

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXVII



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА — 1962

Редакционная коллегия

Член-корр. АН СССР *А. Б. Северный* (ответственный редактор);

член-корр. АН СССР *Э. Р. Мустель*,

доктор физ.-мат. наук *В. Б. Никонов*,

кандидат физ.-мат. наук *П. П. Доброправин* (заместитель ответственного редактора),

кандидат физ.-мат. наук *Л. С. Галкин* (ответственный секретарь)

XXII съезд Коммунистической партии Советского Союза

XXII съезд Коммунистической партии Советского Союза — съезд строителей коммунизма — подвел итоги героической созидательной работы советского народа, вступившего в период развернутого строительства коммунизма. Съезд обсудил и принял великий исторический документ нашей эпохи — программу КПСС, конкретный, научно обоснованный план построения коммунистического общества в нашей стране.

Исключительно важное значение в выполнении основной задачи, поставленной программой КПСС перед всем советским народом, создания материально-технической базы коммунизма играет наука, которая в современных условиях становится мощной производительной силой общества и без которой немислим прогресс техники, развитие производства. Неустанная забота партии, всего народа выдвинула нашу науку и технику на передовые позиции в мировой науке и технике. Достаточно упомянуть об исключительных успехах нашей науки в запуске первых искусственных спутников, в освоении космического пространства, увенчавшихся получением новых данных о природе Космоса, о Луне и космическими полетами советских героев-космонавтов Ю. А. Гагарина и Г. С. Титова, открывших эру межпланетных сообщений.

Наша новая программа требует дальнейшего подъема уровня и целеустремленности научных исследований, с тем чтобы по всем основным направлениям советская наука завоевала передовые позиции в мировой науке.

Перед учеными стоят программные, исключительно важные задачи овладения новыми источниками энергии, в частности — овладеть управлением реакциями термоядерного синтеза в целях мирного использования безграничных источников атомной энергии, воздействовать активно на климат и погодные условия, победить болезни и обеспечить людям долголетие, направлять жизненные процессы, создавать новые материалы с заданными свойствами, овладеть космическим пространством, прокладывая пути сообщения во Вселенной. «Это, — сказал Н. С. Хрущев, — составит целую эпоху в мировой истории науки и техники, даст человеку неисчерпаемые ресурсы энергии, сделает его поистине властелином природы».

Горячий отклик и одобрение встретили решения XXII съезда в научных коллективах страны. Общее собрание Академии наук СССР, проходившее через две недели после окончания съезда, единодушно одобрило решения съезда и приняло конкретные решения, направленные на выполнение исторических указаний съезда о развитии науки. Для координации и руководства работами по важнейшим теоретическим проблемам созданы научные советы. Начата большая работа по определению основных направлений научных исследований, по подбору и подготовке новых кадров, по расширению и укреплению материально-технической базы науки.

Огромные возможности предоставлены советской науке Коммунистической партией Советского Союза. В рекордно короткий срок, за три года, советская оптико-механическая промышленность создала один из крупнейших телескопов мира — 2,6-метровый зеркальный телескоп, установленный на нашей обсерватории.

Большая работа проведена в Крымской астрофизической обсерватории по пересмотру основных направлений исследований и по выбору наиболее актуальных проблем, в частности в связи с получением нового мощного средства исследования Космоса. В соответствии с этим происходит и перестройка научно-организационной структуры обсерватории. Созданы группы по разработке отдельных проблем, организованы и регулярно работают семинары по этим проблемам. Много способных инициативных молодых сотрудников активно участвуют в разработке различных проблем; свидетельством их успешной работы является подготовка в 1961 г. пяти диссертаций.

Сотрудники обсерватории прилагают все усилия к тому, чтобы внести свой вклад во всенародное дело построения нового общества, общества Мира, Труда, Свободы, Равенства и Счастья всех людей и народов.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЙ СПЕКТР СОЛНЦА
В ОБЛАСТИ 2470—3100 Å

В. П. Качалов, А. В. Яковлева

Дается запись спектра Солнца по спектрограммам, полученным на высоте около 100 км, с разрешением 0,15 Å для интервала 2700—3100 Å и 0,3 Å для интервала 2470—2700 Å. Распределение абсолютной энергии найдено путем сравнения с излучением кратера угольной дуги. Определена эквивалентная ширина поглощения резонансными линиями ионизованного магния у 2800 Å, равная 66 Å.

Дается список измеренных фраунгоферовых линий с их отождествлением и визуальной оценкой интенсивности для участка 2632—2900 Å.

THE ULTRAVIOLET SOLAR SPECTRUM IN THE REGION 2470—3100 Å, by V. P. Kachalov and A. V. Yakovleva.— The energy spectrum curve of the sun has been obtained from spectrograms taken at a height of about 100 km, the resolution being 0.15 Å at 2700—3100 Å and 0.3 Å at 2470—2700 Å. The absolute energy is determined by comparison with a carbon arc crater radiation. The equivalent width of absorption by resonance lines of ionized magnesium is 66 Å at 2800 Å. A list is given of measured Fraunhofer lines, their identification and a visual estimate of intensity in the region 2632—2900 Å.

Кривая распределения интенсивности

В 1959 г. на высотах около 100 км нами было сфотографировано пять спектров Солнца на спектрографе нормального падения лучей с решеткой 600 штрихов/мм и радиусом кривизны 1 м. Фотографирование производилось во втором порядке спектра при ширине щели спектрографа 6 мм. Один из полученных спектров приведен на фиг. 1.

Несенсибилизированная мелкозернистая фотопленка «Позитив-МЗ» определяла разрешающую способность; при этом полуширина линий в спектре специального источника — «полого катода» — не превышала 0,15 Å, а размеры источника света ограничивались диафрагмой и были равны угловым размерам Солнца.

Градуировка фотопленки производилась в лабораторных условиях на спектрографе ИСП-28.

В качестве эталонного источника света применялась угольная дуга. Кратер дуги проектировался на щель прибора через отверстие в диафрагме

из никеля, диаметром 1,52 мм. Диафрагма устанавливалась перед анодом на расстоянии 20 мм, апертурный угол составлял 30'. Вырезаемое пятно анода не превышало 1,7 мм, диаметр же обгоревшего анода был не менее 3 мм, т. е. в спектрограф должно было попадать только излучение из центральной зоны кратера. Стабильность горения дуги выдерживалась около 5%.

Угли применялись «спектрально чистые». Анод и катод закреплялись под углом 90° в штативе с часовым механизмом для сближения электродов. Катод заострялся.

Из пяти полученных спектрограмм для составления кривой относительных энергий в спектре Солнца была выбрана спектрограмма с наилучшим разрешением, имеющая нормальные плотности. Присутствие рассеянного света на спектрограмме не было заметно.

На спектрограммах зарегистрирована область 3100—2600 Å, но фотометрировалась область 3100—2700 Å, так как опыты показали, что результаты фотометрирования более коротковолнового участка спектра могут быть искажены паложением излучения из спектра первого порядка. Эта область была разбита на 40 участков по 10 Å.

Микрофотограммы получены на регистрирующем микрофотометре МФ-4.

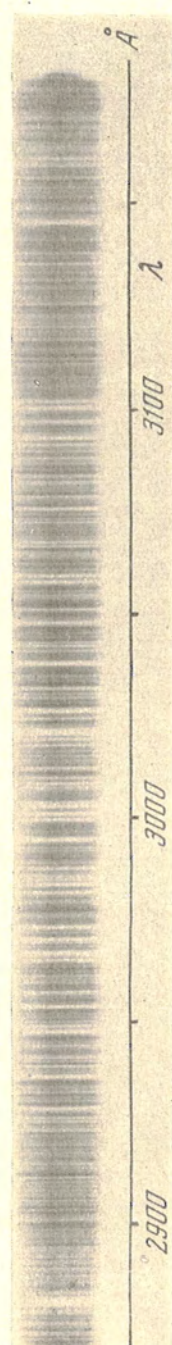
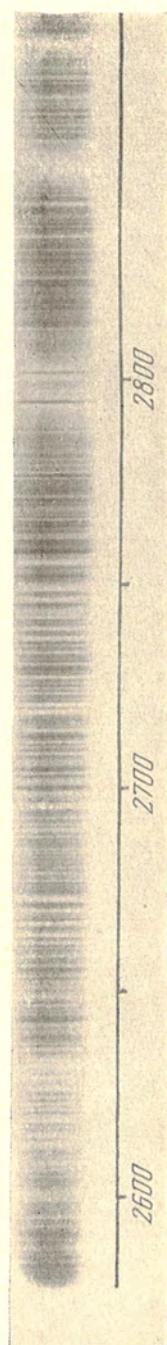
Преобразование полученных кривых в кривые интенсивностей производилось на специально сконструированном приборе. Идея преобразования записей на подобном приборе описана у Перселла [1] и состоит в проектировании преобразуемой кривой с помощью светящейся щели, изображаемой цилиндрической линзой, на фотопластинку. Фотопластинка и микрофотограмма перемещаются одна над другой в плоскости, параллельной щели, в направлении, ей перпендикулярном. Направление дисперсии при этом параллельно щели.

Движение фотопластинки и микрофотограммы осуществляется с помощью щупов через шаблон, имеющий профиль задаваемой характеристической кривой, и масштабную линейку, которые укреплены на одной платформе, приводимой в движение электромотором при помощи гайки и винта, что обеспечивает достаточно жесткую связь между преобразуемой записью и записью интенсивностей.

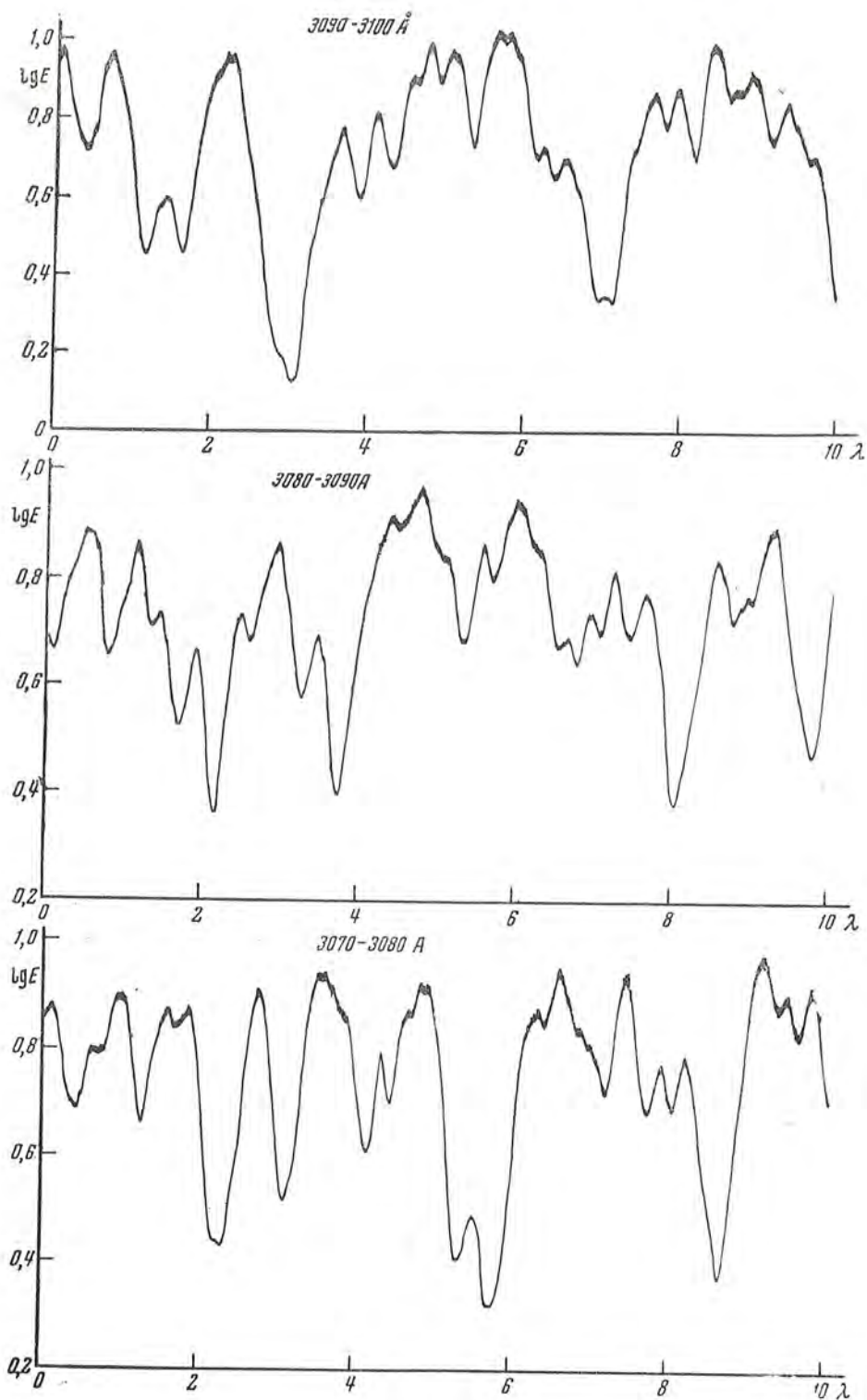
Основная ошибка, вносимая прибором в кривую интенсивностей, определяется точностью построения характеристической кривой. Кривая изображалась изогнутой стальной лентой и строилась с точностью до 0,1 мм. Такая ошибка меньше ошибки, определяющей точность нахождения характеристической кривой. При этом характеристическая кривая строилась в координатах прозрачность — логарифм интенсивности, что, в свою очередь, облегчало построение и повышало точность преобразования.

Выбор логарифмической шкалы в основном определялся тем, что слабые линии в этом случае сравнимы с сильными и не будут сильно искажены при печати на бумагу.

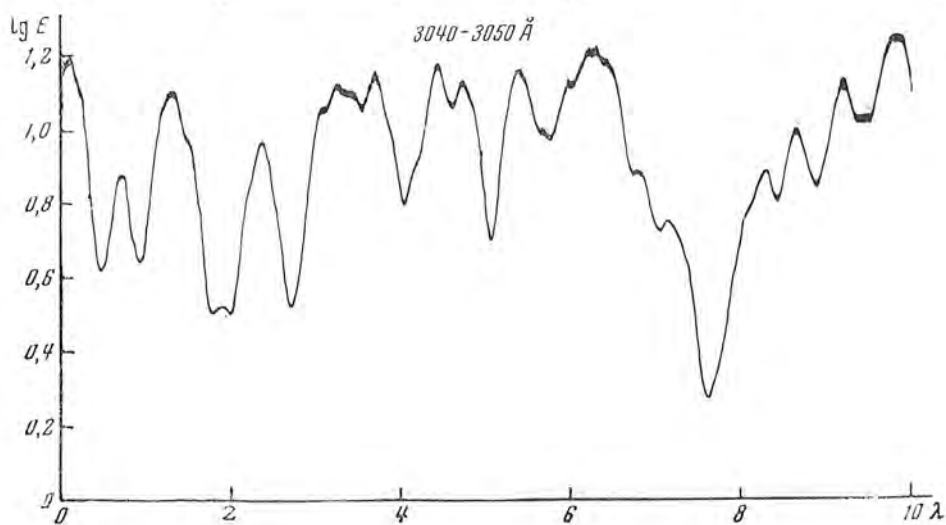
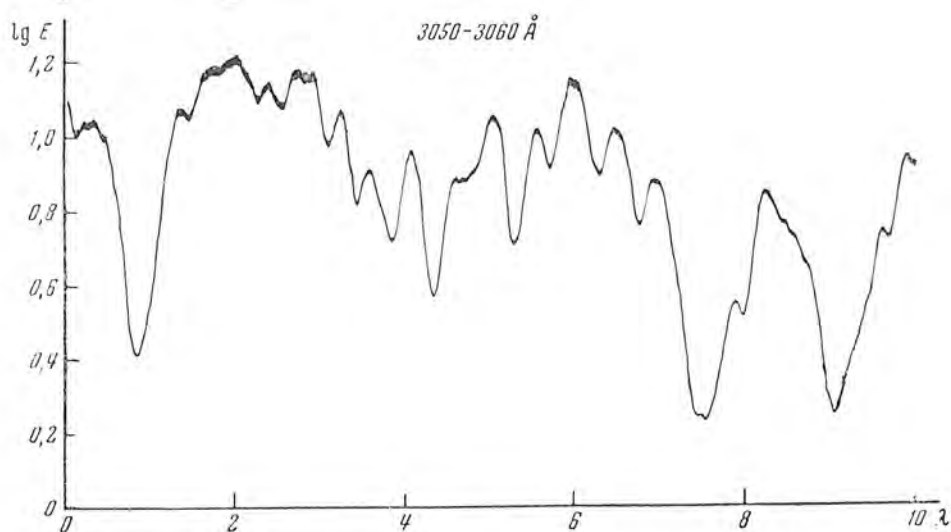
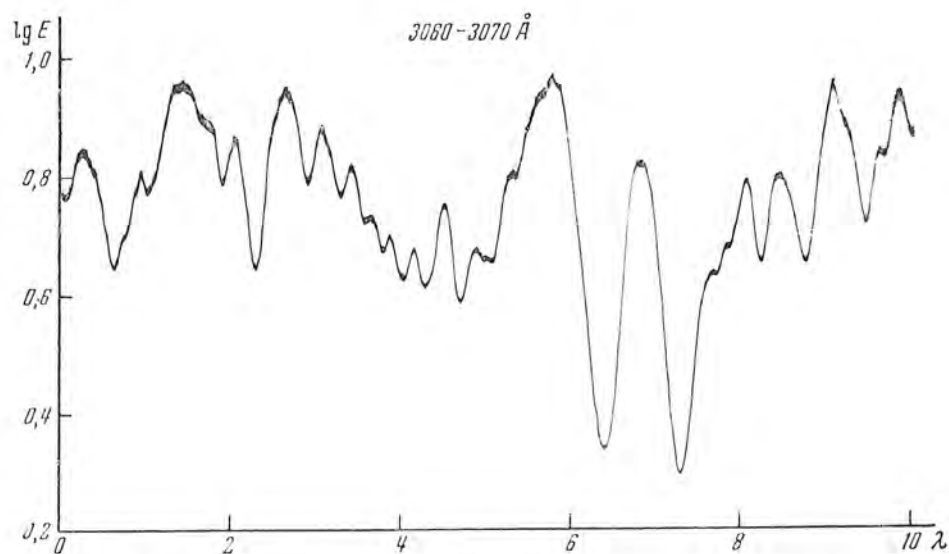
Область спектра 2700—3100 Å, состоящая из 40 участков по 10 Å, приведена на фиг. 2.



Фиг. 1. Фотография спектрограммы Солнца с разрешением 0,15 Å

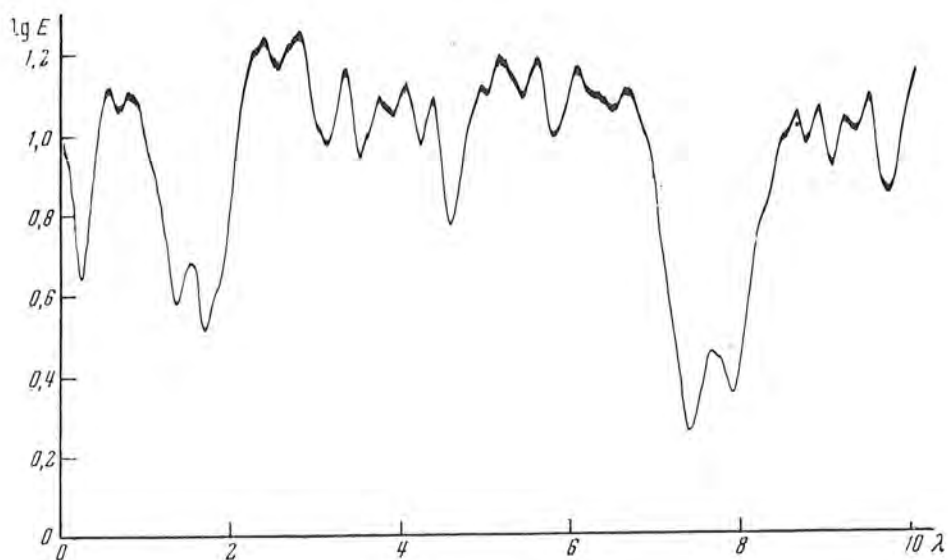


Фиг. 2. Спектральное распределение энергии излучения Солнца в участке 2700—3100 Å по спектрограмме с разрешением 0,15 Å (продолжение см. стр. 8—20).

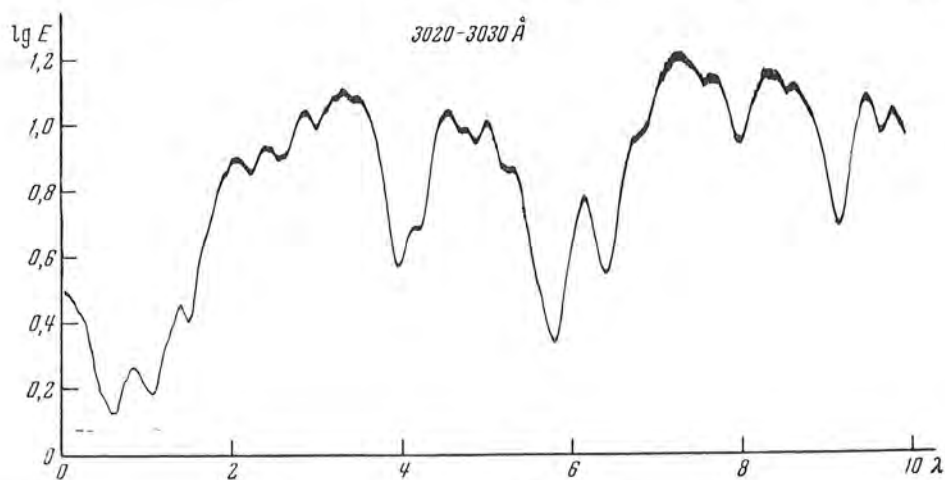


Фиг. 2 (продолжение)
8

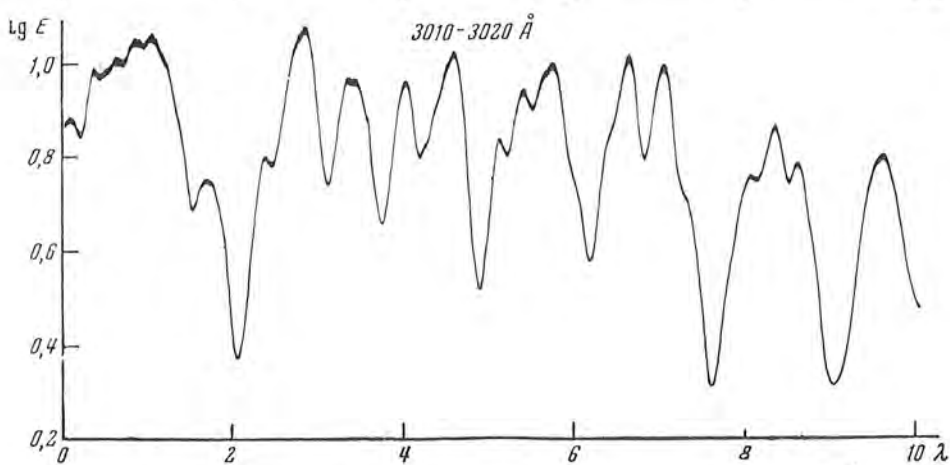
3030—3040 Å



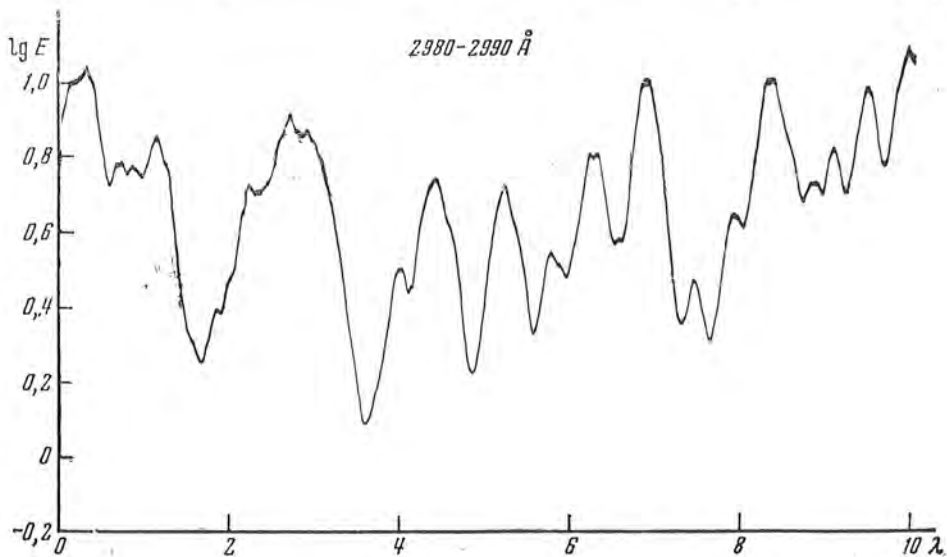
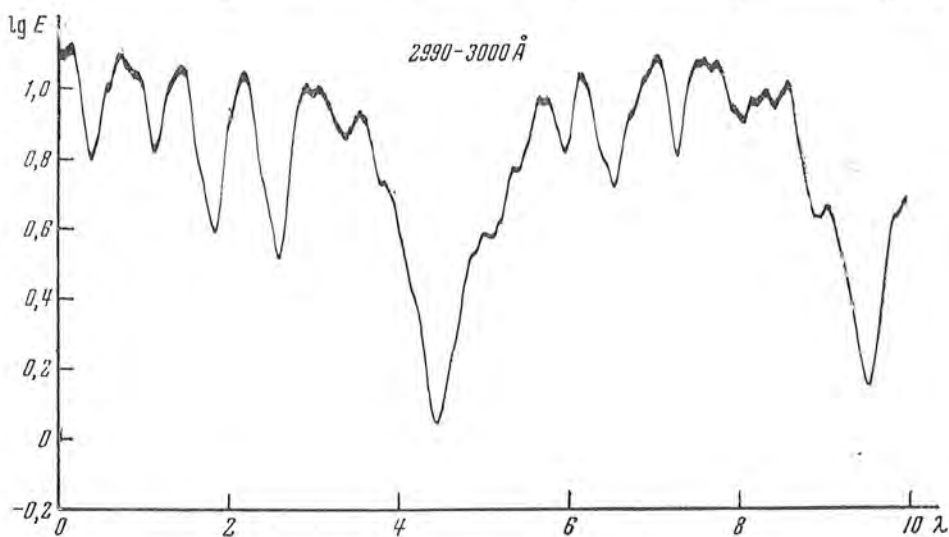
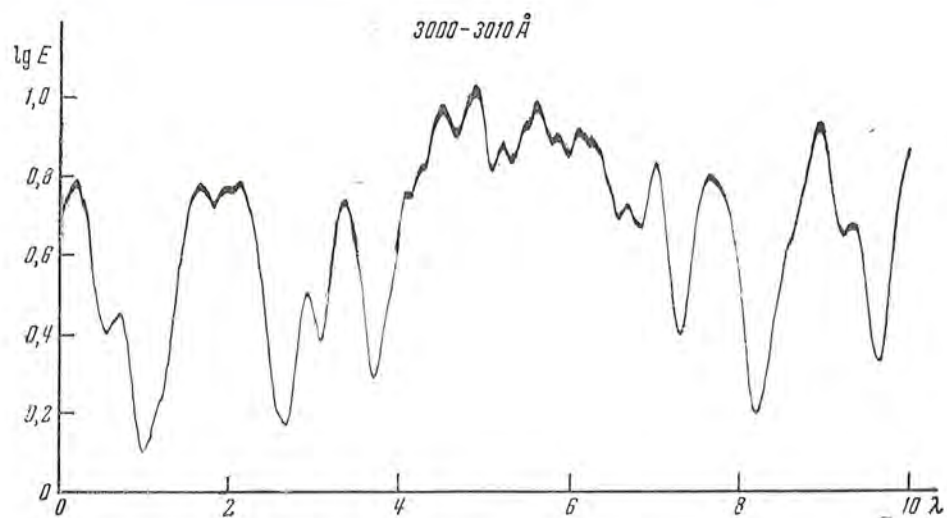
3020-3030 Å



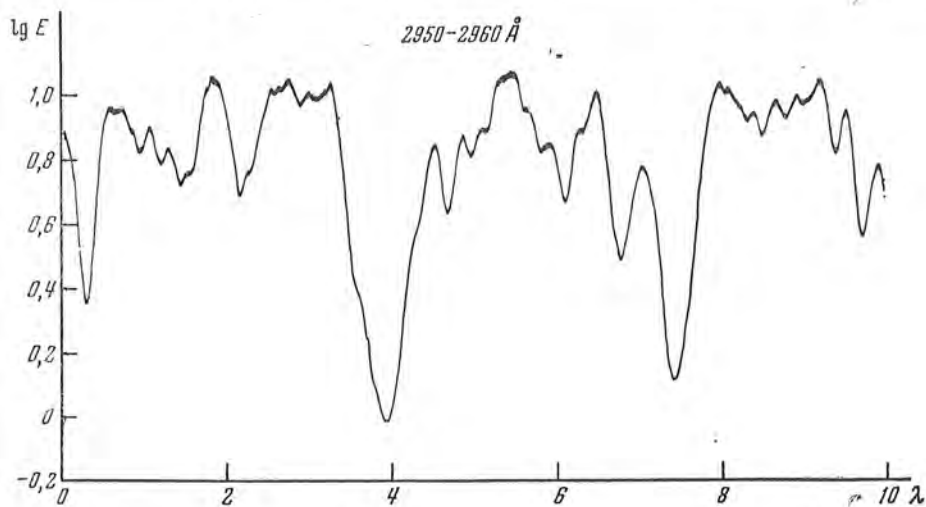
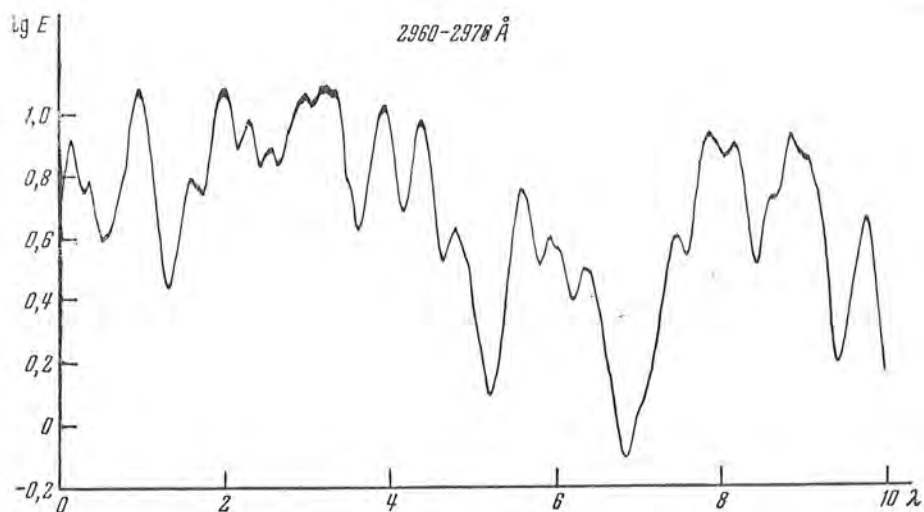
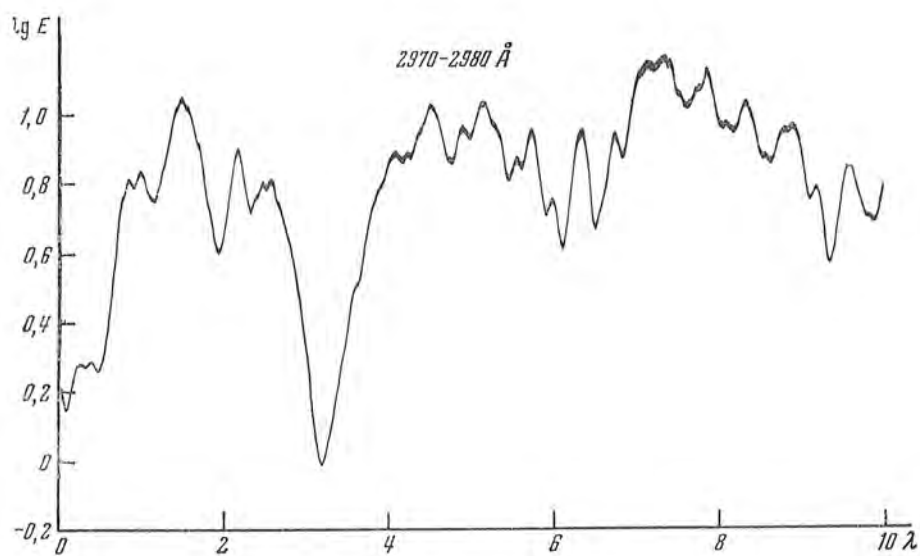
3010-3020 Å



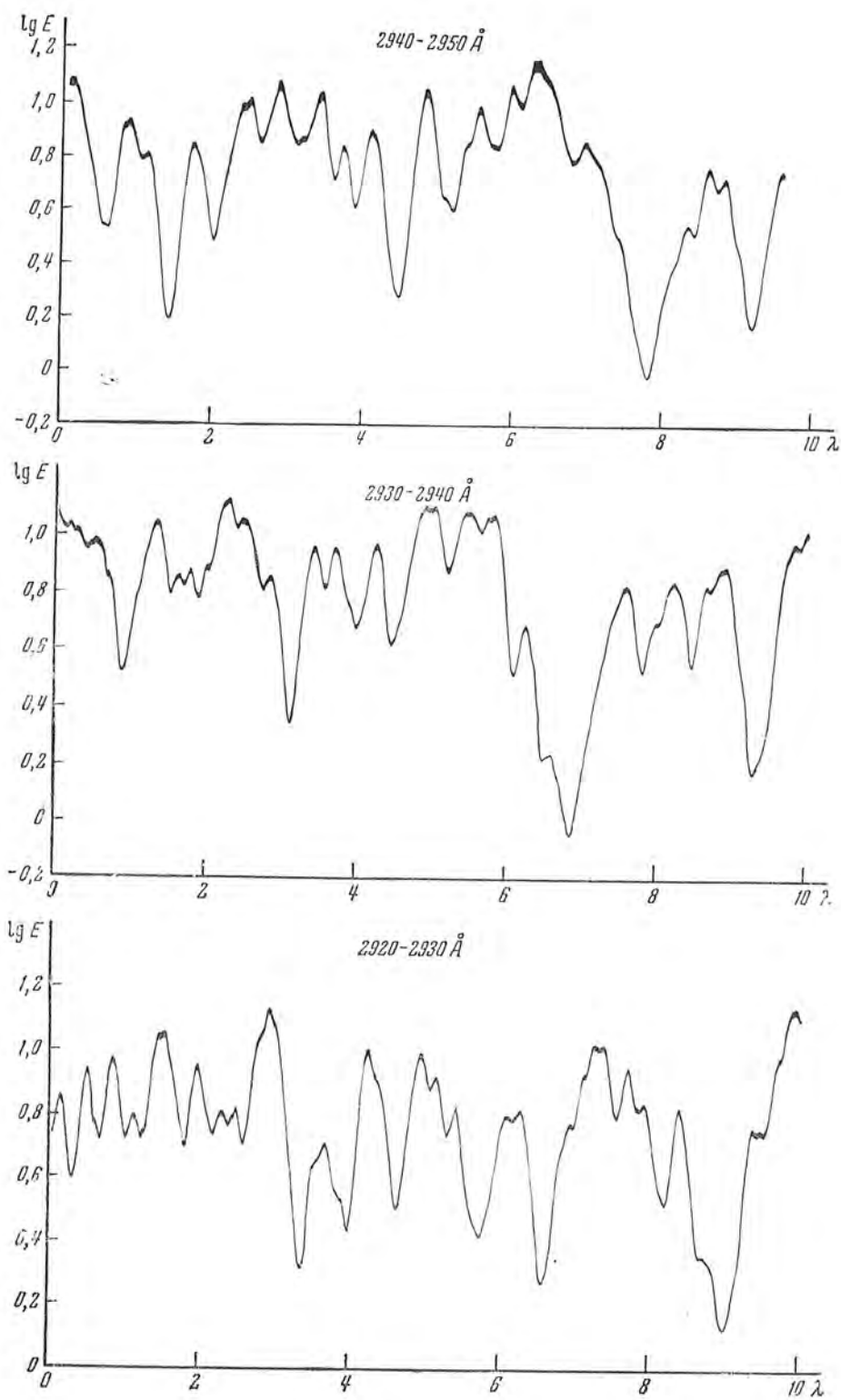
Фиг. 2 (продолжение)



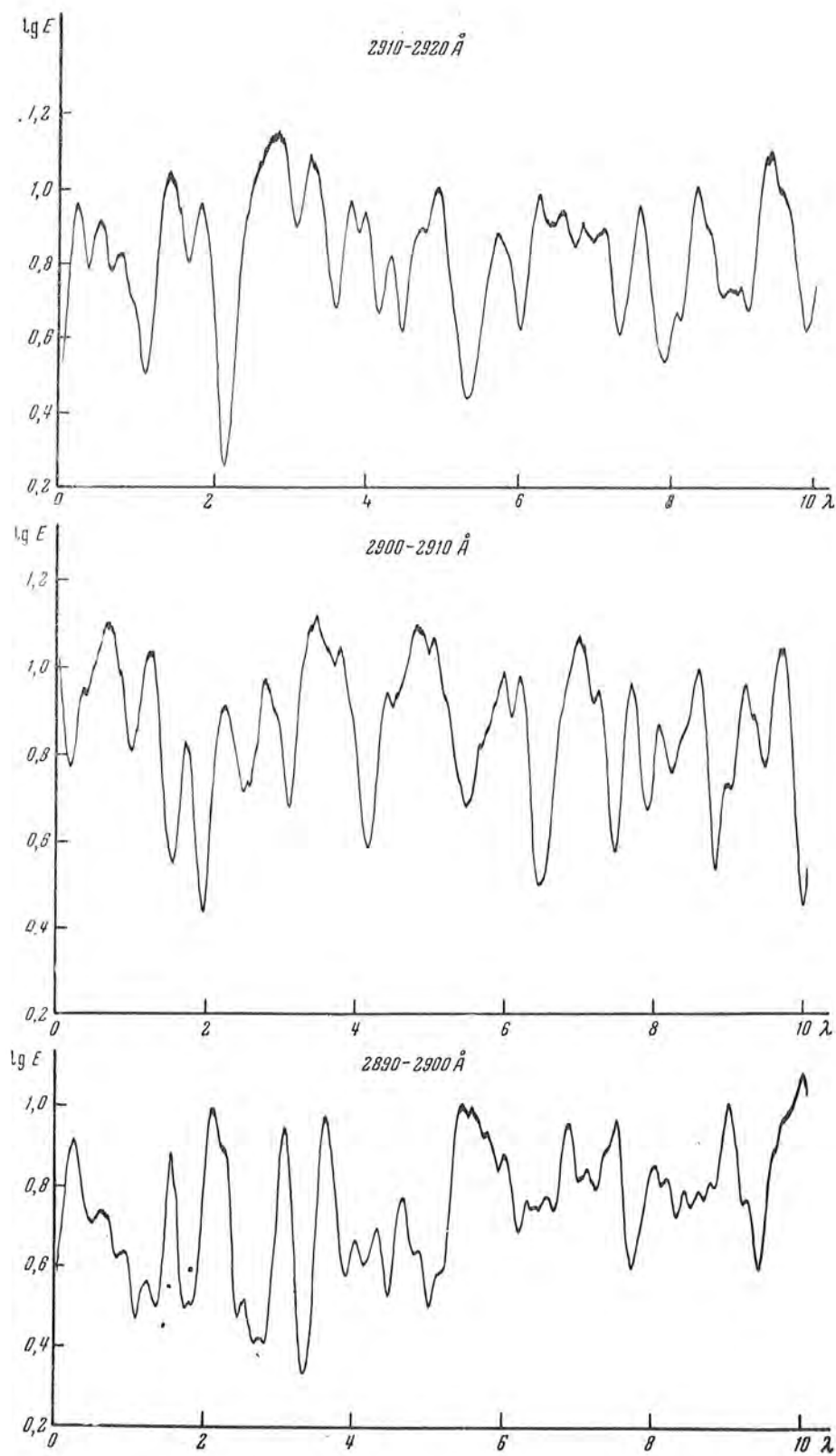
Фиг. 2 (продолжение)



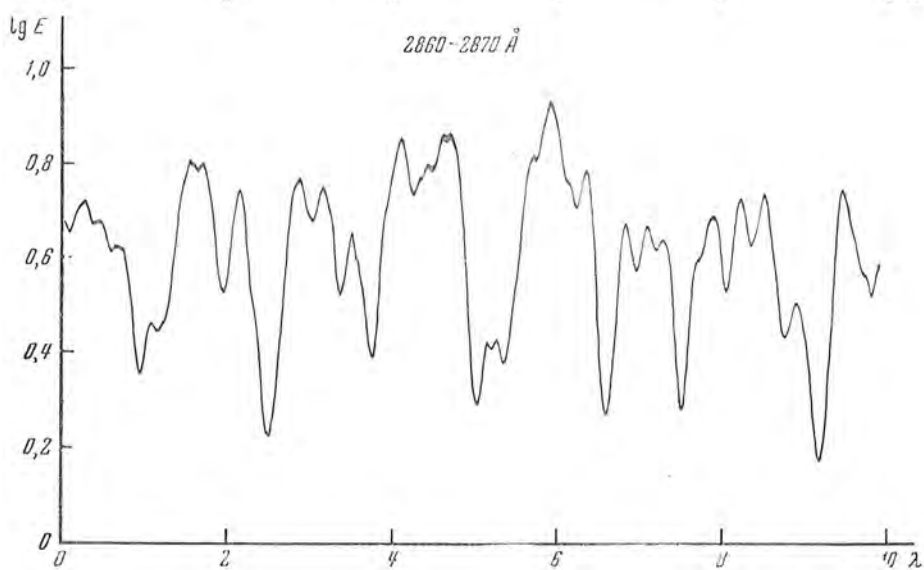
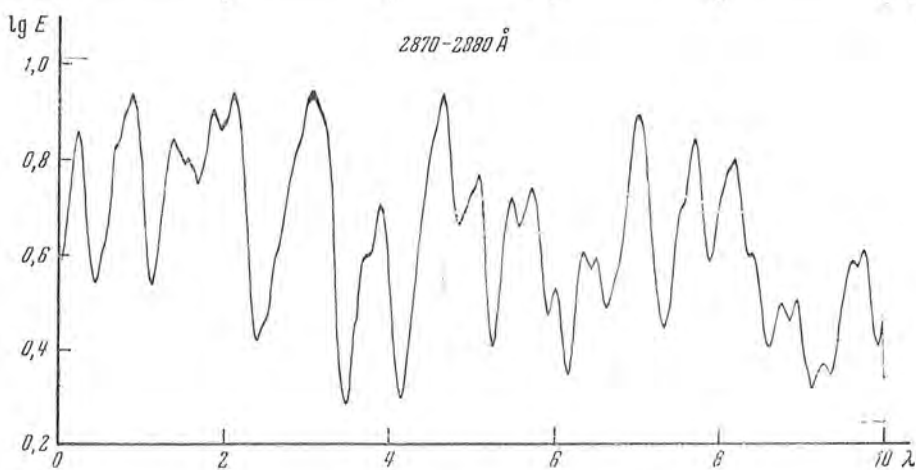
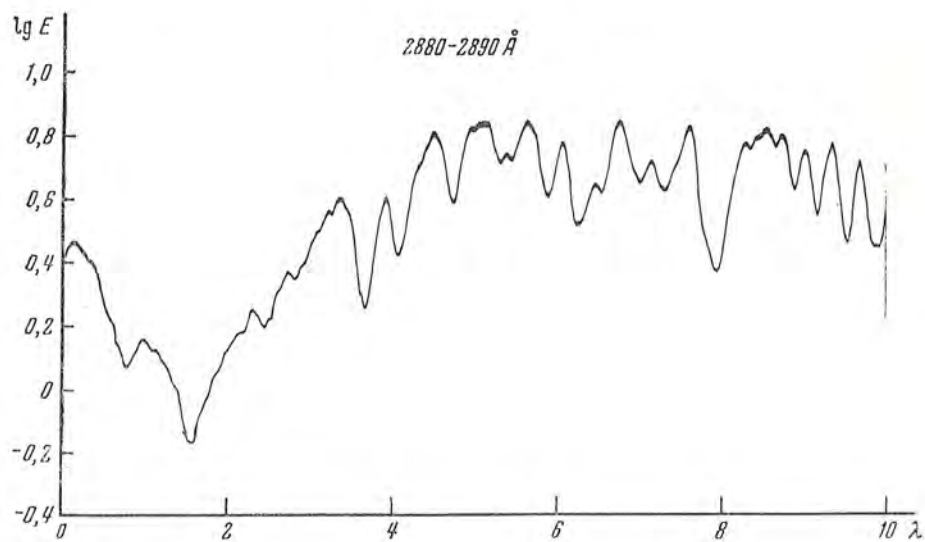
Фиг. 2 (продолжение)



