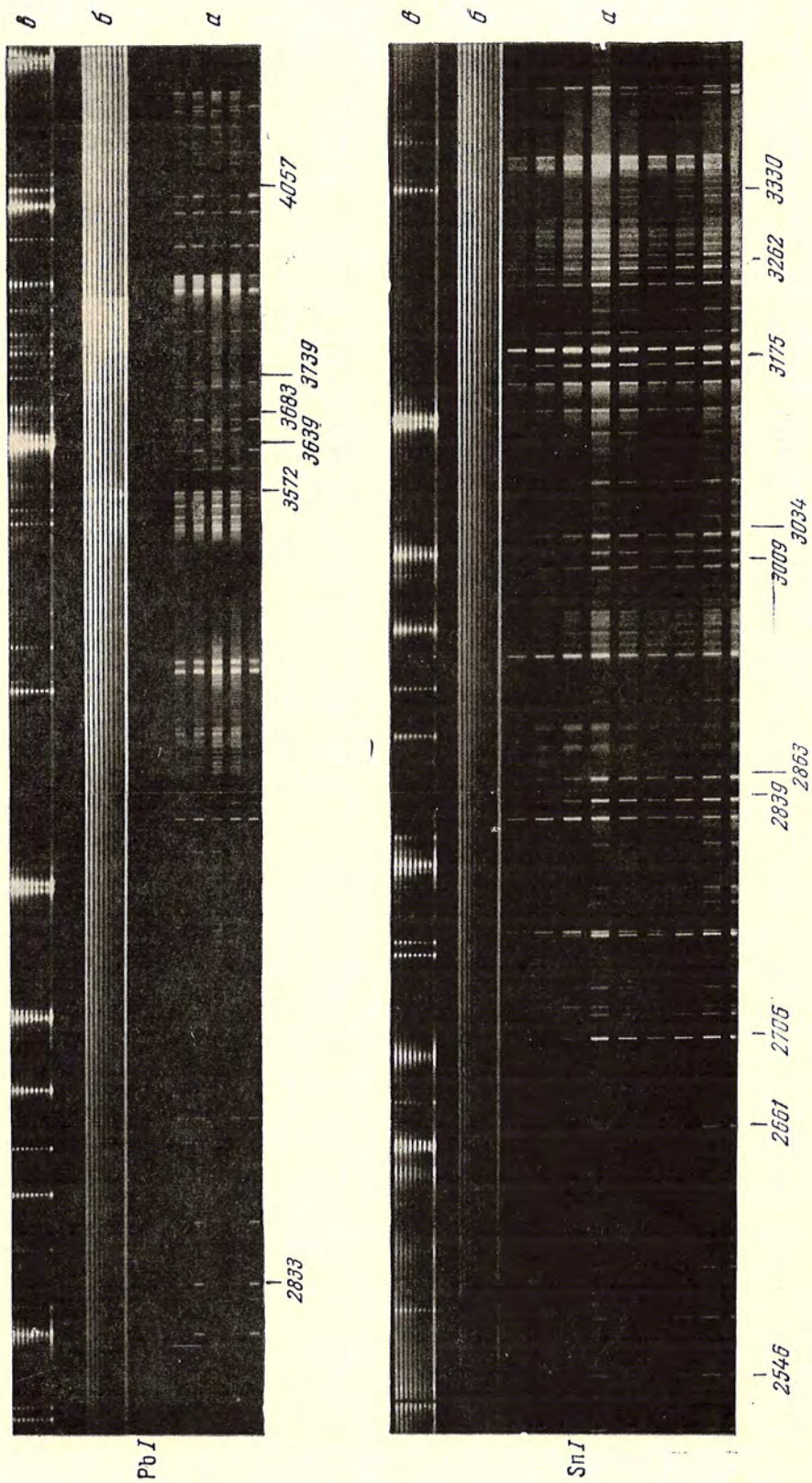
Согласно работе [4], конфигурация  $p^2$   $Pb I$ ,  $Sn I$  и  $Ge I$  также хорошо следует теории при значениях  $\chi$ , равных 1,58, 0,457 и 0,173 соответственно. Значения  $\chi$  для кремния и углерода можно рассчитать по выражению  $\chi = \frac{1}{5} \frac{\xi}{F_0}$ . Полученные значения приведены в табл. 1. В случае углерода (конфигурация  $p^2$ ), по-видимому, имеет место сильное взаимодействие конфигураций, поскольку соотношение  $(^1S - ^1D)/(^3D - ^3P) = 1,5$  (справедливое при  $LS$ -связи) для углерода не выполняется. В действительности это отношение равно для  $Cl I - 1,13$ ;  $Si I - 1,48$ ;  $Ge I - 1,50$ ;  $Sn I - 1,39$  и  $Pb I - 0,62$ .

Таблица 1

Элемент	$\chi_{ps}$	$\chi_{p^2}$
$Cl I$	0,04	0,003
$Si I$	0,28	0,01
$Ge I$	1,43	0,17
$Sn I$	5,2	0,46
$Pb I$	8,3	1,58

Поскольку расположение уровней в спектрах  $Ge I$ ,  $Sn I$ ,  $Pb I$  довольно хорошо следует теории без учета взаимодействия конфигураций, можно думать, что на примере рассматриваемого набора переходов удастся проследить в чистом виде влияние типа связи на интенсивность спектральных линий. В какой мере крайние элементы рассматриваемого ряда ( $Cl I$ ,  $Si I$  и  $Pb I$ ) соответствуют предельным случаям чистой  $LS$ - и  $jj$ -связи, может показать только эксперимент.

Линии рассматриваемого набора переходов расположены в широкой спектральной области, что сильно затрудняет измерения. В случае  $LS$ -



Фиг. 3. Спектры излучения разряда в полом катоде:  
 а — спектр разряда, б — спектр угольной дуги, в — спектр лампы СВДШ-500

связи всего должно наблюдаться восемь линий, что выполняется только для углерода. Во всех остальных случаях наблюдаются довольно интенсивные запрещенные линии. Всего наблюдается до четырнадцати линий, из которых одиннадцать разрешены в случае  $jj$ -связи.

## § 2. Методика измерений. Относительные интенсивности линий излучения в полом катоде

Методика измерений и экспериментальная установка в принципе не отличаются от использованных ранее при определении сил осцилляторов некоторых линий свинца [1, 5].

Для измерения относительных интенсивностей линий с общим верхним уровнем используется метод излучения, а для линий с общим нижним уровнем — метод поглощения. Полученные обоими методами данные комбинируются и это позволяет получить относительные силы осцилляторов всего рассматриваемого набора переходов.

При такой методике исключается необходимость использования источников излучения и поглощения с хорошо фиксированными и поддерживаемыми постоянными условиями, что существенно облегчает проведение эксперимента.

Некоторые улучшения и изменения, внесенные в методику измерений, описаны ниже. Они сводятся в основном 1) к замене калиброванной лампы накаливания, используемой в качестве стандартного источника, положительным кратером угольной дуги, что позволяет проводить измерение в ультрафиолетовой области спектра; 2) к использованию при получении спектров поглощения спектрографа с эшелле [6], что позволяет получать с достаточной дисперсией далеко отстоящие спектральные линии.

**Стандартный источник.** Для гетерохромного фотометрирования, которое производилось в данной работе, необходим источник с известным спектральным распределением. В качестве такого источника использовалась дуга постоянного тока между чистыми графитовыми электродами. В наших измерениях использовались угли типа С-4, диаметром 6 мм.

По измерениям Эйлера [7], температура положительного кратера составляет  $4000 \pm 15^\circ \text{K}$  и при соблюдении некоторых условий может поддерживаться с указанной точностью в течение длительного времени.

Излучение кратера дуги приблизительно серое. Поправка на несерость излучения вводилась по данным для излучательной способности угля, приводимым в той же работе. В области  $\lambda\lambda$  3570, 3850, 4150 Å в спектре дуги присутствуют довольно интенсивные полосы CN, излучение которых исключалось интерполяцией. В коротковолновой области спектра ( $\lambda < 3000 \text{ Å}$ ) заметную долю непрерывного излучения составляет излучение пламени дуги. Величина поправочного множителя определялась в работе [8].

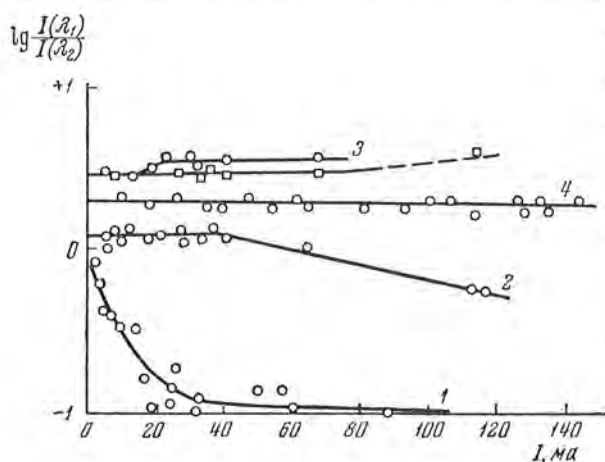
Согласно работе [7], при силе тока в пределах 0,75—0,95 от тока, соответствующего переходу в шинящий режим, абсолютные значения яркости кратера воспроизводимы в пределах 1—1,5%. В нашем случае переход в шинящий режим соответствовал токам 11—13 а в зависимости



от расстояния между углями. Угли были расположены под углом  $120^\circ$ , причем положительный горизонтально.

Наибольшую трудность представляет поддержание постоянным расстояния между углями по мере их сгорания. В изготовленной конструкции положительный электрод перемещается с помощью электродвигателя РД-09 с дополнительным редуктором, обеспечивающего перемещение угля со скоростью, незначительно превосходящей скорость его сгорания. Регулировка положения угля осуществляется при этом вручную периодическим включением и выключением двигателя. Отрицательный уголь подводится также вручную. Дуга смонтирована на базе стандартного штатива к генератору дуги ДГ-2. Введение автоматической регулировки положения углей может значительно повысить точность измерений и облегчить работу с дугой.

**Относительные интенсивности линий излучения.** Спектры излучения (фиг. 3) были получены с помощью разрядной трубки с полым катодом,



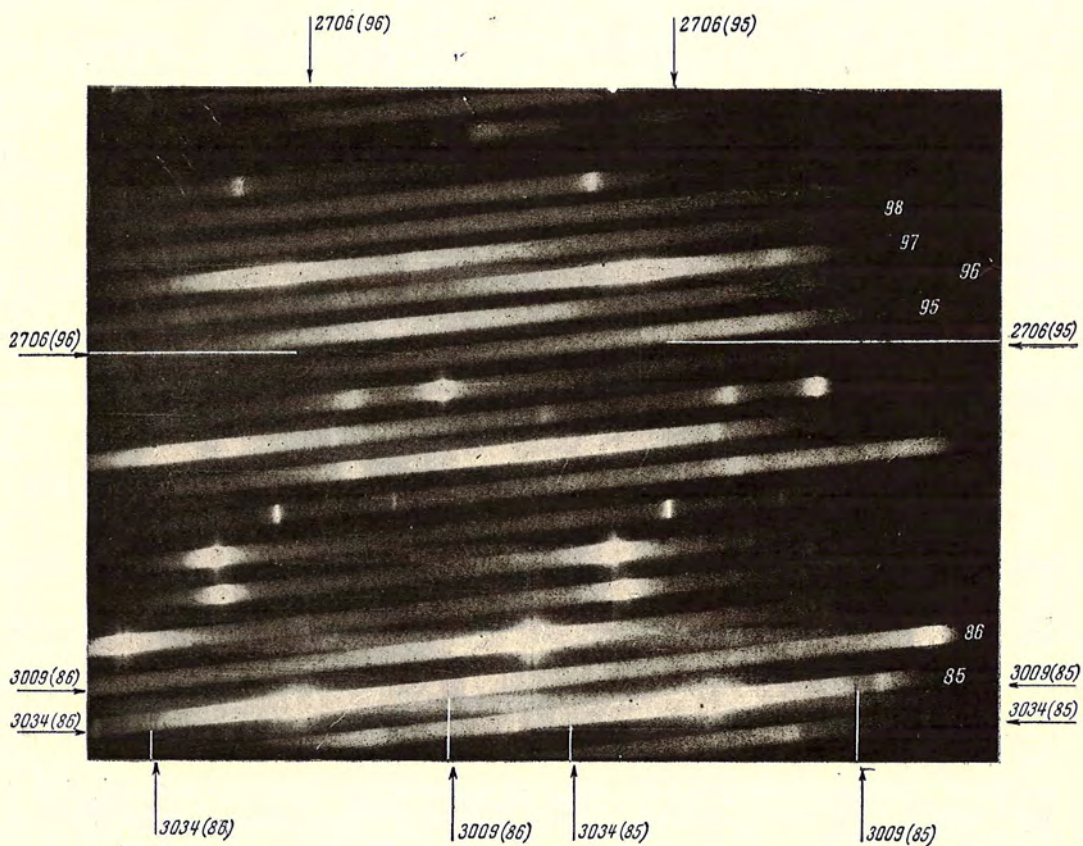
Фиг. 4. Зависимость относительных интенсивностей линии от силы разрядного тока (полый катод)  
 1 —  $I(2833)/I(3683)$  в Ag; 2 — то же в He; 3 —  $I(4057)/I(3683)$  в Ag (кружки) и He (квадраты) (PbI);  
 4 —  $I(3175)/I(2863)$  в He (Su I)

описанной ранее [1]. Метод исключения самопоглощения также был прежним. Определялась зависимость отношений интенсивностей рассматриваемых линий с общим верхним уровнем от силы разрядного тока (фиг. 4). В случае свинца и разряда в гелии самопоглощение исключается при токах, меньших  $40 \text{ ма}$  [1]. В случае олова распыление катода менее интенсивно и допустимо работать при значительно больших токах. Основные измерения для олова проведены при токах  $100 \text{ ма}$ .

Спектры получены на спектрографе КСА-1 с кварцевой призмой и трехлинзовой системой освещения щели. При использовании фотопластинок Kodak 0aO экспозиции составляют около трех минут. С той же экспозицией впечатывался спектр ртутной лампы через ступенчатый ослабитель и спектр угольной дуги. При обработке учитывалась зависимость увеличения и дисперсии спектрографа от длины волны.

Результаты измерений относительных интенсивностей рассматриваемых линий приведены в табл. 2 и 3 соответственно для свинца и олова. В этих таблицах приведены также некоторые дополнительные данные, необходимые в дальнейшем.

**Учет сверхтонкой структуры.** Верхние уровни рассматриваемых линий расщеплены на два подуровня, и, строго говоря, мы имеем дело с



Фиг. 5. Спектр поглощения Sn I, полученный с эшеде.  
 Источник непрерывного спектра—лампа СВДШ-500

линиями, не обладающими общим верхним уровнем. Однако легко показать, что влияние сверхтонкой структуры может проявиться только при наличии самопоглощения, если не предполагать (что крайне мало вероятно) нарушения правил интенсивности для компонент сверхтонкой структуры. Кроме того, следует иметь в виду, что сверхтонкой структурой обладают только нечетные изотопы свинца и олова, содержание которых в естественной смеси изотопов не превосходит соответственно 23 и 19%.

### § 3. Эквивалентные ширины линий поглощения

Наиболее удобно и для решения поставленной задачи достаточно сравнить эквивалентные ширины линий поглощения с общим нижним уровнем  $p^2\ ^3P_1$ , на котором оканчивается по одной линии из каждой рассмотренной выше группы линий с общим верхним уровнем. Таким образом, в случае свинца измерению подлежат эквивалентные ширины линий  $\lambda\lambda 2401, 2476, 3639, 3683 \text{ \AA}$ , в случае олова —  $\lambda\lambda 2661, 2706, 3009, 3034 \text{ \AA}$ . Потенциалы возбуждения уровня  $p^2\ ^3P_1$  0,92 и 0,31 эв соответственно для свинца и олова, так что концентрация атомов, достаточная для получения заметного поглощения, может быть достигнута при сравнительно низких температурах  $\sim 1000\text{--}1300^\circ\text{K}$ .

При этих температурах линейной части кривых роста соответствуют эквивалентные ширины линий  $W_\lambda < 2\text{--}3 \text{ м\AA}$  ( $\tau \approx 0,2$ ). Измерение столь малых эквивалентных ширины возможно только при использовании спектрографа с достаточно большой дисперсией и разрешающей силой. В этом смысле наиболее подходящим явилось бы использование спектрографа Башенного солнечного телескопа обсерватории, с помощью которого ранее были получены [5] эквивалентные ширины линий свинца  $\lambda\lambda 3639, 3683$ . Однако определение эквивалентных ширины других из вышеперечисленных линий в этом случае сильно усложняется из-за трудностей с разделением порядков в ультрафиолетовой области спектра.

В данной работе использовалась установка с эшелле, подробно описанная в работе [6]. Единственное отличие состояло в замене разделительного элемента этой установки репликой (600 штрихов на 1 мм), что позволило фотографировать ультрафиолетовую область спектра (до  $2200\text{--}2300 \text{ \AA}$ ). Фокусное расстояние камерного зеркала 3,5 м. Дисперсия зависит от порядка спектра и составляет для области  $2700 \text{ \AA}$  примерно  $0,35 \text{ \AA/мм}$ . На пластинке  $13 \times 18 \text{ см}$  уместается участок спектра длиной  $\sim 800 \text{ \AA}$ .

В качестве источника непрерывного спектра использовалась ртутная лампа сверхвысокого давления СВДШ-500. Между лампой и целью спектрографа помещалась абсорбционная трубка, описанная ранее [5]. Одна из спектрограмм, полученных с эшелле, приведена на фиг. 5. Характеристическая кривая строилась по спектру, снятому через ступенчатый ослабитель с той же экспозицией на спектрографе КСА-1 на пластинку из той же партии, проявленную одновременно с пластинкой, полученной на спектрографе с эшелле.

В ультрафиолетовой области спектра количество рассеянного света, по-видимому, возрастает по сравнению с видимой областью спектра.

Подробное исследование влияния рассеянного света не производилось. Значения эквивалентных ширин линий  $\lambda\lambda$  3639, 3683 РbI, полученные с эшеле, хорошо совпадают со значениями, полученными ранее на спектрографе с решеткой, и, поскольку рассеянный свет решетки незначителен, это показывает, что влияние рассеянного света эшеле при измерении отношений эквивалентных ширин линий незначительно. При обработке полученных спектрограмм учет рассеянного света производился обычным образом. Пощернения измерялись относительно фона на незасвеченных местах пластинок. Рассеянный свет вычитался в интенсивностях. Обработка производилась по регистрограммам, полученным на микрофотометре МФ-4. Образец микрофотограмм представлен на фиг. 6.

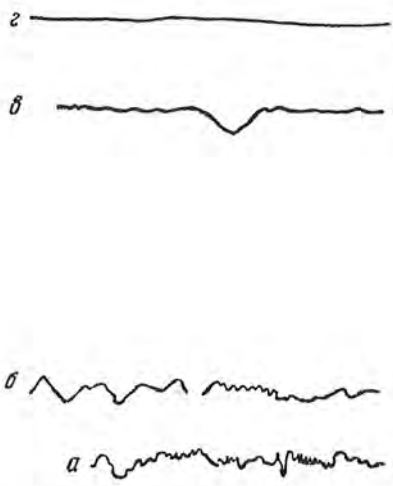
Ниже приводятся результаты измерений.

**1. Олово.** В этом случае все четыре рассматриваемых линии могут быть измерены одновременно на одной пластинке. Было обработано 6 пластинок, снятых при различных температурах печи. Экспозиции составляли три минуты. Полученные эквивалентные ширины представлены на фиг. 7 в виде зависимостей эквивалентных ширин линий  $\lambda\lambda$  2661, 3009 и 3034 от эквивалентной ширины линии  $\lambda$  2706.

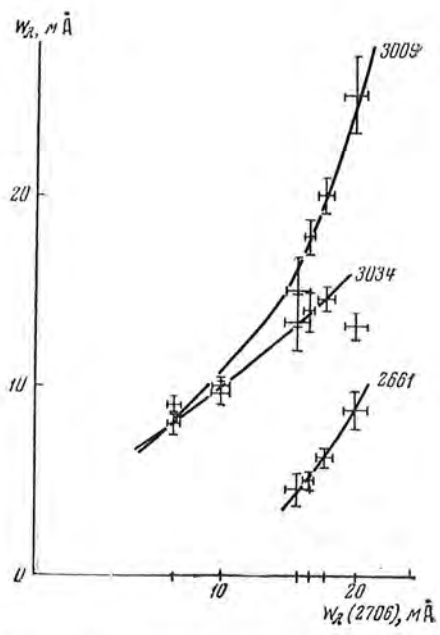
**2. Свинец.** В этом случае пары линий  $\lambda\lambda$  2476, 2401 и 3683, 3639 расположены в спектре слишком далеко друг от друга, так что одновременное фотографирование на одну пластинку невозможно. Поэтому производилось последовательное фотографирование двух рассматриваемых участков спектра. Было получено две серии спектрограмм, каждая из которых включает около десяти спектров, полученных попеременно в области  $\lambda$  2400 Å и  $\lambda$  3600 Å. Экспозиции составляли соответственно 3 мин и 15 сек. Время, необходимое для получения одной серии спектров, учитывая время на перестройку спектрографа с одной установки на другую (перестройка осуществлялась небольшим поворотом разделительного элемента), составляла около часа. В течение всего этого времени температурный режим печи поддерживался примерно постоянным.

Результаты обработки полученных спектрограмм представлены в виде зависимостей эквивалентных ширин от времени, прошедшего с момента первой экспозиции в серии (фиг. 8). В начальный момент замечается быстрое уменьшение эквивалентных ширин, затем условия в абсорбционной трубке становятся более стабильными. Эффект связан с тем, что в используемой трубке пары металла свободно перегоняются, что особенно сильно сказывается вначале, сразу после помещения в трубку новой порции металла. При дальнейшей обработке полученных данных начальные участки кривых не использовались.

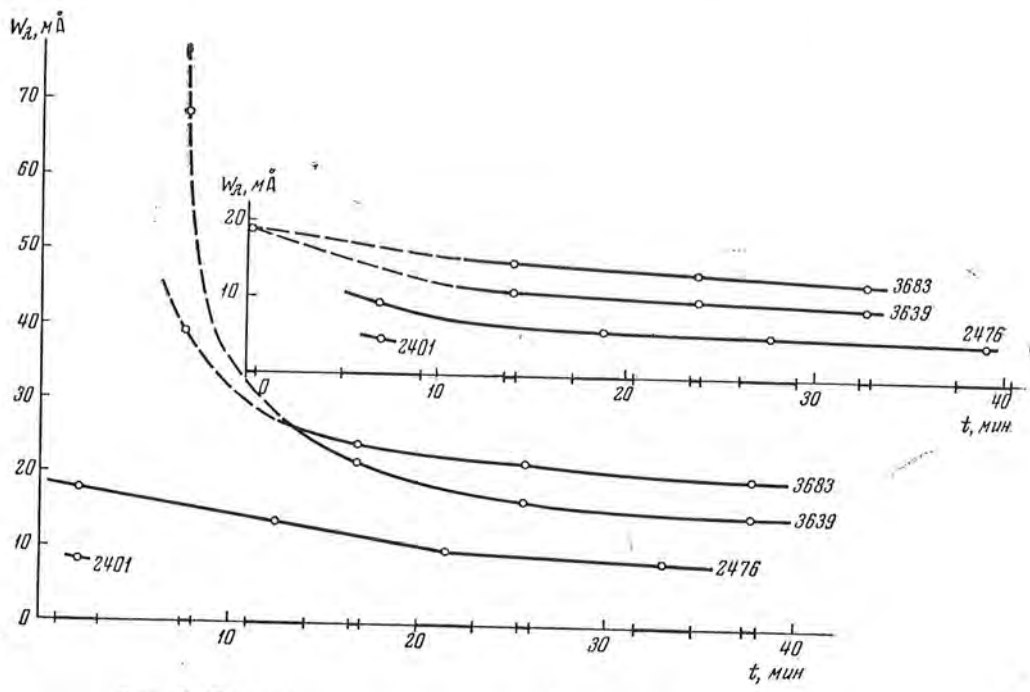
Поскольку полученные значения эквивалентных ширин не попадают на линейную часть кривой роста, относительные силы осцилляторов были найдены по кривым роста, построенным с учетом сверхтонкой структуры линии.



Фиг. 6. Микрофотограмма линии поглощения  $\lambda 2546$  Sn I  
 а — фон, б — рассеянный свет, в — линия, г — темнота



Фиг. 7. Эквивалентные ширины линий поглощения Sn I



Фиг. 8. Эквивалентные ширины линий поглощения Pb I

#### § 4. Кривые роста. Силы осцилляторов

Использовался метод построения кривых роста, описанный в нашей прежней работе [5].