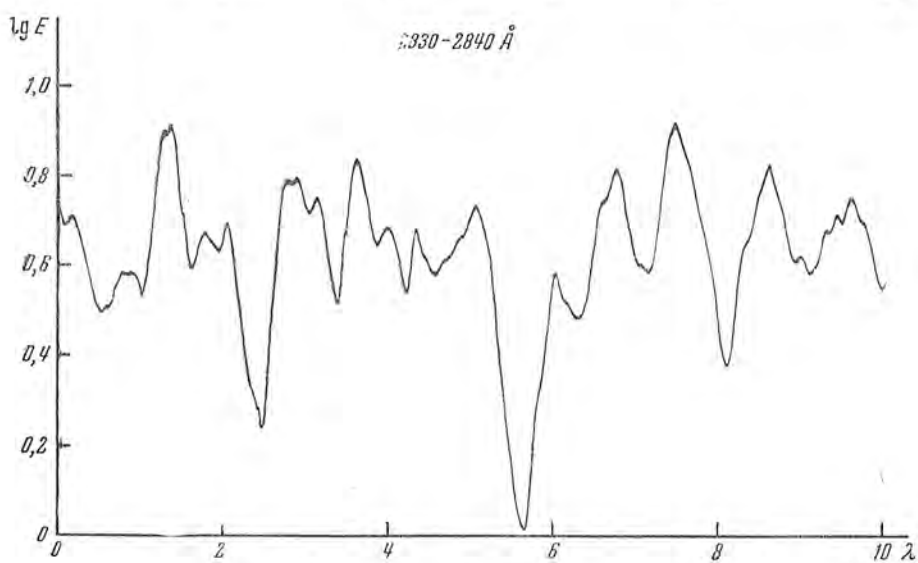
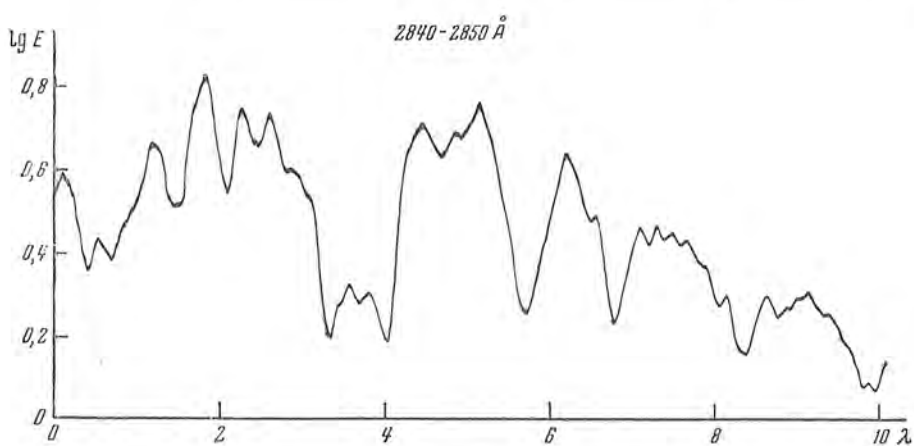
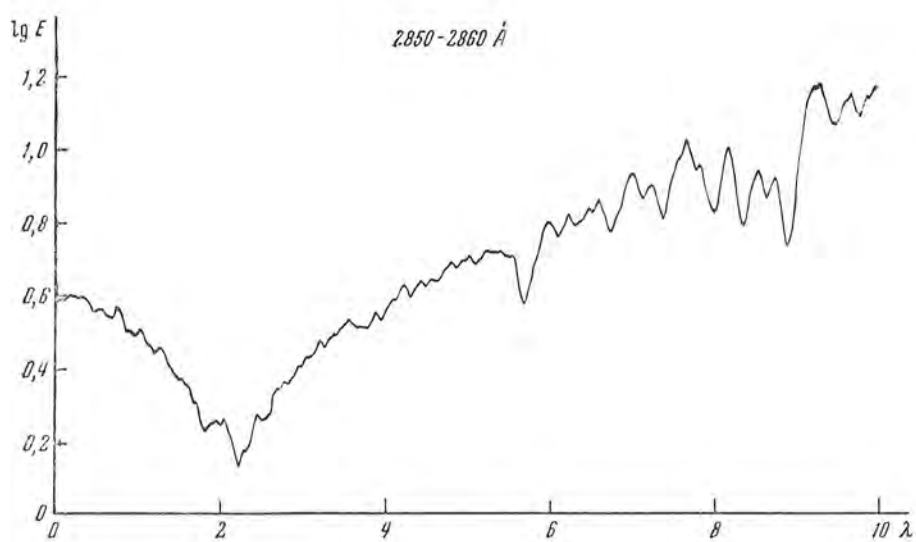
Фиг. 2 (продолжение)



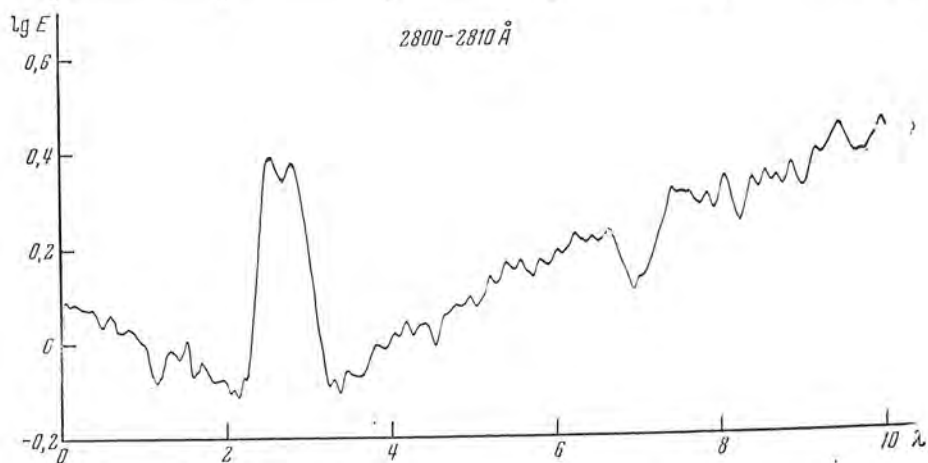
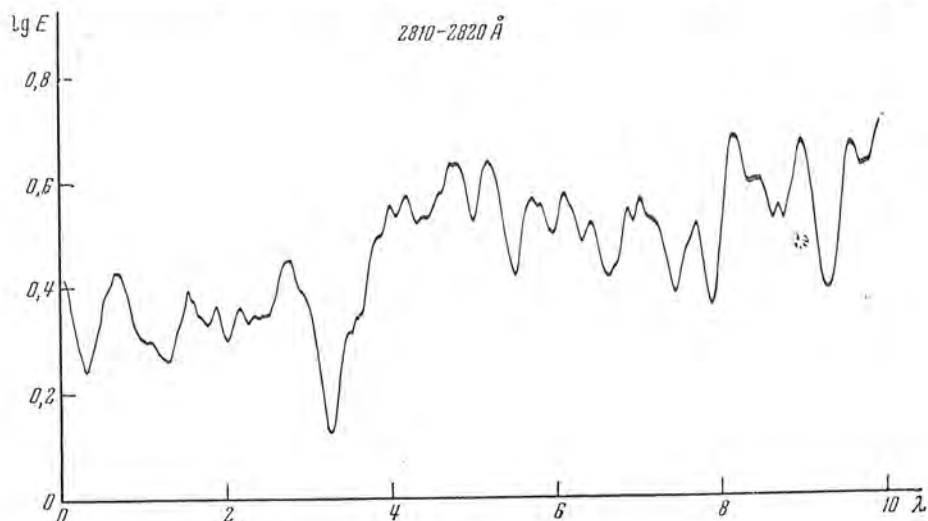
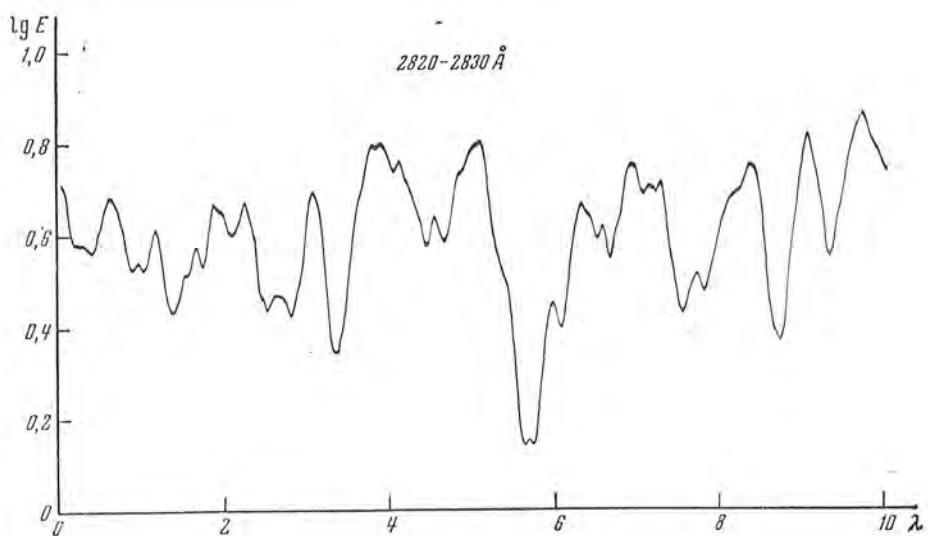
Фиг. 2 (продолжение)



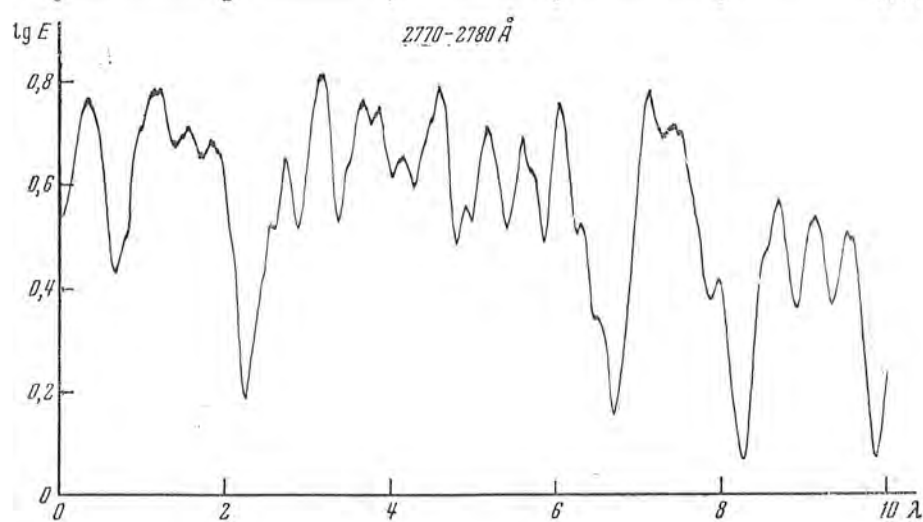
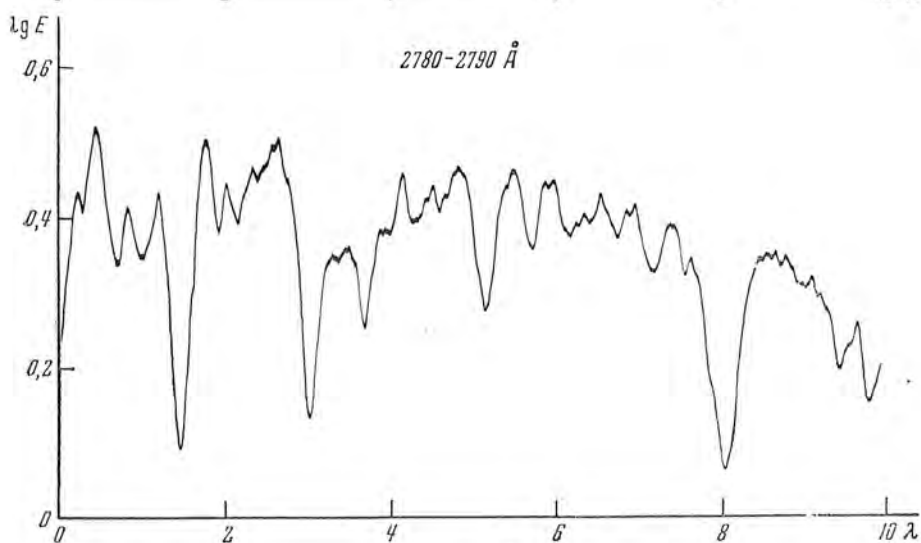
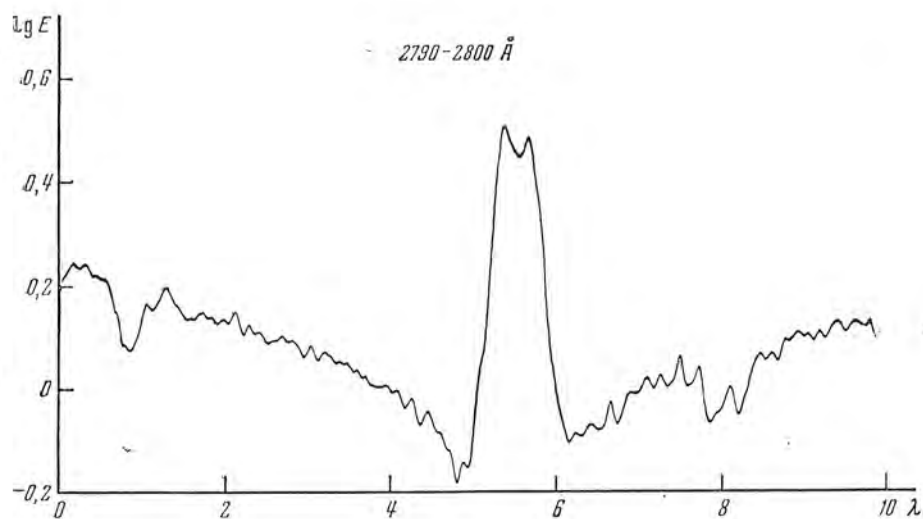
Фиг. 2 (продолжение)



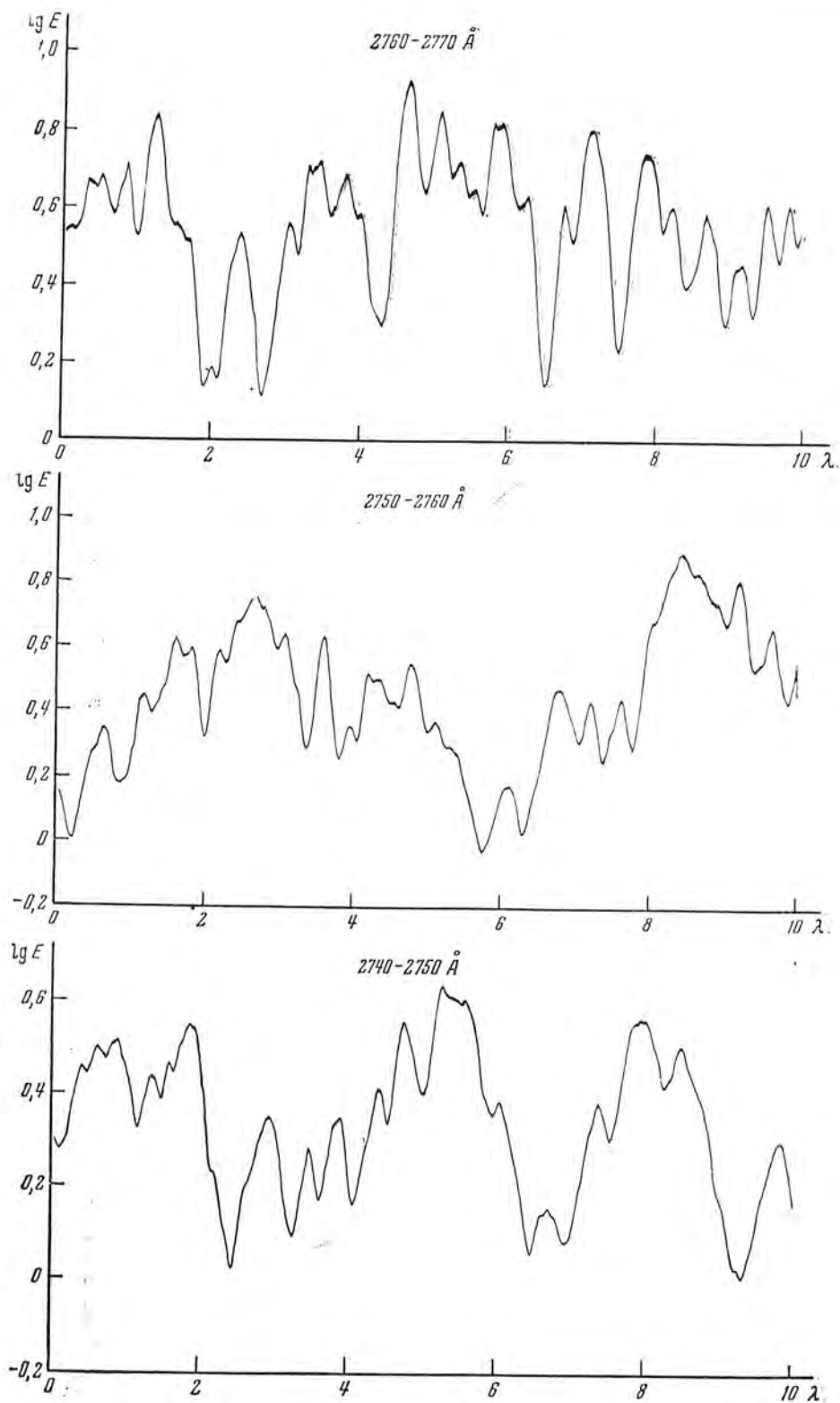
Фиг. 2 (продолжение)



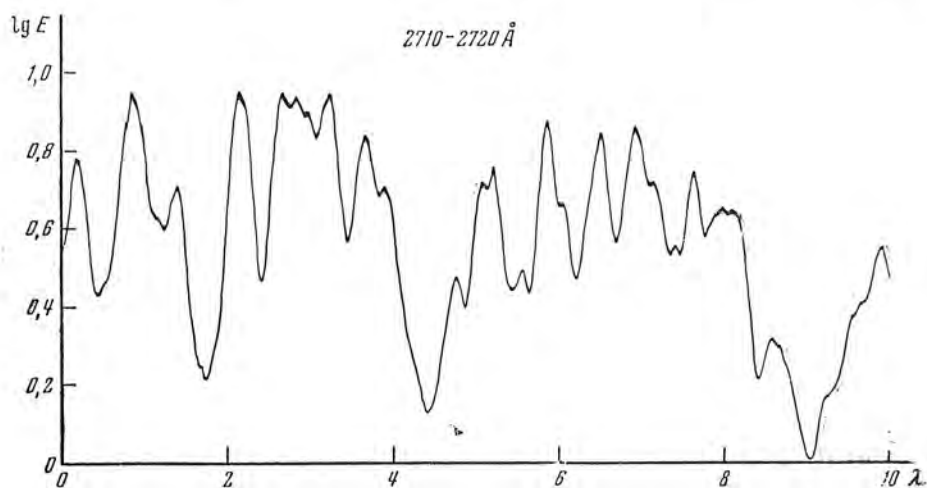
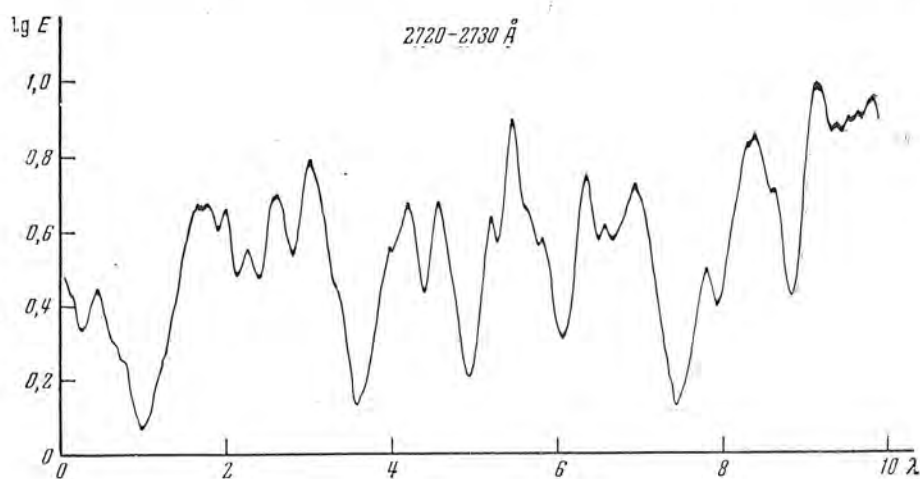
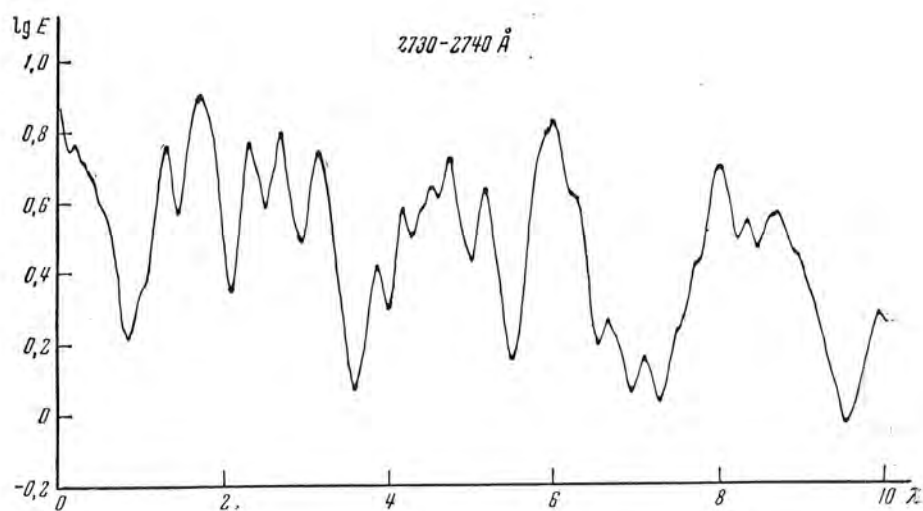
Фиг. 2 (продолжение)



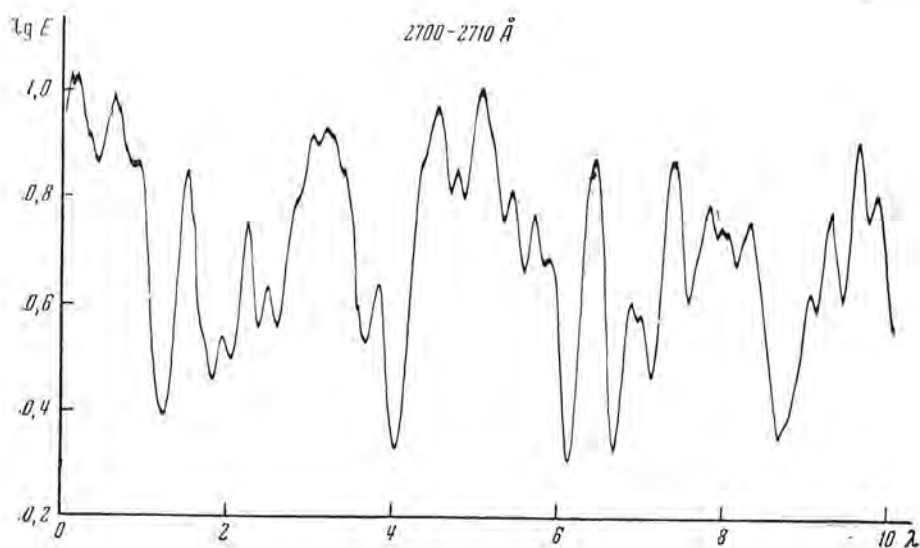
Фиг. 2 (продолжение)



Фиг. 2 (продолжение)



Фиг. 2 (продолжение)



Фиг. 2 (окончание)

При подъеме спектрального прибора на ракете во время его откочки узкая щель оказалась несколько загрязненной, поэтому спектры по высоте были неодинаковой плотности. Спектрограммы имели царапины и другие дефекты, а также неодинаковое разрешение по высоте спектра, поэтому фотометрирование производилось на разном расстоянии от края. В связи с этим каждый из участков спектра имеет свой масштаб, который подбирался так, чтобы размер записи был максимальным.

Цена одного деления шкалы для каждого из участков спектра находилась по разности логарифмов энергии для двух точек (обычно максимально удаленных друг от друга), определенной с помощью характеристической кривой. Для связывания участков вся область спектра была записана участками по 120 Å с перекрытием в 20 Å , по которым находилась разность логарифмов энергии для нескольких отдельных точек, принадлежащих каждому из участков в 10 Å . Проверка такого способа связывания, проведенная при вычислении площадей перекрывающихся частей участков, показала возможность несовпадения результатов до 3%. При окончательном связывании участков были учтены потери в приборе и спектральная чувствительность фотоматериала. При учете спектральной излучательной способности угля были использованы данные Эйлера [2].

Все участки оказались в хорошем согласии друг с другом. Несовпадение их краев не превышает величины логарифма энергии $0,01-0,02$.

Вследствие неопределенности в экспозиции, с которой были сфотографированы спектры, для привязки к шкале абсолютных энергий были использованы спектры, полученные в 1960 г. с экспозицией $4,5 \pm 0,1$ сек. Спектры охватывают область от 3100 Å и короче, имея разрешение приблизительно $0,4 \text{ Å}$.

В этом случае измерение абсолютной энергии в спектре Солнца проведено путем сравнения с интенсивностью излучения угольной дуги. Ее

кратер фотографировался описанным выше способом; экспозиция составляла 2 мин.

Так как опыты показали, что применяемая фотопленка не подчиняется закону взаимозаменяемости и разность чувствительностей пленки для отличающихся экспозиций, но при одинаковом количестве света не остается постоянной при разных условиях проявления, градуировка фотопленки производилась при двух экспозициях — 1,5 сек. и 2 мин., соответствующих временам фотографирования Солнца и кратера угольной дуги. При этом количество света в обоих случаях было одинаковым и определялось шириной щели спектрографа и нейтральными сетками с известным пропусканием.

Сравнение энергий спектра Солнца и угольной дуги производилось для λ 2930 Å, где тот и другой спектры имели одинаковые плотности.

После учета потерь света при отражении от зеркала следящей системы, разницы в экспозициях и эффекта невзаимозаменяемости для фотоматериала, энергия Солнца над земной атмосферой для длины волны 2930 Å была найдена равной $2,9 \frac{\text{мквт}}{\text{см}^2 \cdot \text{Å}}$. Точность определения этой величины, по-видимому, составляет 15—20%: воспроизводимость энергии угольной дуги 5—6%, воспроизводимость экспозиции 7%, ошибки фотометрирования 3—5%.

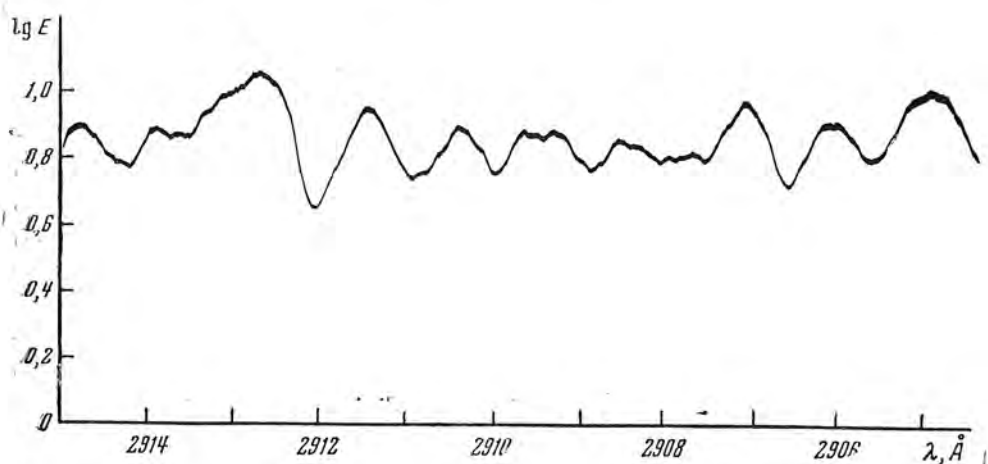
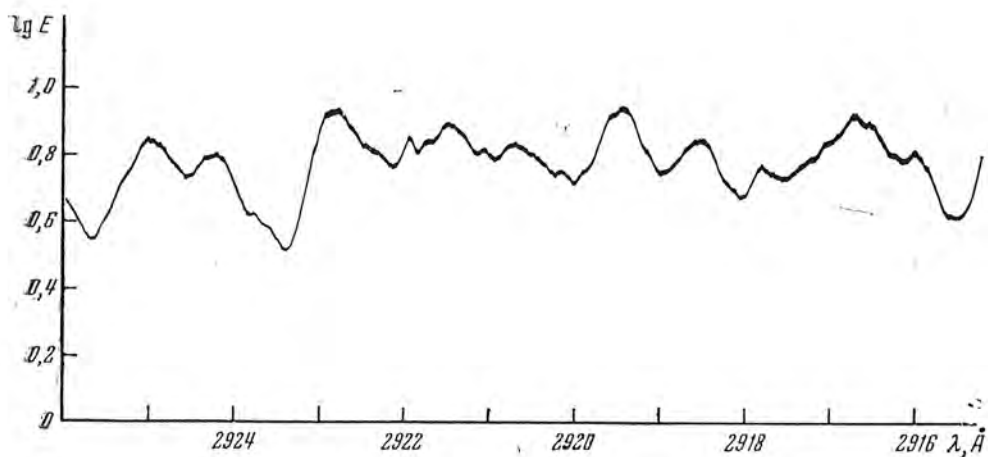
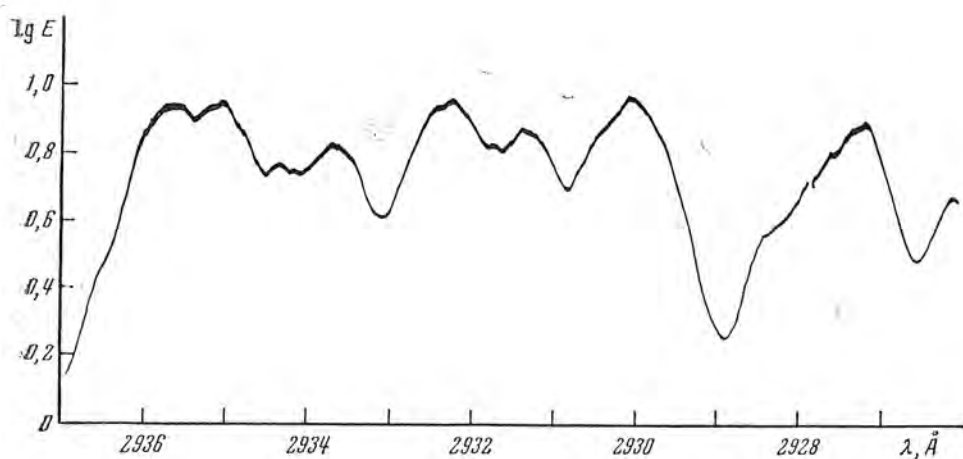
Шкала значений абсолютной энергии для спектра с разрешением 0,15 Å (фиг. 2) получена с помощью сравнения со спектром 1960 г. в участке длин волн 2937—2882 Å (фиг. 3). Значения энергий даны в $\frac{\text{мквт}}{\text{см}^2 \cdot \text{Å}}$. Площадь участка спектра с лучшим разрешением подгонялась так, чтобы она была равна площади под кривой энергий спектра с меньшим разрешением. Вычисление площадей производилось в координатах интенсивность — длина волны.

Этот же участок спектра сравнивался с фотометрической кривой, которую получили Вилсон и другие [3] путем привязки длинноволнового конца спектра к энергетической кривой излучения Солнца, наблюдаемого с Земли, и используя солнечную постоянную. Измерения в области 2990—2870 Å находятся в хорошем согласии с результатами [3], а также с фотометрическим атласом ультрафиолетового спектра Солнца [4], но у 2850 Å получается заметное несовпадение, достигающее 60—70% у 2700 Å.

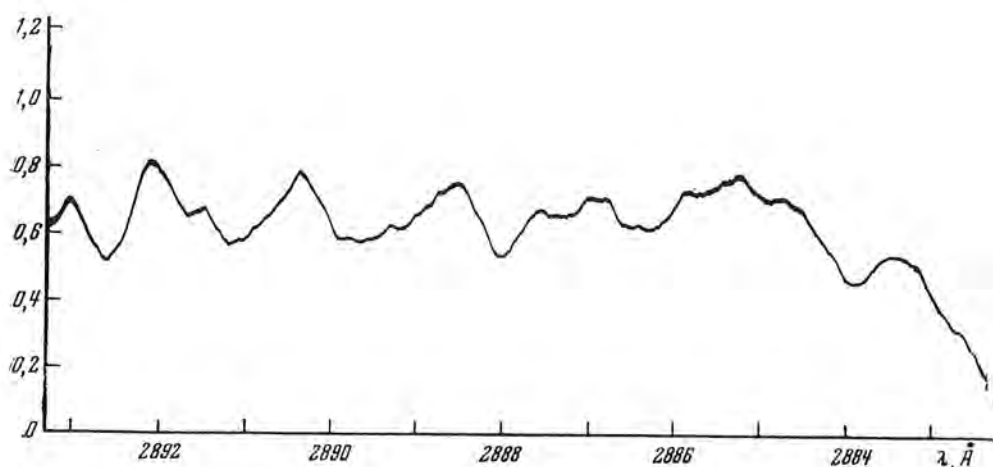
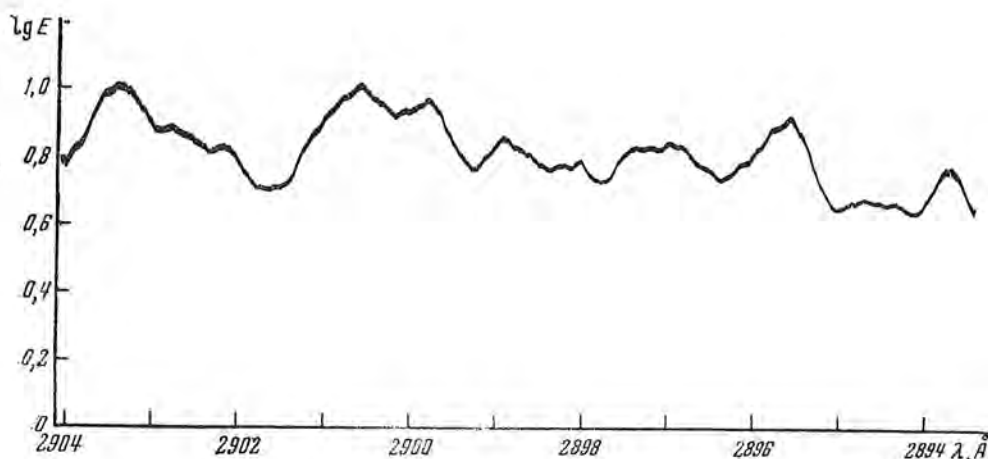
Участок 2720—2470 Å представлен фотометрической кривой спектра, имеющего разрешение 0,3 Å. Спектрограммы были получены в 1956 г., результаты анализа фраунгоферовых линий этих спектров опубликованы в [5, 6].

В качестве спектра сравнения использовался спектр криптоновой лампы ГСВД-120, распределение энергии в котором было измерено с помощью лампы «черное тело» при $T = 3000 \pm 15^\circ \text{K}$. Точность градуировки криптоновой лампы была оценена в 5%.

Шкала абсолютных энергий для этого участка спектра получена сравнением с фотометрической кривой спектрограмм 1960 г. в участке 2745—2700 Å.



Фиг. 3. Кривая распределения энергии излучения Солнца в участке 2937—2882 Å по спектрограмме с разрешением 0,4 Å

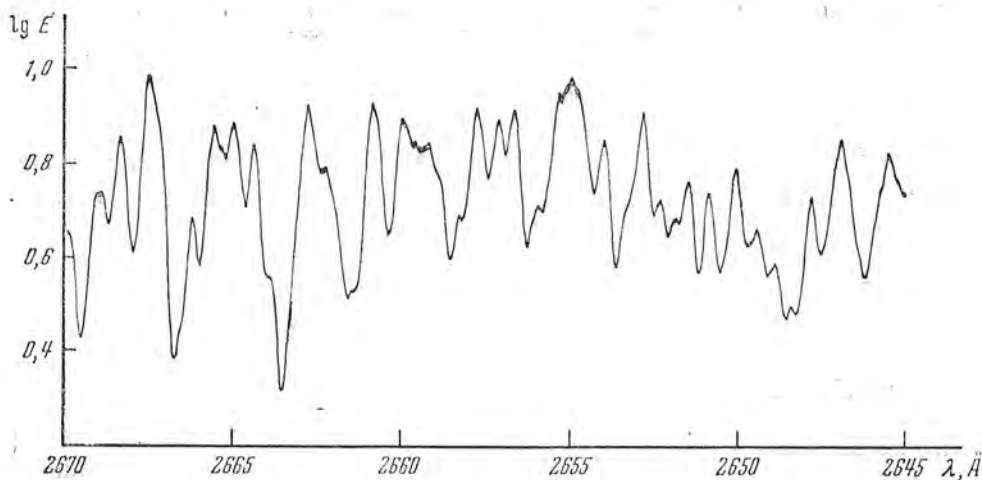
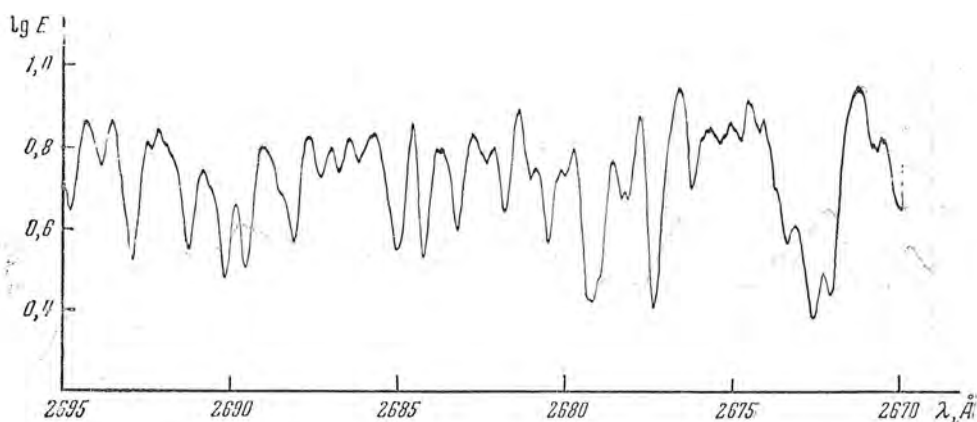
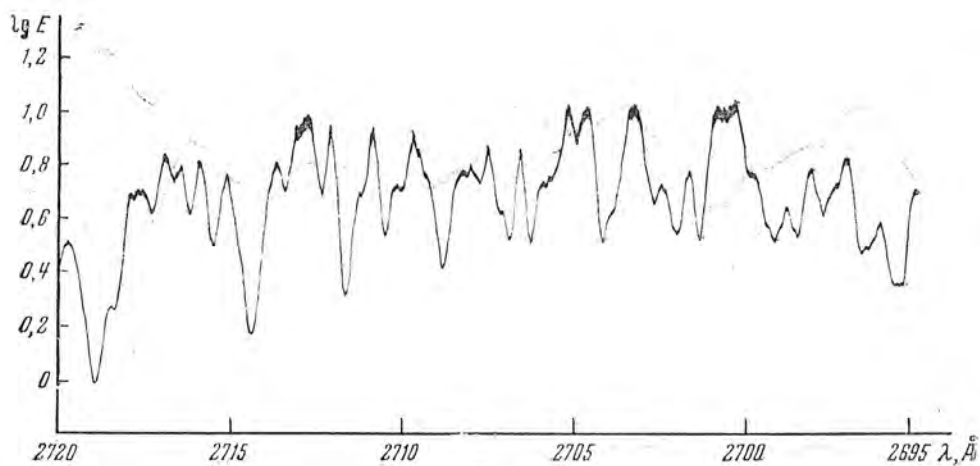


Фиг. 3 (окончание)

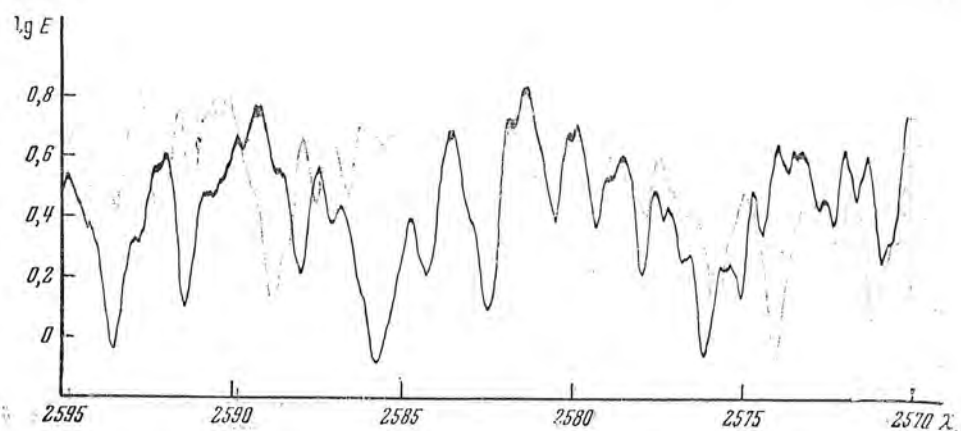
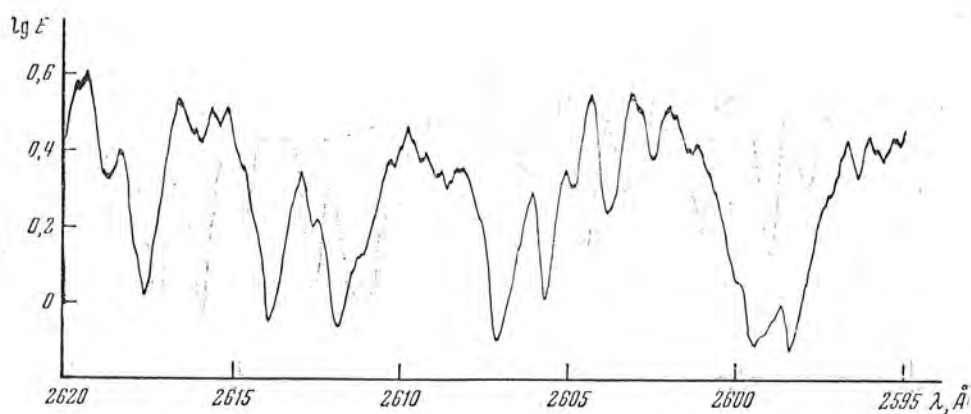
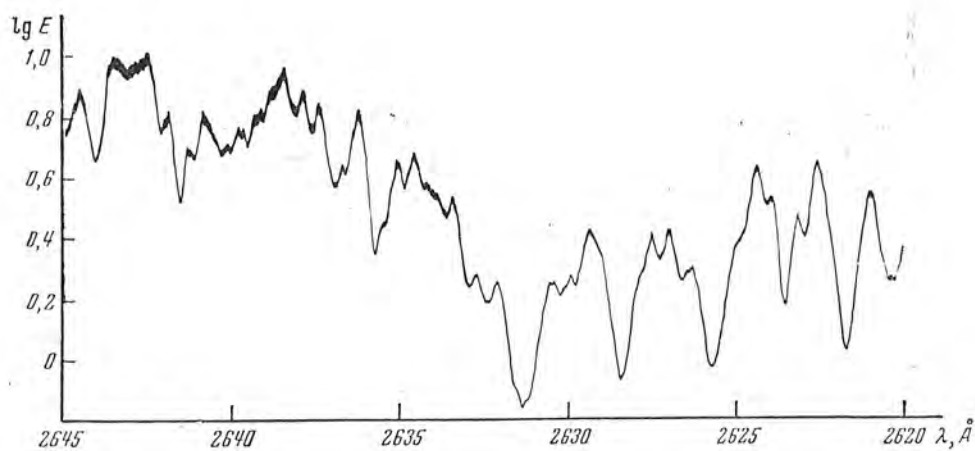
Ввиду меньшего разрешения спектрограмм для этого участка, а также малой величины поправок, учитывающих изменение эффективности прибора с длиной волны, запись спектра представлена отрезками по 25 Å (фиг. 4*). Относительное распределение энергии в этом участке спектра согласуется с фотометрическими кривыми работ [4, 7].

В отличие от приведенной здесь энергетической кривой для участка 3100—2700 Å, которая получена при обработке спектрограмм с разрешением 0,15 Å, измерения относительных энергий по спектрограммам с разрешением 0,4 и 0,3 Å находятся в согласии с фотометрическими кривыми работ [3, 4], которые также получены по спектрограммам, имеющим близкое к нашему (0,3—0,4 Å) разрешение.

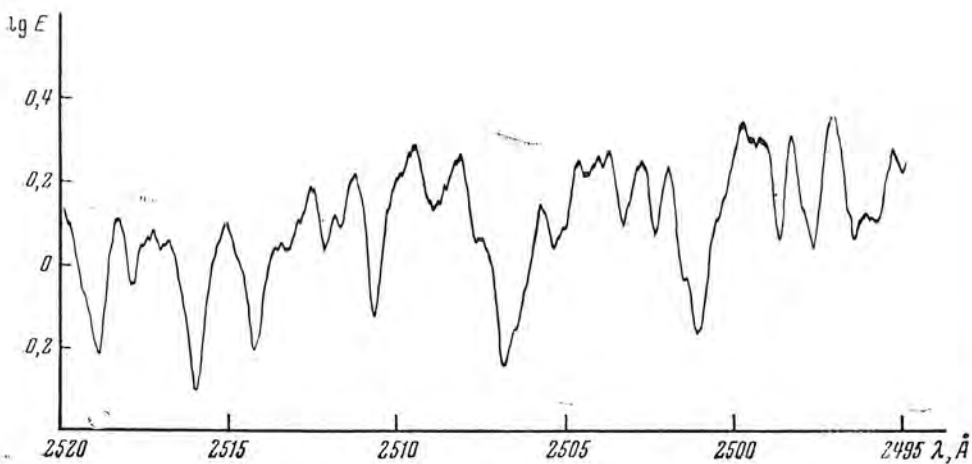
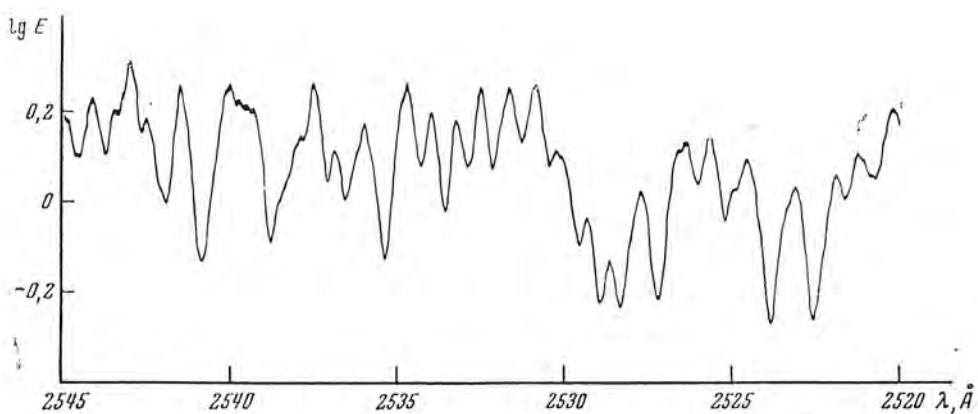
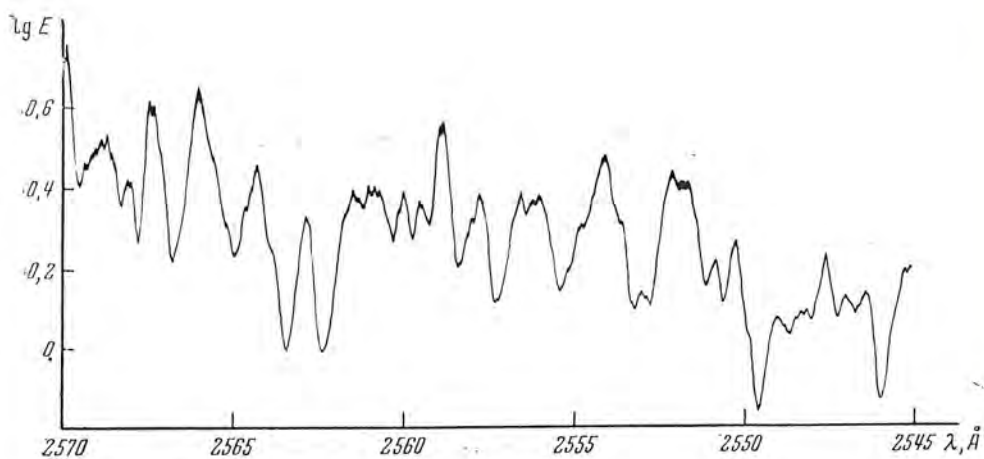
* Прим. при корректуре. Величины $\lg E$ на фиг. 4 должны быть уменьшены на 0,2.