Таблица 2

$\lambda$	Переход		Потенциал возбуждения	Относительные интенсивности	Исходные данные при построении кривых роста				$f$
	$p^2$	$ps$			$f$	$\gamma$	$\Delta\lambda_D, \text{м\AA}$ (1300°K)	$a$	
2833	$^3P_0$	$^3P_1$	4,38	10	$0,6 \pm 0,1$ [14]				0,6
3639	$^3P_1$		4,38	$6,55 \pm 0,7$	0,24[3]	1,84	4,00	0,32	0,28
4057	$^3P_2$		4,38	$24,2 \pm 1,2$	0,17[3]				0,85
7229	$^1D_2$		4,38	$1,4 \pm 0,8$					0,19
17180	$^1S_0$		4,38						
3683	$^3P_1$	$^3P_0$	4,34	11,1	0,41[3]	1,43	4,05	0,25	0,49
2022	$^3P_0$	$^1P_1$	6,10	(1)					
2401	$^3P_1$		6,10	10	0,073	2,07	2,66	0,24	0,09
2577	$^3P_2$		6,10	$24,1 \pm 1,7$					0,16
3572	$^1D_2$		6,10	$55,5 \pm 8,3$	0,8[3]				0,98
5005	$^1S_0$		6,10	(5,5)					
2476	$^3P_1$	$^3P_2$	5,95	10	0,24	1,76	2,84	0,22	0,32
2663	$^3P_2$		5,95	$26,6 \pm 1,6$					0,65
3739	$^1D_2$		5,95	$16,4 \pm 1,8$	0,8[3]				1,08

При использовании лабораторной абсорбционной трубки кривая роста определяется выражением

$$W_\lambda = 2\Delta\lambda_D \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-K(v)Nl}) dv, \quad (1)$$

где  $Nl$  — полное число поглощающих атомов на пути светового пучка сечением в  $1 \text{ см}^2$ ;  $K(v)$  — коэффициент поглощения на 1 атом;  $v = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$ . В нашем случае уширением из-за столкновений можно пренебречь и воспользоваться затабулированными в работе [9] значениями  $K(v) = \varphi(a, v)$ ,

где 
$$a = \frac{\lambda^2 \gamma}{2\pi c^2 \Delta\lambda_D} \quad (2)$$

( $\gamma$  — постоянная затухания). Так как нижние уровни рассматриваемых линий метастабильны, то

$$\gamma = 2 \sum A_{i_k} = 1,32 \sum g_i/g_k \cdot f_{ik} \cdot 1/\lambda^2. \quad (3)$$

Взаимное расположение компонентов сверхтонкой структуры вычислялось на основании имеющихся экспериментальных данных [10]. Для свинца данные вполне надежны. В случае олова имеются отдельные несогласия между данными различных авторов [11,12]. Для линии  $\lambda$  2706 не известна величина расщепления уровня  $ps^3P_2$ . Для этой линии было рассмотрено два предельных случая: 1) расщепление уровня  $^3P_2$  мало и 2) расщепление этого уровня аналогично расщеплению уровня  $^3P_2$  для

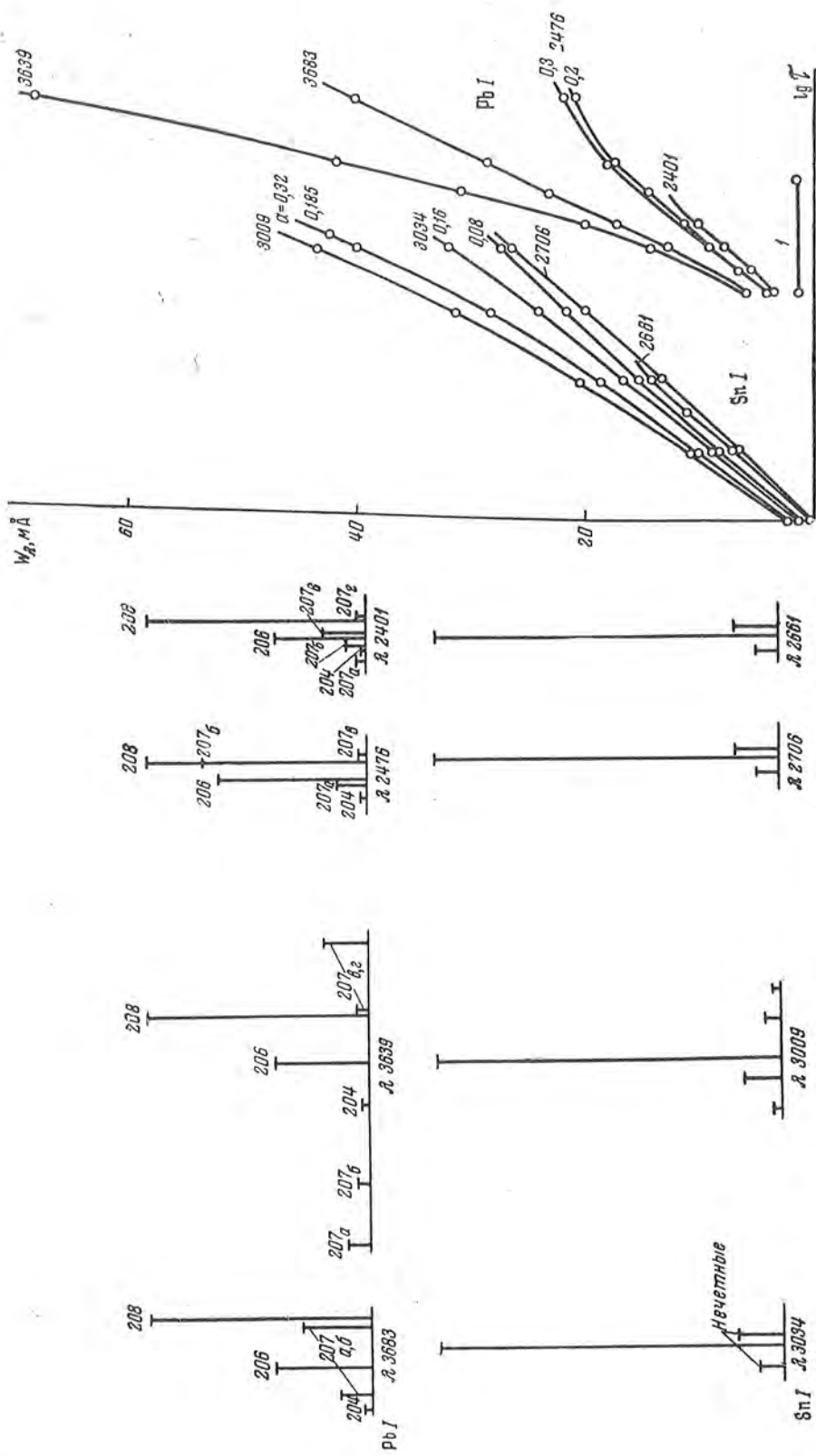
свинца. Оказалось, что кривые роста для этих предельных случаев практически совпадают. Изотопическое смещение для олова мало ( $5 \cdot 10^{-3} \text{см}^{-1}$  [10]), поэтому все четные изотопы олова образуют практически одну линию относительной интенсивности 0,84, а все нечетные — группу линий сверхтонкой структуры интенсивностью 0,16. Относительные интенсивности компонентов сверхтонкой структуры определяются по формулам, аналогичным формулам для интенсивности линий в мультиплете [13]. Сверхтонкая структура рассматриваемых линий, используемая в дальнейших расчетах, показана на фиг. 9. По этим данным были построены контуры линий для различных оптических толщ, численным интегрированием определены эквивалентные ширины и построены кривые роста (фиг. 10).

Необходимые для построения кривых роста значения  $a$ , включающие искомое значение сил осцилляторов, определялись методом последовательных приближений. Кривые роста в начальной части переходной области слабо зависят от величины параметра  $a$ . Поэтому можно вначале выбрать произвольно более или менее правдоподобные значения сил осцилляторов; по ним, используя найденные относительные интенсивности линий с общими верхними уровнями (табл. 3, 4), найти  $\gamma$  (формула (3)) и подсчитать значения  $a$ ; построив по этим данным кривые роста, уточнить

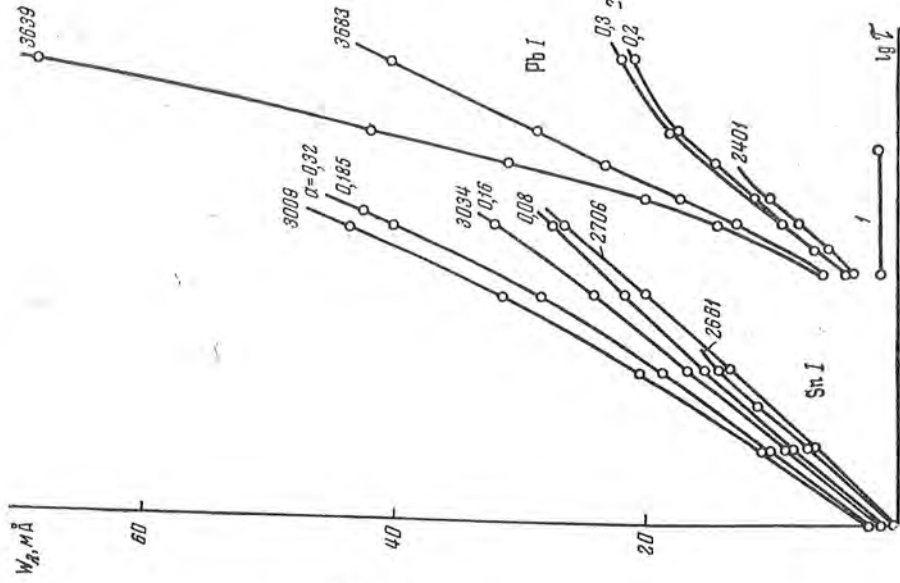
Таблица 3

$\lambda$	Переход		Потенциал возбуждения, эв	Относительные интенсивности	Исходные данные для построения кривых роста				$j$
	$p^2$	$ps$			$i$	$\gamma$	$\Delta\lambda_{D, \text{м\AA}}$ (1370°K)	$a$	
2863	$^3P_0$	$^3P_1$	4,32	10	0,2	1,70	4,30	0,185	1,15
3009	$^3P_1$			$7,6 \pm 0,5$					0,33
3175	$^3P_2$			$17,9 \pm 1,1$					0,56
3801	$^1D_2$	$^1S_0$	4,30	$3,93 \pm 0,5$	0,13[3]	1,43	4,32	0,16	0,21
5631	$^1S_0$			$0,075 \pm 0,025$					0,066
3034	$^3P_1$			12					0,315
2546	$^3P_0$	$^1P_1$	4,87	10	0,06	2,55	3,78	0,24	0,27
2661	$^3P_1$			$6 \pm 0,3$					0,062
2790	$^3P_2$			мала					
3262	$^1D_2$	$^3P_2$	4,78	$92,5 \pm 10$	1,03[3]	1,66	3,85	0,17	1,08
4524	$^1S_0$			$4,7 \pm 1,2$					0,71
2706	$^3P_1$			10					0,4
2839	$^3P_2$	$^1D_2$	4,78	$22,8 \pm 1,4$	0,42	1,66	3,85	0,17	0,63
3330	$^1D_2$			$2,13 \pm 0,32$					0,096

положенные в основу расчетов значения сил осцилляторов, найти новые значения  $a$  во втором приближении и т. д. Процесс быстро сходится. Изложенный метод может быть применен, конечно, и для получения абсолютных значений сил, но в этом случае он недостаточно чувствителен и может, по-видимому, служить только для очень грубых оценок абсолютных значений сил.



Фиг. 9. Сверхтонкая структура



Фиг. 10. Кривые роста



В случае свинца и олова силы осцилляторов отдельных линий рассматриваемого набора переходов были недавно определены К. Алленом [2, 3] и Г. Энглером [14]. (Метод, используемый К. Алленом [3], обеспечивает точность  $\sim 0,3$  в логарифме величины.) Эти значения, приведенные в шестом столбце табл. 2, 3, и были положены в основу расчета, а затем уточнялись последовательными приближениями. Найденные по исходным данным значения  $\gamma$  и  $a$  приведены в седьмом и девятом столбцах табл. 2, 3.

Практически для получения надежных относительных значений сил достаточно трех приближений. Значения сил осцилляторов, полученные последовательными приближениями, приведены в табл. 4. В последнем столбце этой таблицы приведены найденные относительные значения сил осцилляторов. Малая точность определения относительной силы осциллятора для линии  $\lambda$  2401 Рb I связана с тем, что эта линия очень слаба и обработать удалось только две спектрограммы.

Таблица 4

Элемент	$\lambda$	$f$			$f_{\text{отн}}$
		принятое значение	2-е пригл.	3-е пригл.	
Рb I	2401	0,073	0,095	0,09	$0,32 \pm 0,09$
	2476	0,237	0,347	0,32	$1,14 \pm 0,05$
	3639	0,28	0,28	0,28	1
	3683	0,49	0,53	0,53	$1,88 \pm 0,05$
Sn I	2661	0,06	0,065	0,065	$0,015 \pm 0,03$
	2706	0,42	0,42	0,42	1
	3009	0,2	0,41	0,345	$0,82 \pm 0,1$
	3034	0,34	0,35	0,33	$0,79 \pm 0,15$

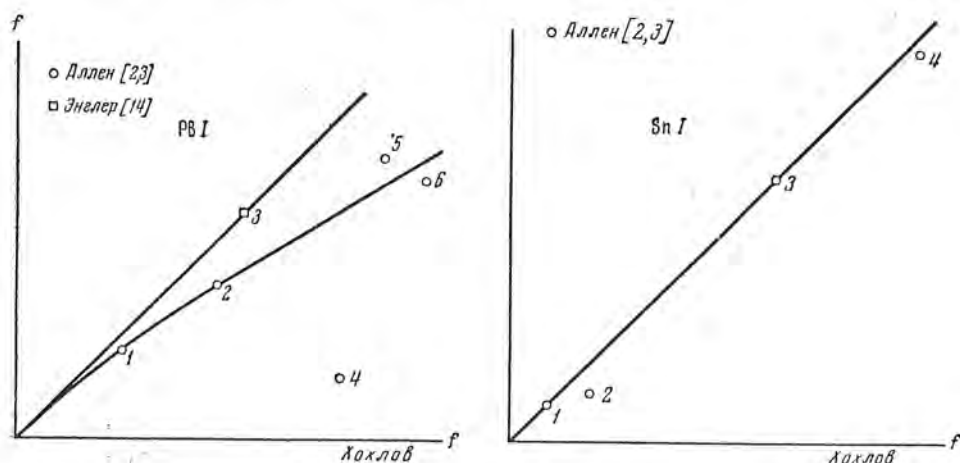
Для перехода от найденных относительных значений сил линий к абсолютным мы воспользовались в случае свинца данными Энглера [14] для резонансной линии  $\lambda$  2833, в случае олова данными Аллена [2, 3] для линий  $\lambda\lambda$  3262, 3330 и 4524, которые, по-видимому, являются наиболее надежными из имеющихся. Полученные данные приведены в последнем столбце табл. 2, 3.

## § 5. Обсуждение результатов. Краткие выводы

Сравнение приведенных в табл. 2, 3 значений сил осцилляторов с данными К. Аллена [2, 3] и Г. Энглера [14] представлено на фиг. 11. Как видно, имеет место хорошее согласие данных, за исключением линии  $\lambda$  4057 свинца, для которой значение, приводимое Алленом, явно занижено, а также за исключением линии  $\lambda$  3801 олова. Между значением Г. Энглера для резонансной линии свинца, полученным методом атомного пучка, и данными К. Аллена имеется систематическое расхождение. Возможно, что данные К. Аллена преуменьшены из-за влияния самопоглощения, учет которого в методе, используемом К. Алленом, довольно труден.

Подробный анализ полученных данных целесообразно провести после окончания измерений для германия и кремния. В данной работе ограничимся предварительным кратким обсуждением и сравнением полученных данных с имеющимися теоретическими оценками.

В настоящее время нет точных методов расчета для случая тяжелых атомов типа олова и свинца. Единственно, чем можно воспользоваться непосредственно, — это таблицы Д. Бейтса [15].



Фиг. 11. Сопоставление значений силы осциллятора, полученных автором, с данными Аллена [2, 3] и Энглера [14]

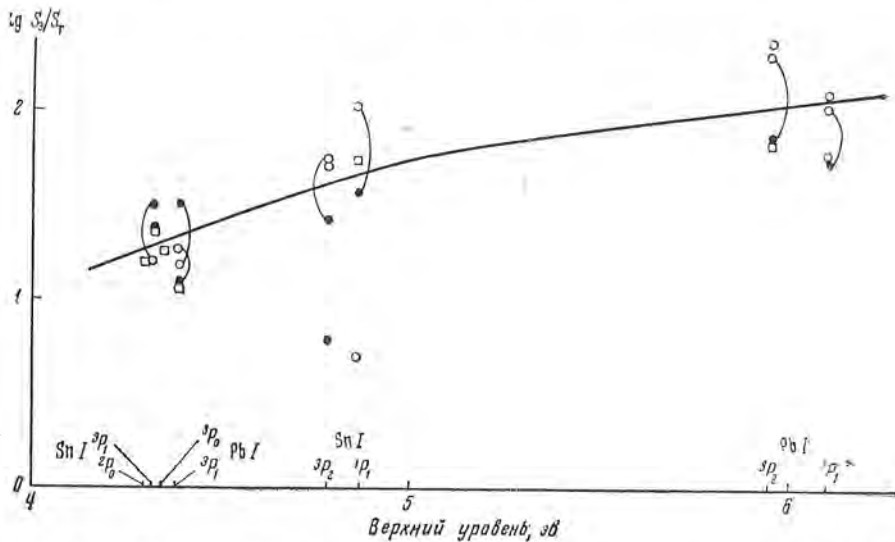
Для Pb I: 1 — 1,3639; 2 — 1,3683; 3 — 1,2833; 4 — 1,4057; 5 — 1,3572; 6 — 1,3739; для Sn I: 1 — 1,3330; 2 — 1,3801; 3 — 1,4524; 4 — 1,3262

Хотя, строго говоря, метод Бейтса, основанный на кулоновской аппроксимации волновых функций, для тяжелых атомов неприменим, таблицы Бейтса часто используются для ориентировочных оценок (например, [16]). Теоретически предсказать, хотя бы грубо, возможную неточность этих оценок невозможно. Поэтому небезынтересно сравнить экспериментальные значения сил осцилляторов со значениями, рассчитанными по таблицам Бейтса. (В методе Бейтса сила линии определяется тремя множителями  $S = S_0 \frac{s}{\Sigma s} \sigma^2$ , где  $S_0$  — теоретическая относительная сила мультиплета;  $s/\Sigma s$  — относительная сила линии в мультиплете, а  $\sigma^2$  определяется радиальными волновыми функциями атома.) Результаты сравнения теоретических и экспериментальных сил представлены в табл. 5. Здесь в первом столбце приведены длины волн, во втором — соответствующие термы конфигураций  $p^2$  и  $ps$ . В третьем столбце приведены теоретические значения  $s_0$ ,  $s/\Sigma s$  в предположении  $LS$ - и  $jj$ -связи, в четвертом — значения  $\sigma^2$  и, наконец, в пятом — экспериментальные значения  $S$ . В последнем столбце таблицы приведена величина отношения экспериментальных значений  $S$  к теоретическим в предположении чистой  $LS$ - или чистой  $jj$ -связи. Как видно, расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями довольно значительно, достигая в некоторых случаях двух порядков, и имеет систематический характер, за исключением

Таблица 5

$\lambda$		Свинец										Олово			
		Переход		$S_{0,s}/\Sigma s$		$S_{\text{теор}}^2$ [15]	Сила лини. $S_{\text{эксп}}$	$S_{\text{э}}/S_{\text{т}}$		$\lambda$	$S_{\text{теор}}^2$ [15]	Сила лини. $S_{\text{эксп}}$	$S_{\text{эксп}}/S_{\text{теор}}$		
		$p^2$	$ps$	$LS$	$ij$			$LS$	$ij$				$LS$	$ij$	
2833	$^3P_0$		$^3P_1$	2	2	0,187	5,6	41,9	11,9	2863	0,242	40,8	22,3	22,3	
3639	$^3P_1$		$^3P_1$	1,5	1	0,55	10,1	42,2	18,3	3009	0,295	40,1	23,4	34,2	
4057	$^3P_2$		$^3P_1$	2,5	5	0,74	56,8	30,6	15,3	3175	0,37	29	31,6	45,8	
7229	$^1D_2$		$^3P_1$	—	—	—	(22,6)	—	—	3801	—	13,2	—	—	
47480	$^1S_0$		$^3P_1$	—	—	—	(5)	—	—	5631	—	4,22	—	—	
3683	$^3P_1$		$^3P_0$	2	2	0,595	49,3	46,2	16,2	3034	0,3	9,45	15,8	45,8	
2022	$^3P_0$		$^1P_1$	—	—	—	(0,13)	—	—	2546	—	2,21	—	—	
2401	$^3P_1$		$^1P_1$	—	0,5	0,034	2,13	—	125	2661	0,062	4,63	—	52,5	
2577	$^3P_2$		$^1P_1$	—	2,5	0,046	6,8	—	59	2790	0,009	—	—	—	
3572	$^1D_2$		$^1P_1$	10	5	0,402	57,5	56	412	3262	0,22	58	26,4	53	
5005	$^1S_0$		$^1P_1$	2	2	0,67	(12,4)	(9,4)	(9,4)	4524	0,88	10,5	6,0	60	
2476	$^3P_1$		$^3P_2$	2,5	2,5	0,048	7,8	64,5	64,5	2706	0,078	10,7	55	55	
2663	$^3P_2$		$^3P_2$	7,5	2,5	0,054	28,5	70,5	210	2839	0,105	29,4	38,7	104	
3739	$^1D_2$		$^3P_2$	—	5	0,053	66,5	—	242	3330	0,244	5,25	—	4,3	

отдельных линий (либо запрещенных в одном из предельных типов связи, либо некоторых линий, оканчивающихся на сингулетных термах  $^1D_2$  и  $^1S_0$ ). Имеется тенденция повышения величины расхождения с ростом энергии возбуждения верхнего уровня (фиг. 12). Обращает на себя внимание тот факт, что учет радиального множителя  $\sigma^2$  улучшает согласие между теоретическими и экспериментальными относительными значениями сил для отдельных групп линий, причем в одних случаях согласие улучшается в предположении выполнения  $LS$ -, а для других групп в предположении выполнения  $jj$ -связи. В связи с этим представляет интерес вычисление относительных сил для случая промежуточной связи.



Фиг. 12.  $\lg S_0/S_T$  в зависимости от потенциала возбуждения верхнего уровня. Темный кружок — величина  $S_0 \cdot (s/\Sigma s)$ , рассчитана в предположении  $LS$ -связи, светлый кружок — то же в предположении  $jj$ -связи, квадрат — величина  $S_0 \cdot (s/\Sigma s)$ , одинакова для  $LS$ -и  $jj$ -связи.

Представляет интерес проверка на полученном материале некоторых правил сумм, не зависящих от типа связи. К таким правилам относятся: правило  $j$ -ряда и правило  $j$ -группы.

Согласно правилу  $j$ -группы, сумма относительных сил линий, связывающих все уровни с данным  $j$  одной конфигурации со всеми уровнями с данными  $j'$  другой конфигурации, не зависит от типа связи. По правилу  $j$ -ряда то же самое верно для суммы сил линий, оканчивающихся или начинающихся на данном уровне.

Для проверки этих правил полученные данные удобно представить в виде табл. 6 (свинец) и 7 (олово).

Выполнение правила  $j$ -ряда сводится тогда к инвариантности сумм сил линий, расположенных в строках или столбцах таблицы, за исключением двух строк, соответствующих уровням  $^1P_1$ ,  $^3P_2$  конфигурации  $ps$ , для которых инвариантность относительно типа связи выполняется в сумме. Это связано с тем, что одна из рассматриваемых конфигураций содержит эквивалентные электроны. Как видно, с точностью до множи-

теля  $\sim 1,3-1,5$  имеет место хорошее согласие теоретических и экспериментальных значений сумм.

В табл. 8 сравниваются теоретические и экспериментальные значения сумм сил линий в  $j$ -группах. Термы, принадлежащие к отдельным  $j$ -группам, обведены в табл. 6, 7 жирными линиями. Как видно, в этом случае,

Таблица 6

$ps$ \ $p^2$	$^1S_0$	$^3P_0$	$^3P_1$	$^1D_2$	$^3P_2$	$\Sigma_{\text{эксп}}$	$\Sigma_{\text{теор}}$
$^3P_0$			19,3			19,3	20
$^1P_1$	(12,4)	(0,43)	2,4	57,5	6,8	78,7	180
$^3P_1$	(5)	5,6	10,1	(22,6)	56,8	100	
$^3P_2$			7,8	66,6	28,5	102,8	400
$\Sigma_{\text{эксп}}$	17,4	6	39,3	146,6	92,1		
$\Sigma_{\text{теор}}$	20	60	100	60	100		

согласие значительно лучше, чем при сравнении сил отдельных линий, и несколько хуже, чем при сравнении сумм сил линий по  $j$ -рядам. Следует иметь в виду, что инвариантность правил сумм относительно типа связи может нарушаться при наличии взаимодействия конфигураций.