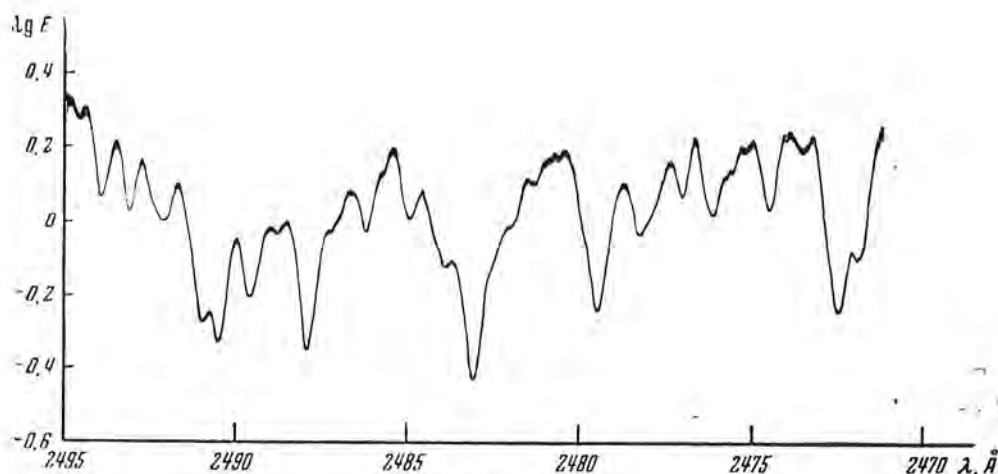
Фиг. 4. Спектральное распределение энергии излучения Солнца в участке 2720—2470 Å по спектрограмме с разрешением 0,3 Å (продолжение см. стр. 25—27)



Фиг. 4 (продолжение)



Фиг. 4 (продолжение)



Фиг. 4 (окончание)

Из фиг. 5 можно видеть, что интенсивность некоторых участков спектра соответствует яркостной температуре, превышающей температуру «черного тела» 6000°K . Так, у 3027 Å интенсивность соответствует излучению с температурой 6360°K , у 2977 Å — 6370°K , у 2913 Å — 6325°K , у 2700 Å — 6260°K , у 2655 и 2641 Å — 6250°K .

Возможно, что вследствие большей прозрачности солнечной атмосферы в этой области спектра наблюдается излучение из более глубоких слоев фотосферы.

Резонансные линии Mg II у 2800 Å

Можно предположить, что интенсивности отмеченных участков спектра не сильно занижены поглощением фраунгоферовых линий и близки к интенсивности непрерывного спектра. Кроме того, так как оптическая глубина в резонансных линиях Mg II значительно превышает глубины других линий этой области спектра, весьма вероятно найти участки спектра у 2800 Å , интенсивности которых обусловлены в основном поглощением только резонансных линий $2795,5$ и $2802,7\text{ Å}$. Интенсивности в таких точках контура линий Mg II обозначены на фиг. 5 кружками.

Считая, что контур линий Mg II определяется в основном процессами затухания, пользуясь моделью рассеивающего «обращающего слоя» Шустера, можно подобрать теоретический контур, совпадающий с наблюдаемыми значениями интенсивностей.

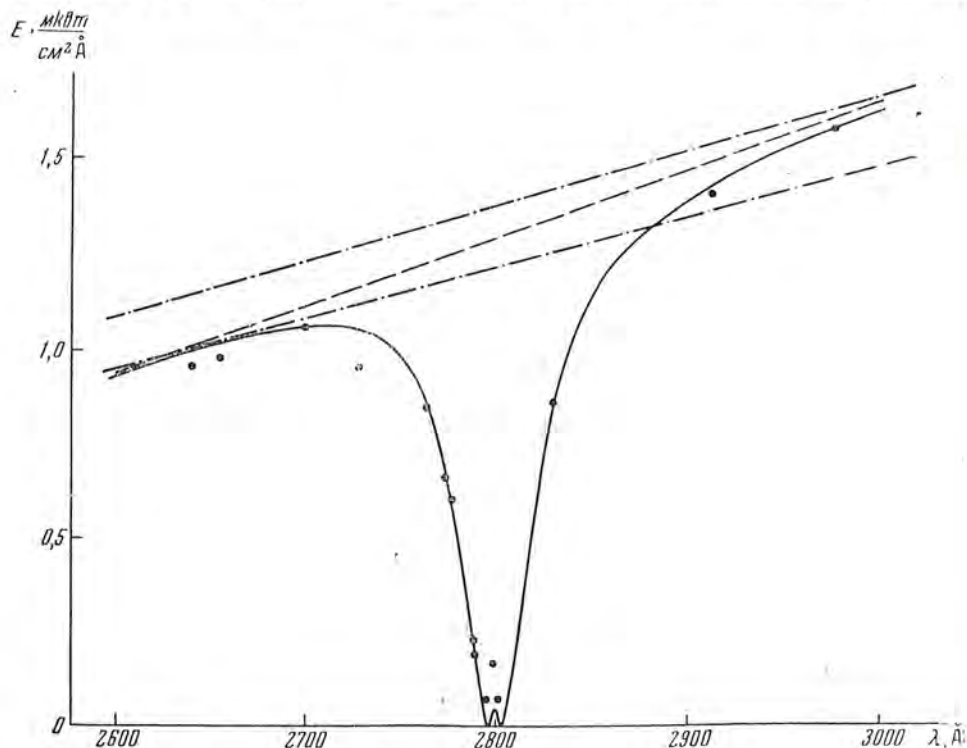
Выражение для остаточной интенсивности имеет вид:

$$r_{\lambda} = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} \tau_{\lambda} \left(\frac{1}{\Delta\lambda_1^2} + \frac{1}{2\Delta\lambda_2^2} \right)},$$

где τ_{λ} — оптическая глубина, имеющая отношение величин $1:1/2$ для линий $2795,5$ и $2802,7\text{ Å}$, $\tau_{\lambda} = \sigma_{\lambda} H$, где H — высота «однородной атмосферы», а σ_{λ} — коэффициент рассеяния

$$\sigma_{\lambda} = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda^2} N \frac{g_n}{\Sigma g_{n'}} f_{mn} \frac{\gamma}{\gamma_{\text{нл}}}.$$

Здесь N — среднее число атомов (в основном состоянии) на 1 см^3 , g_n — статистический вес подуровня, Σg_n — общий статистический вес основного уровня, f_{mn} — сила осциллятора, γ — постоянная затухания,



Фиг. 5. Поглощение в спектре Солнца у 2800 Å резонансными линиями Mg II

$\gamma_{\text{кл}}$ — классическая постоянная затухания. Ниже приведены результаты вычислений указанных параметров.

$\lambda, \text{Å}$	g_m	g_n	f_{mn}	$\frac{g_n}{\Sigma g_n} f_{mn} \frac{\gamma}{\gamma_{\text{кл}}}$	NH
2795	4	2	0,6	0,6	$3,8 \cdot 10^{20}$
2802	2	2	0,3	0,3	

NH определяет число атомов в основном состоянии над 1 см^2 атмосферы. Так как при вычислении не принималось во внимание затухание вследствие столкновений, это число должно быть в 2—3 раза уменьшено.

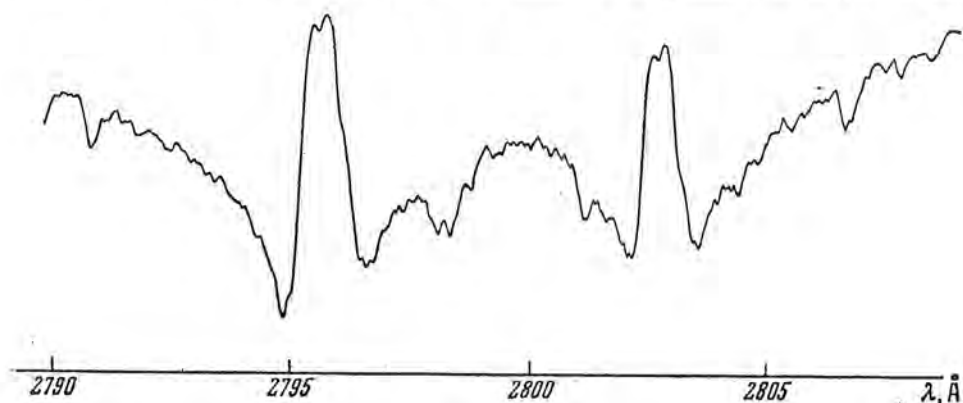
Полученная величина находится в согласии с определением числа атомов Ca II по резонансным линиям Унзольт [8].

Эквивалентная ширина поглощения, образованного линиями Mg II 2795,5 и 2802,7 Å, по нашим измерениям, составляет 66 Å.

Крылья построенного контура также могут указывать на уровень непрерывного спектра в данном участке длин волн. На фиг. 5 этот уровень изображен штриховой линией; штриховые линии с точкой показывают

уровень энергии излучения «черного тела» при температуре 6300 и 6400° К.

Интерес представляет излучение в линиях 2795,5 и 2802,7 Å Mg II. Самообращение, наблюдаемое в этих линиях излучения, на двух из пяти



Фиг. 6. Микрофотограмма участка спектра у 2800 Å. Самообращение в линиях излучения Mg II смещено в коротковолновую сторону

полученных спектрограмм смещено в коротковолновую сторону; микрофотограмма одной из них для области 2800 Å приводится на фиг. 6. Линии Mg II с самообращением, смещенным в длинноволновую область спектра, показаны на фиг. 7 (по оси ординат отложена энергия).

При аппроксимации линий поглощения двумя прямыми энергия излучения в линиях 2795,5 и 2802,7 Å составляет соответственно 1,06 и $0,72 \frac{\text{эВ}}{\text{см}^2 \cdot \text{Å}}$.

Воспользовавшись моделью хромосферы [9], сравним число квантов, создающих наблюдаемое излучение в линиях, с числом возбуждений атомов Mg II столкновениями с электронами.

Число квантов, создающее наблюдаемую энергию в линии 2795,5 Å,

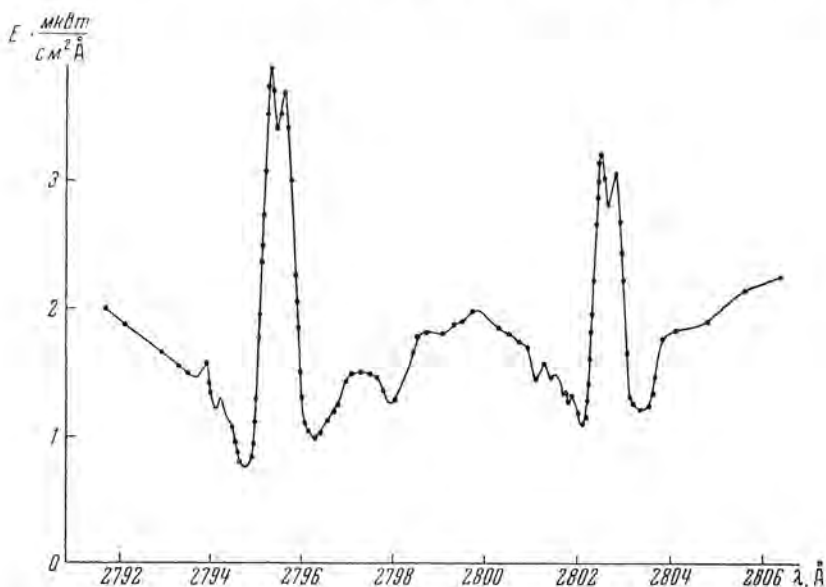
$$N_{k \rightarrow i} \approx \frac{4\pi E}{h\nu_{k \rightarrow i}} \left(\frac{L}{R} \right)^2 \approx 0,86 \cdot 10^{18},$$

где L — расстояние от Земли до Солнца, R — радиус Солнца. Число возбуждающих столкновений, происходящих в 1 сек. в столбике хромосферы над площадкой в 1 см^2 ,

$$N_{i \rightarrow k} = N_i(\text{Mg II}) \bar{n}_e \bar{g}_{ik}(v) \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{h\nu_{ik}}{kT_e} \right) e^{-\frac{h\nu_{ik}}{kT_e}}.$$

Неизвестной величиной в этом выражении является среднее эффективное сечение возбуждающих столкновений $\bar{g}_{ik}(v)$. Атомы Mg II по своему строению принадлежат к группе щелочных металлов, для которых эффективность столкновений особенно высока и близка к значению для атомов Na I. Экспериментальное исследование зависимости эффективного сечения возбуждения D-линий натрия электронным ударом от энергии

электронов провел Кристоф [10]. Для эффективного сечения в максимуме функции возбуждения он получил значение $4,8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. Атомы Mg II возбуждаются электронами, средняя энергия которых, соответствующая принятой температуре возбуждения $T_e = 6000 \text{ К}^\circ$, почти в 10 раз меньше



Фиг. 7. Кривая интенсивности участка спектра у 2800 Å. Самообращение в линиях излучения Mg II смещено в длинноволновую сторону

энергии, соответствующей максимуму функции возбуждения. Тогда, принимая для возбуждения резонансных линий Mg II функцию, найденную Кристофом, получим $g(v) = 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$.

Если допустить, что излучение в линиях образуется в нижних слоях хромосферы, для которых концентрация электронов $n_e = 10^{11}$, в предположении температуры возбуждения $T_e = 6000^\circ \text{ К}$ число невозбужденных атомов N_i составит $4,7 \cdot 10^{16}$. Так как самообращение линий не учтено, то найденное значение N_i занижено.

Такого же порядка число излучающих атомов получается и при рассмотрении более высоких слоев хромосферы, например для высот $(3 \div 5) \cdot 10^3 \text{ км}$, где $n_e = 10^{10}$, а T_e , по-видимому, не превышает 10^4 К . Тогда, в соответствии с моделью хромосферы, принимая, что относительное содержание элементов в нижней хромосфере сходно с таковым в фотосфере, для обеспечения такого числа атомов необходим столб хромосферы высотой $470 \cdot 10^3 \text{ км}$.

Таким образом, основное излучение в резонансных линиях Mg II возникает, вероятно, в нижних слоях хромосферы. Найденное число невозбужденных атомов $N_i > 4,7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ находится в соответствии с результатами Силие и Мензела [11], получивших для числа атомов менее распространенного в атмосфере Солнца элемента Са величину $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

Фраунгоферовы линии

Измерение и анализ фраунгоферовых линий производились по описанным выше спектрам, имеющим разрешение $0,15 \text{ \AA}$. В некоторых случаях удалось различить линии, отстоящие на расстоянии $0,1 \text{ \AA}$. Благодаря этому мы имели возможность более подробно разобрать и исправить ранее опубликованные списки фраунгоферовых линий для данного участка спектра [5, 6]. В публикуемом списке приводится большее число измерений линий. Многим измерениям уже можно приписать только одного носителя. Разрешены многие бленды.

Но часть линий осталась не отождествленной, причем некоторые из них, сравнительно сильные, наблюдались и прежде.

При измерении длин волн за основные стандарты были выбраны линии

2887,806	Fe I (167),
2782,974	Mg I (6),
2664,665	Fe II (263),

дисперсия принималась постоянной.

Почти каждая измеренная линия может быть найдена в приведенной выше фотометрической кривой. Но вследствие недостаточного разрешения спектра уровень отсчета интенсивности линии на микрофотограмме весьма неопределенный и в каждом отдельном случае требует специального анализа; поэтому приводятся визуальные интенсивности измеренных линий.

Интенсивности даются в десятичной шкале, при этом слабым и очень слабым линиям приписаны интенсивности 0, 00, 000. Буквы около цифр, обозначающих интенсивность, определяют характер линии: р — резкая, д — диффузная, ш — широкая.

Эти обозначения не всегда соответствуют характеру линии на микрофотограмме. Если перед цифрой стоит буква М, то эта линия была обнаружена лишь на микрофотограмме.

В первом столбце таблицы даны измеренные длины волн, во втором — интенсивность и характер линий. В третьем столбце приведены линии элементов, с которыми мы отождествляем измерения. В скобках указан номер мультиплета из таблиц Мур [12]. Если линии приписывается несколько носителей, то после цифры ставится фигурная скобка. При этом под фигурную скобку не вписывались линии, которые, по нашей оценке, вносят в общую интенсивность лишь незначительный вклад. Слабо разрешенные линии отмечены круглой скобкой.

Май 1961 г.

Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление	Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление
2632,35	2д	2632,353 Mn II (19)	2644,63	000	
2632,64	1р	2632,593 Fe I (6)	2644,77	1р	2644,78 Mg I
2632,99	3д	2632,94 Mg I (13)			2645,084 Fe II
2633,28	00р	2633,200 Fe II (356)	2645,14	1ш	2645,191 Fe II (421)
2633,63	1ш	2633,588 V I (13)			2645,256 V I (13)
		2633,64 Fe	2645,47	1р	2645,422 Fe I (6)
2634,03	1ш		2645,85	1р	2645,840 V II (89)
2634,40	2р		2646,22	2д	2646,26 Mg I (12)
2634,75	2р	2634,772 Fe	2646,39	0д	2646,413 Co I (53)
2634,98	000д	2634,91 Co	2646,66	2р	2646,650 Ti I (5)
2635,39	2д	2635,401 Fe II (238)	2646,92	0	
2635,84	4д	2635,808 Fe I (52)	2647,25	1р	
2636,16	0	2636,094 Cr I (19)	2647,62	2р	2647,558 Fe I (6)
2636,51	2д	2636,46 Cr II (62)	2648,18	2	
		2636,477 Fe I (51)	2648,51	1р	2648,54 Fe
2636,83	2р	2636,89 Cr I (19)	2648,71	2	2648,635 Co I (35)
		2637,168 Cr I (19)			2648,713 Ni II (17)
2637,18	2ш	2637,20 Cr II (62)	2649,28	1	2649,37 V II (213)
		2637,222 V I unc	2649,65	0	2649,66 Cr II (166)
2637,48	00д	2637,48 CrII (198)	2649,91	1д	2649,931 Co I (112)
2637,67	2р	2637,643 Fe II (221)	2650,21	2р	2650,266 Co I (53)
2637,88	00р	2637,861 Mn	2650,48	2	2650,470 Be I (2)
2638,20	3р	2638,173 Mn II (19)			2650,492 Fe II (410)
2638,57	00д				2650,613 Be I (2)
2638,76	0ш	2638,70 Ti II (29)	2650,71	3	2650,636 Be I (2)
2639,13	1				2650,779 Be I (2)
2639,46	0	2639,44 Cr II (325)			2650,80 Cr II (143)
2639,60	1р	2639,560 Fe II (221)	2651,17	5ш	2651,184 Ge I (1)
2639,87	1	2639,850 Mn II (52)	2651,61	1д	2651,580 Ge I (1)
2640,02	М00д	2640,00 Cr II (216)	2651,76	1д	2651,691 Fe II (355)
2640,22	1д	2640,22 Fe			2651,706 Fe I (51)
2640,33	М00д		2652,14	3	
2640,43	0д		2652,55	4р	2652,557 Fe II (237)
2640,64	00д		2652,80	00р	2652,78 V unc
2640,84	00д	2640,86 V II (213)	2653,11	0р	
		2641,116 Ti I (5)	2653,29	1р	
2641,16	4р	2641,124 Fe II (144)			2653,57 Cr II (8)
2641,52	3	2641,645 Fe I (50)	2653,66	4	2653,719 Co II (20)
2641,72	4	2641,80 Cr II (164)	2654,07	00р	
2642,06	2	2642,015 Fe II (309)	2654,26	1р	2654,27 Fe
		2642,118 Cr I (66)	2654,44	0р	2654,446 Nb I (7)
2642,26	2	2642,212 V II (89)	2654,65	00д	2654,639 Fe II (410)
		2642,72 V II (199)	2654,73	00д	
2642,65	00	2642,874 Co I	2655,11	1р	2655,14 Fe I (100)
2642,87	00		2655,60	2ш	2655,68 V II (213)
		2643,14 V I (13)			2655,78 Cr II (103)
2643,18	00	2643,146 Ni I (72)	2655,84	2ш	2655,787 Mn I (15)
2643,42	000	2643,40 Zr II (6)			2656,145 Fe I (156)
2643,56	00	2643,54 Cr II (123)	2656,15	4р	
2644,02	2р	2643,997 Fe I (52)	2656,37	4р	
		2644,275 Ti I (5)	2656,79	3р	2656,792 Fe I (99)
2644,34	1р	2644,363 V II (213)	2657,22	0д	2657,186 Ti I (3)

Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление	Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление
2657,44	2д		2669,52	4р	2669,54 Mg I
2657,86	0р	2657,917 Fe II (283)	2669,67	00	2669,610 Ti I (2)
2658,15	0р		2670,07	0д	2670,06 Cr II (63)
2658,28	0р	2658,251 Fe II (309)	2670,22	00	2670,237 V II (111)
2658,62	3р	2658,59 Cr II (8)			2670,24 Cr II (69)
		2658,91 Cr II (141)	2670,39	00	2670,33 Ni II (45)
2658,97	1	2658,97 V II (88)	2670,75	1р	2670,384 Fe II (355)
		2659,054 Fe II (237)			2670,81 Al II (2)
2659,23	1р	2659,24 Fe	2671,00	0	2670,918 V I (11)
2659,41	1р	2659,47 Cr II (403)			2671,02 Cr II (61)
2659,63	1р	2659,60 V II (112)	2671,27	0	
2659,78	1р	2659,73 Cr II (268)	2671,39	0	2671,404 Fe II (410)
2660,07	1р	2660,006 Cr I (58)	2671,61	00	2671,669 V I (12)
		2660,393 Al I (1)	2671,80	3р	2671,80 Cr II (8)
2660,44	4р	2660,396 Fe I (51)	2672,48	4ш	2672,45 Mg I
		2660,755 Mg II (4)			2672,581 Mn II (34)
2660,81	0д	2660,821 Mg II (4)	2672,83	2р	2672,83 Cr II (8)
2661,24	4р	2661,196 Fe I (50)	2673,15	2р	2673,213 Fe I (50)
2661,75	4р	2661,73 Cr II (8)	2673,50	0р	2673,442 Mn II (63)
		2661,966 Ti I (2)	2673,70	1р	2673,644 Cr I (18)
2661,99	2р	2662,056 Fe I (50)	2673,99	0р	2673,955 V II (14)
2662,30	2р	2662,315 Fe	2674,19	1р	2674,18 Fe
2662,58	2д	2662,563 Fe II (410)	2674,47	00	2674,442 Mn II (63)
2662,95	0р	2663,02 Cr II (165)	2674,66	1д	2674,71 Fe I (140)
2663,18	0р	2663,25 V II (213)	2674,99	1р	2674,987 Mn II (52)
2663,43	4	2663,42 Cr II (8)	2675,28	1р	2675,276 Fe I unc
		2663,548 Co II (13)	2675,57	0д	2675,506 Mn
2663,65	4	2663,67 Cr II (8)	2675,74	0д	2675,67 Cr II (69)
2663,97	2	2664,042 Fe I unc	2676,07	4ш	2675,980 Co I (53)
		2664,209 Fe II (273)			2676,11 Fe
2664,15	2	2664,259 Fe II (427)	2676,56	1д	2676,53 Cr II (141)
2664,69	4р	2664,665 Fe II (263)			2676,634 V I (72)
2665,01	1р		2676,94	2ш	2676,877 Fe (25)
2665,25	1р	2665,25 Ni II (45)	2677,23	5д	2677,13 Cr II (8)
		2665,563 Fe II (428)	2677,77	1р	2677,19 Cr II (8)
2665,57	1р	2665,58 Cr II (329)	2678,04	1р	2677,804 V II (3)
2665,79			2678,24	1р	2677,98 Si II (20)
2666,04	4р	2666,02 Cr II (8)	2678,59	2р	2678,572 V II (3)
2666,41	3р	2666,398 Fe I (50)	2678,80	2р	2678,79 Cr II (7)
2666,58	1р	2666,631 Fe II (263)	2679,04	3р	2679,062 Fe I (47)
2666,85	5	2666,811 Fe I (48)	2679,27	2р	2679,327 V II (3)
2666,99	5	2666,970 Fe I (100)	2679,48	00р	
2667,29	1		2679,71	1д	2679,751 Co I (110)
2667,42	1				2679,89 Cr II (267)
2667,52	0	2667,530 V II (67)	2679,91	1д	2679,949 Ti I (2)
		2667,89 Cr II (164)			2680,16 Cr II (142)
2667,87	4р	2667,912 Fe I (6)	2680,15	2р	2680,335 Na I (2)
2668,14	4р	2668,11 Mg I	2680,35	2р	2680,443 Na I (2)
2668,58	00		2680,46	2р	2680,452 Fe I (50)
2668,65	2р	2668,71 Cr II (8)			
2668,89	1р	2668,895 V I (11)			
2669,12	1р	2669,166 Al II (1)			

Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление	Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление
2680,70	1ш {	2680,723 Fe II (429)	2691,35	4	2691,351 Ge I (4)
		2680,784 Fe II (202)	2691,51	1	2691,49 Fe
2680,91	1ш {	2680,85 Cr II (86)	2691,69	1p	2691,732 Fe II (202)
		2680,91 Fe I (100)	2692,09	0д	2692,11 Cr II (84)
2681,00	0д {	2681,038 Fe II (416)	2692,26	1д	2692,254 Fe I
		2681,07 Cr II (86)	2692,60	4p	2692,601 Fe II (283)
2681,25	00	2681,235 Mn	2692,83	4p	2692,826 Fe II (62)
2681,57	3д {	2681,46 Cr I (8)	2693,15	2д	2693,191 Mn II (34)
		2681,586 Fe I (145)	2693,49	2p	2693,53 Cr II (84)
2681,96	0д	2682,01 Cr I (18)	2693,70	2д	2693,74 Mg I (10)
2682,22	2p	2682,214 Fe	2693,83	2д	2693,852 Fe II (261)
		2682,518 Fe	2694,18	0p	
2682,56	1p {	2682,535 V II (14)	2694,57	5д	2694,536 Fe I (144)
		2682,875 V II (3)			2694,701 Co II (13)
2682,86	5	2683,09 V II (3)	2695,03	3д	2695,032 Fe I (47)
2683,01	5	2683,45 Cr II (268)	2695,22	5д	2695,19 Mg I (10)
2683,45	0p	2683,835 Mn II (62)	2695,33	1д	2695,360 Mn II (34)
2683,77	000	2683,949 Fe	2695,54	5p	2695,542 Fe I unc
2683,96	4	2684,068 Fe I unc	2695,66	5p	2695,662 Fe I (145)
2684,07	4	2684,5 Co II (28)	2695,97	4	2695,996 Fe
		2684,535 Mn II (63)	2696,26	5p	2696,284 Fe I (143)
2684,52	1 {	2684,752 Fe II (283)	2696,47	5p	2696,534 Cr I (8)
		2684,940 Fe II (201)	2696,82	1p	2696,76 Cr II (84)
2684,75	2p	2685,14 Ti I (2)			2696,996 V I (86)
2684,93	0 {	2685,19 Cr II (85)	2696,99	1p {	2697,019 Fe I (100)
		2685,336 Co I (53)	2697,35	3	2697,330 Fe II (341)
2685,12	0	2685,689 V II (3)	2697,46	3	2697,453 Fe II (341)
2685,36	000	2685,882 Mn II (44)			2697,726 Fe II (325)
2685,63	0	2686,00 Cr II (68)	2697,73	0p {	2697,744 V I (86)
		2686,100 Fe II (202)	2697,90	1p	2697,90 Cr II (84)
2685,91	0д {	2686,356 V I (79)			2698,16 Mg I (10)
		2686,40 Cr II (241)	2698,15	3p {	2698,162 Fe I unc
2686,08	0д {	2686,512 V I (12)	2698,45	2p	2698,40 Cr II (7)
		2686,748 Fe			2698,68 Cr II (7)
2686,72	1д	2687,09 Cr II (7)	2698,79	3ш {	2698,724 V I (79)
2687,06	2p	2687,412 Mn I (23)			2698,85 Cr II (289)
2687,37	1p	2687,802 Fe	2699,17	3p	2699,107 Fe I (48)
2687,75	1p	2687,960 V II (3)	2699,34	0p	2699,34 Cr II (141)
2687,97	2p	2688,28 Cr II (84)	2699,61	1p	2699,59 Zr II (5)
2688,24	1	2688,41 Cr II (186)	2699,82	1p	2699,77 Fe
2688,41	1	2688,717 V I (3)	2700,19	1	2700,12 Zr (5)
2688,73	1p	2689,03 Cr II (84)	2700,33	1	
2689,00	000д	2689,212 Fe I (48)	2700,64	1д	2700,590 Cr I (17)
2689,19	3p		2700,96	5	2700,944 V II (1)
2689,42	3p	2689,827 Fe I (99)	2701,16	5 {	2701,10 Cr II (62)
		2689,883 V II (3)			2701,168 Mn II (35)
2689,80	3p {	2690,067 Fe I (4)	2701,50	2p	
			2701,72	2p	2701,693 Mn II (18)
2690,00	1p				2701,908 Fe I (161)
2690,40	1p		2701,98	2 {	2701,990 Cr I (18)
2690,76	1				2702,185 V II (2)
2691,04	4p		2702,23	2p	

Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление	Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление
2702,49	2p	2702,453 Fe I (154)	2714,19	2д	2714,205 V II (2)
2702,72	0		2714,46	5д {	2714,414 Fe II (63)
2703,04	0				2714,470 Co II (13)
2703,26	0		2714,89	2p	2714,868 Fe I (48)
2703,58	(5	2703,48 Cr I (18)	2715,13	00p	2715,125 Fe
		2703,56 Cr II (84)	2715,38	3д	2715,323 Fe I (4)
		2703,85 Cr II (7)	2715,65	3д	2715,676 V II (1)
2703,97	(6д	2703,988 Fe II (261)	2715,98	1p	2715,987 Co I (131)
2704,33	0д		2716,27	2p	2716,216 Fe II (261)
2704,57	1p	2704,569 Fe II (202)	2716,42	00p	2716,429 Fe II (339)
2704,79	1p	2704,744 Cr I (65)	2716,75	2p	2716,795 Mn II (33)
2705,09	0д		2717,11	1p	
2705,24	1p	2705,220 V II (2)	2717,36	2p	2717,368 Fe I (47)
2705,46	1p	2705,414 Cr I (64)	2717,51	2p	2717,51 Cr II (7)
2705,76	1p	2705,727 Mn II (18)	2717,79	2p	2717,786 Fe I (49)
2706,07	5 {	2706,012 Fe I (154)	2718,06	00д	2718,08 Cr II (187)
		2706,17 V II (1)	2718,40	3p	2718,435 Fe I (48)
		2706,566 Fe II (341)	2718,64	000	2718,639 Fe II (417)
2706,64	4 {	2706,581 Fe I (48)	2718,77	000д	
		2706,70 V II (2)	2719,03	4ш	2719,027 Fe I (5)
2706,91	0p		2719,35	2ш {	2719,296 Fe II (339)
2707,11	4p	2707,128 Fe II (339)			2719,418 Fe I (154)
2707,54	3p	2707,542 Mn II (18)	2719,74	1д	2719,736 Mn II (33)
2707,87	1p	2707,86 V II (2)	2720,01	00p	2720,06 Cr II (102)
2708,10	1p		2720,22	2 {	2720,194 Fe I (129)
2708,42	(4	2708,445 Mn II (18)			2720,25 Cr II (102)
2708,62	4	2708,570 Fe I (161)	2720,50	1p	2720,516 Fe I (4)
2708,79	2д	2708,78 Cr II (186)	2720,94	5д	2720,902 Fe I (5)
2709,07	1p	2709,072 Fe II (218)	2721,14	0д	
		2709,31 Cr II (186)	2721,32	0д	
2709,39	2p {	2709,373 Fe II (62)	2721,61	0p	2721,645 Ca I (2)
2709,63	1p	2709,631 Ge I (1)	2721,84	0p	2721,813 Fe II (199)
		2709,969 Mn II (18)	2722,07	2p {	2722,032 Fe I (97)
2709,99	2p {	2709,989 Fe I (144)			2722,060 Fe II (260)
2710,35	(3	2710,332 Mn II (18)			2722,095 Mn II (33)
2710,59	2д	2710,543 Fe I (100)	2722,35	2	
2710,98	2д	2710,92 Cr II (289)	2722,59	00p	2722,560 V I (85)
2711,19	2		2722,78	2p	2722,74 Cr II (7)
2711,51	(6 {	2711,566 Mn II (18)	2723,22	0д	2723,218 V II (1)
		2711,632 Mn II (18)	2723,63	5ш	2723,577 Fe I (5)
2711,68	(6 {	2711,655 Fe I (47)	2724,04	0д	2724,04 Cr II (102)
		2711,740 V II (2)	2724,41	4p	2724,462 Mn II (33)
2711,83	(6 {	2711,842 Fe II (201)	2724,68	0д	2724,68 Fe I
		2712,30 Cr II (7)	2724,95	5ш {	2724,879 Fe II (62)
2712,37	4 {	2712,386 Fe II (201)			2724,951 Fe I (48)
2712,66	0p		2725,35	2p	2725,359 Fe I (167)
2712,92	00p		2725,57	2p	2725,606 Fe I (48)
		2712,989 Fe II (325)	2725,79	2p	2725,805 Fe I (161)
2713,04	1p {	2713,050 V II (2)	2726,16	4ш {	2726,054 Fe I (48)
2713,38	3p	2713,320 Mn I (11)			2726,13 Mn I (11)
2713,81	1p				

Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление	Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление
2726,50	2р	2726,496 Cr I (7)	2739,38	(00	2739,395 Cr I (63)
2726,76	2р	2726,74 Si II (19)	2739,53	(5	2739,545 Fe II (63)
2727,35	2д	2727,382 Fe II (200)	2739,67	(00	2739,715 V II (1)
2727,55	7д	2727,538 Fe II (63)	2740,07	1	2740,09 Cr II (6)
2728,02	4р	2728,020 Fe I (47)	2740,42	0р	2740,457 Co I (109)
2728,20	00р	2728,17 Cr II (162)	2740,67	0р	
2728,63	1р	2728,644 V II (1)	2740,87	00р	2740,88 Ti I (31)
		2728,819 Fe I (154)			2741,078 Cr I (63)
2728,96	4 {	2728,898 Fe II (260)	2741,04	1р {	2741,10 Fe I (181)
		2728,973 Fe I (4)	2741,35	0д	2741,395 Fe II (260)
2729,40	0д	2729,427 Fe II (220)	2741,64	0д	2741,578 Fe I (98)
2729,57	00	2729,569 Fe II (417)	2742,01	3р	2742,02 Cr II (6)
2729,73	0д	2729,73 Cr II (162)	2742,36	5д	2742,406 Fe I (5)
2730,05	1р	2730,03 Fe	2742,67	0д	2742,670 V II (13)
2730,30	00		2743,22	5ш	2743,196 Fe II (62)
2730,43	00		2743,68	4р	2743,63 Cr II (6)
2730,75	3р	2730,735 Fe II (62)	2744,08	4	2744,068 Fe I (5)
2730,99	2р	2730,981 Fe I (48)	2744,22	00	
		2731,281 Fe I (161)	2744,54	3р	2744,526 Fe I (46)
2731,33	2 {	2731,347 V I (85)	2744,83	00д	2744,890 Fe II (260)
		2731,895 Cr I (7)	2745,01	3д	2744,97 Cr II (58)
2731,99	3д {	2732,004 Fe II (236)	2745,37	0д	2745,41 Cr II (185)
		2732,009 Mg I (9)	2745,53	0д	2745,550 Mn
2732,42	2д	2732,441 Fe II (32)	2745,85	0	2745,86 Zr II (3)
2732,75	0	2732,72 Zr II (5)	2745,94	3д	2746,028 Co I (108)
2732,91	2ш	2732,936 Fe II (417)			2746,157 Fe II (373)
2733,27	1д {	2733,265 Ti I (32)	2746,19	00д {	2746,21 Cr II (58)
		2733,509 Mg I (9)	2746,46	5д	2746,487 Fe II (62)
2733,56	6д {	2733,581 Fe I (46)	2746,77	00р	2746,743 Ni I (26)
		2734,002 Fe I (48)			2746,978 Fe II (63)
2733,99	2д	2734,266 Fe I (125)	2747,02	5д {	2746,982 Fe I (45)
2734,23	1р		2747,60	2д	2747,553 Fe I (125)
2734,45	0р		2748,29	2д	2748,275 Cr I (15)
2734,63	1р	2734,613 Fe I (47)	2748,61	00д	
2734,90	3р	2734,888 Fe	2748,97	5д	2748,98 Cr II (6)
2734,99	3р	2734,97 Fe	2749,20	7	2749,178 Fe II (63)
3735,28	0р {	2735,298 Ti I (32)	2749,30	(8	2749,324 Fe II (62)
		2735,475 Fe I (46)	2749,46	(M5	2749,482 Fe II (63)
2735,53	6ш {	2735,614 Fe I (125)	2749,68	000	2749,68 Fe
2735,91	0р		2750,15	6д	2750,140 Fe I (5)
2736,18	1р		2750,73	(3	2750,72 Cr II (6)
2736,53	5р	2736,559 Mg I (9)	2750,86	(3	2750,872 Fe I (128)
2736,77	000д	2736,73 Cr II (61)	2751,15	(1	2751,121 Fe II (217)
2736,98	6р	2736,968 Fe II (63)	2751,29	(1	
2737,33	6р	2737,310 Fe I (5)	2751,55	0р	2751,58 Cr I (15)
2737,60	2р	2737,630 Fe II (200)	2751,89	4р	2751,85 Cr II (6)
2737,84	2р	2737,834 Fe I			2752,070 Co I (138)
2738,20	2р	2738,210 Fe I (48)	2752,12	1 {	2752,159 Fe II (373)
2738,47	2р	2738,45 Fe			2752,21 Zr II (3)
2738,87	00д	2738,861 Mn I (38)			
2739,17	00д		2752,34	00	
			2752,67	000	

Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление	Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление
2752,82	1p	2752,851 Cr I (15)	2766,57	6д	2766,55 Cr II (6)
2753,02	00p	2753,034 Fe II (417)	2766,91	2д	2766,909 Fe I (47)
2753,31	4	2753,289 Fe II (235)	2767,29	000д	2767,26 Cr II (266)
2753,73	4	2753,687 Fe I (46)	2767,51	6д	2767,500 Fe II (235)
2753,97	3p	2754,030 Fe I (47)			2767,523 Fe I (46)
2754,25	00p	2754,28 Cr II (101)	2767,82	000p	
2754,39	1p	2754,427 Fe I (47)	2768,12	2p	2768,112 Fe
2754,58	1p	2754,596 Ge I (1)	2768,37	2p	2768,346 Mg I (8)
2754,90	2p	2754,907 Fe II (373)	2768,48	2p	2768,432 Fe I (126)
2755,15	1p	2755,184 Fe I (153)	2768,88	3	2768,940 Fe II (63)
2755,70	6ш	2755,733 Fe II (62)	2769,34	3	2769,354 Fe II (198)
2756,29	5	2756,329 Fe I (5)	2769,65	2p	2769,670 Fe I (44)
2756,48	2	2756,504 Fe II (200)	2769,92	2	2769,902 Cr I (15)
2756,93	3д	2756,96 Cr II (100)	2770,05	00	
2757,03	4p	2757,086 Cr I (15)	2770,51	4д	2770,507 Fe II (198)
2757,37	4p	2757,315 Fe I (46)	2770,65	3	2770,695 Fe I (123)
2757,78	4p	2757,72 Cr II (6)	2770,86	00	2770,865 Zn I (5)
2758,13	0д	2758,061 Ti I (35)	2771,20	1д	2771,184 Fe II (282)
2758,52	0д	2758,51 Fe	2771,57	1д	2771,553 Fe II (197)
2758,78	0д	2758,80 Zr II (3)	2771,88	00	2771,89 Fe
2758,95	1д	2758,99 Cr II (252)	2772,08	4p	2772,083 Fe I (45)
2759,42	2	2759,40 Cr II (101)	2772,30	1p	2772,33 Fe
2759,80	2	2759,73 Cr II (101)	2772,54	1p	2772,511 Fe
		2759,814 Fe I (47)	2772,82	2p	2772,86 Fe I (179)
2760,03	0p	2760,04 Cr II (184)	2773,26	2	2773,236 Fe I
2760,31	00p	2760,36 Cr II (100)			2773,30 Cr II (58)
2760,65	1p	2760,710 V II (149)	2773,46	00p	
2760,93	2p	2760,920 Mn I (9)	2773,65	00p	2773,659 Mn I (14)
2761,29	0p	2761,294 Ti II (12)	2773,94	1д	2773,907 Fe I (151)
2761,49	00p	2761,48 Fe I (140)	2774,26	1д	2774,28 V II (46)
2761,78	5p	2761,780 Fe I (46)	2774,72	2p	2774,686 Fe II (218)
		2761,813 Fe II (63)			2774,730 Fe I (46)
2761,99	5p	2762,027 Fe I (46)	2774,90	2p	2774,960 Co I (52)
2762,22	0	2762,22 Ti II (12)	2775,37	2д	2775,339 Fe II (32)
2762,44	0	2762,436 Fe II (199)	2775,64	00p	2775,652 Mn II (73)
2762,62	5ш	2762,58 Cr II (6)	2775,83	2д	2775,770 V II (148)
2762,70	000	2762,68 Fe	2776,16	1p	2776,180 Fe II (199)
2762,78	000	2762,770 Fe I (125)			2776,218 Mn I (9)
2763,09	1p	2763,108 Fe I (47)	2776,41	1p	2776,399 Fe
2763,56	2д	2763,59 Cr II (101)	2776,70	5p	2776,695 Mg I (6)
2763,88	1p	2763,913 Fe II (199)	2776,90	0p	2776,923 Fe II (373)
2764,16	5p	2764,188 Co I (52)	2777,26	1д	
2764,30	5p	2764,323 Fe I (128)	2777,82	2д	2777,892 Fe II (232)
		2764,355 Cr I (15)	2778,25	5д	2778,277 Mg I (6)
		2764,787 Fe II (198)	2778,83	2p	2778,813 Co I (128)
2764,76	2ш	2764,82 Ti II (12)			2778,842 Fe I unc
2765,17	2p	2765,220 Mg I (8)	2779,28	2p	2779,302 Fe II (234)
2765,47	2p	2765,46 Cr II (100)	2779,86	5д	2779,832 Mg I (6)
2765,65	2p	2765,676 V II (46)	2780,28	1p	2780,30 Cr II (183)
2766,07	1p	2766,03 Fe I (160)	2780,63	2д	2780,695 Cr I (15)
2766,19	1p	2766,215 Co I (131)			2780,700 Fe I (160)

Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление	Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление
2780,88	1д {	2780,890 Fe	2800,18	000	2800,16 Cr II (303)
2781,40	5д	2780,89 Cr II (58)	2800,45	000	2800,464 Fe
2781,85	1р	2781,418 Mg I (6)	2800,67	000	2800,65 Ti II (28)
2782,10	1р	2781,835 Fe I (46)	2800,91	000	2800,869 Zn I (5)
2782,38	1р	2782,146 Mn II (72)	2801,08	1	2801,084 Mn I (4)
2782,75	00	2782,36 Cr II (183)	2802,71	10m	2802,698 Mg II (4)
2782,97	4р	2782,711 Mn I (7)	2803,38	000	2803,35 Cr II (116)
2783,37	00д	2782,974 Mg I (6)	2803,61	000	2803,613 Fe I (151)
2783,75	1р	2783,690 Fe II (234)	2803,84	000	2803,770 Co I (52)
2783,99	00р {	2783,959 Fe II (295)	2804,09	000	2804,098 Co I (126)
2784,35	0р	2784,017 Fe I (160)	2804,50	0р	2804,521 Fe I (44)
2784,65	0р	2784,346 Fe I (152)	2805,06	00 {	2805,00 Ti II (25)
2785,08	2д	2784,648 Ti II (8)	2805,27	000	2805,078 Ni I (1)
2785,22	3д	2785,10 Cr II (99)	2805,70	000 {	2805,315 Fe (295)
2785,71	1д	2785,213 Fe II (373)	2805,77	00 {	2805,67 Ni II (54)
2786,44	1д	2785,69 Cr II (183)	2806,07	00	2805,704 Ti I (35)
2786,48	00	2786,18 Fe I (123)	2806,53	00m	2805,786 Fe II (259)
2786,83	0д	2786,46 Cr II (252)	2806,97	2р	2805,808 Fe I (92)
2787,15	1д	2786,81 Fe I unc	2807,24	1	2806,072 Fe I (139)
2787,27	0	2787,12 Fe I (151)	2807,93	0m {	2806,50 Fe I (176)
2787,65	0д	2787,260 Fe II (380)	2808,30	1р	2806,984 Fe I (45)
2787,91	0р	2787,61 Cr II (58)	2808,63	00д	2807,245 Fe I (2)
2788,13	5р	2787,935 Fe I (93)	2808,80	00	2807,96 Fe I (94)
2789,51	1д	2788,106 Fe I (44)	2808,97	00	2808,015 Mn I (6)
2789,87	1д	2789,477 Fe I (125)	2809,77	1д	2808,328 Fe I (45)
2790,27	00р	2789,803 Fe I (170)	2810,26	2m {	2808,62 Fe
2790,78	2р	2790,283 Co	2810,78	1д	2809,103 Mn I(6)
2791,46	0д	2790,768 Mg II (3)	2811,15	0д {	2809,804 Fe II (380)
2791,83	0д	2791,462 Fe	2811,26	1д	2810,265 Fe
2792,19	000	2791,786 Fe I (151)	2811,71	0	2810,272 V II (120)
2792,40	00д	2792,16 Cr II (183)	2812,00	0р	2810,276 Ti II (25)
2793,92	00	2792,397 Fe I (95)	2812,30	0р	2810,78 Cr II (99)≡
2794,18	000	2793,887 Fe II (198)	2812,50	0р	2810,91 Zr II (30)
2794,73	000	2794,157 Fe I (124)	2812,85	00	2811,05 Cr II (303)
2794,80	1	2794,700 Fe I (46)	2813,27	4р	2811,160 Fe I (92)
2794,96	000	2794,817 Mn I (1)	2813,66	1m	2811,169 Cr I (54)
2795,51	10m	2795,006 Fe I (3)	2814,03	000	2811,269 Fe II (196)
2796,67	000	2795,523 Mg II (1)	2814,30	0д	2812,00 Cr II (182)
2796,85	000	2796,644 Fe II (373)	2814,57	0д	2812,31 Fe I (96)
2797,11	000	2796,871 Fe I (96)	2814,99	1 {	2812,493 Fe II (215)
2797,29	000	2797,081 Co I (108)			2812,840 Mn I (8)
2797,73	000	2797,775 Fe I (45)			2813,288 Fe I (44)
2797,94	1	2797,989 Mg II (3)			2813,613 Fe II (198)
2798,26	1	2798,270 Mn I (1)			2813,989 Mn I (7)
2798,61	1	2798,651 Ni I (26)			2814,354 Ni I (79)
2798,74	000	2798,755 V II (100)			2814,52 Cr I (100)
2799,19	00	2799,153 Fe			2814,91 Zr I (4)
2799,30	00	2799,292 Fe I (233)			2814,976 Co I (4)
2799,82	00	2799,841 Mn I (6)			

Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление	Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление
2815,53	2p {	2815,506 Fe I (95)	2829,53	0	
2815,97	1д	2815,555 Co I (52)	2829,85	0p	
2816,34	1p	2815,987 Co I (13)	2830,07	1p	2830,061 Fe II (259)
2816,65	2д	2816,684 Cr I (75)	2830,44	2	2830,46 Cr II (82)
2816,8	(	2816,83 Cr II (58)	2830,59	2	2830,60 Cr II (81)
2817,03	000	2817,107 Fe II (380)	2830,82	0p	2830,793 Mn I (6)
2817,32	000	2817,37 Ti I (29)	2831,02	3p	
2817,53	3p	2817,505 Fe I (44)	2831,33	000p	
2817,84	000	2817,838 Ti II (25)	2831,57	2p	2831,562 Fe II (217)
2817,99	3p	2817,969 Mn I (6)	2831,90	1	
2818,30	1p	2818,36 Cr II (182)	2832,20	2p	2832,158 Ti II (7)
2818,65	1	2818,592 Co I (2)	2832,45	5p	2832,436 Fe I (44)
2818,78	0	2818,76 Zr II (47)	2832,87	00	
2819,33	4p	2819,327 Fe II (196)	2833,12	00	2833,100 Fe II (380)
2819,78	1p		2833,42	0p	2833,401 Fe I (137)
2820,05	1	2820,002 Co I (1)	2833,90	1p	2833,922 Co I (2)
2820,42	1	2820,36 Ti II (7)	2834,21	1p	2834,24 Cr II (195)
2820,73	1p	2820,801 Fe I (2)	2834,44	00 {	2834,414 Fe I (90)
2821,06	1p	2821,124 V II (86)	2834,54	0p	2834,428 Co I (52)
2821,26	2p	2821,291 Ni I (25)	2834,78	0	2834,547 Ni I (2)
2821,43	1	2821,452 Mn I (6)	2834,95	00	2834,755 Fe I (159)
2821,55	1д	2821,63 Fe I (134)	2835,49	3p	2834,939 Co II
2821,95	1д	2822,01 Cr II (182)			2835,457 Fe I (2)
2822,38	2p	2822,38 Cr II (82)	2835,69	5p {	2835,63 Cr II (5)
2822,56	2	2822,549 Mn I (6)	2835,91	1p	2835,716 Fe II (216)
2823,28	5p	2823,276 Fe I (44)	2836,21	1д	2835,948 Fe I (93)
2823,50	000д		2836,46	1д {	2836,185 Fe II (294)
2823,76	000				2836,509 Fe II (294)
2824,02	0д		2836,74	00д	2836,527 V II (61)
2824,35	1p	2824,370 Cu I (17)	2837,16	1p	2836,716 Fe II
2824,64	1p	2824,70 Fe I (170)	2837,29	1p	2837,154 Co I (137)
2824,79	000		2837,57	000	2837,300 Fe II (231)
2825,19	1д	2825,23 Ni II (25)	2837,87	00	2837,602 C II (13)
2825,66	7	2825,687 Fe I (3)	2838,18	3p	2837,88 Cr II (81)
2826,02	7 {	2825,995 Fe I (3)	2838,42	M1	2838,120 Fe I (44)
2826,44	1д	2826,024 Fe II (255)	2838,50	0p	2838,45 Fe I
2826,72	(1д	2826,50 Fe I (92)	2838,81	0	2838,531 V II (160)
2826,8	(	2826,734 Cr I (100)	2838,94	1p	2838,78 Cr II (250)
2827,05	1p	2826,797 Co I (126)	2839,20	1p	2838,951 Ni I (68)
2827,2	(	2827,22 Ti II (24)	2839,37	0	2839,23 Cr II unc
2827,44	1p	2827,431 Fe II (231)	2839,51	1	2839,34 Zr II (38)
2827,60	1p	2827,67 Fe I (169)	2839,80	0	2839,535 Fe II (391)
2827,87	1p	2827,892 Fe I (3)	2840,07	1m	2839,819 Fe II (380)
2828,22	0p	2828,150 Ti II (25)	2840,31	(2	2840,01 Cr II (82)
2828,62	5 {	2828,622 Fe II (231)	2840,45	1	2840,342 Fe II (195)
2828,80	(5	2828,681 Fe II (255)	2840,69	2 {	2840,422 Fe I (2)
2828,9		2828,808 Fe I (45)			2840,644 Fe II (217)
2829,30	3p	2828,87 Ti II (25)	2840,97	1p {	2840,756 Fe II (280)
					2840,932 Fe I (123)
					2841,039 V II (61)

Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление	Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление
2841,42	2ш	2841,354 Fe II (196)	2852,55	0	2852,540 V II (169)
2842,01	2ш {	2841,914 Ti II (7)	2852,83	0 {	2852,828 Na I (1)
		2842,076 Fe II (196)			2852,864 Fe II (219)
		2842,35 Si I (82)	2852,98	0	2852,952 Fe I (89)
2842,36	1ш {	2842,401 Ni II (54)	2853,12	MO	2853,119 Fe II (294)
2842,67	1р	2842,677 Fe II (279)			2853,18 Cr II (81)
2842,90	1р	2842,918 Cr I (99)	2853,23	MO {	2853,199 Fe II (197)
2843,27	5р	2843,24 Cr II (5)			2853,26 Cr II (296)
2843,33	1	2843,323 Fe II (241)	2853,65		2853,685 Fe I (88)
2843,66	3р {	2843,631 Fe I (43)	2853,79	0 {	2853,76 Cr II (161)
		2843,923 Fe I (2)			2853,774 Fe I (159)
2843,99	5р {	2843,977 Fe I (44)			2853,89 Cr I (14)
2844,37	000				2853,933 Ti II (7)
2844,60	0	2844,57 Zr I (47)	2853,97	0 {	2853,94 Cr I (54)
2844,82	00	2844,833 V II (169)	2854,10	MO	2854,14 Cr II unc
2845,00	0	2844,973 Fe II (399)	2854,30	0	2854,335 V II (159)
		2845,392 Fe II (294)	2854,60	0	2854,58 Cr II (161)
2845,42	1р {	2845,450 Fe II (399)	2855,07	MO	2855,052 Cr II (161)
2845,65	5р	2845,595 Fe I (43)	2855,30	00 {	2855,252 V I (6)
2845,95	1д	2846,024 Cr I (99)			2855,298 V II (83)
2846,45	2р	2846,44 Cr II (82)	2855,48	00 {	2855,43 Cr II (250)
		2846,711 Mg I (5)			2855,518 V I (77)
2846,82	4 {	2846,830 Fe I (87)			2855,67 Cr II (5)
2847,22	1	2847,208 Fe II (197)	2855,67	4р {	2855,676 Fe II (196)
2847,56	1	2847,573 V II (159)	2855,94	000	2855,91 Fe
2847,82	0	2847,791 Fe II (380)	2856,14	0	2856,144 Fe II (195)
2848,11	2р	2848,046 Fe II (196)	2856,39	0	2856,392 Fe II (380)
2848,37	4	2848,338 Mg I (5)	2856,62	000	2856,620 Ti II
		2848,713 Fe I (43)	2856,77	1	2856,77 Cr II (41)
2848,78	1 {	2848,807 V I (6)	2856,88	(1	2856,928 Fe II (399)
2848,87	00	2848,899 Fe II (317)	2857,20	1р	2857,171 Fe II (294)
2849,05	M000	2849,055 V II (61)	2857,41	2р	2857,415 Fe II (195)
2849,13	00	2849,197 V I (6)	2857,83	0д	2857,8 Ti II unc
		2849,30 Cr I (99)			2857,972 V I (77)
2849,37	00 {	2849,33 Cr II (81)	2858,03	1д {	2857,99 Cr II (207)
2849,64	00	2849,601 Fe II (196)	2858,35	2р	2858,340 Fe II (195)
2849,86	4р	2849,83 Cr II (5)	2858,65	1р {	2858,64 Cr II (11)
2850,05	0	2850,047 Co I (106)			2858,655 Mn I (5)
2850,49	0				2858,896 Fe I (2)
2850,65	MO	2850,685 V II (184)	2858,93	3р {	2858,91 Cr II (5)
2850,94	0	2850,947 Co I (2)	2859,43	0	2859,48 Fe
2851,09	MO	2851,087 Ti II (16)	2859,86	00	
2851,21	M000	2851,260 V II (159)	2860,10	00	2859,997 V I (6)
2851,36	0	2851,35 Cr II (82)	2860,25	00	2860,21 Fe
2851,46	MO	2851,430 Fe II (195)	2860,55	00	
2851,51	0	2851,52 Fe I (159)	2860,73	0	
2851,61	5	2851,647 Mg I (5)	2860,94	5р	2860,92 Cr II (5)
2851,80	8	2851,798 Fe I (44)	2861,23	3	2861,187 Fe II (61)
2852,18	9	2852,120 Mg I (1)	2861,3		2861,291 Ti II (16)
2852,33	00	2852,27 Cr II (250)	2861,65	0	

Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление	Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление
2862,09	3	2862,0 Ti II	2872,63	0	2872,583 Mn I (5)
2862,35	1p	2862,34 Ti II (16)	2872,89	00	
2862,5	{ 6p	2862,496 Fe I (43)	2873,15	00	2873,180 V II (142)
2862,57		2862,57 Cr II (5)			2873,181 Cr I (60)
2863,07	1p	2863,076 V I (77)	2873,46	6p	2873,399 Fe II (279)
2863,44	2p	2863,429 Fe I (87)			2873,46 Cr II (5)
2863,74	00p	2863,706 Ni II (26)	2873,6	{ 1p	2873,655 Fe I (158)
2863,87	3p	2863,864 Fe I (2)	2873,78		2873,81 Cr II (11)
2864,13	00p	2864,134 Fe II (380)	2874,13	6p	2874,172 Fe I (2)
2864,37	{ 0	2864,367 Fe II (195)	2874,33	000	2874,30 Fe
		2864,386 V I (6)	2874,55	000	2874,51 Cr II unc
2864,62	0		2874,82	1p	2874,89 Fe I (142)
2865,03	00	2864,968 Fe II (294)	2874,98	0	2875,03 Cr II (265)
2865,13	6p	2865,10 Cr II (5)	2875,31	{ 3p	2875,302 Fe I (86)
2865,40	5p	2865,34 Cr II (11)			2875,342 Fe II (258)
2865,53	{ 00	2865,473 Fe II (391)	2875,62	1p	2875,687 V II (12)
		2865,498 Ni I (26)	2875,95	3p	2875,97 Cr II (11)
2865,88	0p	2865,87 Cr II (265)	2876,25	3p	2876,24 Cr II (5)
2866,14	1		2876,53	0	2876,56 Fe
2866,38	1	2866,447 V I (77)	2876,71	1	2876,66 Cr II (263)
2866,67	{ 7	2866,624 Fe I (43)	2876,86	0	2876,804 Fe II (257)
		2866,72 Cr II (5)	2877,28	4	2877,300 Fe I (86)
2867,00	1p	2867,09 Cr II (11)	2877,42	{ 4	2877,418 Ti II (14)
2867,31	1p	2867,311 Fe I (93)	2877,64		2877,689 V II (82)
2867,62	5p	2867,65 Cr II (5)	2877,95	3p	2877,97 Cr II (5)
2867,88	00p	2867,880 Fe I (91)	2878,07	000	2878,028 V II (142)
2868,18	{ 1m	2868,130 V I (98)	2878,41	2p	2878,45 Cr II (5)
		2868,213 Fe I (142)	2878,65	3p	
2868,44	{ 1p	2868,446 Fe II (353)	2878,96	0p	2878,998 Ni I (76)
		2868,454 Fe I (135)			2879,158 V II (12)
2868,8	{ 2d	2868,732 Ti II (5)	2879,15	3d	2879,241 Fe II (278)
2868,88		2868,874 Fe II (61)		2879,27 Cr I (12)	
2869,10	{ 0	2869,131 V II (159)	2879,45	3d	2879,485 Mn II (61)
		2869,156 Fe II (257)	2879,78	00	
2869,26	6p	2869,308 Fe I (2)	2879,99	1p	2880,026 V II (12)
2869,62	2p	2869,694 Fe II (257)	2880,26	00	2880,28 Ti II (20)
2869,82	3p	2869,833 Fe I (142)	2880,53	0	2880,575 Fe I (43)
2870,00	2p	2869,957 V I (12)			2880,750 Fe II (61)
2870,36	3p	2870,43 Cr II (11)	2880,78	7d	2880,828 Fe II (258)
2870,55	{ 1	2870,575 V I (6)		{	2880,86 Cr II (11)
		2870,608 Fe II (195)	2881,18		2881,141 Cr I (60)
2870,80	000		2881,54	8d	2881,595 Si I (43)
2871,06	{ 3p	2871,059 Fe II (195)	2881,82	{ 000d	2881,801 Fe II (293)
		2871,125 Fe II (230)			2881,867 Co I (137)
2871,44	00	2871,45 Cr II (295)	2882,08	000	
2871,60	0	2871,63 Cr I (12)	2882,24	000	2882,219 Co I (141)
2871,89	00		2882,45	0d	2882,493 V II (12)
2872,30	{ 4p	2872,333 Fe I (43)	2882,83	0d	2882,899 Mn I (5)
		2872,382 Fe II (230)	2883,09	00	2883,168 Nb II (15)
2872,48		2872,50 Fe I (177)	2883,40	000	2883,3 Cr I (60)

Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление	Измеренная длина волны	Интенсив- ность и ха- рактер	Вероятное отождествление
2883,69	4p {	2883,709 Fe II (230)	2892,66	5p	2892,650 V II (12)
2884,11	2p	2883,748 Fe I (167)	2892,81	5p	2892,822 Fe II (61)
2884,36	00л	2884,099 Ti II (14)	2893,34	7ш	2893,314 V II (12)
2884,83	2p	2884,776 V II (12)	2893,77	0	2893,763 Fe I (43)
2885,08	00	2885,131 Mn II (69)	2893,87	3p	2893,882 Fe I (88)
2885,29	1p	2885,29 Cr II unc	2894,10	3p	2894,058 Fe II (293)
2885,49	1		2894,2		2894,168 Cr I (4)
2885,92	1л	2885,929 Fe II (317)	2894,51	4p	2894,505 Fe I (134)
2886,24	2 {	2886,234 Fe II (229)	2894,76	3p	2894,776 Fe II (230)
2886,42	0p	2886,316 Fe I (87)	2895,00	4p	2895,035 Fe I (87)
2886,65	1p	2886,444 Co I (1)	2895,19	3p	2895,215 Fe II (294)
2887,01	1p {	2886,670 Mn II (60)	2895,51	00	
		2886,967 V II (154)	2895,65	00	2895,66 Cr II (160)
		2886,995 Cr I (12)	2895,75	00л	
		2887,154 Fe	2895,95	0л	
2887,12	1p {	2887,158 V II (154)			2896,064 Cr I (74)
2887,30	1p	2887,312 Fe II (257)	2896,18	2p	2896,198 V II (11)
2887,48	0л	2887,456 Ti II (14)	2896,29	1	2896,31 Cr II (159)
2887,81	5p	2887,806 Fe I (167)	2896,50	1л	2896,45 Cr II (159)
2888,02	5p	2887,089 Fe II (215)	2896,71	2 {	2896,74 Cr II (97)
2888,21	00	2888,244 V II (82)			2896,756 Cr I (12)
2888,42	00p	2888,38 Cr I (13)	2897,03	1p	2897,066 Mn II (50)
		2888,73 Cr II (238)	2897,29	1p	2897,264 Fe II (254)
2888,72	0p {	2888,736 Fe II (317)	2897,44	00	2897,428 Mn I (20)
		2888,923 Ti II (5)	2897,6		2897,60 Fe I (142)
2888,94	1p {	2888,988 Fe II (229)	2897,7		2897,67 Cr II (212)
2889,29	1p	2889,294 Cr I (12)	2897,74	3 {	2897,73 Cr II (159)
2889,51	M1	2889,528 Mn II (60)			2897,744 Fe II (323)
		2889,605 Mn II (60)	2897,80	00 {	2897,797 Mn I (20)
2889,58	2p {	2889,614 V II (12)			2897,82 Cr II (159)
2889,91	3	2889,89 Fe I (149)	2898,07	0p	2898,06 Fe
2890,05	3	2889,991 Fe I (142)	2898,29	0p	2898,335 Fe
2890,43	1ш	2890,42 Fe	2898,46	00	2898,45 Fe
		2890,738 Cr I (74)	2898,55	0p	2898,53 Cr II (95)
2890,81	1p	2890,868 Fe I (184)	2898,70	0p {	2898,703 Mn II (61)
2891,05	2p	2891,050 Ti II (5)	2898,86	0p	2898,738 Fe II (352)
2891,23	M0	2891,20 Cr II (238)			2898,822 V I (4)
2891,34	2p	2891,333 Mn II (69)	2899,16	3p {	2899,203 Cr I (12)
2891,65	4p	2891,636 V II (12)			2899,207 V I (5)
2891,83	4p		2899,45	4p	2899,416 Fe I (133)
2892,21	00	2892,215 Fe II (308)	2899,68	000	2899,602 V I (5)
2892,42	5p	2892,434 V II (12)	2899,81	M00	2899,819 Co I (134)
			2899,91	000	2899,936 V II (119)
			2900,18	3p	2900,154 Mn II (69)

Л и т е р а т у р а

1. J. D. Purcell. J. O. S. A., 44, № 9, 1954.
 2. J. Euler. Sitzungsberichte der Heidelberger Akad. der Wissenschaften, math.-nat. Klasse, 1956/57, 4 Abh., 413.
 3. N. L. Wilson, R. Tousey, J. D. Purcell, F. S. Johnson, C. E. Moore. Ap. J., 119, 590, 1954.
 4. W. E. Behring, H. C. McAllister, W. A. Rense. A preliminary photometric atlas of the solar ultraviolet spectrum from 1800 to 2965 angstroms. Printed by the University of Colorado Printing Services, 1960.
 5. В. П. Качалов, Н. А. Павленко, А. В. Яковлева. Изв. АН СССР, серия геофиз., № 9, 1958.
 6. В. П. Качалов, Н. А. Павленко, А. В. Яковлева. Изв. АН СССР, серия геофиз., № 8, 1959.
 7. H. H. Malitson, J. D. Purcell, R. Tousey and C. E. Moore. Ap. J. 132, № 3, 1960.
 8. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949.
 9. Дж. Койпер. Солнце. ИЛ, 1957, стр. 210.
 10. Г. Мессини и Е. Бархоп. Электронные и ионные столкновения. ИЛ, 1958.
 11. G. G. Cillie, D. H. Menzel. Harvard circ., № 410, 1935.
 12. C. E. Moore. An ultraviolet multiplet table. Circ., № 488, sec. 1, 1950; sec. 2, 1952.
-

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ ЛИНИИ Be I В СПЕКТРЕ СОЛНЦА

В. П. Качалов, М. З. Хохлов,
В. Л. Хохлова и А. В. Яковлева

Получены эквивалентные ширины линий Be I λ 2651 и λ 2494 Å по ракетным спектрограммам. Рассмотрен вопрос о силах осцилляторов для трех мультиплетов бериллия $\lambda\lambda$ 3321, 2651 и 2494 Å, имеющих общий нижний уровень $2s2p^3P$. Экспериментально определены относительные значения Σgf для этих мультиплетов. Сравнение с теоретическими, вычисленными с помощью таблиц Бейтса — Дамгаарда значениями Σgf указывает на неточность последних. Представляется наиболее вероятным, что уточнение абсолютных значений f должно привести к уменьшению определенного в [1] и [2] обилия бериллия на Солнце. Относительный ход наблюдаемых эквивалентных ширин линий Be I в спектре Солнца указывает на уменьшение коэффициента непрерывного поглощения от λ 3321 Å в сторону меньших длин волн.

ULTRAVIOLET Be I LINES IN THE SOLAR SPECTRUM, by V. P. Kachalov, M. Z. Khokhlov, V. L. Khokhlova and A. V. Yakovleva. — The equivalent widths of the Be I lines λ 2651 and λ 2494 Å have been determined from rocket spectrograms. The oscillator strengths of three multiplets of beryllium $\lambda\lambda$ 3321, 2651 and 2494, which have a common lower level $2s2p^3P$, are considered. The relative Σgf values for these multiplets are found experimentally. The comparison with theoretical values, computed by means of the Bates — Damgaard tables, shows that the latter are inaccurate. It seems most probable that more precise values of f should lead to a decrease of the Be solar abundance determined in [1] and [2]. The relative rate of the observed equivalent widths of Be I lines in the solar spectrum points to a decrease of the continuous absorption coefficient from λ 3321 Å to the shortward side.

Вопрос об обилии бериллия [1—3], наряду с обилием легких элементов лития и бора, привлекает внимание многих исследователей в связи с проблемой образования элементов и перемешивания вещества в звездах.

В спектре Солнца, полученном на уровне Земли, были надежно отождествлены мультиплеты Be I λ 3321 и Be II λ 3130 с эквивалентными ширинами, равными соответственно $W(3321) = 10,8$ Å [1, 2] и $W(3130) = 80$ Å [4].

В ультрафиолетовом спектре Солнца, полученном с помощью ракет на высотах около 100 км, уверенно отождествляются еще два мультиплет Be I — λ 2651 и λ 2494 [4, 5]. Эти мультиплеты, а также мультиплет λ 3321, исследованный в [1] и [2], имеют общий нижний уровень $2s2p^3P_{0,1,2}$ с потенциалом возбуждения 2,71 эв. Длины волн линий этих мультипле-

тов и относящиеся к ним данные приведены в табл. 1. Резонансная линия Be I λ 2349 Å очень сильно блендирована линиями железа.

Таблица 1

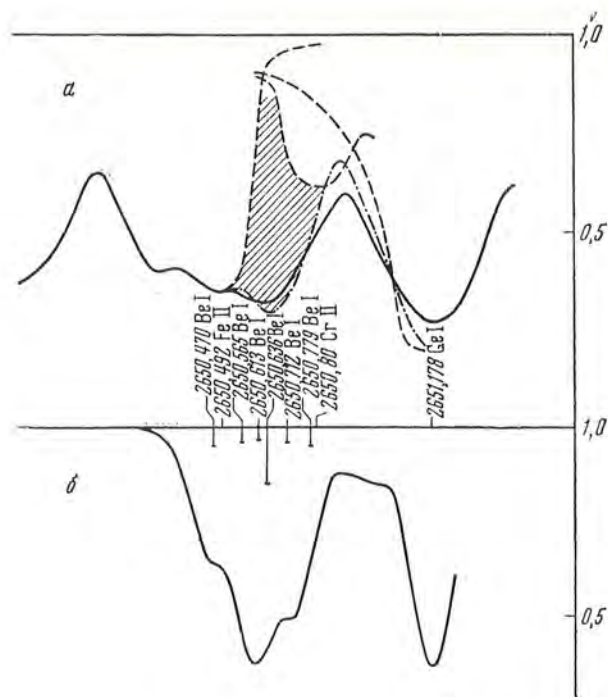
Переход	λ , Å	$J_{\text{H}} - J_{\text{B}}$	$gf_{\text{теор}}$	$\Sigma gf_{\text{теор}}$
$2s2p^3P - 2s3s^3S_1$	3321,01	0—1	0,0334	0,305
	3321,09	1—0	0,102	
	3321,347	2—1	0,170	
$2s2p^3P - 2p^2^3P$	2650,470	1—2	0,0834	0,600
	2650,565	0—1	0,0667	
	2650,613	1—1	0,0500	
	2650,636	2—2	0,250	
	2650,712	1—0	0,0667	
	2650,779	2—1	0,0834	
$2s2p^3P - 2s3d^3D$	2494,547	0—1	0,196	1,77
	2494,590	1—1,2	0,590	
	2494,735	2—1,2,3	0,984	

Записи интенсивностей в спектре Солнца в области мультиплетов λ 2651 и λ 2494 приведены соответственно на фиг. 1, а, 2 и 3, а. Эти записи получены по спектру, подробно описанному в работе В. П. Качалова и А. В. Яковлевой [4]. Из упомянутых фигур видно, что рассматриваемые линии, особенно линии мультиплета λ 2651, не разрешены и блендированы линиями других элементов, что затрудняет правильное определение как контура линий, так и уровня непрерывного спектра.

Можно попытаться грубо учесть влияние бленд на контур линий мультиплета λ 2651, построив контуры блендирующих линий с помощью полуэмпирической формулы Минаэрта [6]

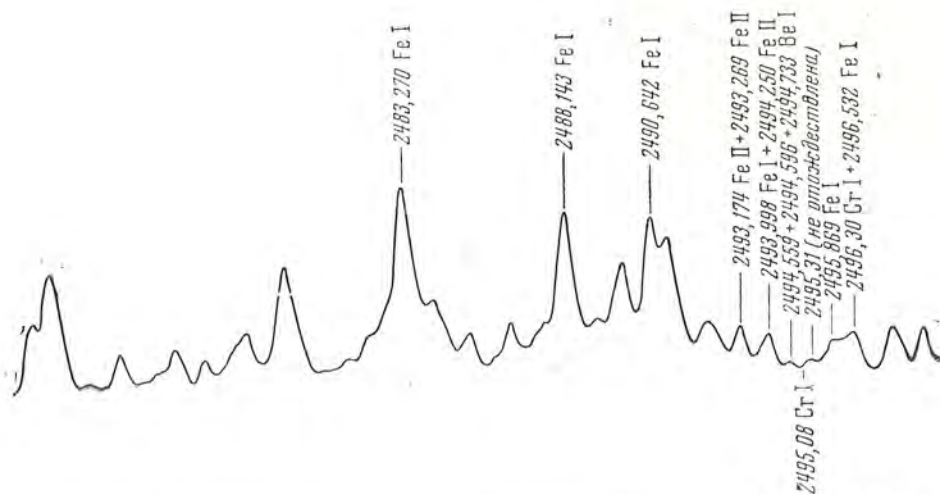
$$R_v = 1 - r_v = \left\{ \frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{R_c} \right\}, \quad (1)$$

где R_c — глубина в центре линии. Вычисленные контуры бленд нанесены на фиг. 1, а штриховой линией. Заштрихованную площадь можно отнести за поглощение бериллием. Суммарная эквивалентная ширина линий мультиплета λ 2651 (если уровень непрерывного спектра провести по точкам с максимальной интенсивностью около λ 2640) равна приблизительно 80 м Å. Эквивалентная ширина мультиплета λ 2494 (фиг. 3, а) равна 25 м Å (относительно локального непрерывного спектра у рассматриваемого мультиплета). Величину ошибки приведенных значений $W(\lambda)$ оценить трудно. Очевидно, что эти значения эквивалентных ширин не вполне точны и для λ 2651 могут отличаться от истинных до 2 раз.



Фиг. 1. Участок спектра вблизи λ 2651

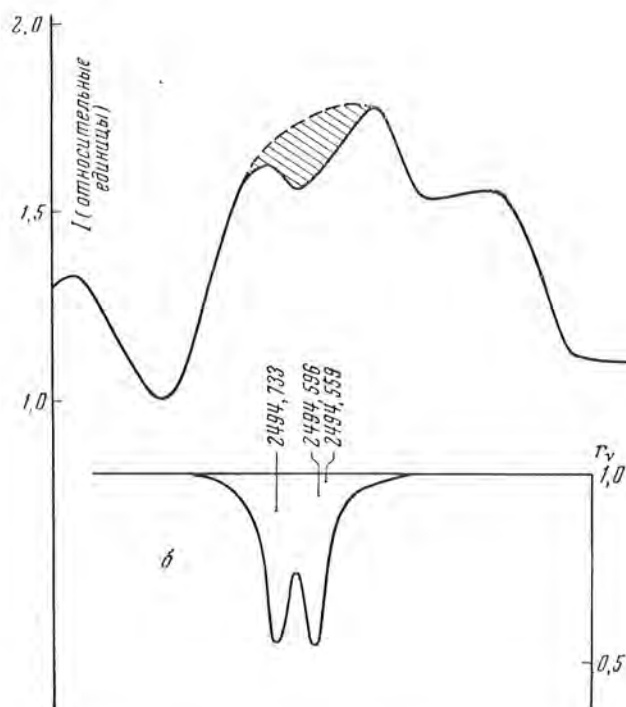
a — солнечный спектр — сплошная линия; контур, исправленный за инструментальные эффекты, — штрих-пунктирная линия; контуры blendирующих линий, построенные с помощью формулы (1), — штриховые линии; *b* — контур линий поглощения мультиплета λ 2651 в печи Кинга (появление линий Ge I в лабораторном спектре поглощения связано с наличием примеси германия в печи)



Фиг. 2. Микрофотограмма участка солнечного спектра вблизи линии λ 2494

Силы осцилляторов. Экспериментальных определений абсолютных значений сил осцилляторов для рассматриваемых линий Ве I нет.

В работах [1] и [2] использовались силы осцилляторов для мультиплета λ 3321, рассчитанные Гарстангом на основе таблиц Бейтса — Дамгаард [7]. Результаты аналогичных расчетов, выполненных нами для муль-



Фиг. 3. Участок солнечного спектра вблизи λ 2494 (a) и контур линий поглощения мультиплета λ 2494 Å в печи Кинга (б)

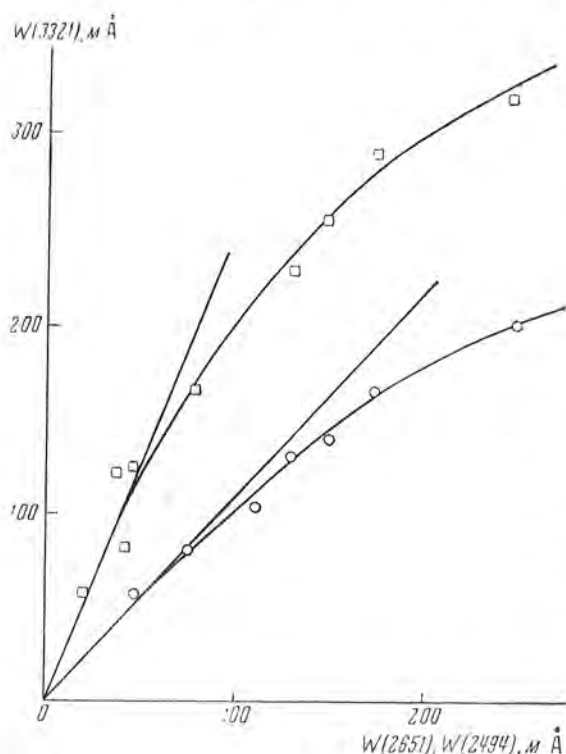
типлетов λ 2651 и λ 2494, вместе с данными для λ 3321 приведены в табл. 1. Относительные интенсивности линий мультиплетов рассчитаны в предположении LS -связи.

Вследствие того, что отдельные линии внутри мультиплетов не разрешены в солнечном спектре как из-за больших доплеровских полуширин линий Ве ($\sim 0,06$ Å), так и из-за недостаточной разрешающей силы спектрографа (0,3 Å), основное значение при дальнейшем анализе играют величины Σgf .

Так как для всех трех мультиплетов нижний уровень общий, можно сравнительно легко определить относительные значения $\Sigma gf_{\text{вксп}}$ по спектрам поглощения, что и было сделано одним из авторов (М. З. Хохловым) в печи Кинга путем сравнения эквивалентных ширин этих линий в области прямолинейной части кривой роста.

Для получения спектров поглощения использовался спектрограф КСА-1, позволяющий получить одновременно все три мультиплета с дисперсией 2,49; 3,06 и 6,3 Å/мм для $\lambda\lambda$ 2949, 2651 и 3321 соответственно. Как

видно из приведенных контуров (фиг. 1, б и 3, б), линии в мультиплетах разрешаются не полностью, так что измерялись эквивалентные ширины всего мультиплета в целом. Был получен ряд спектров поглощения при



Фиг. 4. $W(2651)$ и $W(2494)$ в зависимости от $W(3321)$ по лабораторным спектрам поглощения.

Квадраты — $W(2651)$, кружки — $W(2494)$

различных температурах в печи Кинга от 2300 до 3000° К при давлении аргона в печи порядка 100 мм рт. ст. Введение аргона привело к значительному уширению линий бериллия и расширило диапазон эквивалентных ширин, лежащих на прямолинейной части кривой роста. Найденные значения эквивалентных ширин $W(2651)$ и $W(2494)$ нанесены на график (фиг. 4) в зависимости от $W(3321)$. Очевидно, что в случае оптически тонкого слоя зависимость должна представляться прямой линией, проходящей через начало координат, наклон которой определяется отношением Σgf для рассматриваемой пары мультиплетов. Отклонение от прямолинейности в области больших W экс-

периментальных кривых фиг. 4 объясняется насыщением линий. Наклон прямолинейной части кривых фиг. 4 в области малых W позволяет получить относительные значения $\Sigma gf_{\text{эксп}}$ (табл. 2).

Таблица 2

Мультиплет	Относительные Σgf					
	Be I, экспер.	Be I B—D [7]	Ca I [8]	Ba I [9]	Cd I [10]	Zn I [10]
$^3P - ^3S$	1	1	1	1	1	1
$^3P - ^3P$	2,5	1,95	3,63	1,89	—	—
$^3P - ^3D$	1,09	5,08	0,95	0,53	0,92	0,83

В этой же табл. 2 даны рассчитанные значения $\Sigma gf_{\text{теор}}$ (из табл. 1 с приведением значения $W(3321)$ к единице). Из сравнения экспериментальных Σgf с теоретическими видно заметное расхождение между этими величинами, достигающее в случае мультиплета $\lambda 2494$ множителя ~ 5 .

В то же время найденные экспериментально значения Σgf для бериллия хорошо согласуются с данными для аналогичных мультиплетов Ca I, Ba I, Cd I, Zn I, полученными в работах [8—10] (табл. 2).

По экспериментальным данным наиболее сильным является мультиплет $^3P - ^3P$, в то время как согласно расчетам наиболее сильным должен быть мультиплет $^3P - ^3D$. Интересно отметить, что расчеты по таблицам Бейтса — Дамгаард для Ca I также приводят к результату, противоречащему экспериментальным данным. Таким образом, применение таблиц Бейтса — Дамгаард для расчетов абсолютных f , рассматриваемых мультиплетов Be I не вполне оправдано.

Следует отметить, что при расчетах Σgf для рассматриваемых линий Be I по таблицам Бейтса — Дамгаард применяется небольшая экстраполяция, так как значения эффективных квантовых чисел для части термов не попадают в ряд затабулированных значений.

Из сравнения экспериментальных данных для Be I с рассчитанными следует, что по крайней мере для одного из мультиплетов ($^3P - ^3S$, $^3P - ^3D$) рассчитанное значение f отличается от истинного не менее чем на фактор $\sim 2,3$ (равный $\sqrt{5,08}$).

Известно, что в тех случаях, когда метод кулоновской аппроксимации не достаточно точен, расчеты по таблицам Бейтса — Дамгаард обычно приводят к заниженным значениям сил осцилляторов. Поэтому, скорее всего, значение $\Sigma gf_{\text{теор}}$ для λ 3321, использовавшееся в [1, 2] для определения обилия по Be I, занижено.

Обилие бериллия на Солнце. Л. Гринстейн и Э. Тандберг-Ханссен [1] для определения обилия бериллия использовали мультиплеты λ 3321 Be I и 3130 Be II.

Линии мультиплета λ 3321 Be I слабы и попадают на прямолинейную часть кривой роста; кроме того, они относительно свободны от бленд. Для оценки обилия использовалась модель Милна-Эддингтона. При этом учитывалось, что коэффициент непрерывного поглощения в области рассматриваемых мультиплетов заметно отличается от коэффициента поглощения отрицательными ионами водорода. Значение $k_v(3100-3300) = 1,4$ $k(\text{H}^-)$ было выбрано согласно [11, 12]. Эффективная глубина образования линий мультиплета 3321 Be I принималась соответствующей $\tau_0 = 0,25$. Выбор значения τ_0 связан с некоторым произволом и вносит неопределенность в определение обилия бериллия. Так в [1] показано, что вычисления для $\tau_0 = 0,1$ и $\tau_0 = 0,5$ приводят к разнице в обилии бериллия на 0,21 в логарифме величины. Обилие, определенное по линиям Be II, значительно слабее зависит от выбора τ_0 . Кроме того, следует ожидать, что принятые значения сил осцилляторов для используемого резонансного дублета Be II более надежны.

Различие в обилии по Be I и Be II меняется от 1,5 до 3 раз в зависимости от принятого τ_0 (в 2 раза при $\tau_0 = 0,25$). Поскольку рассмотренные раньше соображения позволяют считать, что использованное значение f при оценке обилия по Be I занижено, исправление f приведет к улучшению согласия между определением обилия по Be I и Be II.

Гринстейн и Тандберг-Ханссен при осреднении данных по Be I и

Ве II измерениям по Ве II приписали вес 2. Поэтому их среднее значение ближе к обилию, определенному по Ве II. Поправка к осредненному значению невелика и составляет примерно 0,1 в логарифме величины.

В недавней работе [2] для определения обилия по мультиплету λ 3321 Ве I Л. Гольдберг, Э. Мюллер, Л. Аллер применяли метод весовых функций, учитывающий модель атмосферы Солнца, причем проводилась экстраполяция интеграла весовой функции от 4000 до 3000 Å без более детального учета хода коэффициента непрерывного поглощения в области λ 4000. Расхождение в определенном значении обилия бериллия в работах [1] и [2] составляет 0,18 в логарифме величины. Использовалось то же значение f , что и в [1]. Введение поправки уменьшит приводимое в [2] значение обилия бериллия примерно на 0,35 в логарифме величины. В результате получится значение 2,00, удовлетворительно согласующееся с исправленным значением Гринстейна и Тандберг-Ханссена 2,08. Таким образом, введение поправки должно привести к уменьшению обилия бериллия на Солнце и усилению отмечавшегося ранее [1] расхождения между обилием бериллия в атмосфере Солнца и содержанием бериллия на Земле и в метеоритах (см. табл. 4 [1]). Оценка обилия бериллия по ультрафиолетовым линиям $\lambda\lambda$ 2651, 2494 связана с дополнительной трудностью, вызванной отсутствием данных о ходе коэффициента непрерывного поглощения в этой области спектра.

Коэффициент непрерывного поглощения. Согласно имеющимся наблюдениям [13] коэффициент непрерывного поглощения падает в области коротких длин волн до λ 4000 и затем резко возрастает примерно в 1,5 раза вблизи λ 3600. Для $\lambda < 3000$ экспериментальные данные отсутствуют. Теоретическая работа Э. Витензе [14] показывает, что за пределом серии Бальмера в зависимости от принятых величин p_e и T можно ожидать как небольшого падения на коротком интервале длин волн, так и монотонного роста коэффициента непрерывного поглощения, обусловленного суммарным действием H^- , нейтрального водорода, гелия и металлов в различной стадии ионизации. Из-за этой неопределенности в значении коэффициента непрерывного поглощения вряд ли целесообразно в настоящее время уточнять содержание бериллия по ультрафиолетовым линиям λ 2651 и λ 2494.

Однако, поскольку все три рассматриваемых мультиплета Ве I имеют общий нижний уровень и для них надежно определены экспериментальные Σgf , можно использовать эти мультиплеты для того, чтобы получить некоторые сведения о ходе коэффициента непрерывного поглощения в рассматриваемой области спектра.

В схеме модели Милна — Эддингтона для случая тонкого слоя

$$W(\lambda) \propto \frac{N\lambda^2 \Sigma gf}{k_\nu} \quad (2)$$

Относительные значения $\frac{\lambda^2 \Sigma gf}{W(\lambda)} \propto k_\nu$ (N одинаково для рассматриваемых мультиплетов) даны в последнем столбце табл. 3. В этой же таблице приведены $W(\lambda)$, измеренные в спектре Солнца, и относительные

$W(\lambda)$, рассчитанные по формуле (2) в предположении постоянства k , и $W \approx 10,8 \text{ мА}$, а также значения $\Sigma gf_{\text{эксп}}$.

Таблица 3

$\lambda, \text{ \AA}$	$\Sigma gf_{\text{теор}}$	$\Sigma gf_{\text{эксп}}$	$W(\lambda) \odot, \text{ мА}$	$W(\lambda) \text{ по (2), мА}$	$\frac{\lambda^2 \Sigma gf}{W(\lambda)} \propto k$
3321	1	1	11,7 [1]; 10 [2]	10,8	1
2651	1,95	2,5	80	17,1	$\leq 0,21$
2494	5,8	1,09	25	8,7	0,34

Полученные изменения величины $\lambda^2 \Sigma gf / W(\lambda)$ настолько значительны, что не могут быть, по-видимому, объяснены ни ошибками в определении $W(\lambda)$, ни отступлением действительной модели атмосферы в рассматриваемой области спектра от модели Милна — Эддингтона. Остается предположить, что величина k , действительно падает от λ 3321 в сторону меньших длин волн. Дополнительным аргументом в пользу сделанного предположения является высокое значение яркостной температуры Солнца ($\sim 6300^\circ \text{ K}$), найденное в работе [4] в области $\lambda\lambda$ 3000—2600.

Вопрос о ходе непрерывного поглощения для λ 3000 требует дальнейшего детального изучения как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения. Возможным методом изучения непрерывного поглощения в ультрафиолетовой области является использование линий других элементов с общим нижним уровнем и надежными относительными значениями сил осцилляторов.

Для более точного определения обилия бериллия необходимо также получить надежные абсолютные значения сил осциллятора.

Авторы выражают искреннюю благодарность В. К. Прокофьеву за ценную дискуссию и обсуждение вопроса о силах осцилляторов Be I.
Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. L. J. Greenstein and E. Tandberg-Hanssen. *Ap. J.*, 119, 113, 1954.
2. L. Goldberg, E. A. Müller and L. H. Aller. *Ap. J. Suppl. Serie* 45, 5, 1—138, 1960.
3. W. K. Bonsack. *Ap. J.*, 133, 551, 1961.
4. В. П. Качалов и А. В. Яковлева. *Ист.* том, стр. 5.
5. W. E. Behring, C. McAllister, W. A. Rense. *A preliminary photometric atlas of the solar ultraviolet spectrum from 1800 to 2965 Å*. Printed by the University of Colorado Printing Services, 1960.
6. Э. Р. Мустель. *Звездные атмосферы*. Физматгиз, 1960, стр. 238.
7. D. R. Bates and A. Damgaard. *Phil. Trans. Roy. Soc., London, A*, 242, 101, 1949.
8. Ю. И. Островский и Н. П. Пенкин. *Опт. и спектр.*, 10, вып. 4, 429, 1961.
9. Ю. И. Островский и Н. П. Пенкин. *Опт. и спектр.*, 9, вып. 6, 703, 1960.
10. Н. П. Пенкин и Т. П. Редько. *Опт. и спектр.*, 9, вып. 5, 680, 1960.
11. S. Chandrasekhar, F. H. Green. *Ap. J.*, 104, 430, 1946.
12. S. Chandrasekhar, G. Münch. *Ap. J.*, 104, 446, 1946.
13. С. Чандрасекар. *Перенос лучистой энергии*. ИЛ, 1953.
14. E. Vitense. *Zs. f. Aph.*, 28, 81, 1951.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСШИРЕНИЯ ЛИНИЙ ВОДОРОДА
В МОЩНОМ ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕА. Н. Бабин, С. Ю. Лукьянов, А. Б. Северный,
Г. Г. Сидоров, В. И. Силицын, Н. В. Стешенко

Получены спектры мощного импульсного разряда в водороде на спектрографе с дифракционной решеткой-эчелле (дисперсия $\sim 1,5 \text{ \AA} / \text{мм}$). Спектрофотометрическое изучение расширения крыльев водородной эмиссии ($H_\alpha - H_\epsilon$) приводит к следующим результатам:

а) при наблюдении спектров самосжатого шнура в перпендикулярном направлении эмиссия крыльев водородных линий (простирающаяся до $30-40 \text{ \AA}$) оказывается в основном расширенной благодаря линейному Штарк-эффекту (при начальном давлении $p_0 = 0,1 \text{ мм рт. ст.}$);

б) при $p_0 = 0,5 \text{ мм рт. ст.}$ эмиссия простирается до $50-80 \text{ \AA}$ и расширена в крыле, в основном, вероятно, благодаря квадратичному Штарк-эффекту;

в) при наблюдении спектров вдоль плазменного шнура расширение водородной эмиссии в крыльях линий вызвано макроскопическими движениями плазмы со скоростями порядка 10^8 см/сек . Ход интенсивности в крыльях хорошо объясняется предположением о направленном вдоль оси разряда движении плазмы типа струй с градиентами скоростей;

г) при наблюдении вне оси разряда как в поперечном, так и в продольном направлении (рядом со шнуром) расширение водородной эмиссии (в случае $p_0 = 0,1 \text{ мм рт. ст.}$) целиком обусловлено линейным Штарк-эффектом.

Сравнение приведенных результатов с данными о расширении эмиссии в линиях солнечных вспышек указывает на аналогичные причины расширения и на зависимость характера расширения от направления, в котором производится наблюдение.