Таблица 7

$ps$ \ $p^2$	$^1S_0$	$^3P_0$	$^3P_1$	$^1D_2$	$^3P_2$	$\Sigma_{\text{эксп}}$	$\Sigma_{\text{теор}}$
$^3P_0$			9,45			9,45	10
$^1P_1$	10,5	2,21	1,63	58	0	72,3	90
$^3P_1$	4,22	10,8	10,1	13,2	29	64,3	
$^3P_2$			10,7	5,25	29,4	45,35	50
$\Sigma_{\text{эксп}}$	11,7	13	31,9	76,4	58,4		
$\Sigma_{\text{теор}}$	10	10	30	50	50		

Таблица 8

$j_{ps}$	0	1	1	1	2	2	
$j_{p^2}$	1	0	1	2	1	2	
$\Sigma I$	Pb I	(22)	19,3	12	7,8	145	95
	Sn I	24,5	9	11,7	10,7	100	35
	Теор.	40	20	15	25	125	75

Наконец, представляет интерес рассмотреть вопрос о неравновесном характере заселения уровней при возбуждении электронным ударом, что

может приводить к искажению относительных интенсивностей линий мультиплетов. Подробно этот вопрос в данной работе не исследовался. Остановимся кратко лишь на одном примере наблюдавшегося отклонения от равновесной заселенности уровней в разряде в полом катоде. Потенциалы возбуждения уровней  $ps\ ^3P_0$  и  $\ ^3P_1$  в случае свинца и олова отличаются менее чем на 0,04 эв, поэтому в равновесных условиях интенсивности линий с большей точностью должны быть пропорциональны  $gf/\lambda^3$ . В действительности для относительных интенсивностей линий излучения в полом катоде получены значения, приведенные в табл. 9. Как видно,

Таблица 9

Переход	Sn I		Pb I	
	$gf/\lambda^3$	$I$	$gf/\lambda^3$	$I$
$\ ^3P_1 - \ ^3P_1$	10	10	10	10
$\ ^3P_1 - \ ^3P_0$	9	16	19	17

в случае свинца расхождение мало (в пределах ошибок измерений), в случае же олова относительная заселенность уровней  $ps\ ^3P_0$  и  $\ ^3P_1$  отличается от равновесной почти в два раза.

Аналогичные эффекты наблюдались многими авторами [17], в частности, Г. Герцбергом [18] при

исследовании сверхтонкой структуры линий иона гелия, и могут иметь важное значение при интерпретации спектров астрофизических объектов, в которых нарушены равновесные условия.

Рассматриваемые эффекты могут быть связаны с нескомпенсированностью детальных процессов возбуждения и тушения возбужденных уровней. Важное значение могут также иметь различия в эффективных сечениях возбуждения электронным ударом.

Разделение этих причин возможно при использовании разрядной трубки с возбуждением спектра электронами фиксированной энергии. Как видно из предыдущего, разряд в полом катоде позволяет получить важные сведения о мультиплетах, в которых возможно нарушение относительных интенсивностей из-за вышеперечисленных причин.

В заключение приношу искреннюю благодарность П. В. Стешенко и В. Л. Хохловой за помощь при работе с эшеле и К. П. Лянзуриди и Е. Л. Ченцову за помощь в работе.

20 мая 1960 г.

#### Литература

1. М. З. Хохлов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 84, 1959.
2. C. W. Allen, A. S. Asaad. M. N., 117, 36, 1957.
3. C. W. Allen. M. N., 117, 622, 1957.
4. Е. Кондон и Г. Шортли. Теория атомных спектров. ИЛ, 1949.
5. М. З. Хохлов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 118, 1960.
6. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Астр. журн., 37, 23, 1960.
7. J. Euler. Ann. d. Phys., 11, 203, 1953; Simp. über Problem der Spektralphotometric. Heidelberg, 1957.
8. A. S. Coolidge. J. O. S. A., 34, 291, 1944.
9. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. Б. Соболев. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952, стр. 620.

10. Landolt-Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik. Sechste Aufgabe, Bd. I., T. 5, S. 30, 60.
  11. S. Tolansky, G. O. Foster. Phyl. Mag., (7), 32, 315, 1941.
  12. H. Westmeyer. Zs. f. Phys., 94, 590, 1935.
  13. С. Э. Фриш. Спектроскопическое определение ядерных моментов. ОГИЗ, 1948.
  14. H. D. Engler. Zs. f. Phys., 144, 343, 1956.
  15. D. R. Bates and A. Damgaard. Trans. of the Royal Soc. of London, A242, 101, 1949.
  16. Г. Юбене, Ш. де Ягер, Ш. Цванн. В сб.: «Ядерные процессы в звездах». ИЛ, 1957.
  17. С. Э. Фриш. Атомные спектры. Гостехиздат, 1933.
  18. G. Herzberg. Zs. f. Phys., 146, 269, 1956.
-

**НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ЭФФЕКТА МАГНИТНЫХ БУРЬ  
В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ (ЭФФЕКТ ФОРБУША)***А. А. Степанян*

Известно, что во время магнитных бурь происходят понижения интенсивности космических лучей (так называемый эффект Форбуша).

Существует ряд теорий (Л. И. Дормана, Моррисона и др.), объясняющих это явление.

В настоящей работе предлагается рассмотрение эффекта Форбуша, исходя из модели явления выброса корпускулярного потока с регулярным магнитным полем аналогичной модели, предложенной Пиддингтоном.

На основании этой модели рассчитывается спектр вариаций интенсивности космических лучей.

Исходя из полученного спектра рассчитаны амплитуды понижения интенсивности на нейтронном мониторе, кубическом телескопе, расположенных на уровне земли, и других установках, регистрирующих интенсивность космических лучей на широте  $50^\circ$ . Проводится сравнение с экспериментальными данными. Далее рассчитывается асимметрия спада интенсивности, регистрируемая на нейтронном мониторе и кубическом телескопе. Из сопоставления с экспериментальными результатами делается вывод о роли рассеяния космических лучей хаотическими полями в корпускулярном потоке.

SOME PROBLEMS OF THE THEORY OF THE MAGNETIC STORM EFFECT IN COSMIC RAYS (THE FORBUSH EFFECT), by *A. A. Stepanyan*.— It is known that the intensity of cosmic rays decreases during magnetic storms (the Forbush effect). There are several theories explaining this phenomena (L. I. Dorman, Morrison and others).

It is proposed the consideration of Forbush effect using a model of the phenomena of ejection of a corpuscular stream with a regular magnetic field, analogical to that proposed by Piddington. The spectrum of intensity variations of cosmic rays is calculated on the basis of this model.

The obtained spectrum was used for calculating the amplitudes of intensity decrease for a neutron monitor and cubic telescope, located at sea level and also other equipment registering cosmic ray intensity at latitude  $50^\circ$ . A comparison with experimental data is made. The asymmetry of intensity decay registered by the neutron monitor and cubic telescope is calculated. From a comparison with experimental data the role of scattering of cosmic rays by chaotic fields in a corpuscular stream is elucidated.

**§ 1. Схема явления**

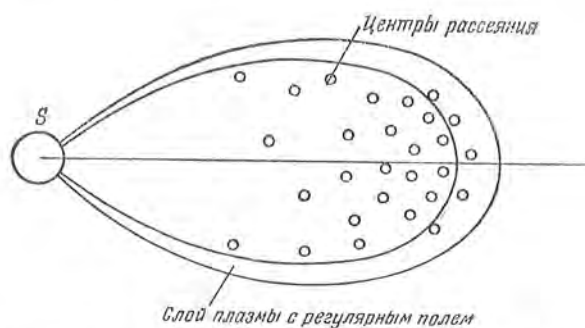
Как уже указывалось выше, во время магнитных бурь происходят понижения интенсивности космических лучей. В работе (1) получено, что практически все бури с внезапным началом вызывают понижение



интенсивности космических лучей, которое на нейтронном мониторе на широте  $50^\circ$  на уровне земли превосходит 2%.

С целью изучения эффектов, вызываемых корпускулярными потоками, ответственными за бури с внезапным началом, попытаемся построить общую картину корпускулярного потока.

Поток выбрасывается в широкий телесный угол. Согласно данным по магнитным бурям [2], угол в плоскости эклиптики составляет  $\sim 90^\circ$ . По данным работ [3, 4], этот угол еще больше. В работе [4] отмечается, что магнитные бури вызываются сердцевиной потока, а понижения интенсивности возникают и при больших (до  $90^\circ$ ) расстояниях вспышки от центра диска Солнца.



Фиг. 1. Общая картина выброса корпускулярного потока  
S — Солнце

Предположение о том, что при выбросе корпускулярного потока выносится регулярное поле, выдвигалось в работе [5]. Л. И. Дорман [6] также считает, что корпускулярные потоки выносят регулярное «вмороженное» поле.

В работе [5] указывается, что за слоем плазмы с регулярным полем идет сильно турбулизованная плазма.

Резюмируя, можно нарисовать следующую картину корпускулярного потока (фиг. 1).

При выбрасывании из Солнца корпускулярного потока, вызывающего магнитные бури с внезапным началом, образуется «мешок», или слой ионизированной материи, в который «вморожено» регулярное поле. Силовые линии этого поля выходят из Солнца и входят в него, возможно, в области биполярных групп или соединяют две группы пятен.

Естественно считать, что вектор напряженности регулярного поля параллелен фронту потока. В центральной части потока сосредоточены конденсации или отдельные облака с хаотическим полем.

Картина явления весьма напоминает, а возможно, и имеет связь с картиной выброса протуберанцев во время больших вспышек на Солнце [7, 8].

Внутри «мешка» интенсивность оказывается пониженной вследствие того, что частицы, движущиеся под определенными углами к вектору напряженности поля и фронту потока, не могут попасть внутрь «мешка» [1]. Поэтому, когда земля попадает в корпускулярный поток, интенсивность космических лучей понижается.

## § 2. Энергетический спектр вариаций

В работе [1] проведен расчет энергетического спектра вариаций для схемы явления, описанного в § 1 (под энергетическим спектром вариаций понимается зависимость относительного изменения интенсивности от энергии частиц).

Расчет проведен для частиц, движущихся в плоскости, перпендикулярной вектору напряженности поля потока.

Вид спектра

$$\frac{\delta D(E)}{D(E)} = \frac{\Delta\Phi}{\pi} = \frac{1}{\pi} \arccos \left( 1 - \frac{E_0}{E} \right), \quad (1)$$

где  $E_0 = 300 H_0 l_0$ ,  $H_0$  и  $l_0$  — соответственно напряженность магнитного поля и толщина слоя регулярного поля.

Выражение (1) для спектра вариаций пригодно не только для случая постоянного  $H$ , но и для переменного  $H$ . В последнем случае, при условии, что величина поля мало меняется вдоль силовой линии,

$$E_0 = 300 \int_0^{l_0} H(l) dl. \quad (2)$$

В настоящей работе был проведен расчет спектра вариаций для частиц, идущих под различными углами к силовой линии.

Для спектра вариаций, усредненного по всем направлениям движения частиц, получается следующее выражение:

$$\frac{\delta D(E)}{D(E)} = \frac{2}{\pi^2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \arccos \left( 1 - \frac{E_0}{E \cos \theta} \right) \cos \theta \cdot d\theta. \quad (3)$$

Здесь  $\theta$  — угол между направлением первоначального движения частицы и плоскостью, перпендикулярной вектору напряженности поля.

Расчеты по формуле (3) показали, что спектр (3) отличается от спектра (1) незначительно меняющимся множителем, в среднем равным 1,2. Вариация (3) как функция  $E_0/E$  дана в таблице. Была сделана попытка учесть влияние неоднородности регулярного поля. Если в какой-либо области поля силовые линии сблизятся и напряженность возрастет, то это может привести к увеличению параметра  $E_0$ . Хотя такие «сжатия» регулярного поля и неустойчивы, тем не менее необходим учет этого обстоятельства, в силу возможных флуктуаций. Расчет для случая, когда параметр  $E_0$  принимает с равной вероятностью все значения в интервале от  $E_1$  до  $E_2$ , причем  $E_0^i$  — среднее значение, показал, что практически при всех значениях  $E$  (энергии частиц) спектр соответствует вариации с параметром,  $E_0^i$ , т. е. характер спектра при наличии неоднородностей, по-видимому, не меняется. Следует отметить, что вариация (3) относится к потоку, входящему в область, охватываемую внутренней границей регулярного поля. При этом понижение интенсивности носит сугубо асимметричный в пространстве характер.

Влияние асимметрии на величину спада интенсивности, регистрируемую наземными установками, будет рассмотрено в следующем параграфе.

## Спектр вариаций \*

$\frac{E_0}{E}$	$f$	$\frac{E_0}{E}$	$f$	$\frac{E_0}{E}$	$f$
1,500	0,815	0,075	0,151	0,0050	0,038
1,000	0,633	0,067	0,142	0,0025	0,032
0,750	0,534	0,050	0,123	0,0025	0,027
0,667	0,494	0,035	0,102	0,0020	0,024
0,500	0,417	0,0250	0,086	0,0015	0,021
0,350	0,339	0,0150	0,066	0,0010	0,017
0,250	0,284	0,0100	0,054	0,0005	0,012
0,150	0,216	0,0075	0,047	0,0002	0,008
0,100	0,175	0,0067	0,044		

\*  $E_0=300 H_0 l_0$ , где  $H_0$  — средняя напряженность поля;  $l_0$  — толщина слоя с регулярным полем;  $f$  — относительное понижение интенсивности.

Используя средние понижения интенсивности, данные в таблице, и коэффициенты связи [6] между вариациями первичных и вторичных космических лучей, можно найти амплитуды вариаций на уровне земли в предположении изотропии спада при различных параметрах  $E_0$ .

В работе [1] уже были проведены расчеты амплитуды понижений интенсивности на нейтронном мониторе и кубическом телескопе при различных  $E_0$ . Оказалось, что отношение амплитуд спада на нейтронном мониторе к амплитуде на кубическом телескопе не зависит от  $E_0$  и равно 1,8.

В настоящей работе были проведены расчеты амплитуд при различных  $E_0$  в стратосфере (первичные излучения) и на подземных установках. При этом использовались коэффициенты связи для подземных полукубических телескопов, любезно предоставленные нам А. И. Кузьминым.

Оказалось, что отношение амплитуд на любых установках не зависит от  $E_0$ .

Отношение амплитуды спада в стратосфере к амплитуде на нейтронном мониторе на уровне земли на широте  $50^\circ$  оказалось равным 2,3, а отношение амплитуд на полукубических телескопах, расположенных на уровне земли, на 7 м в. э.\*, на 20 м в. э. и 60 м в. э. соответственно 1 : 0,8 : 0,65 : 0,35.

Сравнение с экспериментальными данными. А. Эмерт [9] сравнил вариации на нейтронном мониторе и кубическом телескопе по данным за несколько лет. Автор внес температурные поправки в данные по кубическому телескопу и нашел, что отношение вариаций довольно постоянно (в том числе и во время спадов типа Форбуша) и равно приблизительно 2. Это неплохо согласуется с нашим расчетом (1,8). В работе [1] получено, что среднее по 38 бурям отношение амплитуд спадов в нейтронном мониторе к данным кубического телескопа равно 2,0.

\* м. в. э. — метр водного эквивалента.

Спектр вариации (2) довольно хорошо аппроксимируется функцией  $E^{-0,5}$ .

Спектр вариаций определялся по широтному эффекту [10]. Автор получил спектр вида  $E^{-(0,3-0,4)}$ . А. И. Кузьмин [11], используя данные комплекса наземных и подземных станций Якутского филиала АН СССР, получил спектр вида  $E^{-0,75 \pm 0,25}$ .

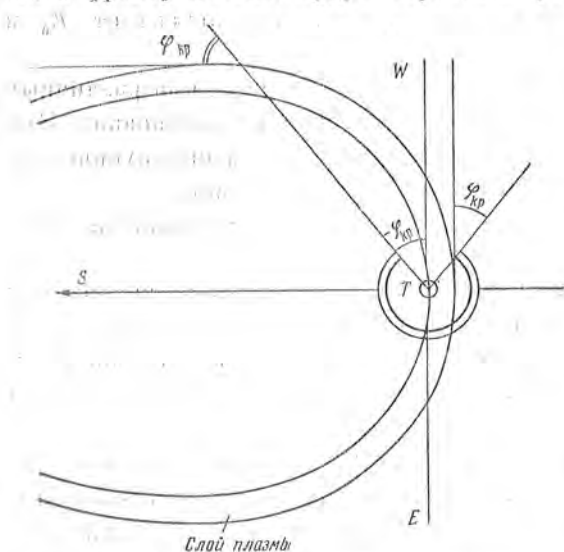
Ясно, что эти данные не противоречат спектру, полученному нами.

Стратосферные данные [12, 13] дают для отношения амплитуды спада в стратосфере к амплитуде на нейтронном мониторе приблизительно двойку, что также не противоречит расчету по формуле (1, 3).

А. И. Кузьмин [11] из экспериментальных данных нашел отношение амплитуд вариаций во время магнитных бурь на полукубических телескопах на уровне земли, на 7 м в. э., на 20 м в. э. и на 60 м в. э., равным 1 : 0,7 : 0,5 : 0,15, что также неплохо соответствует найденным нами отношениям (1 : 0,8 : 0,65 : 0,35), за исключением 60 м в. э. По-видимому, средняя энергия частиц на 60 м в. э. настолько велика, что применять расчеты по формулам (1) или (3) к ним рискованно.

### § 3. Асимметрия в начальной стадии спада интенсивности во время магнитных бурь

Как уже указывалось выше, спад интенсивности носит асимметричный в пространстве характер. Частицы, движущиеся под определенными углами к фронту потока, будут отражены регулярным полем и не попадут



Фиг. 2. К вопросу об асимметрии спада  
Т — Земля, S — направление на Солнце

внутри «мешка». И наоборот, внутри «мешка» будет направление, в которые частицы, идущие извне, не смогут попасть. На фиг. 2 дано пояснение;  $\psi_{кр}$  — угол, на который поворачивается вектор скорости частицы, идущей первоначально параллельно фронту потока. Из фиг. 2 ясно, что в углах  $\psi$  таких, что  $-\psi_{кр}(E_0/E) < \psi < +\psi_{кр}(E_0/E)$ , поток частиц будет равен нулю. В остальных направлениях интенсивность не изменится. При построении фиг. 2 мы пренебрегаем толщиной слоя плазмы (с регулярным полем).

Описанное выше рассмотрение относится к частицам, движущимся в плоскости, перпендикулярной напряженности поля. Если же частица движется под углом  $\theta$  к указанной плоскости, то угол  $\psi_{кр}$  между фронтом потока и перпендикулярной к полю составляющей скорости частицы

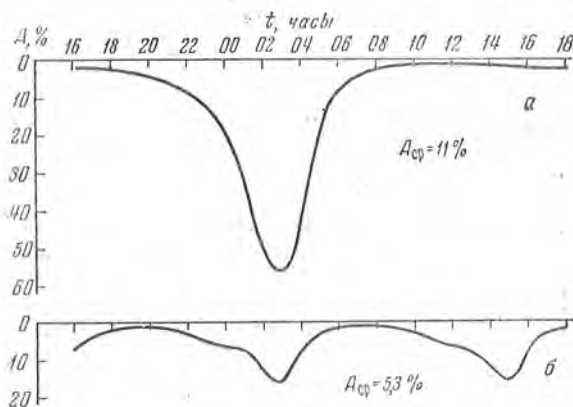
будет равен

$$\varphi_{\text{кр}}(E, \theta) = \arccos\left(1 - \frac{E_0}{E \cos \theta}\right). \quad (4)$$

Как уже упоминалось в работе [4], частицы, регистрируемые нейтронным монитором и кубическим телескопом, расположенными на широте  $50^\circ$ , приходят в основном по направлениям, близким к плоскости экватора.

Поэтому можно с достаточно хорошим приближением применять вместо формулы (4) формулу (1), при условии, что поле параллельно полю Земли. Исходя из углов сноса частиц в магнитном поле  $\varphi_\infty$  [14, 15], можно рассчитать величину спадов интенсивности как функцию локального времени в месте расположения определенной установки.

С этой целью были построены гистограммы функции  $w(E) \cdot g(E, \varphi_\infty)$  для ряда значений  $E$  в зависимости от угла  $\varphi_\infty$ . Здесь  $w(E)$  — коэффициенты связи,  $g(E, \varphi_\infty)$  — доля интенсивности, создаваемой частицами с данной энергией, имеющих  $\varphi_\infty$  в данном интервале углов.

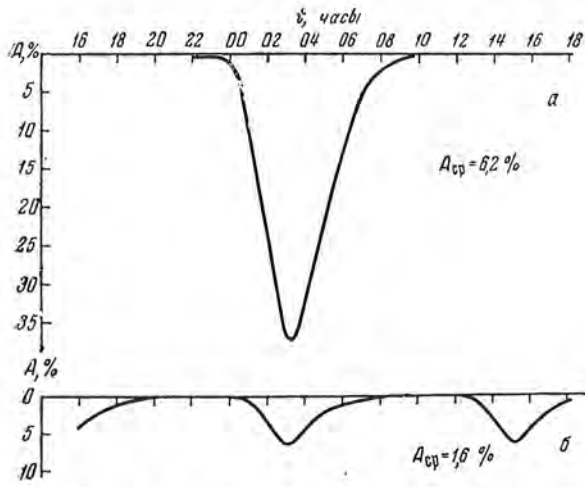


Фиг. 3. Зависимость амплитуды спада от местного времени для нейтронного монитора при  $E_0=1,0$  Bev  
 а — поле в потоке направлено, как и поле Земли на экваторе.  
 б — поле в потоке перпендикулярно полю Земли на экваторе и направлено по орбите Земли

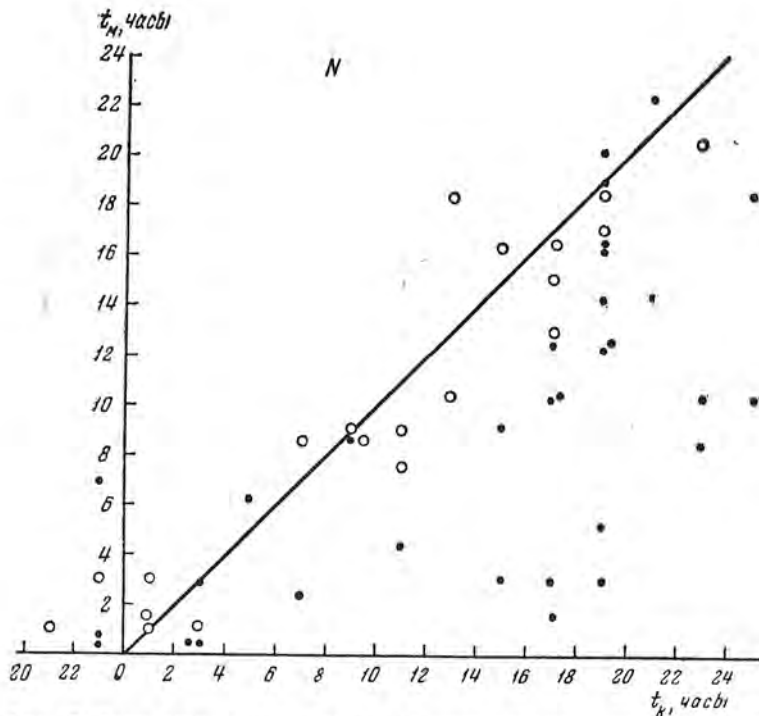
Учитывая положение прибора относительно направления  $WE$  (см. фиг. 2) и суммируя по всем энергиям, можно получить амплитуду спада в функции местного времени. Такие расчеты были проведены для нейтронного монитора и кубического телескопа при значении  $E_0=1,0$  Bev в двух случаях: 1) поле потока параллельно магнитному полю Земли и направлено так же, как и поле Земли, в экваториальной плоскости; 2) поле потока параллельно направлению вращения Земли вокруг Солнца и лежит в плоскости геомагнитного экватора.

Результаты расчетов приведены на фиг. 3 и 4. Из фиг. 3 видно, что минимумы интенсивности в случае 1) приходится на 3 часа местного времени, а в случае 2) на 3 и 15 часов.

В случае 1) амплитуда спада на нейтронном мониторе достигает 56%



Фиг. 4. То же, что и на фиг. 3, но для кубического телескопа



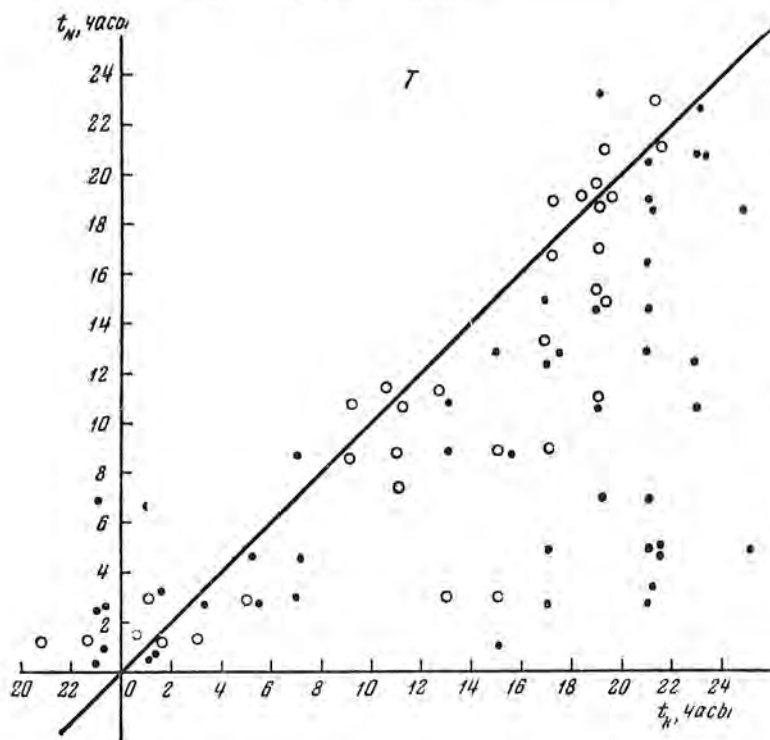
Фиг. 5. Зависимость местного времени начала спада интенсивности на нейтронном мониторе ( $t_k^N$ ) от местного времени внезапного начала магнитной бури ( $t_M$ )

Точки — случаи невозмущенного поля, кружки — возмущенного поля

при среднесуточной амплитуде спада 11%, а на кубическом телескопе соответственно 37 и 6,2%.