A STUDY OF HYDROGEN LINES BROADENING IN AN INTENSE IMPULSIVE DISCHARGE, by A. N. Babin, S. Y. Lukyanov, A. B. Severny, G. G. Sidorov, V. I. Silitsin, N. V. Steshenko.— Spectra of an intense impulsive discharge in hydrogen have been obtained by means of a spectrograph with a diffraction echelle-grating (dispersion $1.5 \text{ \AA/mm}$). A spectrophotometric study of the broadening of hydrogen emission wings ($H_\alpha - H_\epsilon$) gives the following results:

a) When observing the spectra of a self-contracted discharge in a perpendicular direction the emission of hydrogen line wings (extending to $30-40 \text{ \AA}$) is broadened due mainly to the linear Stark effect (the initial pressure $p_0 = 0.1 \text{ mm Hg}$).

b) At $p_0 = 0.5 \text{ mm Hg}$ the emission extends to $50-80 \text{ \AA}$ and is broadened in the wing, probably due mainly to the quadratic Stark effect.

c) When the spectra are observed along the plasma discharge the broadening of hydrogen emission in the wings is due to macroscopic plasma motions with velocities $\sim 10^8 \text{ cm/sec}$. The intensity variations in the wings are well explained by the supposition on directed plasma motion of the jet type along the axis of discharge with velocity gradients.

d) In observations outside the axis of discharge the broadening of hydrogen emission (at $p_0 = 0.1 \text{ mm Hg}$) in the transversal as well as the longitudinal direction (near the discharge) is wholly due to the linear Stark effect.

A comparison of the above results with data on emission broadening in lines of solar flares points to an analogical cause of broadening and a relation between the character of broadening and the direction in which observations are made.

Введение

Эмиссионный водородный спектр солнечных вспышек показывает удивительное сходство со спектром высокотемпературной водородной плазмы, светящейся в импульсном разряде большой мощности: в обоих случаях наблюдаются яркие и протяженные крылья линий (см., например, фиг. 3), а также резкое падение «силы» линии (полной энергии, испущенной в линии) с номером члена бальмеровской серии. Это обстоятельство, а также некоторые факты и соображения, свидетельствующие о более глубокой аналогии (если не сходстве или подобии — см., например, [1]) между солнечной вспышкой и лабораторным пинч-эффектом (самосжатием токового шнура), побудили нас провести исследование спектра мощного импульсного разряда в водороде теми методами, которые нашли более или менее успешное применение в практике исследований физических процессов на Солнце. Возможно, что подобное применение специфически астрофизических методов и приемов окажется далее полезным для решения важных проблем диагностики состояния лабораторной высокотемпературной плазмы.

Спектроскопические исследования мощного импульсного разряда в водороде были выполнены в работах [2—4], однако применение спектральных приборов невысокой дисперсии и разрешающей силы (ИСП-51) заметно ограничило возможности изучения самих контуров водородной эмиссии плазмы за исключением очень широкой линии H_α , крылья которой, согласно [3], простираются до $20 \text{ \AA}$.

Временная развертка спектра (см. [3]) показывает, что подобные широкие крылья возникают только в момент «первой особенности» (на время $\sim 1 \text{ мксек}$) — момент максимального сжатия плазменного шнура (первый провал на осциллограмме тока). В этот же момент возникает вспышка континуума, обязанная своим происхождением тормозному излучению свободных электронов плазмы. До момента максимального сжатия и после него широкие крылья H_α практически отсутствуют и полуширина линии имеет порядок нескольких ангстрем. Это обстоятельство делает возможным изучение причин расширения крыльев в линии путем фотографирования спектра разряда за все время его существования (без применения временной развертки) и даже путем последовательного фотографирования нескольких разрядов при контроле, конечно, за их идентичностью (в смысле давления в камере и осциллограммы тока). В свою очередь, это существенно облегчает возможность применения спектраль-

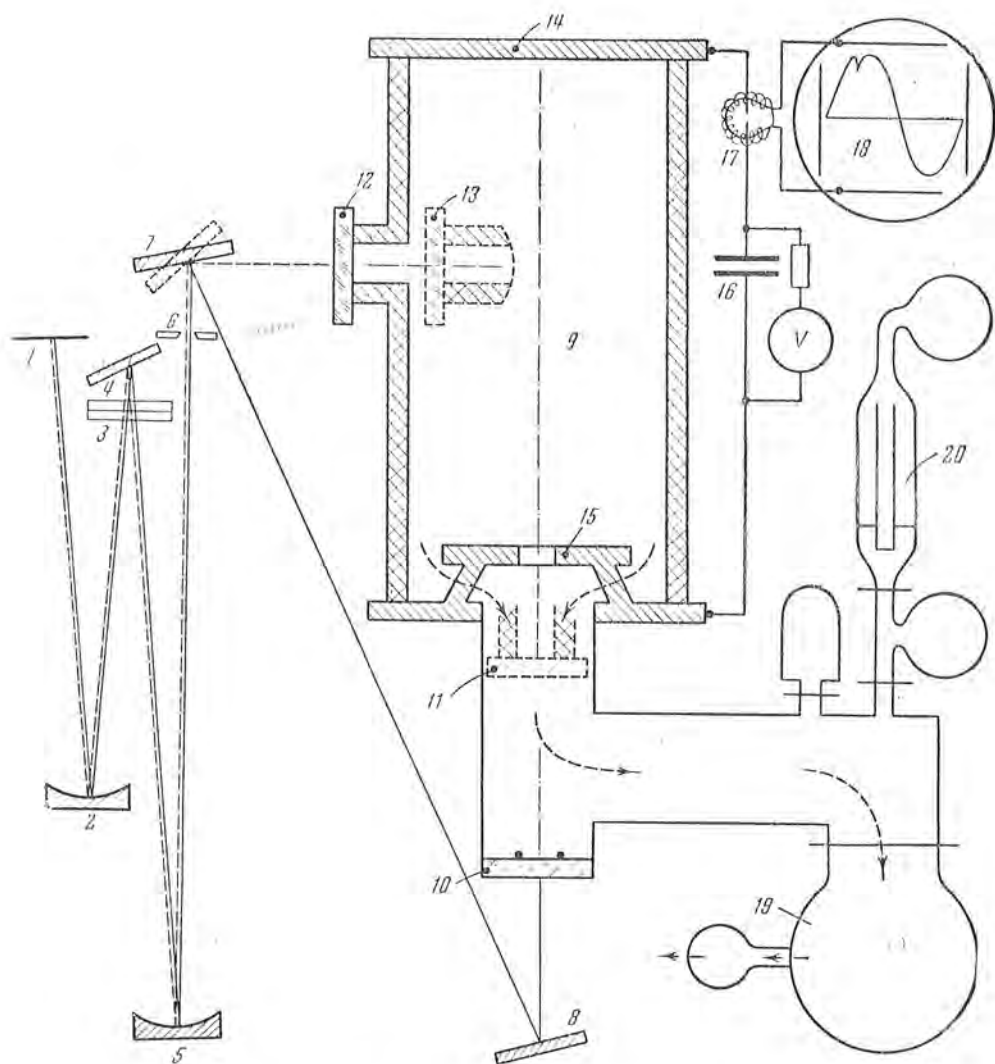
ных приборов большой дисперсии и высокой разрешающей силы и тем самым позволяет провести точное фотометрическое изучение контуров водородной эмиссии, имея в виду далекие ее крылья.

Центральная часть контура в области нескольких ангстрем от центральной линии образуется, очевидно, в результате наложения эмиссий, возникающих в различных стадиях развития разряда и имеющих, вероятно, различный характер; поэтому все заключения о центральной части контуров, полученных таким «интегрированием» по времени, необходимо делать с осторожностью, помня об этом эффекте наложения.

В первую очередь в настоящей работе мы рассматриваем проблему расширения водородной эмиссии, поскольку успех дальнейшего количественного анализа невозможен без знания механизма расширения спектральных линий. Хотя существуют неоднократные качественные указания на то, что расширение водородной эмиссии здесь обусловлено линейным Штарк-эффектом, нельзя было а priori исключить возможность действия и других механизмов, связанных с движениями в плазме, «турбулентностью» и другими причинами, имеющими характер коллективного взаимодействия. Кроме того, не исключена возможность различия механизмов расширения в различных участках плазменного шнура и в различных направлениях по отношению к оси разряда. Все эти соображения были учтены при проведении экспериментов (см. § 2).

§ 1. Аппаратура и методы измерений

Установка для получения разряда (аналогична описанной в [2]) состоит из конденсаторной батареи 16, общей емкостью $C = 32,4$ мкф, заряженной до напряжения $U_0 = 30$ кв (фиг. 1). Периодический затухающий разряд внутри камеры 9 вызывается подачей импульса напряжения на разрядное устройство. Разрядная камера 9 изготовлена из фарфоровой трубы с внутренним диаметром 400 мм; расстояние между электродами 14 и 15 составляет 980 мм. В одном из электродов 15 имеются отверстия для наблюдения разряда вдоль оси камеры. В камеру вмонтированы два патрубков сбоку (12, 13) и два с торца (10 и 11). Одни из них позволяют наблюдать плазму на оси (вдоль и поперек), другие — сбоку, в стороне от плазменного шнура (вдоль оси камеры или поперек). Камера 9 окружена коаксиально медным цилиндром для уменьшения индуктивности колебательного контура. Батарея конденсаторов 16 заряжается высоковольтным выпрямителем. Проходящий через камеру ток измеряется интегрирующим поясом Роговского. Зависимость тока от времени регистрируется импульсным осциллографом ОК-17 (18). Наполнение камеры водородом производится системой напуска и очистки 20, содержащей палладиевый фильтр-напекатель и резервуары для дозирования газа. Предварительно камера откачивается до 10^{-5} мм рт. ст. Естественное натекание в камеру происходит за счет газовыделения со стенок и не превосходит $0,05$ л мкн/сек. Перед экспериментами камера тренировалась для обезгаживания стенок серийей разрядов. Обычное значение амплитуды тока разряда — около 500 ка.



Фиг. 1. Схема установки

Разряд изучался с помощью спектрографа с эшеле, основные элементы которого (1—6) приведены на фиг. 1. Свечение в исследуемом объеме разрядной камеры проектировалось на цель 6 спектрографа с помощью плоских зеркал 8 и 7 так, что вогнутое коллиматорное зеркало 5 (со специально подобранным относительным отверстием $d = 10$ см, $f = 5$ м) заполнялось светом только от объема разрядной камеры, выделяемого цилиндром диаметром около 4 см (порядка размера сжатого шнура), направленным вдоль луча зрения. Параллельный пучок от коллиматорного зеркала падает на дифракционную решетку-эшеле 4 (описана в [5]) с концентрацией света с 39-го по 65-й порядок для видимой части спектра, проходя при этом дважды через призму 3 из плавленого кварца с преломляющим углом 12° . Призма служила для разведения различных порядков в направлении, перпендикулярном направлению дисперсии эшеле, и пропускала

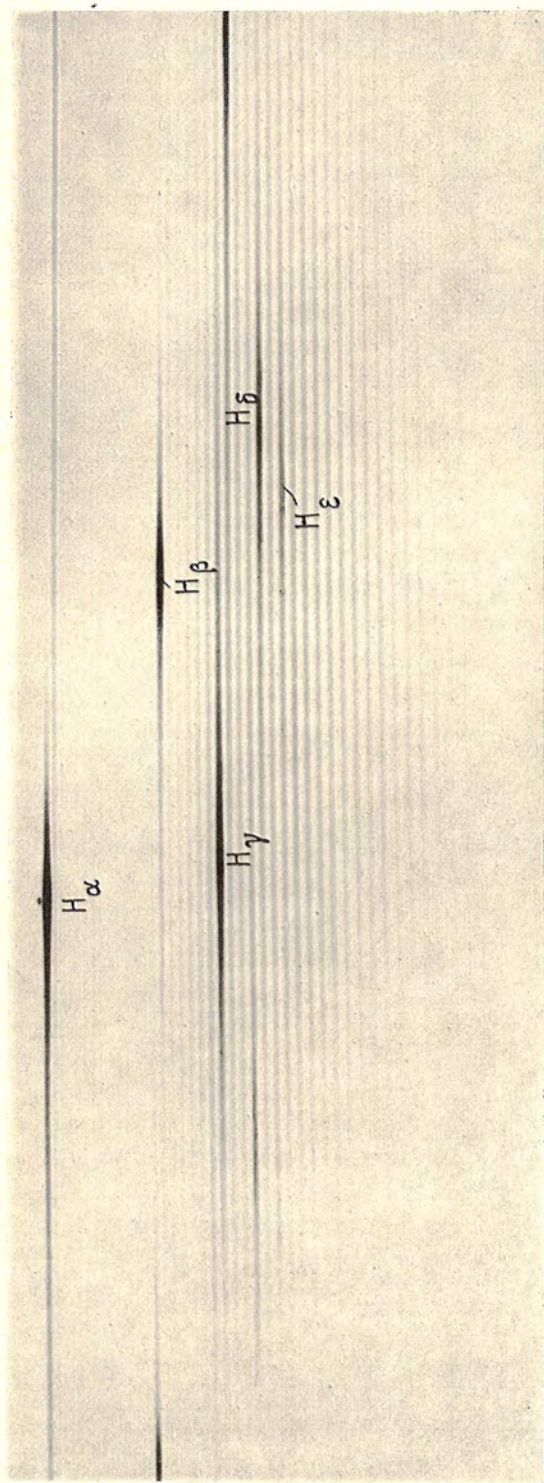
все излучения с длиной волны $\lambda > 2000 \text{ \AA}$. Изображения полученных таким образом спектров строились камерным зеркалом 2 в его фокальной плоскости на фотопластинке 1.

На фиг. 2 приведен пример спектра разряда, полученного на спектрографе с эшелле при начальном давлении $p_0 = 0,5 \text{ мм рт. ст.}$ (наблюдение вдоль оси разряда). На фиг. 3 слева приведены увеличенные снимки бальмеровских линий разряда ($p_0 = 0,1 \text{ мм рт. ст.}$, наблюдение перпендикулярно оси разряда), справа — снимки тех же линий в спектре сильной солнечной вспышки 20.VII 1959 г. Спектры хорошо показывают все бальмеровские линии от H_α до H_ϵ (иногда намечается H_ζ) и ряд других линий — примесей. Дисперсия спектрографа в красной части равна $1,9 \text{ \AA/мм}$ и в синей части приблизительно $1 \text{ \AA/мм}$. Предельная разрешающая сила спектрографа (полуширина инструментального контура) составляет $0,25 \text{ \AA}$.

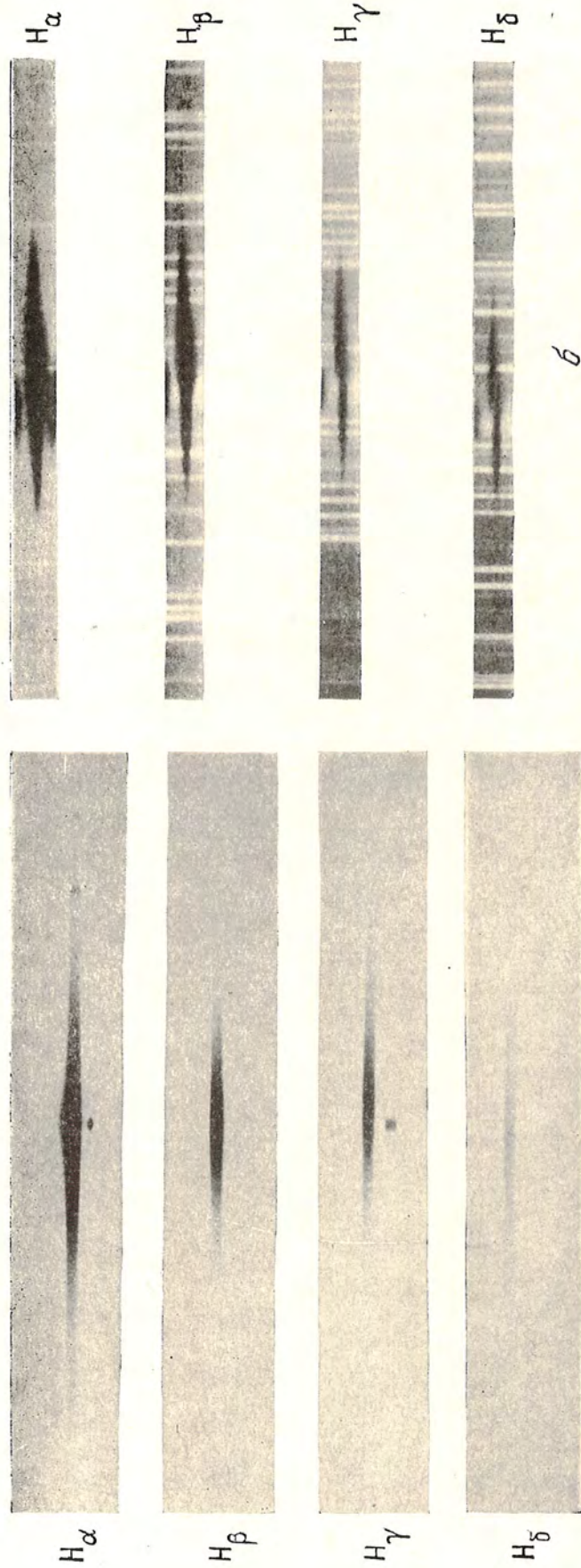
Мы видим, что крылья водородных линий очень широкие и простираются на $50\text{--}70 \text{ \AA}$ (для H_α), поэтому для получения правильного, неискаженного контура не обязательно использовать узкую щель спектрографа. Если в спектре Солнца контуры линий с шириной около $0,2 \text{ \AA}$ можно получать без искажения, вызванного сглаживанием (из-за конечной ширины щели), со щелью шириной $0,02 \text{ \AA}$ (равной ширине инструментального контура), то для широкой водородной эмиссии разряда подходящая ширина щели будет составлять около $0,5\text{--}1 \text{ \AA}$ в фокальной плоскости камеры спектрографа ($\sim 1/10$ полуширины линии, составляющей $5\text{--}10 \text{ \AA}$); при дисперсии $2 \text{ \AA/мм}$ это дает $0,25\text{--}0,5 \text{ мм}$ для проекции щели в камере, и так как фокусное расстояние камеры примерно в 2,5 раза меньше, чем коллиматора, то ширина входной щели будет $0,6\text{--}1,2 \text{ мм}$.

Мы работали с входной щелью, равной $0,5 \text{ мм}$. При этом искажения из-за сглаживания контура вследствие конечности ширины щели будут не больше, чем обычная погрешность фотометрирования солнечных линий. Следует отметить, что контуры линий, полученные нами при широкой щели, равной 4 мм ($\sim 3 \text{ \AA}$ на пластинке), показали заметные искажения: крылья оказались более пологими, чем при «нормальной» щели, и тем более пологими, чем уже линия (например, H_δ , H_ϵ), так как здесь искажения из-за сглаживания, естественно, больше сказываются, чем для такой широкой линии, как H_α .

Большая ширина линий водорода делает необходимым учет возможных искажений их контуров, связанных с эффектом виньетирования поля, изменением спектральной чувствительности фотопластинки на участке спектральной линии, изменением на этом участке концентрации света в данном порядке эшелле и других возможных фотометрических неоднородностей поля. Все эти ошибки можно учесть, если произвести фотометрирование спектра некоторого источника света с известным распределением интенсивности. В качестве такого источника был принят центр солнечного диска, спектр которого снимался на том же спектрографе с помощью целостатной установки спектрогелиоскопа, в помещении которого размещалась вся система. Для построения изображения Солнца на щели спектрографа применя-



Фиг. 2. Общий вид спектра разряда при наблюдении вдоль оси ($p_0 = 0,5$ мм рт. ст.)



a

Фиг. 3. Линии водорода в спектре разряда (a) при наблюдении перпендикулярно оси ($p_0 = 0,4$ мм рт. ст.) и в спектре хромосферной вспышки 20.VII 1959 г. (б)

лись зеркала, так что распределение интенсивности в спектре Солнца не подвергалось при этом искажениям в исследуемом диапазоне спектра. Распределение интенсивности в спектре Солнца взято по средней кривой Мюльдерса [6].

Измеренное по калибровочным спектрограммам распределение интенсивности в спектре Солнца дает нам в пределах каждой спектральной полосы эшелле некоторую зависимость вида

$$I_{\odot}(\lambda) / I_{\odot}(\lambda_0) = k_1,$$

если выразить интенсивность в единицах интенсивности для длины волны λ_0 . С другой стороны, по кривой Мюльдерса устанавливаем зависимость

$$I(\lambda) / I(\lambda_0) = k_2,$$

которая имела бы место в отсутствие фотометрических ошибок поля. Отношение k_2/k_1 есть некоторая редукционная зависимость: она была построена графически для всех участков длиной около 150 Å, содержащих исследуемые линии H_{α} — H_{ε} . С помощью таких редукционных кривых можно найти распределение интенсивности, освобожденное от влияния фотометрических и инструментальных ошибок поля. Если без учета этих ошибок контуры асимметричны и имеют неправильную форму, то после учета они становятся ровными и практически симметричными. Подобный учет ошибок очень существенен для правильного суждения об асимметрии, связанной с движениями плазмы.

Калибровка спектрограмм требует съемки ступенчатого ослабителя с той же экспозицией, что и длительность разряда (~ 10 мсек). Основная часть спектрограмм обработана по характеристическим кривым, полученным при непосредственном фотографировании разряда. С этой целью фотопластинка ИР-3 того же сорта эмульсии, на которой снимались спектры, с наложенным на нее вплотную ступенчатым ослабителем и цветным фильтром, устанавливалась на расстоянии около 2 м от окна разрядной камеры и засвечивалась излучением разряда без проектирующей оптики. Для обработки части первых спектрограмм использовались характеристические кривые, полученные при фотографировании центра солнечного диска на солнечном телескопе БСТ через ступенчатый ослабитель и цветные фильтры с экспозицией около 100 мсек.

Для целей постоянной работы не было нужды находить абсолютные интенсивности. Интенсивности всех линий для каждой пластинки выражены в единицах центральной интенсивности линии H_{δ} . (В тех случаях, когда разряд снимался по несколько раз, центральные части таких сильных линий, как H_{α} , H_{β} , оказывались передержанными, что затрудняло представление контуров в единицах центральной интенсивности той же линии; поэтому за единицу принималась интенсивность центра H_{δ} , фотографическая плотность которого попадала всегда в среднюю часть характеристической кривой.)

В случаях, когда линия эмиссии наблюдается на фоне континуума, что резко заметно на спектрах, снятых при высоком давлении (0,5 мм рт.

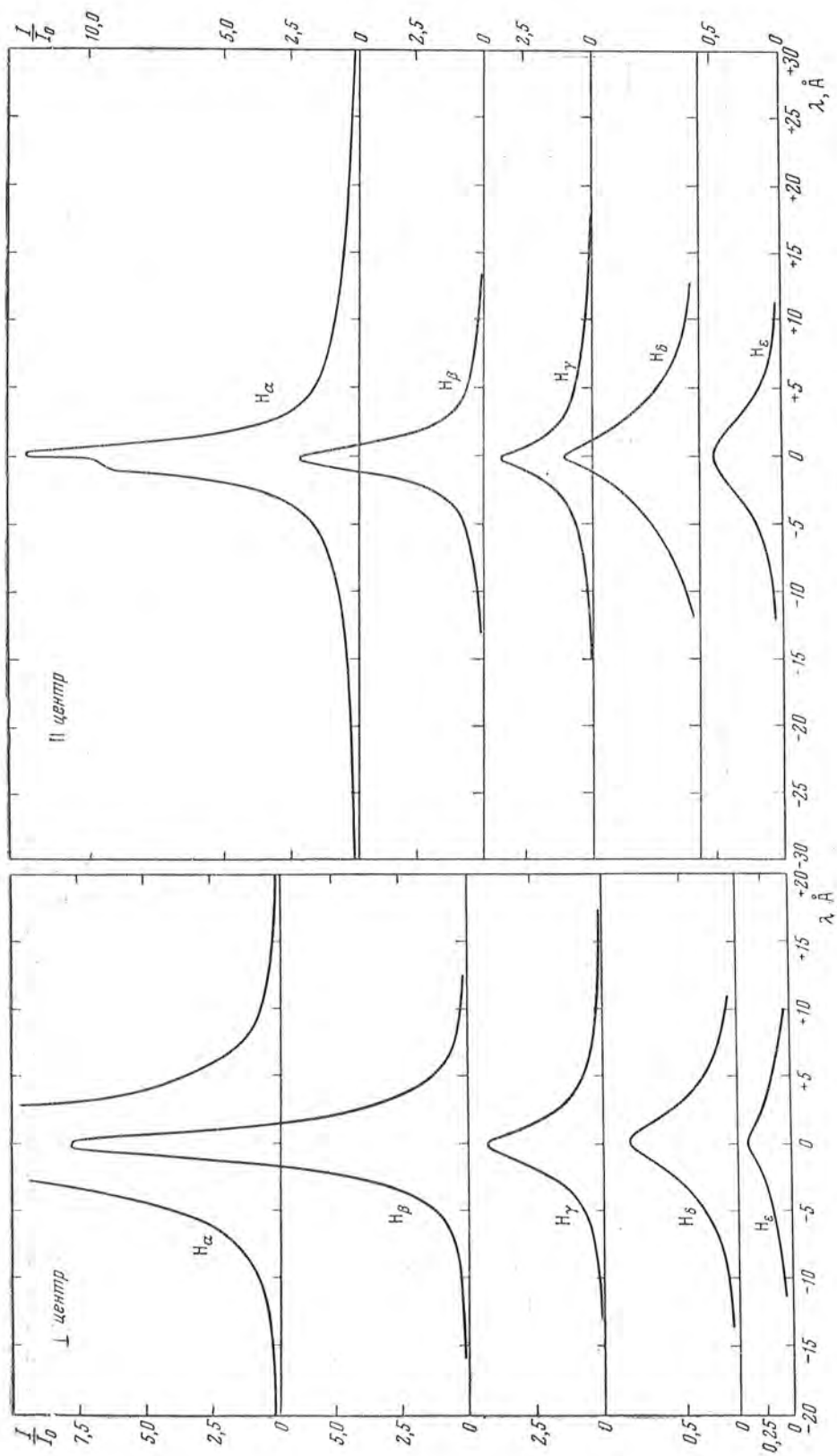
ст.), необходим правильный учет фона. Учет фона производился с помощью фотометрирования спектров соседних порядков, не содержащих широких линий: для них получалось распределение интенсивности, освобожденное от фотометрических ошибок поля (так же как и в случае участка, содержащего линию), и затем вычислялось среднее двух полосок в синюю и красную стороны от данной. Это распределение (см., например, фиг. 7) вычиталось из распределения для изучаемого участка, содержащего эмиссию водородной линии.

§ 2. Распределение интенсивности в крыльях бальмеровских линий

Программа измерений предусматривала получение серии спектров поперек оси разряда (значок $\perp$) как в центре (в направлении на ось — «центр»), так и в направлении на периферию разряда (сбоку от оси — «бок»), а также серии спектров вдоль оси (значок $\parallel$) как вдоль шнура («центр»), так и параллельно оси, но сбоку от шнура («бок»), в направлении на периферию разряда. В большинстве случаев для получения всех линий (H_α — H_ε) и уверенного построения крыльев линий необходимо было снимать подряд по три — пять разрядов на каждую пластинку. Для проверки эффекта давления указанные серии измерений были сделаны для давлений p_0 , равных 0,1 и 0,5 мм рт. ст. Все данные о спектрах, подвергнутых обработке, приведены в табл. 1. Здесь в первом столбце указано, как производилось наблюдение по отношению к оси разряда, во втором дан номер пластинки, в третьем — число разрядов на пластинку, в последующих столбцах содержатся результаты измерений (см. ниже).

На фиг. 4 приведены в качестве примера контуры бальмеровской эмиссии от центра разряда (самосжатого шнура) при его наблюдении поперек и вдоль оси камеры, полученные при давлении $p_0 = 0,1$ мм рт. ст. Непосредственное сравнение контуров эмиссии в шнуре, полученных поперек оси, с контурами, полученными вдоль оси, показывает их существенное различие: а) интенсивность крыльев по отношению к центральной интенсивности линий H_α и H_β , т. е. относительная протяженность крыльев линий при наблюдении вдоль оси заметно больше, чем при наблюдении поперек (H_α для поперечного разряда передержана в центре, так как ее центральная интенсивность примерно в 60 раз больше интенсивности H_β ; шкала интенсивности для H_β и H_ε увеличена в 5 раз); б) так как все интенсивности выражены в единицах центральной интенсивности H_β (равной I_0), то декремент бальмеровской серии при наблюдении поперек разряда существенно больше, чем при наблюдении вдоль разряда; в) в некоторых случаях линии H_α и H_β показывают абсорбционный провал в центре линии, что указывает на заметную роль самопоглощения (вдоль оси оптическая толщина разряда становится порядка единицы).

Для количественного анализа причин расширения эмиссии все контуры рассматривались в координатах $(\lg I/I_0, \lg \Delta\lambda)$ и $(\lg I/I_0, \Delta\lambda^2)$. В этих коор-



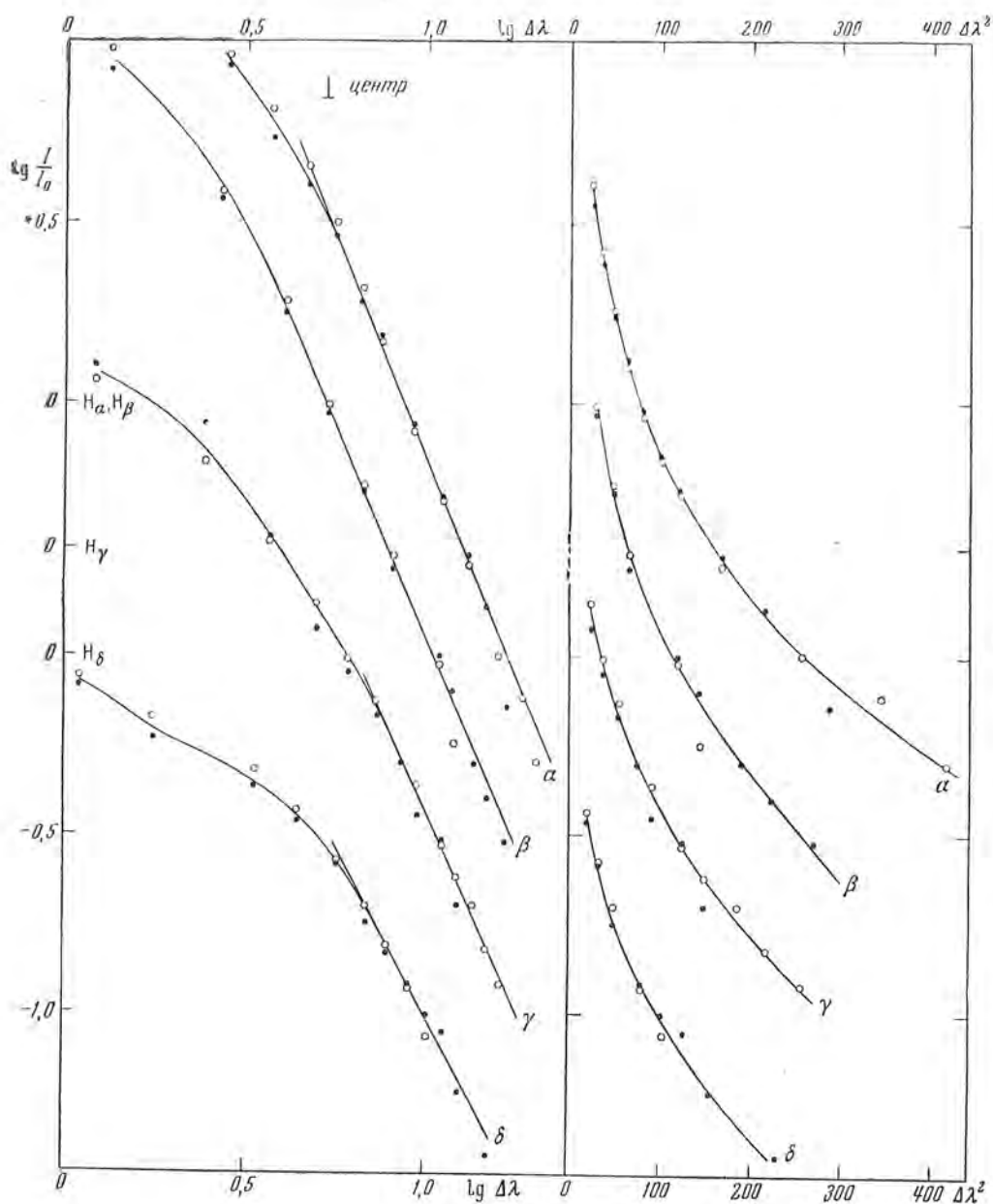
Фиг. 4. Контуры водородных линий в спектре разряда при начальном давлении $p_0 = 0,1$ мм рт. ст. (слева — при наблюдении перпендикулярно оси, пластинка 113, справа — вдоль оси, пластинка 146)

Таблица 1

Пинч	№ пла- стинки	Число ударов	Коэффициент наклона прямых линий k			
			H_α	H_β	H_γ	H_δ
Давление $p_0 = 0,1$ мм рт. ст.						
⊥ центр	4	1	1,5	2,3	2,2	2,6
⊥ центр	113	20	2,5	2,4	2,3	1,9
⊥ центр	118	5	2,2	2,3	2,1	2,3
⊥ центр	131	5	2,2	2,0	2,2	1,8
центр	114	5	Сильное отклонение от штарковского расширения. Расширение эмиссии обусловлено макроскопическими движениями плазмы			
центр	135	5				
центр	146	5				
⊥ бок	117	5	2,9	2,9	2,3	2,1
⊥ бок	133	5	2,6	3,2	2,6	—
⊥ бок	134	5	3,1	2,7	2,7	—
бок	104	5	2,8	3,0	1,9	2,5
бок	143	5	2,4	3,1	2,4	1,9
бок	144	5	2,4	3,2	3,6	—
Давление $p_0 = 0,5$ мм рт. ст.						
⊥ центр	173	3	1,6	1,9	2,3	2,2
⊥ центр	178	3	1,6	1,9	1,7	—
⊥ центр	179	3	1,6	1,7	—	—
центр	157	3	Сильное отклонение от штарковского расширения. Расширение эмиссии обусловлено макроскопическими движениями плазмы			
центр	158	3				
центр	159	3				

длинах только что рассмотренные контуры представлены на фиг. 5 и 6, которые показывают существенное различие хода интенсивности с расстоянием от центра линии в случае наблюдений поперек оси (фиг. 5) и в д о л ь оси (фиг. 6). Если в первом случае в координатах ($\lg I/I_0$, $\lg \Delta\lambda$) ход интенсивности в крыльях линии хорошо представляется прямыми линиями с угловыми коэффициентами 2,2—2,4, то во втором случае ход интенсивности в крыле практически невозможно представить прямыми линиями. (В отдельных случаях ход интенсивности строится отдельно для синего и красного крыла линии; различие хода, вероятно, связано с небольшими ошибками фотометрии.)

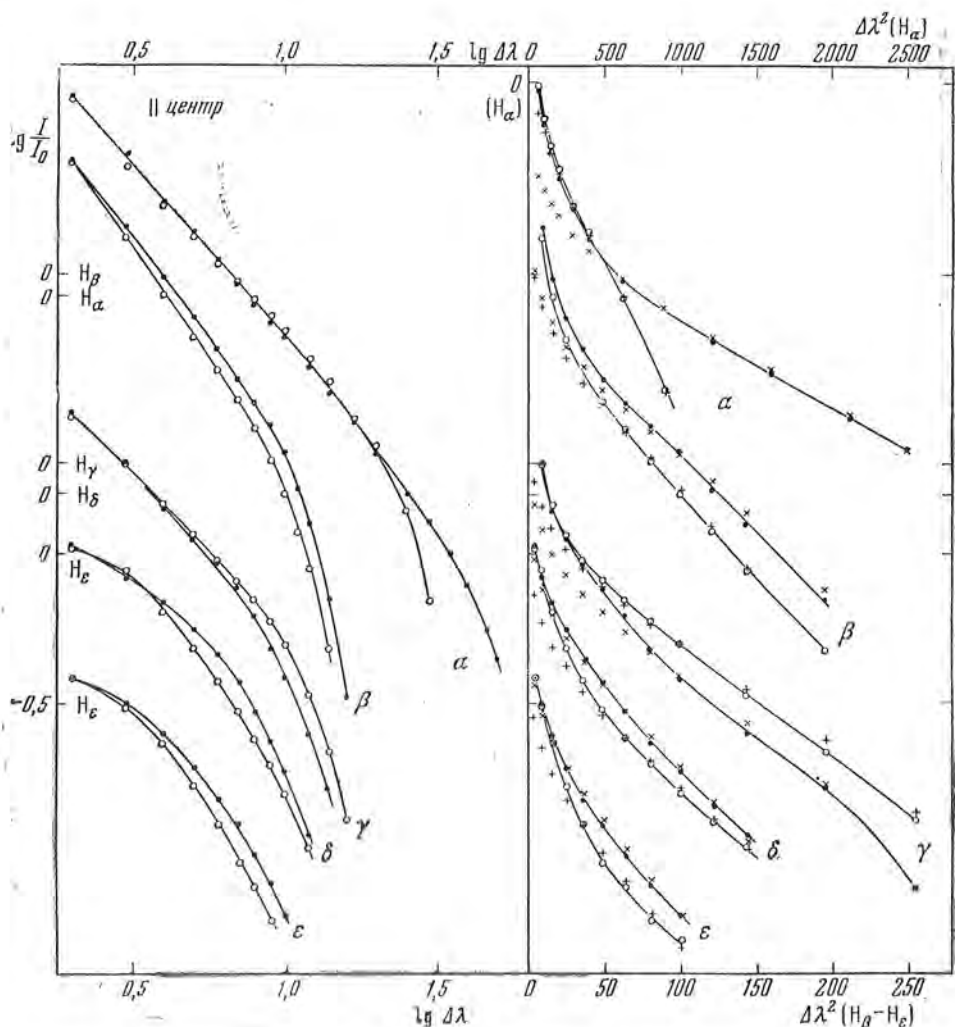
Если все же попытаться представить этот ход прямыми линиями, то угловой коэффициент будет близок к единице. В то же время в осях ($\lg I/I_0$, $\Delta\lambda^2$) наблюдается противоположная картина: при наблюдениях в д о л ь шнура ход интенсивности в крыльях близок к прямой линии, тогда как при п о п е р е ч н о м наблюдении шнура этот ход существенно отличается от прямой линии. Из табл. 1 видно, что аналогичная ситуация с продольным и поперечным наблюдениями имеет место для всех других спектрограмм. Это показывает, что при давлении $p_0 = 0,1$ мм рт. ст. расширение эмиссии в крыльях водородных линий связано с линейным Штарк-эффектом при наблюдениях п о п е р е к оси разряда, тогда как в д о л ь оси разряда оно обусловлено в основном Доплер-эффектом.



Фиг. 5. Логарифмические контуры водородных линий в спектре разряда при наблюдении перпендикулярно оси (пластинка 113)

Точки и кружки — наблюдения для синего и красного крыла линии соответственно

В случае строгого «доплеровского» контура $I \sim e^{-\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2}$ мы должны были бы получить в координатах $(\lg I/I_0, \Delta\lambda^2)$ прямые линии. В то же время имеются некоторые небольшие отклонения, которые можно хорошо объяснить наличием направленного движения типа «струи» вдоль оси разряда с некоторым градиентом скорости вдоль «струи». Согласно



Фиг. 6. Логарифмические контуры водородных линий в спектре разряда при наблюдении вдоль оси (пластинка 146)

Точки и крестики — соответственно наблюдения и расчеты («струя») для синего крыла линии, кружки и плюсы — наблюдения и расчеты («струя») для красного крыла линии

[7] распределение интенсивности в этом случае можно представить в виде

$$\frac{I}{I_0} \sim \ln \frac{\Delta \lambda_m}{\Delta \lambda}, \quad (1)$$

где $\Delta \lambda_m$ — «ширина» крыла линии, соответствующая максимальной скорости движения атомов в «струе». Крестиками и плюсами на фиг. 6 показан ход интенсивности согласно формуле (1), подобранный из условия наилучшего соответствия наблюдаемых и вычисленных контуров. Мы видим, что представление о струе с градиентом скорости хорошо согласуется с наблюдаемым распределением интенсивности в крыльях бальмеровской эмиссии, наблюдаемой вдоль шнура разряда. Значения $\Delta \lambda_D / \lambda$, опреде-

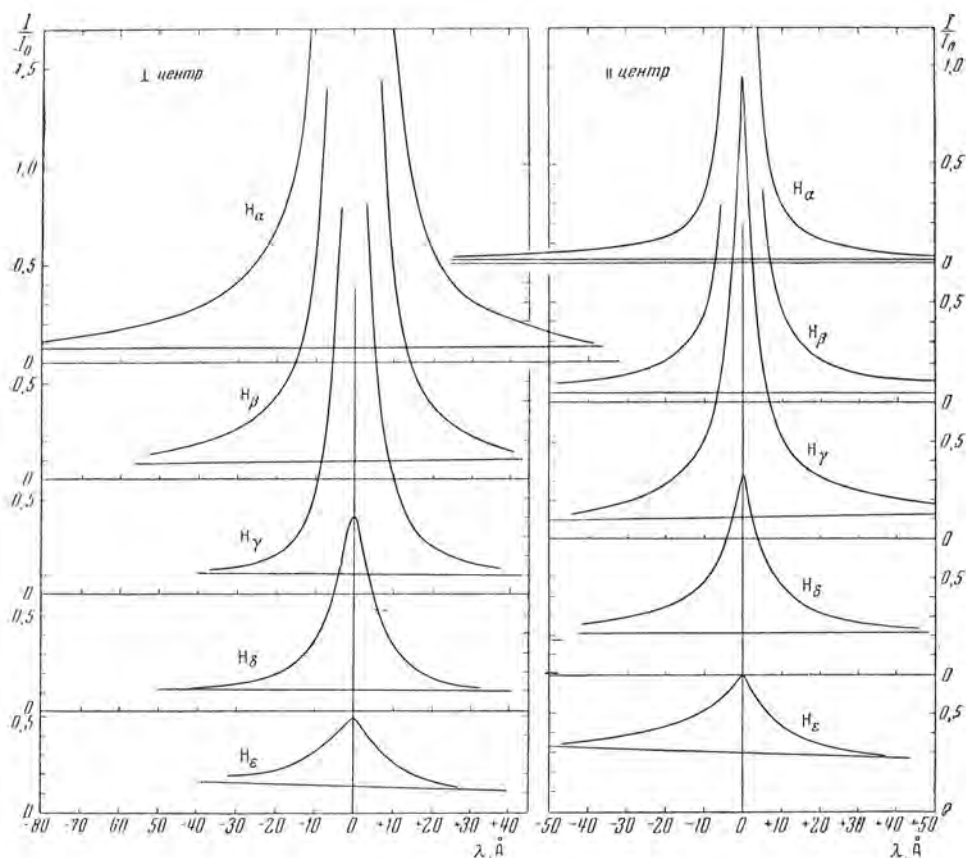
Таблица 2

№ пла- стинки	$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \cdot 10^3$					$\frac{\Delta\lambda_m}{\lambda} \cdot 10^3$				
	H $_{\alpha}$	H $_{\beta}$	H $_{\gamma}$	H $_{\delta}$	H $_{\epsilon}$	H $_{\alpha}$	H $_{\beta}$	H $_{\gamma}$	H $_{\delta}$	H $_{\epsilon}$
Давление $p_0 = 0,1$ мм рт. ст.										
114	3,3	1,5	1,7	1,5	1,3	5,2	—	3,3	2,7	2,0
135	4,7	2,9	5,5	2,5	2,7	9,6	7,0	9,7	4,9	4,8
146	4,6	1,9	2,4	2,3	2,2	7,7	3,3	4,3	3,8	3,5
Давление $p_0 = 0,5$ мм рт. ст.										
159	6,6	6,9	8,2	7,8	6,0	11,8	13,6	13,8	12,8	—

ленные по ходу интенсивности в крыльях, а также $\Delta\lambda_m/\lambda$ приведены в табл. 2. Несмотря на отдельные случайные отклонения (связанные в основном с трудностями учета фона, см. выше), соотношения $\Delta\lambda_D/\lambda = \text{const}$ или $\Delta\lambda_m/\lambda = \text{const}$ выполняются при переходе от одной эмиссионной линии к другой, как это должно быть в случае расширения из-за макроскопических движений. Разумеется, вопрос о вкладе эффекта Штарка в наблюдаемый профиль крыла линии в данных условиях остается открытым.

Для уточнения этого была проведена серия аналогичных измерений при более высоком давлении ($p_0 = 0,5$ мм рт. ст.). Результаты этих измерений представлены на фиг. 7 (контуры линий) и 8, 9 (логарифмические контуры), аналогичных фиг. 4 и 5, 6. При давлении 0,5 мм рт. ст. линии становятся значительно шире (обратите внимание на изменение масштаба длин волн и относительных интенсивностей на фиг. 7). Крылья линии H $_{\alpha}$ здесь простираются более чем на 100 Å, и для такой слабой линии, как H $_{\epsilon}$, они прослеживаются до 40—50 Å. Центры сильных линий (H $_{\alpha}$, H $_{\beta}$) здесь всегда передержаны, поэтому трудно судить о декременте и сравнивать ширины при наблюдениях вдоль и поперек шнура, однако слабые линии (H $_{\delta}$, H $_{\epsilon}$), аналогично случаю низкого давления, показывают, что крылья линий при наблюдении в продольном направлении заметно шире, чем в поперечном. Логарифмические контуры (фиг. 8, 9) показывают, что возможно представить ход интенсивностей в крыльях линий (при наблюдении поперек шнура) прямыми линиями в координатах ($\lg I/I_0$, $\lg \Delta\lambda$) с угловым коэффициентом примерно от 1,6 до 2,0, в среднем около 1,8, хотя отклонения здесь от прямолинейной зависимости несколько заметнее, чем при низком давлении. Отклонения от прямой в осях ($\lg I/I_0$, $\Delta\lambda^2$) в этих случаях хорошо выражены (правая сторона фиг. 8). Это позволяет считать, что расширение водородной эмиссии при п о п е р е ч н о м наблюдении в случае высокого давления, как и при низком давлении, в основном связано с Штарк-эффектом, а не с эффектом макроскопических движений, хотя возможно, что последний эффект играет некоторую роль и в этом случае.

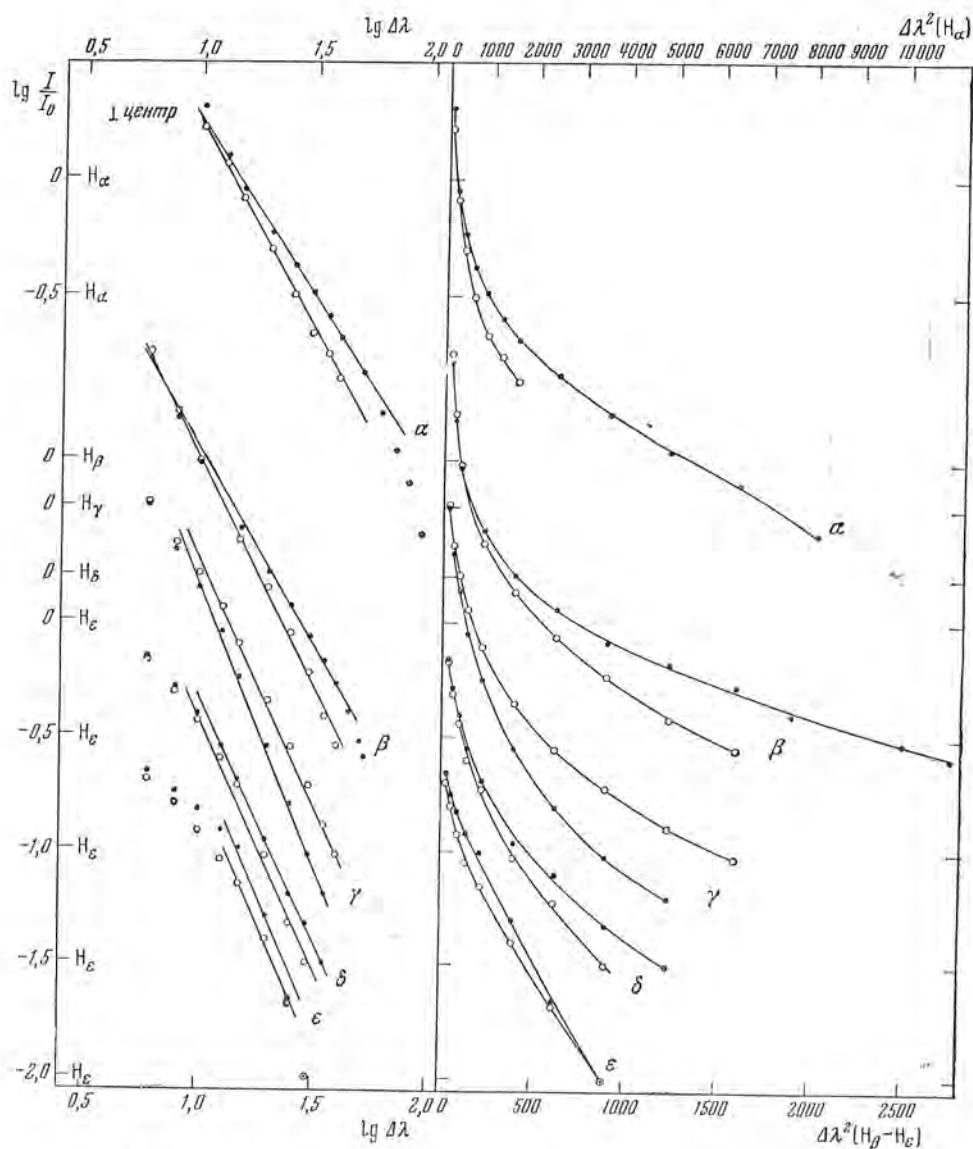
Представление контуров линий в осях ($\lg I/I_0$, $\Delta\lambda^2$) в случае п р о - д о л ь н о г о наблюдения разряда (фиг. 9) показывает, что, так же как и в случае более низкого давления, ход интенсивности в крыльях линий



Фиг. 7. Контуры водородных линий в спектре разряда при начальном давлении $p_0 = 0,5$ мм рт. ст. (слева — пластинка 173, справа — 159)

может быть объяснен наличием движений типа «струй». Систематическое увеличение $\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$ и $\frac{\Delta\lambda_m}{\lambda}$ для более высокого давления связано, по-видимому, с тем, что при большем давлении Штарк-эффект начинает играть известную роль в расширении при наблюдении вдоль оси разряда, что приводит к эффективному увеличению $\Delta\lambda_D$ и $\Delta\lambda_m$.

Во время фотографирования спектров центральной части разряда в щель спектрографа попадает также излучение разреженной плазмы, находящейся на том же луче зрения, что и сжатый шнур. Эта плазма излучает в начале разряда, а также при распаде шнура и существует более продолжительное время, чем сжатый шнур. Чтобы выяснить вклад этой части плазмы в образование исследуемых линий, спектр разряда фотографировался через боковые окна камеры (13 и 11 на фиг. 1) при давлении $p_0 = 0,1$ мм рт. ст. При этом в щель спектрографа излучение самого шнура не попадает. Контуры водородной эмиссии в спектрах, снятых перпендикулярно и параллельно оси камеры сбоку шнура, приведены на фиг. 10. Прежде всего следует отметить, что водородная эмиссия в этом случае существенно слабее эмиссии шнура (сфотографированной через центральные окна разрядной камеры). Кроме того, крылья линий на этих спектрограммах значительно менее протяженные, чем в рассмотренных

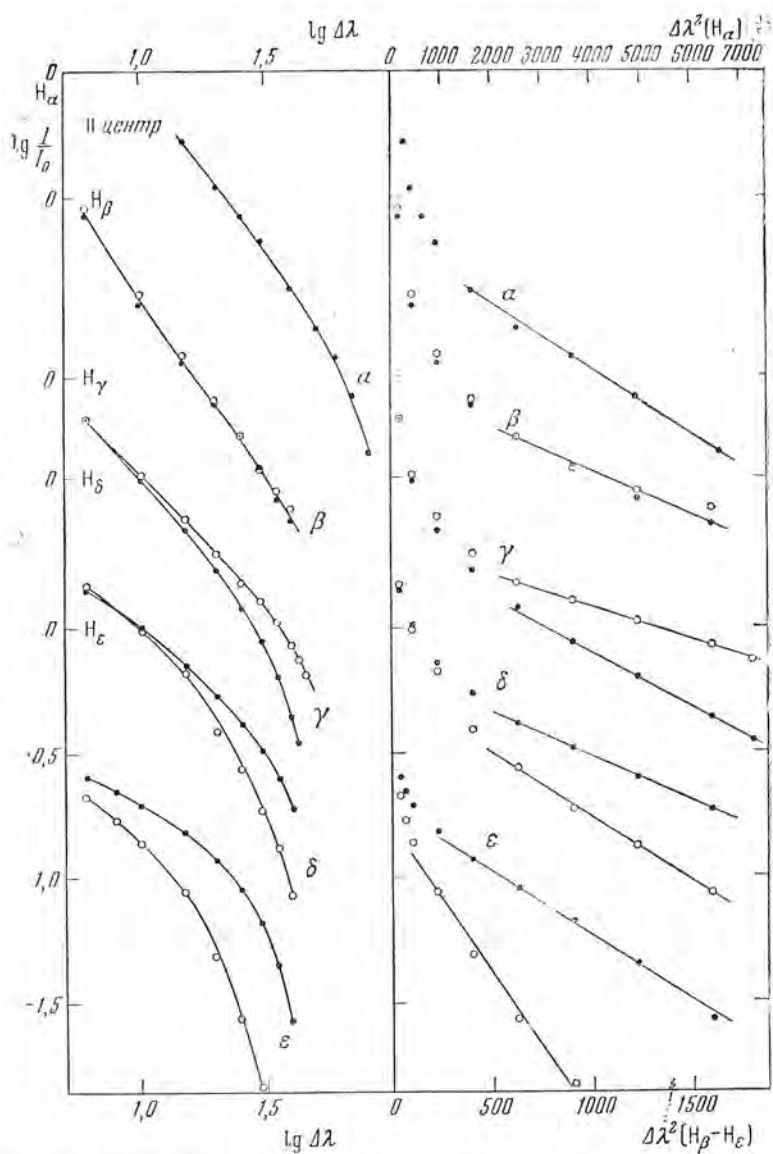


Фиг. 8. Логарифмические контуры водородных линий в спектре разряда при наблюдении перпендикулярно оси (пластинка 173)

Обозначения те же, что на фиг. 5

ранее случаях, особенно в спектрах, снятых перпендикулярно оси разряда. Из фиг. 11, на которой те же контуры построены в логарифмическом масштабе, видно, что крылья линий очень хорошо представляются прямыми с коэффициентом наклона в среднем 2,5 для спектров, снятых перпендикулярно оси разряда, и 2,8 для спектров, сфотографированных параллельно оси разряда.

Таким образом, в крыльях линий водородной эмиссии сжатого шнура добавляется в несколько раз меньшая интенсивность за счет излучения разреженной плазмы. Ход интенсивности добавочной эмиссии имеет более крутой спад, чем ход интенсивности в крыльях линий, излучаемых



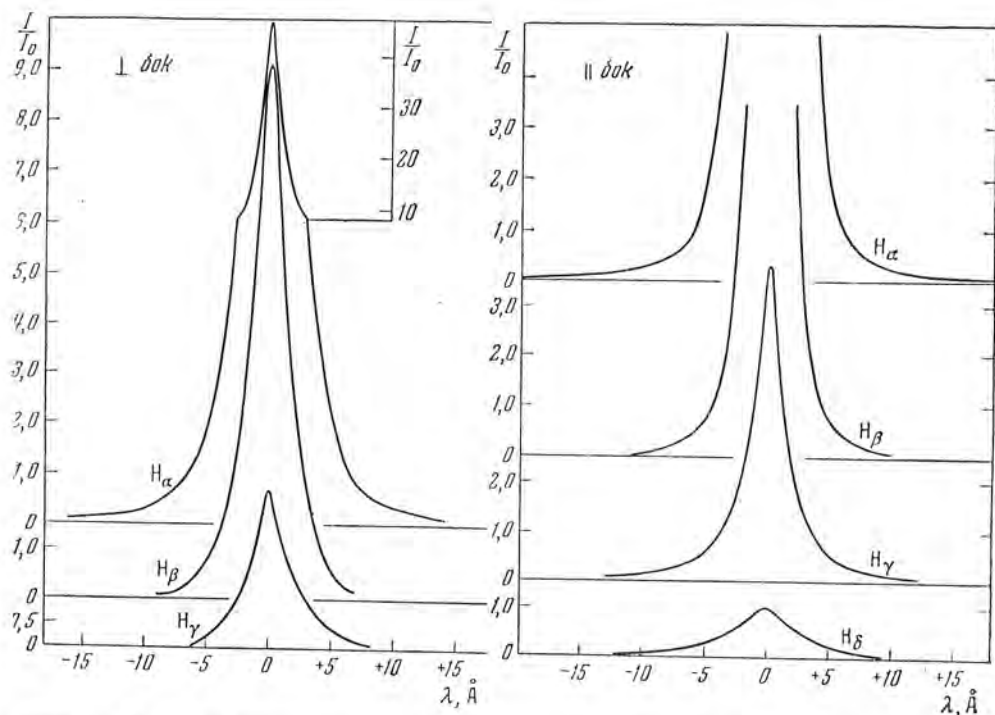
Фиг. 9. Логарифмические контуры водородных линий в спектре разряда при наблюдении вдоль оси (пластинка 159)

Обозначения те же, что на фиг. 5

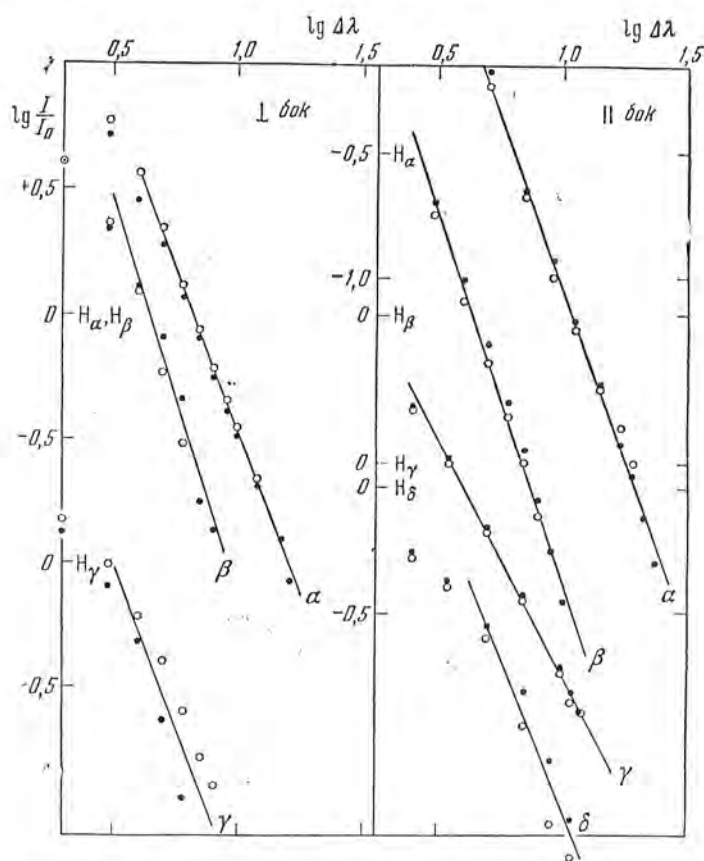
сжатым шнуром. Следовательно, добавочная эмиссия практически не искажает распределение интенсивности в крыльях водородных линий, возникающих в центральной части разряда. В то же время она может вызвать заметное искажение в распределении интенсивности вблизи центральных частей линий.

§ 3. Обсуждение результатов

Как уже отмечалось, контуры крыльев водородных линий в осях ($\lg I/I_0$, $\lg \Delta\lambda$), полученные при поперечном наблюдении разряда, хорошо представляются прямыми линиями. При этом, как следует из табл. 1, угловой коэффициент k наклона прямых, осредненный по всем линиям, изученным на нескольких спектрограммах в каждой серии, ра-

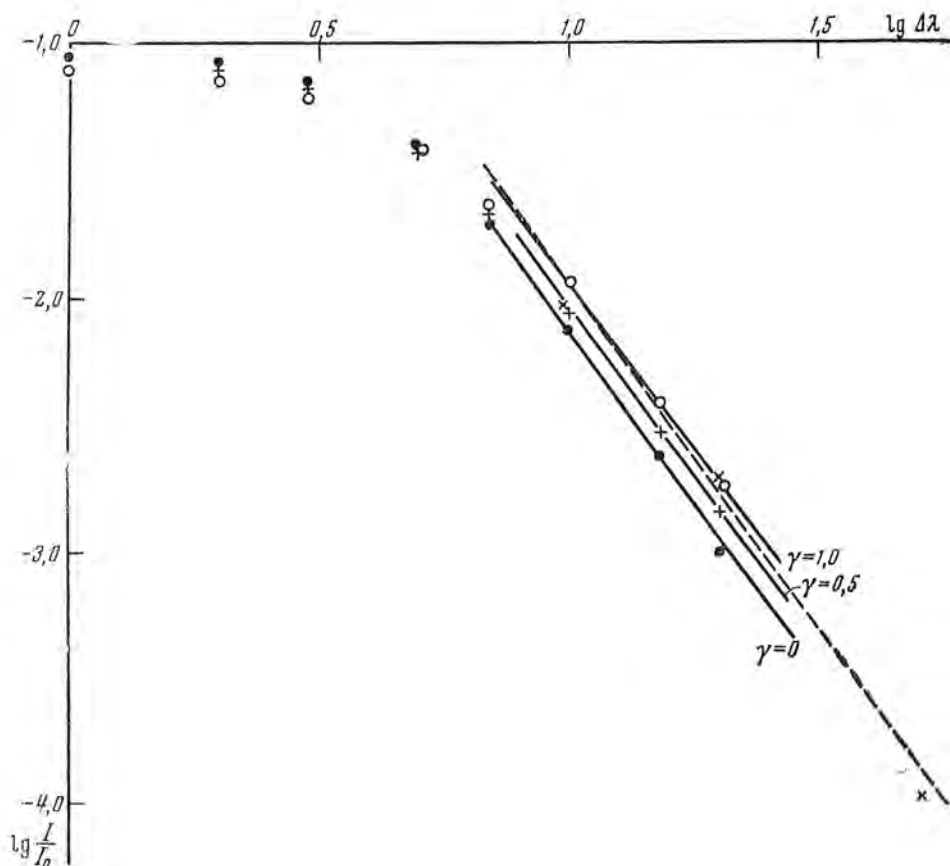


Фиг. 10. Контуры водородных линий в спектре разряда ($p_0 = 0,1$ мм рт. ст.) при наблюдении вне оси разряда, рядом со шнуром (слева — пластинка 133, справа — 104)



Фиг. 11. Логарифмические контуры водородных линий при наблюдении вне оси разряда (слева — перпендикулярно оси, пластинка 133, справа — параллельно оси, пластинка 104)

Обозначения те же, что на фиг. 5



Фиг. 12. Теоретическое распределение интенсивности в крыле в случае расширения линии вследствие Штарк-эффекта

Пунктир — данные Когана, сплошные линии — данные Грима

вен: а) при наблюдении вне оси разряда ($\perp$ и $\parallel$ бок) $k_{\text{ср}} = 2,7$; б) при наблюдении поперек оси разряда ($\perp$ центр) с начальным давлением $p_0 = 0,1$ мм рт. ст. $k_{\text{ср}} = 2,2$; в) в аналогичном случае при $p_0 = 0,5$ мм рт. ст. $k_{\text{ср}} = 1,8$. Указанное различие угловых коэффициентов может быть объяснено действием Штарк-эффекта.

Рассмотрение Штарк-эффекта с учетом расширяющего действия электронов дано в [8] и [9]. На фиг. 12 пунктиром показано теоретическое распределение интенсивности в крыле (в системе $\lg I$, $\lg \Delta \lambda$) согласно данным В. И. Когана ([8], стр. 285), из которого следует, что в крыле линии средний коэффициент $k \approx 2,7$, если аппроксимировать это распределение прямой линией (что можно сделать с точностью до $\sim 0,1$ в $\lg I$, т. е. с точностью до $\sim 25\%$). Согласно [9] контур, расширенный из-за Штарк-эффекта при совместном действии ионов и электронов, определяется функцией $T(\Delta \lambda, \gamma)$, где γ — параметр, характеризующий влияние электронов,

$$\gamma = 5,6 \cdot 10^{-6} N^{1/2} T^{-1/2} \left[\lg \frac{4 \cdot 10^6 T}{b^2 N^{1/2}} - 0,125 \right] \frac{b^5 + a^5}{b^2 - a^2} \quad (2)$$

(T и N — температура и плотность заряженных частиц, b — главное квантовое число для верхнего, a — для нижнего уровней). Полагая для оценки

в нашем случае $T = 5 \cdot 10^5$, $N = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, получим следующие значения γ : для $H_\alpha + 0,09$, для $H_\beta + 0,32$, для $H_\gamma + 0,52$, для $H_\delta + 0,82$, т. е. все значения γ заключены в интервале $0 < \gamma < 1$.

На фиг. 12 показан ход интенсивности согласно [19], табл. 3) для $\gamma = 0$ (точки), $\gamma = 0,5$ (плюсы) и $\gamma = 1,0$ (кружки). В крыле эти распределения хорошо представляются прямыми со средним коэффициентом $k = 2,67$, что согласуется с теоретическим распределением [8]. Поэтому можно считать, что теоретический контур с учетом расширения электронами дает $k = 2,7$. Хорошее соответствие с этим распределением получается только для периферии разряда (вне шнура) как при продольном, так и при поперечном наблюдении. Что касается наблюдений *п о п е р е к* самого шнура (наблюдения в центре), то здесь коэффициент k получается систематически меньше $5/2$ ($\sim 2,2$) при низком ($0,1 \text{ мм рт. ст.}$) давлении и еще меньше ($\sim 1,8$) при высоком давлении.

При межмолекулярных полях $F_n > 10^5 \text{ в/см}$ начинает играть роль квадратичный Штарк-эффект, так как

$$F_n = 2,6 e N^{3/2} \approx 3,8 \cdot 10^{-7} N^{3/2} \text{ в/см.} \quad (3)$$

то роль этого эффекта становится заметной, иначе говоря, при $N \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$; в нашем случае при давлении $0,5 \text{ мм рт. ст.}$ величина $N \approx 1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при ионизации приблизительно равной 1. Если возникает $5 \div 10$ -кратное сжатие в стволе разряда, то число N может быть порядка $5 \div 10 \cdot 10^{16}$, т. е. квадратичный Штарк-эффект может играть некоторую роль при давлении $\sim 0,5 \text{ мм рт. ст.}$ В этом случае распределение интенсивности $I \sim \Delta \lambda^{-1/2}$, и в крыльях будет более пологий ход, близкий к $\Delta \lambda^{-2}$, что фактически наблюдается. В случае низких давлений ($0,1 \text{ мм}$) этот эффект играет меньшую роль, и распределение интенсивности в крыле должно быть ближе к даваемому линейным эффектом Штарка ($k = 2,5$). Так можно было бы объяснить отклонения от строгой теоретической зависимости для Штарк-эффекта с учетом расширяющего действия ионов и электронов.

Однако допущениями о расширении только за счет Штарк-эффекта нельзя объяснить пологие крылья, низкие значения k и сильные отклонения от прямолинейной зависимости при наблюдении *в д о л ь* оси разряда. В этом случае ход интенсивности в крыльях линий, как уже отмечалось, хорошо описывается при допущении о существовании направленного движения типа струи с градиентом скорости. Приведенные в табл. 2 значения $\Delta \lambda_D/\lambda$ и $\Delta \lambda_m/\lambda$ дают возможность в первом случае определить составляющую «доплеровской» скорости движения атомов вдоль оси разряда, во втором случае — найти максимальную скорость в «струе» согласно (4). При начальном давлении $p_0 = 0,1 \text{ мм рт. ст.}$ среднее значение $\frac{\Delta \lambda_D}{\lambda} \approx 3 \cdot 10^{-3}$, что соответствует $v_D = 9 \cdot 10^7 \text{ см/сек.}$ Для этого же случая среднее значение $\frac{\Delta \lambda_m}{\lambda} \approx 5 \cdot 10^{-3}$, откуда получим максимальную скорость движения атомов в струе $v_m = 1,5 \cdot 10^8 \text{ см/сек.}$

Некоторый вклад в наблюдаемое на опыте расширение линий может вносить процесс истечения плазменной струи из отверстия в нижнем

электроде, через которое производятся наблюдения вдоль оси разряда. Возможно, на это указывает некоторое систематическое преобладание эмиссии в синем крыле большинства бальмеровских линий (фиг. 6). Итак, экспериментальные данные, полученные из анализа распределения интенсивности в крыльях бальмеровских линий, при наблюдении вдоль оси системы, по-видимому, указывают на существование в разряде группы атомов водорода, находящейся в быстром движении. Энергия этих атомов достигает 5—7 кэв. Следует иметь в виду, однако, что при обсуждении тех следствий, к которым приводит предлагаемое толкование экспериментальных данных, мы сталкиваемся с некоторой трудностью. Если наблюдаемая форма контура линии служит оптическим свидетельством существования потока или струи быстрых частиц, то независимо от механизма возникновения быстрых частиц должны быть и другие проявления наличия этих атомов. В частности, при разряде в дейтерии должны наблюдаться ядерные реакции синтеза и последующее нейтронное излучение. Как хорошо известно, плазменно-ядерный эффект и нейтронное излучение были действительно открыты еще в 1952 г. Однако это излучение наблюдается, как правило, в момент второго сжатия плазменного шнура, а не в момент первого сжатия, когда по данным оптической развертки наблюдается максимальное расширение линии.

Несомненно, что необходимы дальнейшие эксперименты для разъяснения этого вопроса.

Механизм расширения водородной эмиссии при мощном импульсном разряде весьма сходен с тем, что дают подробные исследования ([1, 7] и др.) расширения эмиссионных линий солнечных вспышек. Как в первом, так, вероятно, и во втором случае ход интенсивности в крыльях линий существенно зависит от того, в каком направлении производится наблюдение спектра излучения плазмы. Это, в частности, дает возможность заключить, что между мощным импульсным разрядом, осуществляемым в лабораториях, и явлением хромосферных вспышек на Солнце, вероятно, существует аналогия, основанная на близкой физической сущности явлений.

Авторы благодарны Ю. Д. Клебанову, П. И. Селиванову и А. Н. Коваль за помощь во время отладки разрядной установки и при обработке материала, а также Э. Н. Браверману, выполнившему конструирование экспериментальной установки.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Наст. том, стр. 71.
2. С. Ю. Лукьянов, В. И. Силицын. Атомная энергия, 3, 88, 1956.
3. С. Ю. Лукьянов, В. И. Силицын. ЖЭТФ, 34, вып. 4, 849, 1958.
4. С. Ю. Лукьянов, В. И. Силицын. ЖЭТФ, 36, вып. 6, 1621, 1959.
5. А. Б. Северный, Н. В. Стешопко, В. Л. Хохлова. Астр. журн., 37, вып. 1, 23, 1960.
6. М. Миннарт. Солнце. Под редакцией Дж. Койпера. ИЛ, 1957, стр. 85.
7. А. Б. Северный, А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 3, 1961.
8. В. И. Коган. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Изд-во АН СССР, 1958, т. IV, стр. 285.
9. H. Griem. Ar. J., 132, 883, 1960.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

(генерация вспышек, нагрев факелов)

А. Б. Северный

Данные наблюдений свидетельствуют о появлении вспышек в нейтральных точках поля и изменении окружающих их полей, если их сравнивать до и после вспышки (изменение напряженности, градиента, расположения магнитных холмов), хотя в области самой вспышки после ее возникновения заметных изменений поля не обнаруживается. Имеются указания на очень быстрые изменения окружающего поля во время развития вспышки. Данные H_{α} -фильмов и спектры лимбовых вспышек и усов показывают быстрое образование кумулированных струй с некоторым градиентом скорости вдоль струи. Сравнение спектров вспышек и лабораторного пинча в водороде показывает, что механизм расширения эмиссии линий вспышки может зависеть от направления, в котором наблюдаются выбросы струй (вдоль струи преимущественно расширение из-за градиента скорости, а поперек — из-за Штарк-эффекта).

Рассматривается автомодельное сжатие и разогрев первоначально равновесной солнечной плазмы возле нейтральной точки при быстром (§ 3) и медленном (§ 4) росте внешнего магнитного поля пятен. Даже при умеренном росте внешнего поля сжатие может быть быстрым и сильным, приводящим к образованию ударных волн, сходящихся к нейтральной точке, сильному нагреву плазмы и вызывающим появление выбросов в направлении, перпендикулярном сжатию (вспышки). Показано, что омические потери могут играть существенную роль в медленном нагреве факелов.

NONSTATIONARY PROCESSES IN SOLAR MAGNETIC FIELDS. THE GENERATION OF FLARES AND HEATING OF FACULAE, by *A. B. Severny*.— There is observational evidence that flares appear in neutral points of magnetic fields and that the surrounding magnetic fields are changed as compared before and after a flare (the changes of field strength, gradients and rearrangement of «magnetic hills»), although in the region of the flare itself there are no applicable changes of the field after the onset of the flare. There is also some evidence of very rapid changes of the surrounding field during the phase of development of flares. H_{α} films and spectra of limb flares and of moustaches show the rapid formation of cumulative ejections with a velocity gradient along the jet. The comparison of flare spectra and that of laboratory pinch in hydrogen shows the possible dependence of the mechanism of line-emission broadening in flares on the direction between the jet and the line of sight (the broadening along the jet is mostly due to a velocity gradient and across the jet to the Stark effect). Automodel contraction and heating of solar plasma, initially in equilibrium near the neutral point, during the rapid (§ 3) and slow growth (§ 4) of external magnetic fields of sunspots are considered. It is shown that contraction may be violent and rapid, leading to the formation of shock waves converging to the neutral point and producing intensive heating of plasma even at a comparatively moderate increase of the external magnetic field. The process can be accompanied by ejections in the direction perpendicular to contraction (flares). Ohmic losses are shown to be important for the slow heating of faculae.

В этой работе подробно излагаются те соображения о нестационарных процессах, возникающих в магнитных полях на Солнце (вспышки, факелы), которые были даны в предварительном сообщении [1]. Настоящая работа в известном смысле является продолжением исследований магнитных полей, связанных со вспышками, которые были нами проведены в 1958 г. и привели к представлению о солнечных вспышках как своего рода пинч-эффекте, возникающем в нейтральных точках скрещенных магнитных полей при увеличении градиента поля. Однако с тех пор появилось значительное количество новых экспериментальных данных, которые, с одной стороны, вновь подтвердили важную роль изменения магнитных полей в генерации вспышек, а с другой — потребовали уточнить первоначальную картину процесса и внести в нее существенные коррективы. Этому уточнению и изменению первоначальной картины генерации солнечных вспышек посвящена настоящая работа. Кроме того, рассматриваются медленные процессы разогрева и сжатия солнечной плазмы, которые, вероятно, имеют значение для объяснения солнечных факелов.

§ 1. Состояние экспериментальных данных о гидромагнитных явлениях во вспышках

Исследования магнитных полей, связанных с солнечными вспышками, показывают, что вспышки располагаются там, где магнитная полярность меняет знак. Место первого появления вспышки практически совпадает с нейтральной точкой скрещенных магнитных полей группы солнечных пятен, насколько магнитные карты позволяют судить о локализации таких точек [2]. Что касается изменения магнитного поля при вспышках, то здесь мы располагаем следующими данными наблюдений.

В работе [2] из сравнения магнитных карт до и после вспышки обнаружено, что в семи случаях из восьми поле после вспышки в ее окрестности упрощается: градиент поля возле нейтральной точки уменьшается, исчезают некоторые соседние магнитные холмы и пропадают нейтральные точки (наблюдается хотя бы один из этих эффектов). Недавно было замечено [3], что появление вспышек также сопровождается выходящим за пределы ошибок измерений довольно быстрым сдвигом удаленных магнитных холмов, преимущественно по направлению к вспышке, причем этим сдвигам соответствуют также заметные сдвиги небольших солнечных пятен. Последний эффект отмечен также в [4]. В [5] не найдено каких-либо изменений магнитного поля в самой области вспышки, хотя обнаружено серьезное уменьшение поля по соседству со вспышкой при сравнении распределения поля по изученной области, полученного до и после вспышки. Поляриметрические измерения поперечных полей перед и после большой вспышки показали, что поле изменяется незначительно в самом месте вспышки, но имеется серьезное «разрушение» поля в области рядом со вспышкой [6]. В [7] не найдено заметных изменений поля в районе вспышки балла 3 + после ее появления и далее в течение ее развития. Правда, в этом последнем случае из-за эффекта насыщения невозможно было регистрировать поля, превосходящие 50 гс, и изменения таких полей могли остаться незамеченными.

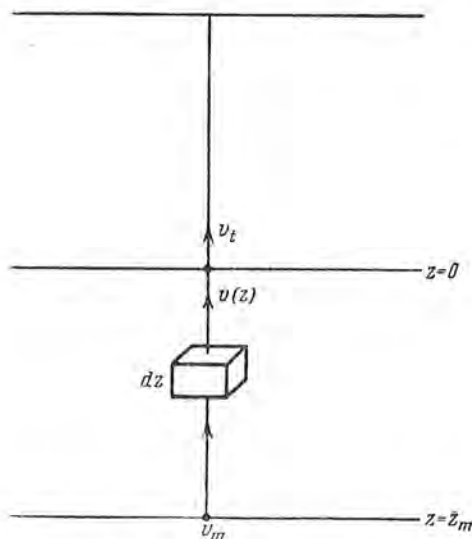
Во время максимума интенсивности некоторых выдающихся вспышек (1.IV 1960 г.; 1.VI 1960 г.) характерная тонкая («вихревая») структура хромосферы подвергалась быстрым и резким изменениям и за время порядка 15^m исчезала вовсе, что связывается с внезапным изменением магнитного поля в течение «Flash-phase» вспышки [8]. Недавно были найдены [9] поля значительной напряженности ($\sim 200-300$ гс), выносимые выступами лимбовых вспышек на высоты около 20—30 тыс. км. В отдельных случаях в таких выбросах-вспышках регистрируются поля п р о т и в о - п о л о ж н ы х полярностей. Хотя все эти результаты еще не окончательные, трудно отказаться от предположения, что в основе явления вспышки лежит некоторый гидромагнитный процесс, связанный с изменениями магнитного поля и, с энергетической точки зрения, сопровождающийся переходом магнитной энергии в тепловую энергию и энергию излучения.

Ряд спектроскопических и кинематографических данных может быть использован для лучшего понимания этого процесса. В первую очередь это спектроскопические данные, относящиеся к усам, которые временами образуют крылья линий в сильных вспышках, хотя усы и возникают помимо и, видимо, независимо от того, что принято называть вспышкой. Резко выраженная асимметрия эмиссии усов, появление практически односторонних усов (не только на диске, но и на лимбе), сужение полосы эмиссии усов при удалении от центра линии (пикообразный вид эмиссионных крыльев), появление усов, наклонных к плоскости дисперсии, — все эти факты свидетельствуют о том, что усы — это сосредоточенные струи, исходящие из некоторой области в противоположных направлениях [10]. В некоторых случаях усы на диске сопровождаются абсорбционными выбросами, хорошо выраженными вблизи центра линии в виде абсорбционного пика, удаленного на некоторое расстояние $\Delta\lambda$ от центра линии. Если сравнить между собой эти расстояния $\Delta\lambda$ для водородных линий $H_\alpha - H_\delta$, то по росту фактической величины $\Delta\lambda/\lambda$ с уменьшением глубины τ_0 (определяемой для каждой линии из зависимости $\Delta\lambda/\lambda = \text{const}$) можно, кроме того, найти указание на р о с т скорости в струе с расстоянием от места выхода образования [11]. Изучение H_α -кинофильмов лимбовых вспышек [12] дает непосредственные свидетельства того, что вспышки на лимбе — это кумулятивные выступления, выбросы с острой верхушкой, струи, точнее — очень быстрые (со скоростями до 600 км/сек) вытягивания плазмы в одном направлении, вслед за которыми паступает сжатие выступа (в том же направлении) и, иногда, его пульсации. Скорость переднего фронта выступа при таком вытягивании существенно превосходит скорость в «ядре» вспышки, из которого выступ образуется.

К картине движущихся навстречу друг другу (или исходящих из некоторой области) фронтов плазмы приводит также рассмотрение регистраций лучевых скоростей в окрестностях нейтральных точек магнитного поля [13]: в области такой точки запись скоростей, как правило, показывает изменение знака скорости при переходе через нейтральную точку в некотором направлении, смену подъема на опускание, как если бы в нейтральной области встречались или из нее исходили два противоположно

направленных потока плазмы. Статистически, около 20% случаев не будут показывать подобного эффекта, — когда направление движения образует угол, близкий к 90° , к лучу зрения, что фактически и наблюдается. Непосредственное наблюдение сжатия вспышки на лимбе имеется в [14].

Все эти результаты приводят к более точному представлению о гидромагнитном процессе во вспышке, именно к представлению о сжатии или выталкивании (растяжении) плазмы в основном в двух противоположных



Фиг. 1. К образованию контура линии

выталкиванию плазмы в направлении, перпендикулярном сжатию (вдоль нейтральной плоскости).

Рассмотрим одномерное сжатие (или расширение) плазмы возле плоскости $z = 0$. Тогда очевидно, что независимо от механизма сжатия скорость сжатия должна убывать по мере приближения к плоскости $z = 0$, где происходит накопление газа и возрастает противодействующее сжатию давление. Всегда будет более или менее законно предположение (особенно для небольших z), что скорость v в сжимающейся плазме линейно возрастает с z от значения v_l (тепловой плюс турбулентной скорости).

Рассмотрим контур спектральной линии, образованной такой стационарно сжимающейся плазмой, пренебрегая самопоглощением и считая, что расширение линии, обусловленное градиентом скорости в струе, существенно превосходит расширение, связанное с другими причинами (доплеровское, Штарк-эффект и пр.). Эмиссия от элемента $1 \text{ см}^2 \times dz$ для перехода $k \rightarrow i$ будет (фиг. 1)

$$\varepsilon_{ki} e^{-\int_z^{z_m} \alpha_{ki} dz} dz \times 1 \text{ см}^2,$$

где ε_{ki} — объемный коэффициент эмиссии,

$$\varepsilon_{ki} = \frac{n_k}{4\pi} a_{ki} h \nu'_{ik} \varphi(\nu'_{ik} - \nu),$$

направлениях со скоростью, возрастающей с расстоянием от некоторого ядра — центра вспышки. То, что вспышки возникают в нейтральных точках при сильной концентрации силовых линий вокруг, дало нам повод считать [2], что сжатие плазмы вспышки происходит возле нейтральной точки (или плоскости) в результате своего рода пинч-эффекта, сжатия плазмы собственным магнитным полем, когда его напряженность превысит некоторое критическое значение ($\beta = \frac{H^2/8\pi}{nkT} > 1$), соответствующее равновесию. Сжатие возле нейтральной плоскости приведет одновременно к

здесь $\nu'_{ik} = \nu^0_{ik} \left(1 + \frac{v(z)}{c}\right)$ — центральная частота для элемента dz , движущегося со скоростью v , ν^0_{ik} — то же для неподвижного элемента. Функцию Φ распределения по частотам в нашем случае (пренебрегая факторами расширения, кроме градиента скорости) можно положить

$$\Phi(\nu'_{ik} - \nu) = \delta(\nu'_{ik} - \nu) = \begin{cases} 1 & \text{при } \nu = \nu'_{ik}, \\ 0 & \text{при } \nu \neq \nu'_{ik}. \end{cases}$$

Если пренебречь поглощением $\left(\exp - \int_z^{z_m} \alpha_{ki} dz = 1\right)$ и принять согласно сказанному выше $v(z) = v_l + \alpha z$, то интенсивность излучения, исходящего из глубины z , будет:

$$I(z) = \int_0^{z_m} \epsilon_{ki}(z) dz = \int_v^{v_m} \epsilon_{ik}(v) \frac{dv}{\alpha}. \quad (1.1)$$

Если далее принять грубо, что возбуждение в рассматриваемой части струи не меняется $\left(\frac{n_k}{n_0} = \text{const}, \text{ где } n_0 \text{ — число атомов в основном состоянии}\right)$, то из уравнения сплошности $n_0 v = \text{const}$ следует

$$n_k = \frac{C_k}{v}.$$

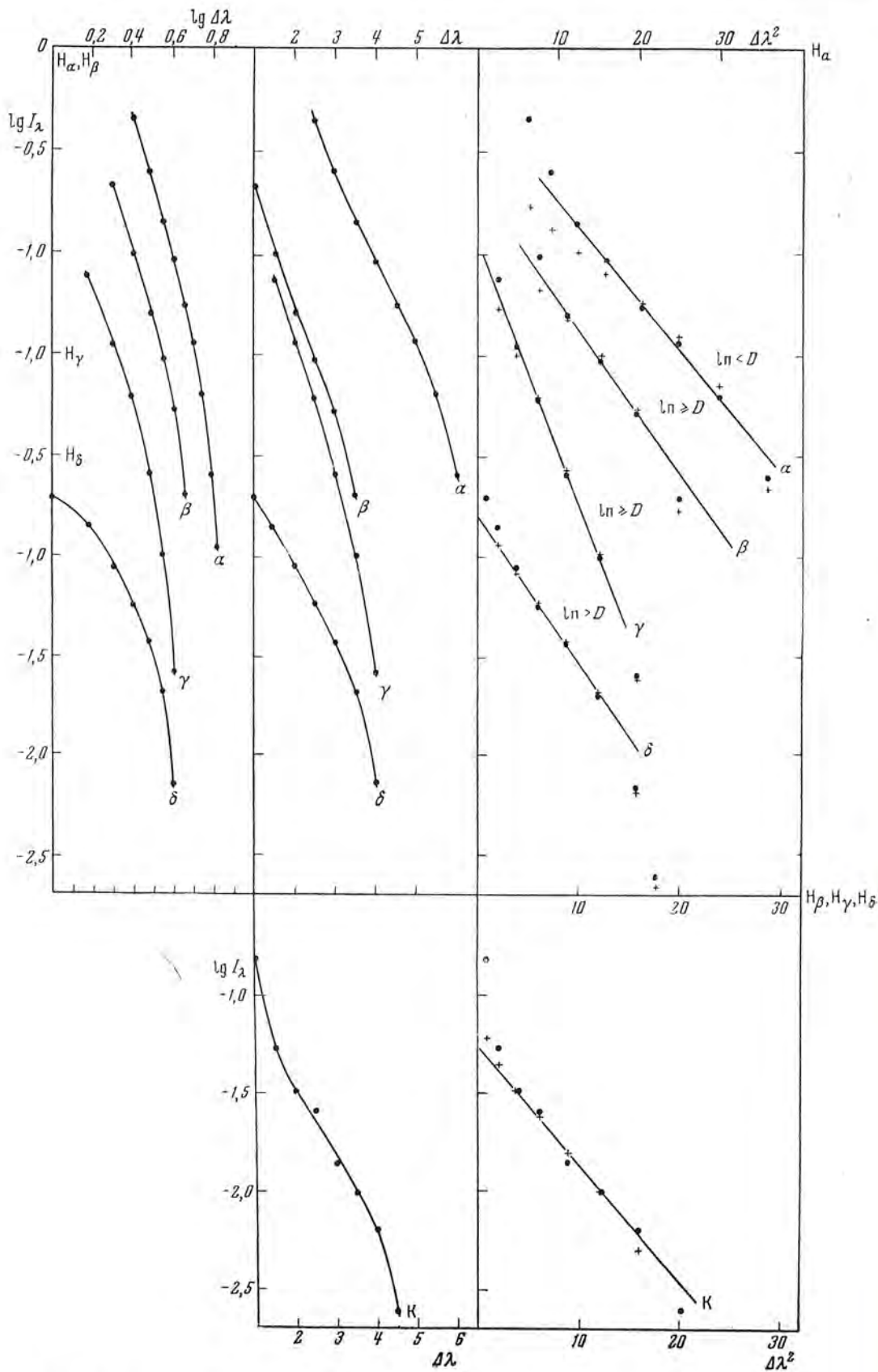
Замечая, что $\lambda^0_{ik} \frac{v}{c} = \Delta\lambda(v) \equiv \lambda_{ik}(v) - \lambda_{ik}(0)$, получим для распределения интенсивности в контуре выражение

$$I(\Delta\lambda) = \int_{\Delta\lambda}^{\Delta\lambda_m} \epsilon_{ik}(\Delta\lambda) \frac{d\Delta\lambda}{\alpha} = \frac{C_k}{\alpha} \ln \frac{\Delta\lambda_m}{\Delta\lambda}, \quad (1.2)$$

где C_k — некоторая постоянная. Если $\Delta\lambda_m$ определить как полную ширину крыла, то величины C_k/α можно попытаться подобрать из наблюдаемого контура линии, если формула (1.2) хорошо соответствует наблюдениям. Мы можем сравнить теоретический контур (1.2) с наблюдаемыми контурами (в крыльях) водородных и некоторых других линий во вспышках и усах. На фиг. 2 [11] приведены примеры сравнения наблюдаемых контуров для вспышки-выброса на лимбе 3282 с теоретическими контурами в системе осей $(\lg I, \lg \Delta\lambda)$ для расширения из-за Штарк-эффекта (слева на фиг. 2) и в системе осей $(\lg I, \Delta\lambda^2)$ для расширения из-за Доплер-эффекта (справа на фиг. 2, прямые линии) и эффекта градиента скорости в струе (1.2) (справа на фиг. 2, плюсы).

Чем ближе одна из этих теоретических зависимостей к наблюдениям, тем ближе точки к прямой линии, за исключением случая (1.2), где в системе осей $(\lg I, \Delta\lambda^2)$ наблюдения должны показывать систематические отклонения от прямой кверху для малых $\Delta\lambda$ и книзу для больших.

Рассмотрение таких зависимостей для ряда вспышек-выбросов на лимбе и усов показывает [11], что наилучшее представление наблюдений в большинстве случаев дает струя с градиентом скорости (1.2). Практически также неплохо, хотя и несколько хуже, наблюдаемые контуры можно



Фиг. 2. Контурь линий во вспышках (H_α — H_δ , K). Знаком $\ln$ отмечен контур согласно формуле (1.2), D — доплеровский контур

представить доплеровскими контурами (макроскопическая турбулентность). Хорошее соответствие наблюдаемых контуров и выражения (1.2) является вполне естественным, так как зависимость (1.2) от $\Delta\lambda$ очень слабая и даваемые ею крылья контуров — очень пологие, что всегда было трудно объяснить с помощью Штарк-эффекта. Столь же хорошее соответствие между доплеровскими контурами и наблюдаемыми обусловлено тем, что при больших полуширинах $\Delta\lambda_D$ градиент доплеровского контура ($\sim \Delta\lambda_D^{-2}$) очень мал. Однако известно [15], что в ряде случаев имеется хорошее соответствие между Штарк-эффектом и наблюдаемыми контурами во вспышках. Правда, и в этих случаях самые далекие крылья показывают более пологий ход интенсивности, чем это требуется в случае штарковского расширения ($\sim \Delta\lambda^{-2.5}$), но значительная часть крыльев водородных линий хорошо соответствует Штарк-эффекту в водородной плазме с температурой около 10^4 °К и электронной плотностью порядка 10^{13} см⁻³. Очень трудно было бы рассматривать подобную неопределенность с причиной расширения линий во вспышках как следствие неточностей наблюдений или некорректности их обработки и интерпретации; действительно, различные авторы, проводя обработку разными методами с помощью различной аппаратуры, приходят в одних случаях к выводу о Штарк-эффекте, в других — об эффекте типа макроскопических движений, или эффекте градиента скорости, как основной причине расширения водородных линий эмиссии.