Интересно отметить, что в то время как отношение среднесуточных вариаций интенсивности равно 1,8, отношение максимальных понижений равно 1,5 для случая 1). Для случая 2) среднее отношение равно 3,3, а отношение максимальных понижений равно 2,5. Изменение отношения средних амплитуд в случае 2) объясняется изменением спектра вариаций. В этом случае  $\delta D(E) \sim E^{-1}$ . Этим же объясняется уменьшение средней амплитуды спада.

Экспериментальное доказательство существования асимметрии в начальной стадии было дано в работе [1].



Фиг. 6. То же, что и на фиг. 5, но для кубического телескопа

На существование асимметрии во время бурь указано в работе [16]. В работе [17] вопрос о существовании асимметрии в начальной стадии исследовался подробно. Авторы показали, что направление, в котором спад интенсивности начинается раньше других, ориентировано на запад от линии Земля — Солнце. Это хорошо согласуется с результатами работы [1] и соответствует случаю, когда магнитное поле потока направлено так же, как и поле Земли на экваторе.

На фиг. 5 и 6 представлены зависимости местного времени начала спада от местного времени внезапного начала бури для кубического телескопа и нейтронного монитора по материалу, полученному в работе [1], причем было проведено различие для возмущенного и невозмущенного случаев перед внезапным началом магнитной бури поля Земли.

Оказалось, что среднее время запаздывания начал спадов относительно внезапных начал магнитных бурь в случае невозмущенного предварительно поля равно 5,7 часа и 5,4 часа для кубического телескопа и нейтронного монитора соответственно. В случае же предварительно возмущенного поля среднее запаздывание оказалось равно 1 часу и 0 часов соответственно.

Это обстоятельство, по-видимому, указывает на большую роль рассеяния частиц в корпускулярном потоке в случае предварительно возмущенного магнитного поля Земли.

### Заключение

В заключение нужно отметить, что описанное выше теоретическое рассмотрение эффекта Форбуша сделано при весьма идеализированных условиях. Тщательное экспериментальное исследование эффекта Форбуша по данным мировой сети станций позволит решить вопрос о применимости описанного объяснения этого явления.

21 апреля 1960 г.

### Литература

1. А. А. Степанян, Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 320, 1961.
2. А. С. Дворянин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26 (в печати).
3. Y. Sekido, M. Wada, I. Kondo, K. Kawabata. Rep. Ionosph. Res. of Japan, 9, 174, 1955.
4. M. Wada, Y. Kamiya. Rep. of Ionosph. and Space Res. in Japan, 13, № 2, 105, 1959.
5. J. H. Piddington. Phys. Rev., 112, № 2, 589, 1958.
6. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей. Гостехиздат, 1957.
7. Дж. Койнер. Солнце. Перевод с английского под ред. В. А. Крата, гл. VI. Солнечная активность.
8. W. O. Roberts. Transactions I.A.U., 10, 648, 1960.
9. А. Эмерт. Доклад на Межд. конф. по космич. лучам. Москва, 1959.
10. М. Китакура. Доклад на Межд. конф. по космич. лучам. Москва, 1959.
11. А. И. Кузьмин. Диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук, ЯФАН, 1959.
12. I. R. Winkler, L. Peterson, R. Hofman, R. Arnoldy. J. of Geophys. Res., 64, 597, 1959.
13. А. Н. Чархьян. Доклад на Межд. конф. по физике космич. лучей. Москва, 1959.
14. F. S. Jory. Phys. Rev., 103, 1068, 1956.
15. E. A. Brunberg, A. Dattner. Tellus, 5, 269, 1953.
16. K. G. McCracken, N. R. Parsons. Phys. Rev., 112, 1798, 1958.
17. A. G. Fenton, K. G. McCracken, D. C. Rose, B. G. Wilson. Canad. J. Phys., 37, 596, 970, 1959.



К ВОПРОСУ ОБ ОБРАЗОВАНИИ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ  
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ  
ЗАМЕЧАНИЕ К РАБОТАМ В. УННО И В. Е. СТЕПАНОВА

*Д. Н. Рачковский*

Уравнения переноса излучения в магнитном поле, предложенные В. Унно [2], преобразуются к виду, совпадающему с уравнениями, предложенными В. Е. Степановым [5].

ON THE FORMATION OF ABSORPTION LINES IN A MAGNETIC FIELD. REMARKS ON THE PAPERS BY W. UNNO AND V. E. STEPANOV, by *D. N. Rachkovsky*.— The radiative transfer equations in a magnetic field, proposed by W. Unno [2], are transformed into a form which coincides with the equations given by V. E. Stepanov [5].

В последнее время появился ряд статей, посвященных образованию линий поглощения в магнитном поле. Сюда нужно отнести работы И. В. Варвика [1], В. Унно [2, 3] и В. Е. Степанова [4, 5]. Хотя в данных работах предполагается существенно один и тот же механизм образования линий поглощения, вид уравнений переноса, полученных разными авторами, различный. В данной работе показывается, что в основном это объясняется выбором параметров, характеризующих поле излучения. Рассматриваются только уравнения, предложенные В. Унно и В. Е. Степановым. Уравнения переноса И. В. Варвика не рассматриваются, так как в работе [3] была показана их ошибочность.

Рассмотрим уравнения В. Е. Степанова [5].

Опуская член, соответствующий определенному механизму рассеяния поляризованного излучения в линии, так как В. Унно учитывает только истинное поглощение, мы приводим эти уравнения к следующему виду:

$$\begin{aligned}\Delta I_+ &= -\Delta z (k + \sigma_+) I_+ + \Delta z (k + \sigma_+) \frac{1}{2} B, \\ \Delta I_- &= -\Delta z (k + \sigma_-) I_- + \Delta z (k + \sigma_-) \frac{1}{2} B.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь  $I_+$  и  $I_-$  — противоположно поляризованные эллиптические составляющие общего потока излучения, распространяющегося в данном направлении. Поляризацию потоков  $I_+$  и  $I_-$  можно пояснить следующим образом. Расположим правую прямоугольную систему координат  $x, y, z$

таким образом, чтобы ось  $z$  была направлена вдоль распространения световой волны, а вектор напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  лежал в плоскости  $x, z$ . Колебания единичных векторов электрических напряженностей электромагнитных полей волны, соответствующих потокам  $I_+$  и  $I_-$ , в такой системе координат будут описываться следующими уравнениями:

$$\begin{aligned}\xi_x &= \frac{\cos \psi}{\sqrt{1 + \cos^2 \psi}} \cos \omega t, \\ \xi_y &= \frac{1}{\sqrt{1 + \cos^2 \psi}} \sin \omega t;\end{aligned}\quad (2)$$

$$\begin{aligned}\zeta_x &= \frac{1}{\sqrt{1 + \cos^2 \psi}} \cos \omega t, \\ \zeta_y &= -\frac{\cos \psi}{\sqrt{1 + \cos^2 \psi}} \sin \omega t.\end{aligned}\quad (3)$$

Здесь  $\xi_x$ ,  $\xi_y$  и  $\zeta_x$ ,  $\zeta_y$  означают проекции единичных векторов на оси  $x$  и  $y$  для излучений  $I_+$  и  $I_-$  соответственно, а угол  $\psi$  определяется следующим выражением:

$$\cos \psi = \frac{1/2 (2k_p - k_l - k_r) \cos^2 \gamma + \sqrt{1/4 (2k_p - k_l - k_r)^2 \sin^4 \gamma + (k_l - k_r)^2 \cos^2 \gamma}}{(k_l - k_r) \cos \gamma}. \quad (4)$$

В последнем выражении  $k_l$  и  $k_r$  являются коэффициентами поглощения при продольном эффекте Зеемана, а  $k_p$  — при поперечном. Угол  $\gamma$  равен углу между направлением вектора  $\mathbf{H}$  и осью  $z$ . Символы  $l, r$  и  $p$  характеризуют направление поляризации поглощаемого излучения,  $l$  означает левополяризованное по кругу,  $r$  — правополяризованное по кругу,  $p$  — поляризованное параллельно полю излучение.

Кроме того, в уравнениях (1)  $k$  — коэффициент непрерывного поглощения;  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$  — коэффициенты поглощения в линии, соответствующие потокам  $I_+$  и  $I_-$ , причем

$$\begin{aligned}\sigma_{\pm} &= \frac{1}{2} (k_l + k_r) + \frac{1}{4} (2k_p - k_l - k_r) \sin^2 \gamma \pm \\ &\pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{4} (2k_p - k_l - k_r)^2 \sin^4 \gamma + (k_l - k_r)^2 \cos^2 \gamma}.\end{aligned}\quad (5)$$

Обратимся теперь к уравнениям, предложенным В. Уинно. Они имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\Delta I_1 &= -\Delta z \left[ \left( k + k_p \sin^2 \gamma + \frac{k_l + k_r}{2} \cos^2 \gamma \right) I_1 + \frac{-k_l + k_r}{4} \cos^2 \gamma V \right] + \\ &\quad + \Delta z \left[ k + k_p \sin^2 \gamma + \frac{k_l + k_r}{2} \cos^2 \gamma \right] \frac{B}{2}, \\ \Delta I_2 &= -\Delta z \left[ \left( k + \frac{k_l + k_r}{2} \right) I_2 + \frac{-k_l + k_r}{4} \cos \gamma V \right] + \Delta z \left( k + \frac{k_l + k_r}{2} \right) \frac{B}{2}, \\ \Delta V &= -\Delta z \left[ \frac{-k_l + k_r}{2} \cos \gamma (I_1 + I_2) + \left\{ k + \frac{k_p}{2} \sin^2 \gamma + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{k_l + k_r}{4} (1 + \cos^2 \gamma) \right\} V \right] + \Delta z \frac{-k_l + k_r}{2} \cos \gamma \frac{B}{2}, \\ \Delta U &= -\Delta z \left[ k + \frac{k_p}{2} \sin^2 \gamma + \frac{k_l + k_r}{4} (1 + \cos^2 \gamma) \right] U.\end{aligned}\quad (6)$$

Здесь  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $V$ ,  $U$  — параметры Стокса поляризованного излучения. Рассматривая уравнения (6) и (1), легко видеть, что уравнения (6) дают нам параметры Стокса поглощенной и излученной энергии, а уравнения (1) дают разложение поглощенной и излученной энергии на взаимно ортогональные составляющие, поляризацию которых мы определили выше (см. формулы (2—4)).

При эквивалентности уравнений (6) и (1) эти представления должны быть равносильны.