Некоторое время тому назад наше внимание привлекло большое сходство эмиссии в водородной линии H_α во вспышках с той широкой эмиссией, которая возникает при мощном импульсном разряде в водороде в момент первой особенности — первого наибольшего сжатия столба плазмы магнитным полем тока, т. е. с эмиссией линий, возникающей в лабораторном пинче. Результаты многочисленных экспериментов с таким разрядом, относящиеся к циклу работ по управляемым термоядерным реакциям, хорошо известны [16]; особый интерес для нас здесь имеют спектроскопические исследования такого разряда [17]. Очень интересно попытаться выяснить, нет ли более глубокой аналогии между вспышками на Солнце и лабораторным пинч-эффектом. С этой целью были поставлены некоторые эксперименты с лабораторным пинч-эффектом, первые результаты которых публикуются в [18]. В обоих случаях — вспышки и лабораторного пинча — мы имеем дело с высоко нагретой водородной плазмой плотностью порядка 10^{14} — 10^{16} см⁻³. Хотя характерное время пинча (несколько микросекунд) и вспышки ($\sim 10^2$ сек.), а также характерные масштабы обоих явлений (~ 10 см в случае пинча и 10^8 — 10^9 см в случае вспышки) сильно отличаются друг от друга, характерные скорости процессов оказываются в обоих случаях очень близкими: $\sim 10^6$ — 10^7 см/сек и порядка альфвеновской скорости гидромагнитных движений в обоих рассматриваемых типах плазмы. Если в пинче в момент наибольшего сжатия температура достигает $\sim 0,5$ — $1,0 \cdot 10^6$ °К, то на периферии вспышек температура может достигать $\sim 0,25$ — $0,5 \cdot 10^6$ °К, если судить по свечению $He II$, тогда как рентгеновское излучение указывает на температуру порядка $5 \cdot 10^6$, даже 10^7 °К. Очень характерно также поведение вспышек

на лимбе [12]: сжатие или растяжение и затем пульсации, что наблюдается также при самосжатых разрядах. В случае пинча ток разряда является первопричиной сжатия плазмы; в случае вспышки мы не можем ожидать возникновения сколько-нибудь существенных токов в солнечной атмосфере, и для объяснения сжатия мы должны предполагать достаточно быстрые изменения или перестройки магнитных полей, порожденных такими «внешними» источниками поля как солнечные пятна.

Наиболее существенным сейчас для нас результатом исследования [18] является различие контуров крыльев водородных линий H_α — H_ϵ , полученных поперек и вдоль оси разряда. Именно, если поперек оси разряда наблюдения показывают хорошую прямую в осях ($\lg I$, $\lg \Delta\lambda$) с угловым коэффициентом, близким к 2,5 (Штарк-эффект) и существенно отклоняются от прямой в осях ($\lg I$, $\Delta\lambda^2$), то для спектра, снятого вдоль оси разряда, данные наблюдений сильно отклоняются от прямолинейной зависимости в осях ($\lg I$, $\lg \Delta\lambda$), которая должна была бы реализоваться в случае Штарк-эффекта, и довольно хорошо укладываются на прямую в системе ($\lg I$, $\Delta\lambda^2$). Однако наблюдениям здесь еще лучше удовлетворяет зависимость (1.2) — струя с градиентом скорости, — которая показывает характерные отклонения кверху от прямой для малых $\Delta\lambda$ и книзу для больших. Хорошее соответствие с контуром струи с градиентом скорости вдоль оси связано с тем, что, во-первых, электрод, у которого стояла щель спектрографа, имел отверстие, позволявшее наблюдать разряд вдоль оси: через это отверстие при сжатии выбивает струя плазмы, которая может дать наблюдаемый эффект. Кроме того, возникновение перетяжек в цилиндрическом столбе плазмы, на более поздней стадии развития пинча, также может дать картину наложения движений плазмы с градиентом скорости (наименьшая в узлах и наибольшая в пучностях). Наиболее важным результатом является то, что картина расширения спектральных линий при магнитном сжатии плазмы может существенно зависеть от того направления, под которым мы наблюдаем плазму: в направлении, перпендикулярном сжатию (вдоль нейтральной оси), мы наблюдаем картину расширения, обусловленную градиентами скоростей в направленных движениях, тогда как в поперечном направлении основной вклад в расширение спектральных линий вносит обычный линейный Штарк-эффект.

Возможно, что в этом кроется причина того, почему во вспышках мы в одних случаях наблюдаем штарковское расширение линий, а в других (по-видимому, в большинстве) — картину расширения макроскопическими движениями. Более того, почти всегда трудно целиком отвергнуть или принять только одну причину расширения: в большинстве случаев ближние и средние части крыльев показывают неплохое согласие со Штарк-эффектом, тогда как средние и далекие части почти всегда показывают более пологий ход и хорошее согласие с Доплер-эффектом и даже еще лучшее — с расширением благодаря градиенту скорости (зависимость (1.2)). Это вполне естественно, так как при электронной плотности порядка 10^{13} см^{-3} и плотности нейтрального водорода во вспышке $n_H < 10^{14} \text{ см}^{-3}$ штарковское расширение (с учетом самопоглощения) не может быть

достаточно эффективным на расстояниях $\Delta\lambda > 10 \text{ \AA}$. Для того чтобы оно было здесь заметным, плотность водорода n_H должна была бы превосходить 10^{17} см^{-3} — значение, характерное для солнечной фотосферы, чего нельзя допустить. Таким образом, картина расширения линий во вспышке, как показывают лабораторные исследования спектра плазмы, сжатой магнитным полем, может существенным образом зависеть от направления, под которым мы наблюдаем этот процесс сжатия.

Рассмотрим теперь более подробно возможный механизм магнитного сжатия солнечной плазмы, приводящий к явлению вспышки.

§ 2. Автомоделное сжатие, недостатки первоначальной картины пинч-эффекта во вспышках [2]

Для одномерных движений плазмы возле нейтральной плоскости магнитного поля $z = 0$ имеем следующие основные уравнения — движения, сплошности, диффузии поля и энергии [2]:

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{H^2}{8\pi} + p \right), \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial z} = 0, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial v H}{\partial z} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 H}{\partial z^2}, \quad (2.3)$$

$$\rho \frac{dE}{dt} - \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{j^2}{\sigma}. \quad (2.4)$$

В [2] было рассмотрено, скорее качественно, сжатие слоя $a(t)$ плазмы в предположении, что поле $H(z)$ линейно растет с расстоянием z (при $z = \infty$, $H = \infty$) и начальное (при $t = 0$) состояние плазмы подобно внезапно отпущенной пружине ($\dot{a}(0) = 0$, $\dot{a}(0) \neq 0$). В этом случае магнитное давление растет при сжатии быстрее газового и сжатие теоретически безгранично. Предполагалось, что сохраняется подобие в распределении поля (и в соответствующем распределении плотности) при сжатии. Однако возможность такого распределения поля и возможность сохранения подобия со временем не рассматривалась.

Отыскание распределения физических величин внутри плазмы, сжимаемой магнитным полем, — довольно сложная задача. Решение Альфвена для так называемого обратного скин-эффекта [19], полученное в пренебрежении инерцией $\rho \frac{dv}{dt}$ и для распределения скоростей $v = -\frac{1}{\tau_0} z$, где τ_0 — константа, показывает, что решение для стационарного случая (когда характерные размеры области не меняются со временем) можно искать в виде $\Phi(t)\psi(z)$, т. е. задача допускает разделение переменных. Однако решение Альфвена годно для стационарного пинча с фиксированным характерным размером. Хорошо известны также решения, получаемые для стационарного цилиндрического пинча (в пренебрежении инерцией) [20].

Возникает вопрос о возможности «автомоделных» решений у рассматриваемой системы уравнений (2.1) — (2.3), когда силы инерции приняты во внимание и играют важную роль. По аналогии с автомоделными

решениями в узком смысле, когда решения представляют в функции переменной $\xi = \frac{z}{l}$, мы можем ввести переменную $\xi = z/a(t)$, где $a(t)$ — характерный размер плазмы, сжимающейся со скоростью $\dot{a}(t)$, и искать решения в виде $\Phi(t)\psi(\xi)$, где $\psi(\xi)$ характеризует «форму» распределения поля, плотности и т. д. (ср. [21]). Может оказаться, что уравнения допускают стационарное или равновесное распределение $\psi(\xi)$ в системе координат $\xi = z/a$ с масштабом $1/a(t)$, сжимающимся некоторым образом с течением времени. В этом случае мы сможем говорить о п о д о б и и с течением времени в распределении физических величин внутри слоя плазмы с размером $a(t)$ в том смысле, что распределение $\psi(\xi)$ пропорционально изменяется согласно фактору $\Phi(t)$ для любого ξ ($0 \leq \xi \leq 1$). В отличие от решения Альфвена [19] для стационарного пинча и в соответствии с результатами спектральных исследований эмиссии вспышек и продольного пинча примем, что скорость пропорциональна расстоянию от некоторой нейтральной плоскости $z = 0$ с фактором пропорциональности, зависящим от времени:

$$v = \frac{\dot{a}}{a} z = \dot{a} \xi, \quad z = a \xi. \quad (2.5)$$

(Очевидно, что если не возникает ударной волны, то при некотором установившемся режиме сжатия оно должно замедляться к нейтральной плоскости, где скапливается все больше и больше газа и где упругость достигает наибольшего значения; поэтому при малых z скорость мала. На границе слоя $z = a$ она должна быть равна $\frac{da}{dt}$ — скорости сжатия плазмы.)

Отвлекаясь пока от граничных и начальных условий, перейдем в системе уравнений (2.1) — (2.3) от независимых переменных (z, t) к новым независимым переменным (ξ, t) . Если $f(z, t)$ — некоторая функция (z, t) , где $z = a\xi$, то, рассматривая эту функцию с другой стороны, как функцию (ξ, t) , очевидно, получаем:

$$\begin{aligned} df &= \frac{\partial f(z, t)}{\partial z} dz + \frac{\partial f(z, t)}{\partial t} dt = \frac{\partial f(z, t)}{\partial z} (a(t) d\xi + \xi \dot{a}(t) dt) + \frac{\partial f(z, t)}{\partial t} dt = \\ &= \frac{\partial f(\xi, t)}{\partial \xi} d\xi + \frac{\partial f(\xi, t)}{\partial t} dt, \end{aligned}$$

откуда

$$\frac{\partial f(z, t)}{\partial z} = \frac{1}{a(t)} \frac{\partial f(\xi, t)}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial f(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial f(\xi, t)}{\partial t} - \xi \dot{a}(t) \frac{\partial f(z, t)}{\partial z}.$$

Исключив из этих двух условий $\frac{\partial f(z, t)}{\partial z}$, имеем два основных соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial f(z, t)}{\partial z} &= \frac{1}{a(t)} \frac{\partial f(\xi, t)}{\partial \xi}, \\ \frac{\partial f(z, t)}{\partial t} &= \frac{\partial f(\xi, t)}{\partial t} - \xi \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} \cdot \frac{\partial f(\xi, t)}{\partial \xi}. \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

В соответствии с этими равенствами согласно (2.5) уравнения (2.2)

и (2.3) преобразуются следующим образом ($j = \rho$ или $j = H$):

$$\frac{\partial f(\xi, t)}{\partial t} - \frac{v}{a(t)} \frac{\partial f(\xi, t)}{\partial \xi} + \frac{1}{a(t)} \frac{\partial v f(\xi, t)}{\partial \xi} = \frac{\partial f(\xi, t)}{\partial t} + \frac{\dot{a}(t)}{a(t)} f(\xi, t) = 0. \quad (2.7)$$

Мы полагаем при этом в уравнении (2.3) $\sigma = \infty$, так как скиновое время для большинства случаев в солнечной плазме $\frac{4\pi\sigma a^2}{c^2} \gg 10^3$ лет, т. е. мы считаем магнитное поле полностью вмороженным в плазму.

Будем искать решения в виде

$$f(\xi, t) = f_a(t) f(\xi), \quad (2.8)$$

где $f_a(t)$, например, значение $f(\xi, t)$ на внешнем краю ($\xi = 1$), соответствующим образом нормированное, а $f(\xi)$ характеризует форму распределения. Тогда согласно (2.7) нетривиальные решения $f(\xi)$, очевидно, существуют, если

$$\frac{\partial f_a(t)}{\partial t} + \frac{\dot{a}}{a} f_a(t) = 0,$$

т. е. если

$$f_a(t) a(t) = \text{const} = f_a(0) a(0). \quad (2.9)$$

Условия вида (2.9) — условия постоянства магнитного потока и постоянства массы в слое плазмы $a(t)$, образованном движущимися фиксированными частицами. Если аналогично преобразовать левую часть уравнения (2.1), то получим

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial v(\xi, t)}{\partial t} - \frac{v}{a} \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{v}{a} \frac{\partial v}{\partial \xi} = \frac{\partial v(\xi, t)}{\partial t} = \xi \ddot{a}$$

и уравнение движения (2.1) будет

$$\rho \xi \ddot{a} = -\frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{H^2}{8\pi} + p \right). \quad (2.10)$$

Допустим, что полное давление $\frac{H^2}{8\pi} + p \equiv P(\xi, t)$ можно представить в виде

$$P(\xi, t) = P(\xi) \cdot P_a(t) + F(t), \quad (2.11)$$

где $F(t)$ — некоторая произвольная функция времени. Тогда согласно (2.9) и (2.10)

$$\xi \rho(\xi) p_a(t) a(t) \ddot{a}(t) = -\frac{\partial P}{\partial \xi} = -P_a(t) \frac{\partial P(\xi)}{\partial \xi}, \quad (2.12)$$

откуда видно, что переменные разделяются:

$$\frac{p_a(t) a(t) \ddot{a}(t)}{P_a(t)} = -\frac{1}{\xi \rho(\xi)} \frac{\partial P(\xi)}{\partial \xi} = k^2, \quad (2.13)$$

где k^2 — постоянная (показатель автомодельности). Так как согласно (2.8)

$$H(\xi, t) = H_a(t) H(\xi), \quad p(\xi, t) = p_a(t) p(\xi), \quad (2.8')$$

то полное давление

$$P(\xi, t) = \frac{H_a^2(t) H^2(\xi)}{8\pi} + p_a(t) p(\xi).$$

Это выражение сводится к (2.11), если распределение магнитного давления $H^2(\xi)$ подобно распределению газового давления $p(\xi)$ или отличается от него на некоторую произвольную функцию времени или постоянную C_2 , т. е.

$$H^2(\xi) = -\alpha p(\xi) + C_2(t), \quad (2.14)$$

где α — некоторая константа. Действительно, в этом случае полное давление

$$P(\xi, t) = p(\xi) \left(p_a(t) - \alpha \frac{H_a^2(t)}{8\pi} \right) + C_2(t) \frac{H_a^2(t)}{8\pi},$$

что совпадает с (2.11), если

$$P_a(t) = p_a(t) - \alpha \frac{H_a^2(t)}{8\pi}, \quad P(\xi) = p(\xi), \quad F(t) = C_2(t) \frac{H_a^2(t)}{8\pi}.$$

Таким образом, при условии сохранения подобия в распределениях магнитного и газового давления в сжимающейся плазме переменные разделяются и согласно (2.13) мы имеем два уравнения для определения $f_a(t)$ и $f(\xi)$:

$$\frac{1}{k^2} p_a(t) a(t) \ddot{a}(t) = -\alpha \frac{H_a^2(t)}{8\pi} + p_a(t), \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial p(\xi)}{\partial \xi} = -k^2 \xi p(\xi). \quad (2.16)$$

Из (2.14) и (2.16) находим распределения $H(\xi)$ и $p(\xi)$ в соответствии с граничными условиями.

В [2] показано, что отклонения от адиабатичности, связанные с омическими потерями, ничтожны, пока $H/a < 10^{-3}$, т. е. пока размер слоя $a > 10^5$ см = 1 км при поле $H \approx 100$ гс. Практически для процесса достаточно быстрого сжатия можно считать $\sigma = \infty$. Уравнение энергии (2.4) для автомодельного движения в координатах (ξ, t) согласно (2.7) будет

$$\rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{R}{\mu} T \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{j^2}{\sigma},$$

так как $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t}$ в силу (2.6), а внутренняя энергия газа $E = C_v T$.

Замечая, что $\frac{R}{\mu} = C_p - C_v$ и $\frac{C_p}{C_v} = \gamma = 5/3$, получим

$$\frac{T^{3/2}}{\rho} = \text{const} = \frac{T_0^{3/2}}{\rho_0}.$$

Это дает для давления газа

$$p(\xi, t) = \frac{R}{\mu} \rho T = k \rho^{5/3},$$

так что, полагая, например, $p_a(t) = K \rho_a^{5/3}(t)$, $p(\xi) = \rho^{5/3}(\xi)$, из (2.16) получим

$$\frac{5}{2} \rho^{2/3}(\xi) = -k^2 \frac{\xi^2}{2} + C_1.$$

Если на внешней границе плазмы ($\xi = 1$) плотность не исчезает, $\rho(1) = \rho_1$, то

$$C_1 = \frac{k^2}{2} + \frac{5}{2} \rho_1^{2/3}$$

и

$$\rho(\xi) = \left[\frac{k^2}{5} (1 - \xi^2) + \rho_1^{2/3} \right]^{3/2}; \quad (2.17)$$

(2.17) дает монотонное падение плотности от максимального значения при $\xi = 0$ до ρ_1 на границе. Теперь из (2.14) и (2.17) находим

$$H^2(\xi) = -\alpha \left[\frac{k^2}{5} (1 - \xi^2) + \rho_1^{2/3} \right]^{1/2} + C_2,$$

где C_2 определяется из условия $H(0) = 0$, так что распределение поля будет:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\alpha} H^2(\xi) &= \left[\frac{k^2}{5} + \rho_1^{2/3} \right]^{1/2} - \left[\frac{k^2}{5} (1 - \xi^2) + \rho_1^{2/3} \right]^{1/2} = \\ &= p(0) - \left[\frac{k^2}{5} (1 - \xi^2) + \rho_1^{2/3} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Отсюда легко видеть, $\frac{1}{\alpha} H^2(1) = p(0) - p(1)$, т. е. соответствующим образом нормированное магнитное давление на периферии слоя плазмы $\xi = 1$ уравнивается разностью газовых давлений в середине слоя $\xi = 0$ и на его периферии; таким образом, в сжимающейся со скоростью $\dot{a}$ системе координат реализуется своего рода равновесие между магнитным и газовым давлением.

Представляет практический интерес случай, когда на границе плазмы $\xi = 1$ плотность исчезает ($\rho_1 = 0$); тогда распределения плотности и напряженности поля будут:

$$\begin{aligned} \rho(\xi) &= \left[\frac{k^2}{5} (1 - \xi^2) \right]^{3/2}, \\ H(\xi) &= \sqrt{\alpha} \left(\frac{k^2}{5} \right)^{1/4} [1 - (1 - \xi^2)^{5/2}]^{1/2}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Распределение плотности здесь близко к параболическому закону. Отметим, что для изотермической плазмы ($\gamma = 1$), как следует из (2.16), распределение плотности имеет вид $\rho_0 e^{-k^2 z^2/2}$. При малых ξ (меньше единицы) приближенная зависимость $H(\xi)$ имеет вид

$$H(\xi) \simeq \sqrt{\alpha} \left(\frac{k^2}{5} \right)^{1/4} \left(\frac{5}{2} \right)^{1/2} \xi \propto z, \quad (2.20)$$

т. е. принятое нами при трактовке пинч-эффекта во вспышках [2] предположение $H \propto z$ приближенно правильно при малых z .

Для зависящей от времени части решений $H_a(t)$, $\rho_a(t)$ мы имеем уравнение (2.15), но соотношение (2.9) позволяет свести (2.15) к следующему уравнению для толщины слоя плазмы $a(t)$ (аналогично известному уравнению для радиуса плазменного шнура):

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{1}{x^2} + \frac{\beta}{x^{5/3}}, \quad (2.21)$$

если ввести безразмерные величины

$$x = \frac{a(t)}{a(0)}, \quad \beta = \frac{1}{\alpha} \frac{p_a(0)}{H_a^2(0)/8\pi}, \quad t_2 = k \sqrt{\frac{\alpha}{2}} \frac{H_a(0)}{\sqrt{4\pi p_a(0)}} \frac{1}{a(0)} t, \quad (2.22)$$

и учесть, что $p_t = K p_a^\gamma(t)$. Уравнение (2.21) совпадает с полученным нами приближенно уравнением (3.22) [2] (значения β и t_2 отличаются от введенных в [2] множителями порядка единицы).

До сих пор мы рассматривали решение, не заботясь о начальных условиях. Выясним теперь, какой физический процесс может описывать найденное автомодельное решение. Прежде всего нетрудно убедиться в том, что частным случаем этого решения является равновесие плоскопараллельного слоя толщины a_0 плазмы, сдерживаемого внешним магнитным полем H_0 , которое создано, например, стационарным током, текущим по плазме в направлении, перпендикулярном оси z (стационарный пинч в плоскопараллельном токовом слое). В этом случае силы инерции не играют никакой роли, кинетическая энергия движения (сжатия) пренебрежима по сравнению с тепловой энергией, так что состояние плазмы всегда очень близко к равновесию. Распределение поля здесь таково:

$$\begin{aligned} \text{при } 1 < \xi < \infty \quad H &= H_0 \equiv H_a H_0 \quad (1), \\ \text{при } 0 < \xi < 1 \quad H &= H_a H_0(\xi) \end{aligned} \quad (2.23)$$

и аналогично для отрицательных ξ (фиг. 3), где H_a — константа или очень медленно меняется со временем.

Рассмотрим состояние равновесия; тогда вместо (2.10) имеем

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{H^2}{8\pi} + p \right) = 0, \quad \text{или} \quad \frac{H^2}{8\pi} + p = \text{const.} \quad (2.24)$$

Используя выражение (2.8) для H и p , легко видеть, что автомодельные распределения (2.19) тождественно удовлетворяют уравнению равновесия (2.24), если

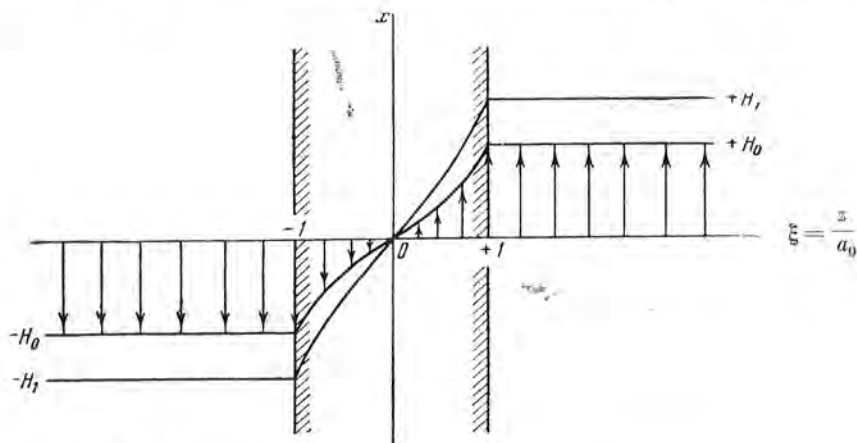
$$\frac{H_a^2}{8\pi} = p_a, \quad \alpha = 1. \quad (2.25)$$

(Так как в равновесии $a(t) \equiv a_0$, то согласно (2.9) $H_a(t) = H_a(0) \equiv H_a$, $p_a(t) = p_a(0) \equiv p_a$.) Обратно, условия (2.25) достаточны для равновесия, так как они ведут согласно (2.22) к условию $\beta = 1$. Но при $\beta = 1$ согласно (2.21) $\dot{x}(0) = \ddot{x}(0) = \dots = 0$ при $x(0) = 1$, т. е. $x \equiv 1$ и плазма покоится. Припишем равновесному распределению плотности и поля индекс нуль; согласно (2.19) и (2.25) эти распределения суть

$$\begin{aligned} \rho_0(\xi) &= \left[\frac{k^2}{5} (1 - \xi^2) \right]^{3/2}, \\ H_0(\xi) &= \left(\frac{k^2}{5} \right)^{5/4} [1 - (1 - \xi^2)^{5/2}]^{1/4}, \end{aligned} \quad (2.26)$$

если плотность на границе слоя (плотность окружения) пренебрежима по сравнению с плотностью внутри (магнитное поле сдерживает некоторую уже сформировавшуюся конденсацию).

Рассмотрим теперь другой крайний случай. Пусть исходное состояние есть только что рассмотренное состояние равновесия и пусть в момент $t = 0$ поле (или ток) внезапно и повсеместно возросло от



Фиг. 3. Распределение поля возле нейтральной плоскости

равновесного значения H_0 до некоторого значения H_1^* , т. е. вместо (2.23) распределение поля стало (в полупространстве, см. фиг. 3):

$$\begin{aligned} \text{при } 1 < \xi < \infty \quad H &= H_1 = \sqrt{\alpha} H_0 = \sqrt{\alpha} H_a H_0 \quad (1), \\ \text{при } 0 < \xi < 1 \quad H &= \sqrt{\alpha} H_a H_0(\xi), \end{aligned} \quad (2.27)$$

в то время как распределение давления осталось прежним:

$$p(0, \xi) = p_a p_0(\xi).$$

Иными словами, рассмотрим случай, когда скорость сжатия пренебрежимо мала по сравнению со скоростью нарастания поля (тока), инерция плазмы очень велика: ее сжатие сильно запаздывает по сравнению с ростом тока и начинается тогда, когда поле уже вновь достигло некоторого стационарного значения H_1^* (фиг. 4). Нетрудно убедиться, что это сжатие описывается полученным выше автомодельным решением. Действительно, будем искать решения в виде

$$H = H_a(t) H(\xi), \quad p = p_a(t) p_0(\xi), \quad (a)$$

где $p_0(\xi)$ — равновесное распределение (2.26), а $H(\xi)$ подлежит определению. Если потребовать, чтобы $H_a(0) = H_a$ и $p_a(0) = p_a$, то при условии

$$H^2(\xi) = -\alpha p_0(\xi) + c = \alpha H_0^2(\xi), \quad \text{или } H(\xi) = \sqrt{\alpha} H_0(\xi)$$

решения (a) будут удовлетворять основным уравнениям (2.15) — (2.16) с начальными условиями (2.27). Формула (2.19) дает форму распределения плотности и поля, а уравнение (2.21) определяет сжатие плазмы, причем

$$\beta = \frac{1}{\alpha} \frac{p_a}{H_a^2 / 8\pi} = \frac{1}{\alpha} = \frac{H_0^2}{H_1^2} \quad (< 1), \quad (2.28)$$

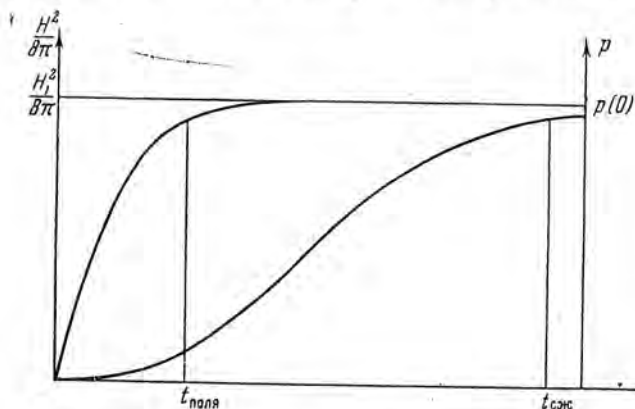
* Или ток внезапно возрос от значения I_0 до I_1 .

так как для невозмущенного равновесия $p_a = H_a^2/8\pi$. Так как плазма покоится при $t = 0$, т. е.

$$\text{при } t = 0 \quad x(0) = 1, \quad \dot{x}(0) = 0, \quad (2.29)$$

то уравнение (2.21) при $\beta < 1$ будет иметь нетривиальные решения, отличные от решений для равновесия ($x \equiv 1$).

Из (2.21) мы видим, что при $\beta < 1$ формально сжатие идет безгранично, т. е. магнитное давление возрастает с уменьшением x быстрее,



Фиг. 4. Рост поля и сжатия со временем

чем газовое. Однако физически очевидно, что сжатие, возникшее в результате быстрого роста поля (тока), приостановится, как только газовое давление возрастет до величины, способной уравновесить внезапно возросшее в момент $t = 0$ магнитное давление. Бесконечное сжатие могло бы возникнуть, или если поле $H = \infty$ при $z = \infty$ (случай, рассмотренный в [2]), или в случае бесконечно быстрого роста поля в ограниченной, занятой плазмой части пространства. Поэтому полученное выше автомодельное решение при $\alpha > 1$ представляет собой строгое решение для упрощенного начального условия. Мы можем его считать приближенно применимым в том случае, когда время роста поля (тока) $t_{\text{поля}} \ll t_{\text{сж}}$ — времени сжатия, и справедливым, пока газовое давление в центре плазмы не возрастет до значения $H_1^2/8\pi$, соответствующего конечному значению поля H_1 (фиг. 4), т. е.:

$$p(0) = p_a(t_{\text{сж}}) p_0(0) \leq \frac{H_1^2}{8\pi}. \quad (2.30)$$

Найдем отсюда выражение для времени сжатия. Согласно (2.26) $p_0(0) = \left(\frac{k^2}{5}\right)^{1/2} = H_0^2(1)$, поэтому, подставив H_1 из (2.27) и (2.30), найдем

$$p_a(t) \leq \alpha \frac{H_a^2}{8\pi},$$

или, так как в начальный момент $p_a(0) = p_a = \frac{H_a^2}{8\pi}$, это условие равно-

сильно следующему:

$$\frac{p_a(t)}{p_a(0)} \leq \alpha. \quad (2.31)$$

Далее, $p_a = k\rho_a^\gamma$ и согласно (2.9)

$$\rho_a(t) a(t) = \rho_a(0) a(0), \quad \frac{a(t)}{a(0)} = x,$$

поэтому (2.31) будет

$$\left(\frac{1}{x}\right)^\gamma \leq \alpha = \frac{1}{\beta},$$

где $\alpha = \frac{H_1^2}{H_0^2}$. Таким образом, условие (2.30) означает, что сжатие идет до тех пор, пока

$$1 \geq x(t) \geq \beta^{1/\gamma}. \quad (2.32)$$

Чтобы приближенно оценить отсюда $t_{\text{сж}}$, разложим $x(t)$ в ряд возле начального значения $x = 1$. Тогда, очевидно, в силу начальных условий (2.29) и уравнения (2.21) имеем

$$x(t) = 1 + \dot{x}_0 t_2 + \frac{1}{2} \ddot{x}_0 t_2^2 + \dots = 1 - \frac{1}{2} (1 - \beta) t_2^2 + \dots$$

Следовательно, условие (2.32) дает следующую оценку нижнего предела:

$$t_{2 \text{ сж}} > \left[2 \frac{1 - \beta^{1/\gamma}}{1 - \beta} \right]^{1/2}. \quad (2.33)$$

Практически изменения поля, которые можно ожидать, невелики и $H_1 \approx H_0$, так что $\beta = 1 - \varepsilon$, где $\varepsilon \ll 1$; поэтому из выражения для t_2 (2.22) будем иметь

$$\frac{t_{\text{сж}}}{a(0)} k \frac{H_a}{\sqrt{4\pi\rho_a}} > \left[4\beta \frac{1 - \beta^{1/\gamma}}{1 - \beta} \right]^{1/2} \approx \left[4 \cdot \frac{3}{5} \right]^{1/2} \approx 1,5,$$

откуда

$$t_{\text{сж}} \geq \sim \frac{1,5}{k} \cdot \frac{a(0)}{V_0}, \quad (2.34)$$

где

$$V_0 = \frac{H_a}{\sqrt{4\pi\rho_a}}$$

— величина порядка альфвеновской скорости гидромагнитных волн в невозмущенной (равновесной) плазме. Определим показатель автомодельности k , характеризующий степень однородности равновесной плазмы, из условия, что градиент в нейтральной точке ($\xi = 0$) нам задан (практически он может быть оценен из магнитных карт), т. е.

$$\frac{dH_0}{dz} = \kappa, \quad \text{или} \quad \frac{dH_0}{d\xi} = a_0 \kappa. \quad (2.35)$$

Здесь $H_0 = H_a H_0(\xi)$. Используя выражение $H_0(\xi)$ (2.26), имеем:

$$\left[\frac{dH_0(\xi)}{d\xi} \right]_{\xi=0} = \left(\frac{k^2}{5} \right)^{3/4} \left(\frac{5}{2} \right)^{1/2},$$

так что условие (2.35) дает нам

$$k = \sqrt{5} \left(\frac{2}{5} \right)^{1/2} \left(\frac{a_0 \kappa}{H_a} \right)^{2/3}. \quad (2.36)$$

Очевидно, что $\kappa \sim \frac{H_a}{a_0}$, так что $\frac{a_0 \kappa}{H_a}$ всегда порядка 1 и $k \sim 1$. Подставим выражение для k (2.36) в (2.34); тогда, полагая $\kappa = \frac{H_a}{a_0}$ (фактически κ так и определяется), получаем

$$t_{\text{сж}} \gtrsim \frac{1.5}{\sqrt{5}} \left(\frac{5}{2} \right)^{1/2} \frac{a_0}{V_0} \approx \frac{a_0}{V_0}. \quad (2.37)$$

Этот результат довольно очевиден: время сжатия не может быть меньше времени, необходимого волне Альфвена для прохождения характерного первоначального размера плазмы (в равновесии). Для плазмы на периферии вспышек число водородных атомов $n_H \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 3 \cdot 10^2 \text{ гс}$, $V_0 = 10^7 \text{ см/сек}$, и если $a_0 \approx 10^9 \text{ см}$, то время сжатия более 100 сек.; для фотосферы (возникновение усов) $n_H \approx 10^{17}$ и при $H_0 = 3 \cdot 10^2 \text{ гс}$ $V_0 = 3 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$; при том же $a_0 = 3 \cdot 10^9 \text{ см}$, $t_{\text{сж}} \approx 10^4 \text{ сек.} \approx 3 \text{ часа}$, что может заметно превосходить продолжительность быстрых изменений полей пятен. Это означает, что если найденное автомодельное решение применимо, то скорее к фотосферным слоям. Но во всей только что рассмотренной картине имеется следующий недостаток.

Если рассматривать вспышку как результат магнитного сжатия некоторой конденсации (слоя), первоначально находившейся в равновесии под действием окружающего ее внешнего магнитного поля H_0 , то при очень быстром росте внешнего поля до значения, скажем, H_1 (в интервале $1 \leq \xi < \infty$) и достаточно быстром сжатии, поле не проникнет в глубь конденсации: при условии бесконечной проводимости внутри конденсации нельзя считать, что поле повсеместно, в том числе и внутри конденсации, увеличивается одинаково в $\sqrt{\alpha}$ раз; поле H_1 будет сосредоточено только на периферии плазмы $a(t)$. То же было бы справедливо при $\sigma = \infty$ и в том случае, если бы вместо поля мы резко увеличили ток, текущий в слое плазмы. В нижней хромосфере, где проводимость падает, проникновение поля внутрь конденсации может быть довольно быстрым (см. § 4). Однако при высокой проводимости (хромосфера) наше рассмотрение теряет силу, так как допущение, что поле мгновенно возрастет внутри плазмы, противоречит допущению $\sigma = \infty$. Солнечная плазма характеризуется очень большим скиновым временем: поле, как правило, очень медленно проникает внутрь плазмы, если оно где-либо возросло, за исключением, может быть, нижней хромосферы (см. § 4) или глубокой фотосферы. Поэтому рассмотренная выше картина повсеместного быстрого возрастания поля (для которой годно автомодельное решение) более или менее пригодна для этих областей атмосферы; однако и здесь ввиду конечности σ , требовалось бы более точное рассмотрение с учетом диффузии поля (с полным уравнением (2.3)), что будет сделано ниже, в § 4.

§ 3. Быстрые процессы сжатия при росте внешнего магнитного поля (вспышки)

Рассмотрим, как и ранее, конденсацию солнечной плазмы возле нейтральной плоскости в виде плоскопараллельного слоя, находящегося в равновесии с окружающим ее в н е ш н и м однородным полем H_e (солнечных пятен) противоположного знака и рассмотрим поведение этой конденсации, когда поле H_e начинает возрастать со временем. Толщину слоя $2a_0$ будем считать малой по сравнению с характерной длиной, на которой поле H_e можно считать однородным, что фактически всегда реализуется, так как расстояние между пятнами, порождающими поле H_e , существенно больше (в $10 \div 100$ раз) характерных размеров рассматриваемых активных образований. Будем считать плотность вокруг конденсации пренебрежимо малой по сравнению с плотностью самой конденсации и рассмотрим случай очень высокой проводимости ($\sigma = \infty$) — конденсацию в области хромосферы, т. е. примем, что скин-слоевое время намного больше характерного времени процесса. Рассмотрим два случая, которые принципиально мало отличаются друг от друга: в первом мы будем считать, что поле внутри конденсации, в м о р о ж е н н о е в плазму конденсации ($\sigma = \infty$), отсутствует ($H_i = 0$) или пренебрежимо мало по сравнению с внешним полем H_e . Это соответствует, например, случаю, когда конденсация возникла в нейтральной области (вытолкнута в нее) за время, меньшее скин-слоевого, и поле H_e не успело проникнуть внутрь. Во втором, более общем и близком к фактическому положению случае внутри конденсации имеется некоторое замороженное поле H_i , распределенное согласно условиям равновесия. Это соответствует, например, случаю, когда конденсация образовалась за более длительное время (порядка скин-слоевого или больше), когда внешнее поле успело продиффундировать внутрь, но, например, нагрев конденсации из-за джоулева тепла при медленном сжатии привел к росту проводимости ($\sigma \propto T^{1/2}$) и «замораживанию» поля внутри (см. § 4).

В первом случае условие равновесия $\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{H^2}{8\pi} + p \right) = 0$ дает при $H_i = 0$ прямоугольное распределение давления

$$p_i = \text{const} = p_i(a_0) + \frac{H_{e0}^2}{8\pi} = \frac{H_{e0}^2}{8\pi}, \quad (3.4)$$

так как $p_i(a_0) \approx 0$. Пусть теперь в момент $t = 0$ поле H_e начинает возрастать, н е п р о н и к а я в н у т р ь конденсации, так что

$$H_e = H_0 + H_1(t), \quad H_1(0) = 0.$$

Очевидно, что для последующего рассмотрения совершенно безразлично, каким образом (при $t < 0$) дошло до конденсации это изменение внешнего поля от его источников. Оно может появиться практически одновременно с изменением поля пятен, если плотность плазмы, окружающей конденсацию, мала; в этом случае скорость распространения поля H_1 может быть близка к скорости распространения поля в вакууме (т. е. порядка c). Или же H_1 может достигнуть границы конденсации, двигаясь с характер-

ной скоростью Альфвена $\sim H_e / \sqrt{4\pi\rho_e}$, которая для хромосферы может достигать 10^8 см/сек. (Существенно, чтобы область однородности H_1 была больше a_0 , так что в этой области $\text{rot } H_e = 0$.) Как только внешнее магнитное давление $H_e^2/8\pi$ на границе превысит равновесное $H_e^2/8\pi$ (индекс поль относим к состоянию равновесия), начнется сжатие плазменного слоя с силой, возрастающей со временем. Процесс будет аналогичен сдавливанию слоя плазмы поршнем (магнитной «стенкой») к плоскости $z = 0$ с силой, возрастающей со временем до тех пор, пока газовое давление плазмы изнутри не остановит сжатие и не будет достигнуто некоторое новое состояние равновесия. Так как скорость распространения поля H_1 в среде, окружающей конденсацию, очень велика, то мы можем считать, что поле H_e перемещается вслед за «границей» конденсации, не отрываясь от нее, так что положение поршня — магнитной «стенки» — фиксируется внешней границей слоя $a(t)$.

Прежде чем перейти к интересующей нас задаче, следует рассмотреть для лучшего понимания природы задачи предельный случай очень быстрого роста поля, когда уже в начале процесса H_e существенно больше p_i , так что в начальной стадии можно пренебречь давлением газа. У стенки образуется конденсация типа продольной волны сжатия, движущаяся со скоростью поршня в направлении к центру, который ничего «не знает» о наступившем сжатии на периферии. Масса газа на периферии, вблизи поршня, принимающая участие в движении, будет возрастать со временем. Масса газа, сгребаемая поршнем за время от 0 до t (пренебрегаем уходом вбок), будет $(a_0 - a) \cdot 1 \text{ см}^2 \cdot \bar{\rho}$ ($\bar{\rho}$ — средняя за время t плотность у стенки, величина $\sim \rho_0$ — начальной плотности), и эту массу поршень в момент t толкает в направлении движения со скоростью $\frac{da}{dt}$, так что она получает импульс в том же направлении $(a_0 - a) \bar{\rho} \frac{da}{dt}$. Изменение этого импульса со временем равно давлению поршня — внешней приложенной силе $H_e^2/8\pi$, — и уравнение сжатия будет в этом случае * ($p_i \ll H_e^2/8\pi$)

$$\frac{d}{dt} \left[(a_0 - a) \bar{\rho} \frac{da}{dt} \right] = - \frac{H_0^2}{8\pi} \left(1 + \frac{H_1}{H_0} \right)^2. \quad (3.2)$$

В начале процесса можно положить $H_1/H_0 = \alpha t$; тогда, вводя вместо t переменную

$$\tau = 1 + \alpha t, \quad \alpha \equiv \frac{1}{H_{e0}} \left(\frac{dH_e}{dt} \right)_0,$$

получим уравнение

$$\frac{d}{d\tau} \left[(a_0 - a) \bar{\rho} \frac{d(a_0 - a)}{d\tau} \right] = - \frac{H_0^2}{8\pi\alpha^2} \tau^2,$$

* В данном случае мы не можем считать заданным движение поршня, как это делается при рассмотрении образования ударной волны; движение поршня определяется уравнением сжатия.

решение которого для условия при $t = 0$ $a = a_0$, $\frac{da}{dt} = 0$ будет:

$$(a_0 - a)^2 = \frac{2}{3} \gamma \int_1^{\tau} \frac{(\tau^3 - 1)}{\bar{\rho}} d\tau \approx \frac{2}{3} \frac{\gamma}{\rho_0} \left(\frac{\tau^4}{4} - \tau + \frac{3}{4} \right) \sim \frac{1}{6} \frac{\gamma}{\rho_0} \tau^4, \quad \gamma \equiv \frac{H_0^2}{8\pi a^2},$$

если считать в начале сжатия $\bar{\rho} \approx \rho_0$. Таким образом, магнитная стенка движется ускоренно

$$a_0 - a \approx \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{H_0}{V_{4\pi\rho_0}} \frac{H_{e0}}{(dH_e/dt)_0} \tau^2 \quad (3.3)$$

и скорость сжатия в начале процесса

$$\frac{da}{dt} \approx \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{H_{e0}}{V_{4\pi\rho_0}} = \frac{1}{2\sqrt{3}} V_A, \quad (3.4)$$

где V_A — альфвеновская скорость. Число Маха в начале процесса

$$M = \frac{da}{dt} \sqrt{\gamma RT_0} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{H_{e0}}{V_{4\pi\rho_0\gamma RT_0}} < 1,$$

так как $H_{e0}^2/8\pi = R\rho_0 T_0$, так что ударная волна, если и возникает, то позднее. Легко видеть, что M становится больше 1 уже при $\tau > \sqrt{5/2}$, или

$$t > 0,58 \frac{H_{e0}}{\left(\frac{dH_e}{dt}\right)_0} \text{ сек.}$$

Так как время сжатия

$$\tau_{\text{сж}} \approx \frac{2\sqrt{3}}{V_A} \frac{\left(\frac{dH_e}{dt}\right)_0}{H_{e0}} a_0,$$

то ударная волна может возникнуть, если $\tau_{\text{сж}} > \sqrt{5/2}$, т. е. если

$$2 \sqrt{\frac{6}{5} t_A \left(\frac{dH_e}{dt}\right)_0 \frac{1}{H_{e0}}} \lesssim 1,$$

где $t_A = \frac{a_0}{V_A}$ — время, необходимое волне Альфена, чтобы пройти конденсацию. Это условие практически всегда выполняется, так как для вспышек $t_A \leq 10$ сек. (при $\rho_0 = 10^{-11}$, $H_0 = 10^2$, характерных для плазмы вспышки), а $dH_e/dt \leq 10^{-1}$ гс/сек. Однако приведенное рассмотрение годно только для самого начала очень быстрого процесса и в случае пренебрежения противодействующим сжатию газовым давлением.

Вывясним теперь грубо, качественно, как будет протекать процесс при учете газового давления, т. е. когда рост поля постепенный, как это фактически происходит. Если масса столба длиной $a(t)$ и основанием в 1 см² сжимаемой плазмы есть $m = \text{const}$, а среднее давление $\bar{p}$, то из уравнения движения

$$\lambda m \frac{d^2 a}{dt^2} = - \frac{H_e^2}{8\pi} + \bar{p}_i \quad (3.5)$$

можно получить, отвлекаясь от распределения скорости, давления и температуры внутри столба, приближенное описание процесса сжатия

(см. [22]). Коэффициент λ учитывает долю массы, участвующей в движении. Так как давление $\bar{p}_i \sim \rho_i^{5/3}$ и масса

$$m = \int_0^a \rho da = \bar{\rho} a = \text{const} = \bar{\rho}_0 a_0,$$

то

$$\bar{p}_i = \bar{p}_{i0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^{5/3}$$

и уравнение движения будет

$$\lambda m \frac{d^2 a}{dt^2} = - \frac{(H_0 + H_1)^2}{8\pi} + p_{i0} \left(\frac{a_0}{a} \right)^{5/3}. \quad (3.6)$$

Вводя безразмерные

$$\frac{a}{a_0} = x, \quad t_1 = \frac{t}{t_A} = \frac{H_0}{\sqrt{8\pi\lambda\rho_0}} \frac{t}{a_0}, \quad \alpha = \frac{t_A}{H_{e0}} \left(\frac{dH_e}{dt} \right)_0 \quad (3.7)$$

и предполагая линейный рост внешнего поля со временем, вместо (3.6) получим

$$\frac{d^2 x}{dt_1^2} = - (1 + \alpha t_1)^2 + \frac{1}{x^{5/3}}. \quad (3.8)$$

Решение должно удовлетворять условиям

$$t_1 = 0, \quad x = 1, \quad \dot{x} = 0. \quad (3.9)$$

(Заметим, что первая не исчезающая при $x = 1$ производная есть $\ddot{x}$.)