Рассмотрим сначала поглощенное излучение и покажем, что разложение поглощенного излучения, даваемого параметрами Стокса, на взаимно ортогональные составляющие, при котором осуществляются равенства

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_+ &= -\Delta z (k + \delta_+) I_+, \\ \Delta I_- &= -\Delta z (k + \delta_-) I_-, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

будет единственным. Найдем также поляризацию излучения и значения  $\delta_+$  и  $\delta_-$ . Согласно работе [2], разложение произвольно поляризованного потока на ортогональные составляющие, поляризация которых определяется уравнениями (2,3), дается выражениями

$$\left. \begin{aligned} I_+ &= \frac{1}{1 + \cos^2 \psi} [I_1 \cos^2 \psi + I_2 - V \cos \psi], \\ I_- &= \frac{1}{1 + \cos^2 \psi} [I_1 + I_2 \cos^2 \psi + V \cos \psi]. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Для поглощенного излучения мы имеем

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_+ &= \frac{1}{1 + \cos^2 \psi} [\Delta I_1 \cos^2 \psi + \Delta I_2 - \Delta V \cos \psi], \\ \Delta I_- &= \frac{1}{1 + \cos^2 \psi} [\Delta I_1 + \Delta I_2 \cos^2 \psi + \Delta V \cos \psi]. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Подставляя выражения (8), (9), а также значения параметров Стокса для поглощенного излучения, даваемые уравнениями (6), в первое из уравнений (7) и приравнявая коэффициенты при одинаковых параметрах, получим три уравнения

$$\left. \begin{aligned} \delta_+ &= k_p \sin^2 \gamma + \frac{k_l - k_r}{2} \cos^2 \gamma + \frac{k_l - k_r \cos \gamma}{2 \cos \psi}, \\ \delta_+ &= \frac{k_l + k_r}{2} + \frac{k_l - k_r}{2} \cos \psi \cos \gamma, \\ \delta_+ &= \frac{k_l - k_r}{4} \cos \psi \cos \gamma + \frac{k_l - k_r \cos \gamma}{4 \cos \psi} + \frac{k_p}{2} \sin^2 \gamma + \frac{k_l + k_r}{4} (1 + \cos^2 \gamma). \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Легко видеть, что третье уравнение системы (10) является полусуммой двух первых. Решая систему двух первых уравнений, получим выражение для  $\cos \psi$ , полностью совпадающее с выражением (4), а  $\delta_+$  оказывается равным  $\sigma_+$ . Рассматривая второе уравнение системы (7), можно показать, что и

$$\delta_- = \sigma_-.$$

Обратимся теперь к параметрам излученной энергии, даваемым уравнениями (6). Для излученной энергии, согласно формулам (8), имеем

$$\left. \begin{aligned} \Delta B_+ &= \frac{1}{1 + \cos^2 \psi} [\Delta I_1 \cos^2 \psi + \Delta I_2 - \Delta V \cos \psi], \\ \Delta B_- &= \frac{1}{1 + \cos^2 \psi} [\Delta I_1 + \Delta I_2 \cos^2 \psi + \Delta V \cos \psi]. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Формулы (11) с помощью значений параметров Стокса для излученной энергии и первых двух уравнений системы (10) преобразуются к виду

$$\left. \begin{aligned} \Delta B_+ &= \Delta z (k + \sigma_+) B/2, \\ \Delta B_- &= \Delta z (k + \sigma_-) B/2. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Таким образом, мы показали, что как поглощенную, так и излученную энергию на отрезке  $\Delta z$  пути светового луча, параметры Стокса которых заданы соответствующими частями уравнений (6), можно разложить на два взаимно ортогональных потока, составляющие которого  $\Delta I_+$  и  $\Delta I_-$  и  $\Delta B_+$  и  $\Delta B_-$  определяются формулами (7), (12), совпадающими с соответствующими частями уравнений (1), причем поляризация этих двух потоков та же, что и в уравнениях (1). Следовательно, уравнения системы (1) вытекают из уравнений системы (6).

Можно показать, что если падающее снизу на поглощающий слой излучение не поляризовано, то потоки  $I_+$  и  $I_-$  во всякой точке среды будут независимы. Тогда система уравнений (1) будет полной системой для характеристики потока излучения. В этом случае, сравнивая эти две системы, надо отдать предпочтение системе, предложенной В. Е. Степановым, так как параметров только два, уравнения независимы друг от друга и по форме совпадают с уравнениями переноса неполяризованного излучения, и, следовательно, к ним можно применить все методы решений, разработанные для последних.

В случае, если падающее снизу на поглощающий слой излучение частично поляризовано, потоки  $I_+$  и  $I_-$  перестают быть независимыми и система двух уравнений В. Е. Степанова уже будет недостаточна для определения потока излучения. Система уравнений В. Уинно справедлива, конечно, и в этом случае. Систему двух уравнений переноса излучения, предложенных Степановым, необходимо дополнить еще двумя уравнениями для некоторых новых параметров, аналогичных параметрам  $V$  и  $U$  Стокса. Окончательная система уравнений все же будет проще, чем система В. Уинно.

Вопрос о построении полной системы уравнений в форме, предложенной Степановым, будет рассмотрен нами в следующей работе.

В заключение считаю долгом выразить большую благодарность А. Б. Северному за постановку задачи и В. Е. Степанову за обсуждение статьи.

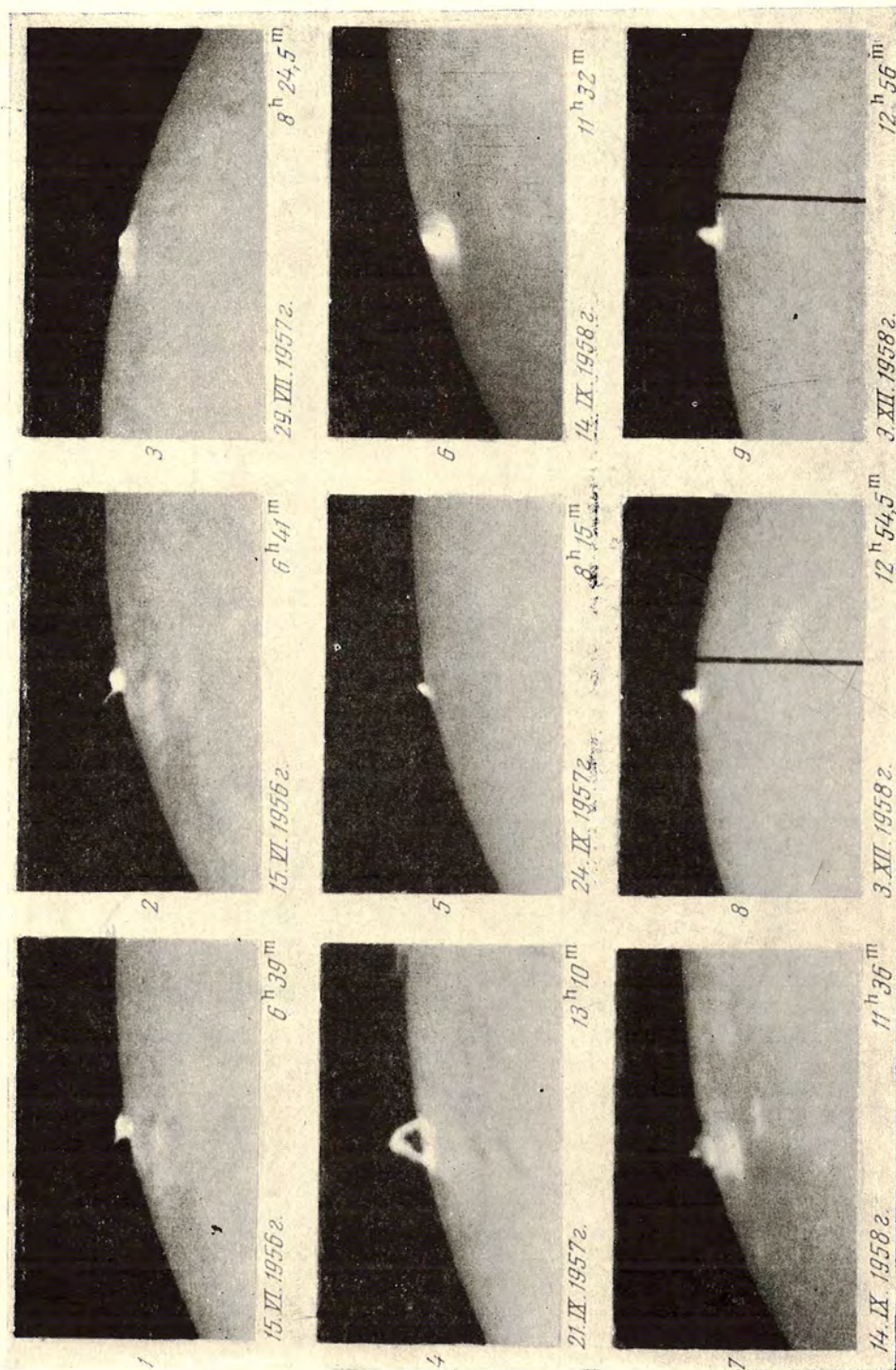
15 мая 1960 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. J. W. Warwick. Ann. d'Ap., 20, 161, 1957.
2. W. Уинно. Publ. Astr. Soc. Japan, 8, 108, 1956.
3. W. Уинно. Ann. d'Ap., 22, 430, 1959.
4. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 136, 1958.
5. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 20, 1958.

ИСПРАВЛЕНИЯ К СТАТЬЕ А. Б. СЕВЕРНОГО И Е. Ф. ШАПОШНИКОВОЙ

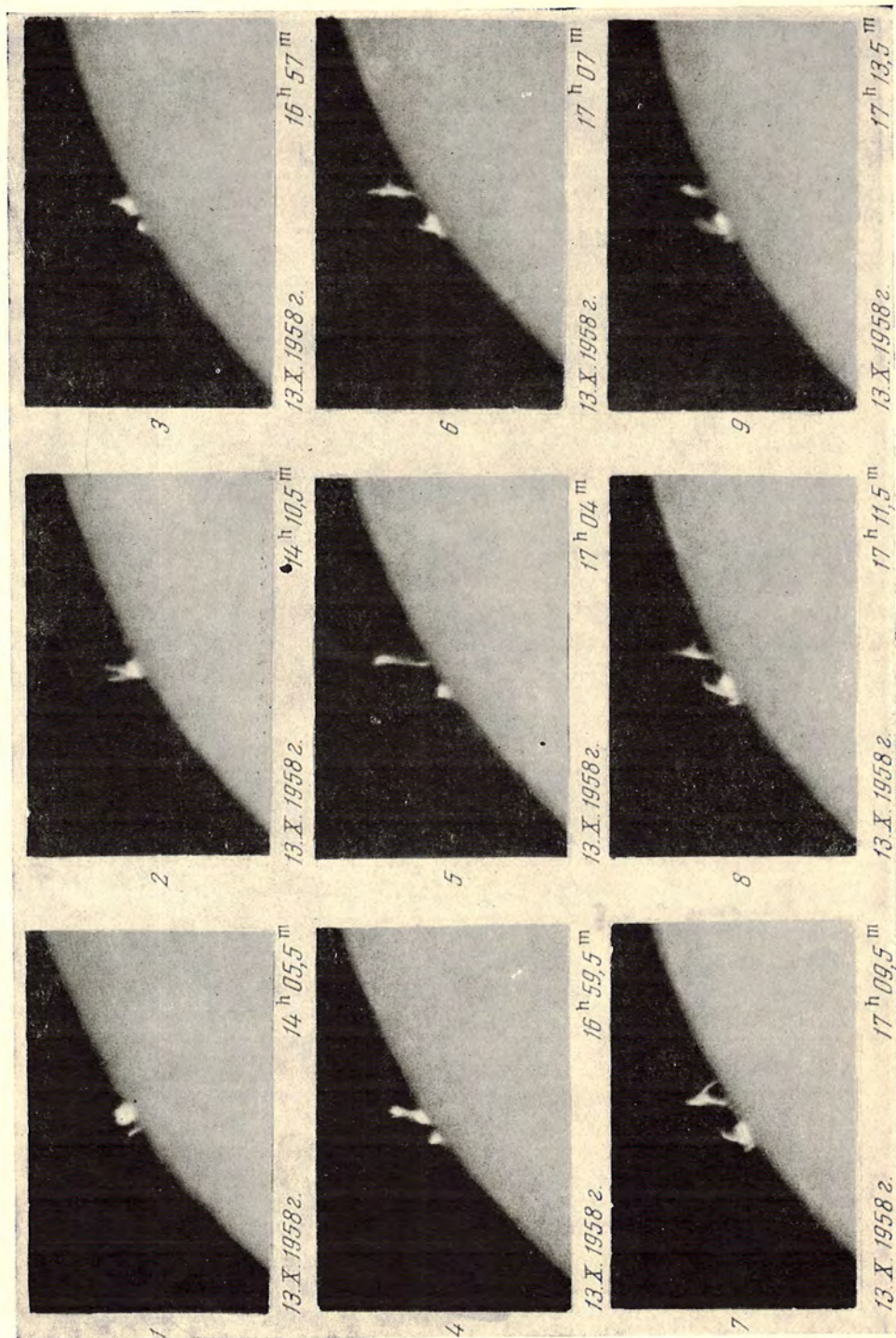
(Известия КАО, т. XXIV, стр. 235-257) к стр. 238.



Фиг. 1. Фотографии лимбовых вспышек

ИСПРАВЛЕНИЯ К СТАТЬЕ А. Б. СЕВЕРНОГО И Е. Ф. ПАПОШНИКОВОЙ

(Известия КАО, т. XXIV, стр. 235—257) к стр. 238.



Фиг. 2. Фотографии лимбовых вспышек

**Известия  
Крымской астрофизической обсерватории**

**Т о м X X V**

*Утверждено к печати  
Крымской астрофизической обсерваторией*

Редактор Издательства *Ю. И. Ефремов*  
Технические редакторы *В. Г. Волкова* и *В. Г. Лаут*

РИСО АН № 79—19 В. Сдано в набор 17 XII 1960 г.  
Подписано в печать 26 VII 1961 г. Формат бумаги 70×108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Печ. л. 17<sup>3</sup>/<sub>4</sub>. +10 вкл. (1,32 печ. л.) Усл. печ. л. 26,12.  
Уч.-изд. л. 21,9 (20,03+1,87 вкл.)

Тираж 1200 экз. Т-08826 Изд. № 4945 Заказ 1415  
*Бесплатно*

Издательство Академии наук СССР  
Москва, Подсосенский пер., д. 21

---

2-я типография Издательства АН СССР  
Москва, Г-99, Шубинский пер., 10