Более строго задачу о быстром сжатии с учетом распределения плотности и давления в сжимающемся слое можно решить в случае автомодельного сжатия, рассмотренного в § 2. Здесь можно учесть также наличие вмороженного поля внутри плазмы H_i , которое изменяется для движущихся частиц так же как плотность ρ_i , как это следует из уравнения поля

$$\frac{\partial H_i}{\partial t} + \frac{\partial v H_i}{\partial z} = 0$$

и уравнения сплошности

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial v \rho_i}{\partial z} = 0.$$

Исключая из этих уравнений $\frac{\partial v}{\partial z}$, получим

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{H_i}{\rho_i} \right) = 0, \quad \text{или} \quad \frac{H_i(z, t)}{\rho_i(z, t)} = \text{const} = \frac{H_i(z, 0)}{\rho_i(z, 0)}.$$

Так как давлением на внешней границе можно пренебречь ($p_0(a_0) = 0$), то начальное состояние определяется условием равновесия (2.24), или

$$\frac{H_{i0}^2(z)}{8\pi} + p_0(z) = \text{const} = \frac{H_{e0}^2}{8\pi}. \quad (3.10)$$

Этому условию удовлетворяют распределения плотности и поля [ср. (2.26)]

$$\left. \begin{aligned} \rho_0(\xi) &= \rho_0(0) [1 - \xi^2]^{3/2} \\ H_{0i}(\xi) &= H_{e0} [1 - (1 - \xi^2)^{3/2}]^{1/2} \end{aligned} \right\}, \quad \xi = \frac{z}{a_0}, \quad (3.11)$$

где $\rho_0(0)$ — плотность в центре ($\xi = 0$). Давление

$$p_0(\xi) = p_0(0) \left[\frac{\rho_0(\xi)}{\rho_0(0)} \right]^{5/3},$$

где $p_0(0)$ — центральное давление, равное $H_{e0}^2/8\pi$ согласно (3.10), так как магнитное поле в нейтральной плоскости $H_i(0) = 0$. При автомодельном сжатии

$$\xi = \frac{z}{a(t)}, \quad v = \dot{a}\xi, \quad (3.12)$$

и, как мы видели в § 2, уравнение сплошности, уравнение сохранения магнитного потока и уравнение энергии сводятся к следующим соотношениям:

$$\rho a = \rho_0 a_0, \quad H_i a = H_{i0} a_0, \quad \frac{T^{3/2}}{\rho} = \frac{T_0^{3/2}}{\rho_0}, \quad (3.13)$$

где ρ_0 , H_{i0} , T_0 — распределения плотности, внутреннего (вмороженного) поля и температуры в момент $t = 0$ (в равновесии) — соотношения (3.11). Внутреннее свободное поле H_i увеличивается только за счет сгущения силовых линий — роста плотности при сжатии, — поле H_e не проникает внутрь рассматриваемого слоя. Поле H_i свободно захватывается плазмой при ее движении, и его наличие может только несколько стабилизировать плазму. Таким образом, газовое давление

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{5/3} = p_0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^{5/3}. \quad (3.14)$$

Уравнение для автомодельного движения (2.10)

$$\xi a \rho \ddot{a} = - \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{H^2}{8\pi} + p \right)$$

после интегрирования его по ξ в пределах от 0 до 1, в силу первого уравнения (3.13) дает уравнение сжатия:

$$\ddot{a} \int_0^1 \rho_0 a_0 \xi d\xi = - \frac{H_e^2(t)}{8\pi} + p(0, t), \quad (3.15)$$

так как $p(1, t) = 0$ согласно (3.14) ($p_0(1) = 0$). Из выражения для $\rho_0(\xi)$ (3.11) получим

$$\int_0^1 \rho_0 \xi d\xi = \frac{1}{5} \rho_0(0),$$

так что (3.15) согласно (3.14) будет иметь вид:

$$\frac{1}{5} \rho_0(0) a_0 \ddot{a} = - \frac{H_e^2(t)}{8\pi} + p_0(0) \left(\frac{a_0}{a} \right)^{5/3}.$$

Считая, как и ранее,

$$H_e = H_{e0} + H_1(t)$$

и замечая, что $p_0(0) = H_{e0}^2/8\pi$, получим окончательно уравнение сжатия

$$\frac{d^2 x}{dt_1^2} = - \left(1 + \frac{H_1}{H_{e0}} \right)^2 + \frac{1}{x^{5/3}}, \quad (3.16)$$

если введем безразмерные

$$t_1 = \sqrt{\frac{5}{2}} \frac{H_{e0}}{\sqrt{4\pi\rho_0(0)}} \frac{t}{a_0} = \sqrt{\frac{5}{2}} \frac{V_A(0)}{a_0} t \equiv \sqrt{\frac{5}{2}} \frac{t}{t_A}, \quad x = \frac{a}{a_0}, \quad (3.17)$$

где

$$V_A(0) = \frac{H_{e0}}{\sqrt{4\pi\rho_0(0)}} \quad (3.18)$$

— скорость Альфвена в плазме с плотностью, равной плотности в центре конденсации. Мы видим, что в случае автомодельных движений мы строго получаем тот же результат, что и при качественном рассмотрении сжатия (уравнения (3.5) — (3.8)), за исключением несущественного отличия в коэффициенте, входящем в безразмерное время t . Принимая для H_e линейное возрастание со временем

$$\frac{H_1}{H_{e0}} = \frac{1}{H_{e0}} \left(\frac{dH_e}{dt} \right)_0 t = \frac{1}{H_{e0}} \left(\frac{dH_e}{dt} \right)_0 t_A t_1 \equiv \alpha t_1, \quad (3.19)$$

получим уравнение (3.8)

$$\frac{d^2x}{dt_1^2} = -(1 + \alpha t_1)^2 + \frac{1}{x^{5/3}}, \quad (3.20)$$

решение которого должно удовлетворять условиям (3.9). Нетрудно найти решение этого уравнения в виде ряда. Уравнение (3.20) есть уравнение вида

$$\ddot{x} = -(1 + \alpha t_1)^2 + x^n \quad (3.21)$$

с начальными условиями

$$t_1 = 0, \quad x_0 = 1, \quad \dot{x}_0 = 0. \quad (3.22)$$

Дифференцируя (3.21) последовательно, находим производные при $t = 0$

$$\begin{aligned} \ddot{x}_0 &= 0, \\ \ddot{\ddot{x}}_0 &= -2\alpha, \\ x_0^{IV} &= -2\alpha^2, \\ x_0^V &= n\ddot{\ddot{x}}_0 = -2\alpha n, \\ x_0^{VI} &= nx_0^{IV} = -2\alpha^2 n, \\ x_0^{VII} &= nx_0^V = -2\alpha n^2, \\ x_0^{VIII} &= -2\alpha^2 n^2 + 10n(n-1) \cdot 2\alpha^2, \\ x_0^{IX} &= -2\alpha n^3 + 35n(n-1) 2^2 \cdot \alpha^3. \end{aligned}$$

Таким образом, получаем разложение при $n \equiv -m(m = 5/3)$:

$$\begin{aligned} x &= 1 + \frac{1}{3!} \ddot{\ddot{x}}_0 t_1^3 + \frac{1}{4!} x_0^{IV} t_1^4 + \frac{1}{5!} x_0^V t_1^5 + \dots = \\ &= 1 - \left[\frac{1}{3!} 2\alpha t_1^3 + \frac{1}{4!} 2\alpha^2 t_1^4 \right] + \left[\frac{1}{5!} 2\alpha m t_1^5 + \frac{1}{6!} 2\alpha^2 m t_1^6 \right] - \left[\frac{1}{7!} 2\alpha m^2 t_1^7 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{8!} 2\alpha^2 m^2 t_1^8 \right] + \left[\frac{1}{9!} 2\alpha m^3 t_1^9 + \frac{1}{10!} 2\alpha^2 m^3 t_1^{10} \right] - \dots + \varphi(t) = \\ &= 1 - \frac{2\alpha t_1^3}{3!} \left(1 + \frac{1}{4} \alpha t_1 \right) + \frac{2\alpha t_1^5}{5!} m \left(1 + \frac{1}{6} \alpha t_1 \right) - \frac{2\alpha t_1^7}{7!} m^2 \left(1 + \frac{1}{8} \alpha t_1 \right) + \\ &\quad + \frac{2\alpha t_1^9}{9!} m^3 \left(1 + \frac{1}{10} \alpha t_1 \right) - \dots + \varphi(t), \quad (3.23) \\ \varphi(t) &\equiv 10m(m+1) 2^2 \alpha^2 \frac{t_1^8}{8!} + 35m(m+1) 2^2 \alpha^3 \frac{t_1^9}{9!} + \dots \end{aligned}$$

Введя вместо t_1 новое переменное

$$\tau = m^{1/2} t_1 = \left(\frac{5}{3}\right)^{1/2} t_1, \quad (3.24)$$

разложение (3.23), как легко видеть, можно записать в виде:

$$\begin{aligned} x &= 1 + \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{2\alpha t_1^{2k+1}}{(2k+1)!} \left(1 + \frac{1}{2k+2} \alpha t_1\right) m^{k-1} + \varphi(t) = \\ &= 1 + \left(\frac{3}{5}\right)^{3/2} 2\alpha \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{\tau^{2k+1}}{(2k+1)!} \left(1 + \frac{(3/5)^{1/2} \alpha \tau}{2k+2}\right) + \varphi(t). \end{aligned} \quad (3.25)$$

Величина

$$\left(\frac{3}{5}\right)^{1/2} \alpha \tau = \alpha t_1 = \frac{1}{H_{e0}} \left(\frac{dH_e}{dt}\right)_0 \cdot t_A \cdot \frac{t}{t_A} = \frac{1}{H_{e0}} \left(\frac{dH_e}{dt}\right)_0 t \sim \frac{t}{t_H}, \quad (3.26)$$

где t_H — характерное время изменения поля ($\Delta H_e \sim H_{e0}$) — будет меньше единицы в начале процесса, пока $t < t_H$. Вообще величина α (3.19)

$$\alpha \approx \frac{t_A}{t_H} \quad (3.27)$$

представляет собой отношение времени, необходимого волне Альфвена, чтобы пройти конденсацию a_0 со скоростью V_A , к характерному времени роста поля. Это отношение играет важную роль при рассмотрении возможности возникновения ударной волны при сжатии. Практически всегда в условиях, нас интересующих, $\alpha \leq 1$ (см. ниже). Поэтому при $k \geq 1$ величины

$$\left(\frac{3}{5}\right)^{1/2} \frac{1}{2k+1} \alpha \tau < 1, \quad \varphi(t) \ll 1,$$

пока $t < t_H$ и $t < t_A$. Таким образом, отвлекаясь от точного представления x (3.25), которое может быть исследовано только числовым образом, для выяснения природы процесса сжатия, мы аппроксимируем (при $t < t_H$ и $\alpha \leq 1$) разложение (3.25) следующим образом:

$$x \approx 1 + \left(\frac{3}{5}\right)^{3/2} 2\alpha \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \frac{\tau^{2k+1}}{(2k+1)!} = 1 - \left(\frac{3}{5}\right)^{3/2} \cdot \alpha \cdot 2(\tau - \sin \tau). \quad (3.28)$$

Величина

$$\frac{dx}{d\tau} \approx -2\alpha \left(\frac{3}{5}\right)^{3/2} (1 - \cos \tau). \quad (3.29)$$

Мы видим, что сжатие остановится ($\dot{x} = 0$, $\ddot{x} = 0$) при $\tau = 2\pi$, когда наступит состояние равновесия (относительное). Величина сжатия будет

$$x(2\pi) \approx 1 - 4\pi \left(\frac{3}{5}\right)^{3/2} \alpha. \quad (3.30)$$

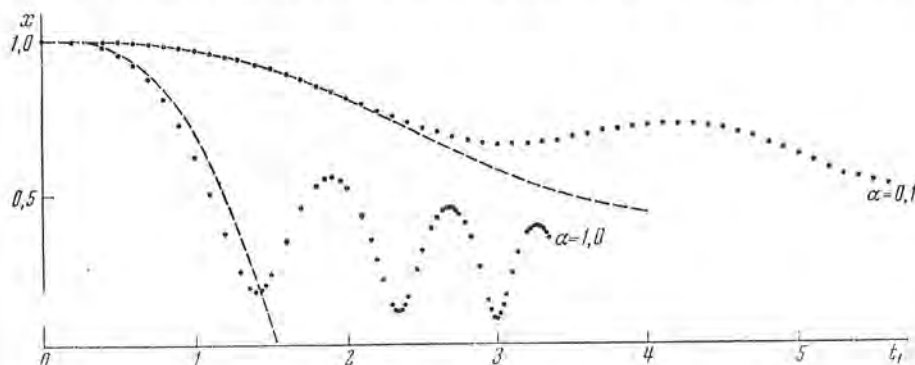
(Например, при $\alpha = 1/10$ сжатие $x(2\pi) \approx 0,42$.) При $\tau = \pi$ скорость сжатия будет наибольшей:

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)_{\max} = -4 \left(\frac{3}{5}\right)^{3/2} \alpha, \quad (3.31)$$

или согласно (3.24) и (3.17)

$$\left(\frac{da}{dt}\right)_{\max} = -\frac{12}{V_{10}} \alpha V_A(0). \quad (3.32)$$

Примерный ход сжатия показан на фиг. 5 (пунктир): оно начинается постепенно, затем скорость сжатия возрастает и достигает значения (3.31), потом происходит замедление и плазма медленно приближается к новому



Фиг. 5. Приближенные (пунктир) и точные (точки) решения уравнения магнитного сжатия

состоянию равновесия. Легко видеть, что время первого сжатия ($\tau = 2\pi$) согласно (3.17), (3.24)

$$t_{\text{сж}} = \frac{V_6}{5} 2\pi t_A \approx \pi t_A \quad (3.33)$$

порядка альфвеновского времени t_A . Так как скорость Альфвена (3.18) для плазмы с $\rho_0(0) = 10^{-10} \div 10^{-11} \text{ см}^{-3}$ (плотность частиц во вспышке порядка $10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и полем H_{e0} от 10 до 100 эс порядка $10^6 \div 10^7 \text{ см/сек}$, то $t_{\text{сж}}$ заключено в пределах от ~ 1 до 20^m (при $a_0 \approx 10^9 \text{ см}$), что хорошо соответствует времени образования вспышки.

Точный ход сжатия для двух случаев $\alpha = 0,1$ и $\alpha = 1$ был получен методом численного интегрирования уравнения (3.20) с условиями (3.22) *. Он приведен на той же фиг. 5 (точки). Мы видим, что сжатие тем быстрее и сильнее, чем больше α . При малом $\alpha = 0,1$ точное решение сравнительно мало отличается от приближенного (3.28) на участке первого сжатия, тогда как при $\alpha = 1$ это отличие точного и приближенного решений выражено сильнее: при $\alpha = 1$ разложение (3.28) становится неприменимым, как видно из (3.28) и нижеследующей таблицы, где сравниваются оба эти решения.

α	$t_{1 \text{ сж}}$	$t_{\text{сж}}$	$x_{\text{сж}}$	Решение
1/10	3,1	$1,96 t_A$	0,65	Точное
	4,8	πt_A	0,42	Приближенное
1	1,4	$0,90 t_A$	0,17	Точное
	4,8	πt_A	< 0	Приближенное

* Автор приносит благодарность Н. В. Годовникову, выполнившему этот расчет.

Характерное свойство сжатия (как видно из хода точного решения) — возникновение пульсаций с периодом, убывающим со временем, приводящих к усилению сжатия, — явление, характерное для лабораторного пинча [22]. Период первых пульсаций (при $\alpha = 1$) порядка $\Delta t_1 = 1$, т. е. $\sim \frac{1}{2} t_A \sim 1-10$ мин. и $3-30$ мин. при $\alpha = 0,1$; такие быстрые пульсации — вытягивания плазмы вспышки наблюдались, например, в [12]. Однако если в лабораторном пинче пульсации практически не наблюдаются из-за развала столба разряда, то в рассматриваемом случае (очень большое скин-новое время) они могут быть более продолжительными, хотя этот вопрос потребовал бы исследования устойчивости в нашем случае. Практически наблюдается не более трех пульсаций во вспышках, так что, возможно, и здесь выступает неустойчивость сжатой плазмы, если даже не возникает ударная волна.

Таким образом, даже с л а б ы е изменения поля (α мало) могут вызывать б ы с т р ы й процесс сжатия солнечной плазмы, хотя возникающее при этом сжатие, вообще говоря, невелико. Чтобы сжатие было существенным, согласно (3.30) должно быть

$$\alpha \approx \frac{t_A}{t_H} = \left(\frac{5}{3}\right)^{3/2} \frac{1}{4\pi} \approx 0,2,$$

или $t_H \approx 5t_A$, т. е. поле должно существенно изменяться за время не более 2 час.; такие изменения поля, по-видимому, вполне реальны в активных областях. Более того, в [3,4] обнаружены, по-видимому, изменения поля за время порядка 10—20 мин. Однако существенное сжатие может быстро (за время ~ 100 сек.) наступить и при сравнительно медленном изменении поля $H_{\text{ст}}$ если начальное поле мало.

Например, если поле H_e растет от значения порядка 10 гс до 100 гс за время порядка 2 час., так что $\frac{1}{H_{e0}} \left(\frac{dH_e}{dt}\right)_0 = 10^{-3}$, то $\alpha \approx 10^{-3} t_A$, и сильное сжатие ($\alpha \approx 0,2$) будет достигнуто (при $t_A \approx 2 \cdot 10^2$ сек.) за время около 10 мин. Мы видим, что при разумных значениях $t_A = a_0/V_A$ даже сравнительно медленные изменения поля солнечных пятен могут привести к образованию очень быстрого и сильного сжатия и последующих пульсаций за сроки, сравнимые со временем образования вспышек. При этом, как следует из (3.13), плотность и температура возрастают как x^{-1} и $x^{-2/3}$ соответственно, если только сжатие не приведет к образованию ударной волны.

Вопрос образования ударной волны имеет существенное значение для объяснения нагрева плазмы вспышки до термоядерных температур [23]. Однако в [2] процесс быстрого сжатия, как было указано в § 2, был рассмотрен при далеких от фактического положения вещей предположениях (свободное поле $H = \infty$ при $z = \infty$). В [23] появление ударной волны возле нейтральной плоскости в результате роста «внешнего» поля пятен аргументировалось, скорее качественно, тем, что сдвиг силовой линии заданной напряженности при росте магнитного момента пятна будет про-

порционален расстоянию от пятна (магнитного полюса или диполя), т. е. на достаточно большом расстоянии от пятна силовая линия может перемещаться довольно быстро (со скоростями до 10^7 см/сек).

Если она увлекает за собой плазму (при условии вмороженности), то возникает ударная волна. Однако подобное увеличение сдвига поля с расстоянием, строго говоря, справедливо только для вакуума или для плазмы с ничтожной однородной плотностью, когда $H_e^2/8\pi \gg nkT$. Фактически в условиях равновесия или близких к равновесию, в местах, где магнитное поле мало или исчезает (нейтральная зона), плотность должна быть больше, чем в областях с более высокой напряженностью поля, т. е. у нейтральной точки должна быть конденсация (см. начало настоящего параграфа); там условие $H_e^2/8\pi \gg nkT$ нарушается, а в равновесии обе эти величины сравнимы. При высокой проводимости растущее внешнее поле (если даже вокруг конденсации плотность ничтожна) не проникает в глубь конденсации и о скорости движения плазмы нельзя судить по скорости сдвига силовых линий диполя в вакууме (или среде низкой плотности) при росте его магнитного момента. Кроме того, скорость распространения поля даже в идеально проводящей однородной среде низкой плотности будет определяться скоростью волны Альфвена *, которая в предельном случае (при плотности $\rho_e \approx 0$) будет близка к скорости света (магнитозвуковые волны переходят в электромагнитные). Поэтому вопрос образования ударной волны возле нейтральной точки при росте внешнего магнитного поля требует более внимательного рассмотрения, если рост поля задан у границы конденсации, первоначально находившейся в равновесии возле нейтральной точки. (Как «доходит» это увеличение поля до границы, при этом совершенно безразлично; существенно только, чтобы поле быстро распространялось в среде, окружающей конденсацию, и чтобы размер конденсации был меньше расстояния до источника внешнего поля.) При наличии внутреннего поля H_i квадрат магнитозвуковой скорости внутри конденсации будет согласно (3.13)

$$C^2 = \gamma RT + \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{H_i^2}{8\pi} \right) = \gamma RT_0 x^{-2/3} + V_A^2(\rho_0) x^{-1},$$

где в силу (3.11)

$$\gamma RT_0 = \gamma \frac{p_0}{\rho_0} = \frac{\gamma}{2} V_A^2(0) (1 - \xi^2); \quad V_A^2(\rho_0) = \frac{H_{e0}^2}{4\pi\rho_0(0)} \frac{[1 - (1 - \xi^2)^{3/2}]}{(1 - \xi^2)^{3/2}}, \quad (3.34)$$

если заметить, что из (3.10) следует

$$p_0(\xi) = \frac{H_{e0}^2}{8\pi} - \frac{H_{i0}^2(\xi)}{8\pi} = \frac{H_{e0}^2}{8\pi} (1 - \xi^2)^{3/2}.$$

* Рассмотрение процесса распространения поля от пятна с растущим моментом в окружающую диполь плазму эквивалентно задаче о проникновении внешнего кругового поля прямого тока внутрь высокопроводящей плазмы, куда оно идет со скоростью порядка альфвеновской скорости, сжимая плазму, т. е. задаче, обратной обычному пингу.

Обозначим для сокращения

$$\frac{\gamma}{2} x_m^{-2/3} - b = a, \quad b \equiv x_m^{-1}, \quad (3.35)$$

где x_m — сжатие, при котором скорость сжатия максимальна. Согласно (3.32) при $\tau = \pi$

$$x_m \approx 1 - 2\pi\alpha \left(\frac{3}{5}\right)^{3/2} \quad (3.36)$$

(при сильном сжатии $x_m \approx 1/2$, вообще же $1 > x_m \geq 1/2$). Тогда для C_m^2 получим выражение

$$C_m^2(\xi) / V_A^2(0) = a(1 - \xi^2) + \frac{b}{(1 - \xi^2)^{3/2}}. \quad (3.37)$$

Так как величина a всегда меньше 0 ($\gamma = 5/3$, $x_m \leq 1$), то C_m^2 монотонно возрастает к границе $\xi = 1$. С другой стороны, для максимальной скорости сжатия v_m (3.32) мы имеем ($v = \xi \dot{a}$):

$$v_m^2 = q\alpha^2 V_A^2(0) \xi^2 = q \left[a_0 \frac{1}{H_{e0}} \left(\frac{dH_e}{dt} \right)_0 \right]^2 \xi^2, \quad q = \frac{144}{10}, \quad (3.38)$$

т. е. v_m^2 также монотонно возрастает к границе. Условие для числа Маха $M = v_m / C_m \geq 1$ согласно (3.37) и (3.38) будет

$$f(\xi) \equiv (a_1^2 + a) \xi^2 - \frac{b}{(1 - \xi^2)^{3/2}} - a \geq 0, \quad (3.39)$$

где

$$a_1 = \sqrt{q} \frac{1}{H_{e0}} \left(\frac{dH_e}{dt} \right)_0 \frac{a_0}{V_A(0)} = \sqrt{q} \alpha. \quad (3.40)$$

Это условие заведомо выполняется, если для $\xi_{\max}$, соответствующего максимуму $f(\xi)$, будет справедливо $f(\xi_{\max}) > 0$. Легко видеть, что

$$1 - \xi^2 = \left(\frac{3/2 b}{a + a_1^2} \right)^{2/3}. \quad (3.40')$$

Подставим это $\xi_{\max}^2$ в (3.39), тогда после небольших преобразований получим условие:

$$a_1^2 \geq k(a_1^2 + a)^{3/2} b^{2/3}, \quad k \equiv \left(\frac{3}{2}\right)^{2/3} + \left(\frac{2}{3}\right)^{2/3}. \quad (3.41)$$

Величина a содержится в пределах примерно $-0,68 < a < -1/5$, когда x_m изменяется от $\sim 1/2$ до 1; для грубой оценки мы пренебрежем a по сравнению с a_1^2 , тогда выражение (3.41) будет иметь вид:

$$a_1 \geq k^{3/4} b^{1/2} = 2,50 \cdot b^{1/2}.$$

Минимальное $b \approx 1/2$, так что условие $M > 1$ заведомо выполняется, если $a_1 > 1,77$ или

$$a_1 > 2. \quad (3.42)$$

Согласно (3.40') это дает (при $b \approx 1/2$) условие для $\xi_{\max}$

$$\xi_{\max} \geq 0,7, \quad (3.43)$$

т. е. ударная волна возникает практически на периферии сжимающейся конденсации (наибольший корень уравнения $f(\xi) = 0$ больше $\xi_{\max}$),

если выполняется условие (3.41) или (3.42). Однако, очевидно, что ударная волна может возникнуть и при более слабом ограничении для a_1 . Из (3.39) приблизительно имеем

$$f(\xi) \approx (a_1^2 + a) \xi^2 - b \left(1 + \frac{3}{2} \xi^2\right) - a,$$

а условие $f(\xi) = 0$ дает для корня этого уравнения

$$\xi^2 \approx \frac{a + b}{a_1^2 + a - 3/2 b}.$$

Условие, что этот корень лежит в интервале $(0,1)$, $\xi \leq 1$ дает вместо (3.42) условие:

$$a_1 \geq 1,6 \cdot b^{1/2} \approx 1,15. \quad (3.44)$$

Таким образом, условие появления сжатия со сверхзвуковой скоростью ($M > 1$) будет в силу (3.40)

$$\alpha \geq \alpha_0 = \frac{p}{V_q} = \sqrt{\frac{10}{144}} \cdot p \approx 0,26p, \quad (3.45)$$

где, согласно нашим оценкам (3.42), (3.44), p — число, заключенное между 1,2 и 2; вероятно, p близко к 1,5 при сильном сжатии, так что $\alpha_0 \approx 0,4$. По порядку величины α [см. (3.27)] около t_A/t_H , поэтому ударная волна возникает, если характерное время роста внешнего поля становится заметно (в 2 раза и более) меньше времени, необходимого для передачи вызванного ростом поля возмущения в виде волны Альфвена. Это вполне естественно: когда рост поля достаточно быстрый, «магнитный поршень» быстро набирает скорость, сгребаемая магнитной стенкой плазма не может двигаться к центру в виде простой продольной магнитозвуковой конденсации (или волны), возникает скачок плотности и давления — ударная волна. Так как $t_A \approx \pi t_{\text{ск}}$, то это условие, иначе, означает, что ударная волна возникает впервые, когда время роста поля, убывая, становится сравнимым с временем сжатия. Практически это условие требует, чтобы

$$\alpha = \frac{1}{H_{e0}} \left(\frac{dH_e}{dt} \right)_0 t_A > \sim 0,5. \quad (3.46)$$

Время $t_A = \frac{a_0}{V_A(0)}$ зависит от первоначального равновесного размера конденсации и альфвеновой скорости $V_A(0) = H_{e0} / \sqrt{4\pi\rho_0(0)}$.

Вероятная величина этой скорости порядка $10^6 - 10^7$ см/сек, поэтому выражение (3.46) требует, чтобы

$$\frac{1}{H_{e0}} \left(\frac{dH_e}{dt} \right)_0 a_0 > \sim 0,5 \cdot 10^6 \div 0,5 \cdot 10^7.$$

Если поле H_{e0} растет от 10 до 100 гс за время около 2 час., что нередко наблюдается, то $\frac{1}{H_{e0}} \left(\frac{dH_e}{dt} \right)_0 \approx 10^{-3}$ и начальный размер конденсации должен быть

$$a_0 > 0,5 \cdot 10^9 \div 0,5 \cdot 10^{10} \text{ см.}$$

Следовательно, для того, чтобы процесс сжатия при росте внешнего поля был «разрушительным» (сопровождался образованием ударной волны), нужно, чтобы первоначальная конденсация была достаточно протяженной. Большой первоначальный размер конденсации, даже при медленном изменении поля, позволяет магнитной стенке ускориться со временем до скоростей, превосходящих магнитно-звуковую. Размеры $5 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^9$ см являются как раз характерными размерами активных областей Солнца, занятых «факелами» и «флоккулами», на месте которых часто возникают вспышки. Если же начальные размеры конденсации невелики ($\sim 10^8$ см и меньше), то для появления ударной волны нужны более быстрые изменения поля за времена порядка 10 мин. Например, при размере конденсации около $3 \cdot 10^8$ см рост поля должен быть (при том же начальном поле ~ 10 гс) $(dH/dt)_0 \geq 0,1$ гс/сек.

Изменения поля за время около 10 мин также, по-видимому, наблюдаются как это следует из измерения сдвигов пятен при вспышках [3].

Таким образом, мы видим, что сжатие конденсации возле нейтральной точки даже при медленном росте внешнего магнитного поля будет сопровождаться образованием ударной волны, если начальные размеры конденсации достаточно велики (более $5 \cdot 10^8$ см). Если начальная скорость роста поля достаточно велика ($\sim 0,1$ гс/сек), то сжатие возникает и при небольших размерах конденсации ($\sim 10^8$ см). Практически подобные условия реализуются, по-видимому, в большинстве солнечных вспышек.

§ 4. Медленные процессы, связанные с изменением поля пятен (факелы)

В нижней хромосфере проводимость σ невелика и скин-слоевое время $\tau \approx \frac{4\pi\sigma a_0^2}{c^2}$ может падать примерно до 10^4 сек. (см., например, [24]), т. е. делается сравнимым с характерным временем роста магнитного поля и даже меньше его. Если отвлечься пока от вопроса о возможности образования конденсации в нейтральной области скрещенного магнитного поля пятен в таких условиях и рассмотреть уже образовавшуюся конденсацию, находящуюся в равновесии с постоянным во времени внешним магнитным полем, то мы увидим, что в дальнейшем при росте этого поля оно будет довольно быстро проникать в глубь конденсации (см. § 2) и наряду со сжатием конденсации, которое в этом случае будет медленным (сравнительно со случаем § 3), возникнет (или усилится) процесс диффузии поля, возникнут омические потери, за счет которых конденсация будет нагреваться. Рассмотрим опять процесс автомодельного сжатия с учетом омических потерь, но в пренебрежении силами инерции (квазиравновесное сжатие)*. Система основных уравнений (2.1) — (2.4) в этом случае будет:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{H^2}{8\pi} + p \right) = 0, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial v H}{\partial z} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 H}{\partial z^2}, \quad (4.2)$$

* Кинетическая энергия сжатия меньше тепловой энергии газа.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial z} = 0, \quad (4.3)$$

$$\rho \frac{dE}{dt} - \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{i^2}{\sigma}. \quad (4.4)$$

Полагаем для автомодельного режима

$$\xi = \frac{z}{a}, \quad v = \dot{a}\xi, \quad H = H_a(t) H(\xi). \quad (4.5)$$

Уравнение сплошности (4.3) в этом случае есть

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\dot{a}}{a} = 0, \quad \text{или } \rho a = \rho_0 a_0, \quad (4.6)$$

так как масса M столба с основанием 1 см^2 остается неизменной, то

$$M = \int_0^{a(t)} \rho(z, t) dz = a(t) \int_0^1 \rho(\xi, t) d\xi = a(0) \int_0^1 \rho(\xi, 0) d\xi, \quad (4.7)$$

причем, пренебрегая плотностью вне конденсации, имеем:

$$\rho(1, t) = 0. \quad (4.8)$$

Далее из уравнения равновесия в силу (4.5) следует

$$p(\xi, t) = -\frac{H_a^2(t)}{8\pi} (H^2(\xi) + C_2(t)) = \frac{H_a^2(t)}{8\pi} (1 - H^2(\xi)), \quad (4.9)$$

так как $p(1, t) = 0$, а $H(1) = 1$.

Что касается поля H , то здесь уже нельзя делить поле на внешнее H_e и внутреннее, вмороженное поле H_i , так как поле извне проникает в глубь конденсации и его изменение там со временем определяется, с одной стороны, изменением магнитного момента внешнего источника, с другой — уравнением диффузии (4.2), причем оба эти изменения должны быть совместимы друг с другом (см. ниже). Подставляя из (4.5) выражение для H в (4.2), получим

$$\frac{4\pi\sigma a^2}{c^2} \left(\frac{\partial \ln H_a}{\partial t} + \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial t} \right) = \frac{1}{H(\xi)} \frac{\partial^2 H(\xi)}{\partial \xi^2} = K_1^2, \quad (4.10)$$

т. е. переменные разделяются и K_1 — есть показатель автомодельности (см. § 2).

Из (4.10) при условиях

$$H(0) = 0, \quad H(1) = 1$$

находим

$$H(\xi) = \frac{\text{sh } K_1 \xi}{\text{sh } K_1}, \quad (4.11)$$

тогда как для H_a получаем уравнение

$$\frac{1}{H_a} \frac{\partial H_a}{\partial t} + \frac{1}{a} \frac{\partial a}{\partial t} = K_1^2 \frac{c^2}{4\pi\sigma a^2} \equiv \frac{K_2^2}{a^2}. \quad (4.12)$$

Для нахождения H_a и a нужно иметь второе уравнение, которое мы получим из термодинамического уравнения сохранения (4.4). Замечая, что $p = (c_p - c_v) \cdot \rho \cdot T$, а $E = c_v T$, в силу уравнения сплошности (4.6)

получим

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} + (c_p - c_v) \rho T \frac{\dot{a}}{a} = \frac{j^2}{\sigma}, \quad (4.13)$$

так как $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t}$ в автомодельных координатах ξ, t . Проводимость

$$\sigma = \sigma_0 T^{3/2}, \quad (4.14)$$

поэтому (4.13) в силу (4.6) будет

$$\frac{2}{5} c_v \frac{\partial}{\partial t} (\rho_0 a_0 T^{5/2}) + (c_p - c_v) (\rho_0 a_0 T^{5/2}) \frac{\dot{a}}{a} = \frac{j^2}{\sigma_0} a. \quad (4.15)$$

Введем среднюю температуру соотношением (см. (4.7))

$$\overline{T(t)} = \frac{1}{M} \int_0^1 \rho_0 a_0 T d\xi; \quad (4.16)$$

тогда, интегрируя (4.15) по ξ от 0 до 1, получим

$$\frac{3}{5} \frac{\partial \overline{T}^{5/2}}{\partial t} + \overline{T}^{5/2} \frac{\dot{a}}{a} = \frac{a}{R/\mu} \cdot \frac{1}{M \sigma_0} \int_0^1 j^2 d\xi,$$

замечая, что $\gamma = c_p / c_v = 5/3$, $c_p - c_v = R/\mu$, где R — газовая постоянная. Плотность тока в нашем случае

$$j = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial H}{\partial z} = -\frac{c}{4\pi} \frac{H_a}{a} \frac{\partial H(\xi)}{\partial \xi}. \quad (4.17)$$

Обозначая [см. (4.11)]

$$f_1(K_1) = \int_0^1 \left(\frac{\partial H(\xi)}{\partial \xi} \right)^2 d\xi = \frac{K_1^2}{\text{sh}^2 K_1} \int_0^1 \text{ch}^2 K_1 \xi d\xi, \quad (4.18)$$

получим

$$\frac{3}{5} a^2 \frac{\partial \overline{T}^{5/2}}{\partial t} + a \dot{a} \overline{T}^{5/2} = q H_a^2 a; \quad q = \frac{f_1(K_1) c^2}{16\pi^2 R / \mu M \sigma_0}. \quad (4.19)$$

Введем теперь величину, пропорциональную энтропии,

$$s = a \overline{T}^{3/2}, \quad (4.20)$$

тогда нетрудно свести уравнение (4.19) к следующему:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{q H_a^2}{\overline{T}}, \quad (4.21)$$

Но из уравнения равновесия (4.9) и (4.6), после умножения на a и интегрирования по ξ от 0 до 1, имеем:

$$\frac{R}{\mu} a_0 \int_0^1 \rho_0 T d\xi = \frac{R}{\mu} M \overline{T} = \frac{a H_a^2}{8\pi} \int_0^1 (1 - H^2(\xi)) d\xi,$$

или

$$\overline{T} = \frac{a H_a^2}{8\pi R / \mu M} \int_0^1 f_2(\xi) d\xi = p a H_a^2, \quad f_2(\xi) \equiv 1 - H^2(\xi). \quad (4.22)$$

Поэтому (4.21) сводится к уравнению

$$\frac{ds}{dt} = \frac{q}{pa}, \quad (4.23)$$

где

$$p = \frac{1}{8\pi} \frac{\int_0^1 f_2(\xi) d\xi}{R / \mu M}. \quad (4.24)$$

С другой стороны, уравнение диффузии поля (4.12) в силу (4.14) сводится к уравнению

$$\frac{d \ln a H_a}{dt} = \frac{r}{as}, \quad (4.25)$$

где

$$r = \frac{K_1^2 c^2}{4\pi\epsilon_0}. \quad (4.26)$$

Уравнения (4.23) и (4.25) — основные уравнения задачи. К ним нужно добавить выражение (4.20), которое в силу (4.22) будет иметь вид

$$s = p^{3/2} a^{5/2} H_a^3. \quad (4.27)$$

Из (4.23) и (4.25) получим

$$\frac{1}{s} \frac{\partial s}{\partial t} = \frac{q}{p} \frac{1}{as} = \frac{q}{pr} \frac{\partial \ln a H_a}{\partial t},$$

или

$$\frac{s}{s_0} = \left(\frac{H_a a}{H_{a(0)} a_0} \right)^m, \quad m \equiv \frac{q}{pr}. \quad (4.28)$$

Исключая s/s_0 из (4.27) и (4.28), получим связь между сжатием

$$x = \frac{a}{a_0}$$

и полем

$$h = \frac{H_a}{H_{a(0)}}$$

в следующем виде:

$$x = h^{\frac{6-2m}{2m-5}}. \quad (4.29)$$

Подставив это выражение x в (4.28), найдем связь между энтропией и полем:

$$s/s_0 = (hx)^m = h^{\frac{m}{2m-5}}. \quad (4.30)$$

Равенство (4.30) дает нам выражение as и aH_a , входящих в (4.25), через h

$$as = a_0 s_0 h^{\frac{6-m}{2m-5}},$$

$$aH_a = a_0 H_{a(0)} h^{\frac{1}{2m-5}}.$$

Подставив эти выражения в (4.25), получим после некоторых преобразований зависимость поля от времени:

$$h = \left\{ 1 + \left[m + (m+1) \frac{6-2m}{2m-5} \right] Qt \right\}^{\frac{2m-5}{6-m}}, \quad (4.31)$$

где

$$Q = \frac{r}{a_0 s_0}, \quad (4.32)$$

Подставляя в (4.32) выражения для r и p (4.26), (4.24) и замечая, что

$$\bar{T}_0 = a_0 H_a^2(0),$$

получим для Q выражение

$$Q = \frac{6-m}{2m-5} \frac{K_1^2 c^2}{4\pi\sigma(0) a_0^2} = \frac{6-m}{2m-5} \frac{K_1^2}{t_{\text{сжм}}^0} \quad (4.33)$$

и для зависимости поля от времени выражение

$$h = \left[1 + \frac{6-m}{2m-5} K_1^2 \frac{t}{t_{\text{сжм}}^0} \right]^{\frac{2m-5}{6-m}}. \quad (4.34)$$

Найдем выражение для

$$m = q / pr.$$

Подставляя сюда q , p и r из (4.19), (4.24) и (4.26) соответственно, получим

$$m = 2 \frac{\int_0^1 \text{ch}^2 K_1 \xi \, d\xi}{\text{sh}^2 K_1 \int_0^1 (1 - H^2(\xi)) \, d\xi}. \quad (4.35)$$

Произведя интегрирование, после некоторых преобразований получим

$$m = 2 \frac{2K_1 + \text{sh } 2K_1}{2K_1 \text{ch } 2K_1 - \text{sh } 2K_1}. \quad (4.36)$$

Если теперь, как и ранее в § 2, мы будем считать, что внешнее поле в первом приближении растет линейно со временем, т. е.

$$H_a = H_a(0) + \left(\frac{dH_a}{dt} \right)_0 t \quad \text{или} \quad h = 1 + \alpha \frac{t}{t_A}, \quad (4.37)$$

то в (4.34) показатель должен быть равен единице, откуда

$$m = 11/3. \quad (4.38)$$

Подставив сюда m из (4.36), получим следующее уравнение для показателя автомодельности K_1 :

$$2K_1 + \text{sh } 2K_1 = \frac{41}{6} (2K_1 \text{ch } 2K_1 - \text{sh } 2K_1);$$

приближенное решение этого уравнения дает

$$K_1 \approx 0,9 \sim 1. \quad (4.39)$$

Таким образом, при автомодельном сжатии внешнее поле должно нарастать по степенному закону, и обратно, если оно нарастает линейно, то показатель автомодельности $K_1 \approx 1$. При таком росте поля зависимость (4.37) согласно (4.33) должна быть

$$H_a(t) = H_a(0) \left(1 + K_1^2 \frac{t}{t_{\text{сжм}}^0} \right) \approx H_a(0) \left(1 + \frac{t}{t_{\text{сжм}}^0} \right). \quad (4.40)$$

В этом случае существенный рост поля будет за время $t \approx t_{\text{скин}}^0$. Основными параметрами решения являются $H_a(0)$, $t_{\text{скин}}^0$ и m . Для реализации автомодельного решения необходимо выполнение некоторых начальных условий, так как все начальные значения выражаются через эти три параметра. Помимо линейного роста поля со временем, требующего выполнения условий (4.38), (4.39), должно также выполняться условие

$$\frac{K_1^2}{t_{\text{скин}}^0} \cdot H_a(0) = \left(\frac{dH_a}{dt} \right)_0,$$

или

$$\alpha' \equiv t_{\text{скин}}^0 \frac{1}{H_a(0)} \left(\frac{dH_a}{dt} \right)_0 = K_1^2 \approx 1. \quad (4.41)$$

По порядку величины $\alpha' \sim t_{\text{скин}}^0 / t_{\text{полн}}$ (ср. § 2), так что условие медленного автомодельного сжатия при росте внешнего поля требует, чтобы время роста поля было $\sim t_{\text{скин}}^0$, где [см. (4.33)]

$$t_{\text{скин}}^0 = \frac{4\pi\sigma(0) a_0^2}{c^2}. \quad (4.42)$$

Иначе говоря, начальный размер конденсации, ее проводимость и рост внешнего поля (пятна) должны удовлетворять условию

$$\frac{4\pi\sigma(0) a_0^2}{c^2} \cdot \frac{1}{H_a(0)} \left(\frac{dH_a}{dt} \right)_0 = K_1^2 \approx 1. \quad (4.43)$$

Значения σ в фотосфере, где преобладает нейтральный водород, в интервале температур от 5000 до 10 000° можно считать не зависящими от плотности и примерно равными 10^{13} сек^{-1} [24]. Это дает скиновое время порядка 10^8 сек. для $a_0 \approx 10^8 \text{ см.}$ Если взять медленно развивающиеся пятна, то поле растет, скажем, от 300 до 3000 гс за время порядка 10 дней. Это дает $\frac{1}{H_a(0)} \left(\frac{dH_a}{dt} \right)_0 \approx 10^{-5}$ и величину $\alpha' \approx 10^3$, что в 10^3 раз больше, чем требуется условием (4.41), при начальном размере конденсации $a_0 = 10^8 \text{ см.}$ Для выполнения условия нужно, чтобы начальный размер был в $10^{3/2} \approx 30$ раз меньше, т. е. $a_0 \approx 10^7 \text{ см}$ или несколько меньше. Этот размер практически совпадает с характерным размером ($\sim 100 \text{ км}$) ядер эмиссии, возникающих в фотосфере и показывающих характерные спектральные особенности, рассмотренные в [10] (ядра тонкой структуры факелов).

Сжатие при медленном росте поля согласно (4.24) ($m = 11/3$)

$$x = \left(\frac{H}{H_0} \right)^{-1/3},$$

за время $\sim t_{\text{скин}} \approx 10^6 \text{ сек}$ ($\frac{H}{H_0} = 2$) будет всего в 1,5—2 раза. Согласно (4.20) и (4.30) температура при этом изменяется как

$$\bar{T} / \bar{T}_0 = \left(\frac{H}{H_0} \right)^{10/3},$$

т. е. вырастет примерно в 3 раза, и если она была порядка 7000° , то будет порядка $20\,000^\circ$ в центральной части конденсации (заметим, что при рассмотрении процесса мы учли увеличение проводимости с температурой). Плотность, очевидно, увеличится как x^{-1} , т. е. примерно в 2 раза.

Если в фотосфере проводимость целиком определяется величиной $\sigma \approx 10^{13}$ (ионизация пичтожная), то в нижней хромосфере она будет зависеть от направления поля, и для диффузии поля в направлении, перпендикулярном первоначальному внешнему полю, она может сильно уменьшиться благодаря взаимодействию электронов и протонов с нейтральными атомами. (В верхней хромосфере, где ионизация очень сильна, проводимость становится опять очень большой, порядка 10^{14} .) Здесь проводимость поперек поля можно принять [24]

$$\sigma_{\perp} = \frac{\sigma_{\parallel}}{1 + \frac{10^{24} H^2}{n^2 x}},$$

и если степень ионизации $x = 10^{-2}$, $H = 100$ эс, то при плотности частиц $n = 10^{13}$ при $\sigma_{\perp} \approx 10^{-4}$, $\sigma_{\parallel} \approx 10^9$ и медленном росте поля $\left(\frac{1}{H_{a0}} \frac{dH_a}{dt}\right)_0 = 10^{-5}$, $\alpha' = 1$ при $a_0 \approx 10^8$, т. е. возможен медленный нагрев конденсации с размером 10^8 см при росте поля за несколько суток. Если начальная плотность конденсации меньше и составляет примерно 10^{12} см $^{-3}$, то этот размер увеличивается до 10^9 см. Возможно, что длительное существование водородных флоккулов связано с таким процессом, их размер в среднем порядка 10^9 см, а плотность частиц, вероятно, не более 10^{12} см $^{-3}$.

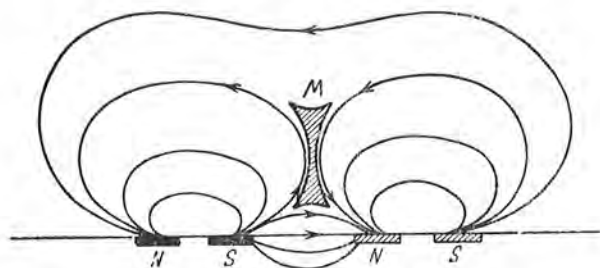
Заметим, что разогрев конденсации из-за джоулевых потерь, например, с $10\,000$ до $30\,000^\circ$ приводит к столь сильному увеличению ионизации водорода (не менее чем в $\sim 10^5$ раз), что величина $\sigma_{\perp}$ практически опять сравнивается с $\sigma_{\parallel} \approx 10^{13}$ и дальнейший процесс диффузии поля становится очень медленным, не эффективным для объяснения вспышек, как это предполагается в [24].

До сих пор мы считали, что к моменту $t = 0$, когда поле начинает расти, имелась уже сформировавшаяся возле нейтральной точки конденсация. Очевидно, что для объяснения ее формирования нельзя привлекать медленные процессы, когда $t_H > t_{\text{скин}}$, так как в этом случае плазма будет скорее рассасываться, чем конденсироваться, и если сначала в области между пятном и нейтральной точкой плазма была однородна (что, естественно, нужно предполагать), то она будет оставаться однородной. Но такая ситуация возможна в основании хромосферы, где $t_{\text{скин}}$ мало и нужен был бы неправдоподобно быстрый рост поля для образования конденсации; но если бы он даже реализовался, то процесс не имел бы характера медленного процесса.

Рассмотрим ситуацию, когда на поверхность выходят биполярные группы — два поля типа диполей a и b (фиг. 6).

Если среда в районе этих групп однородная и малоплотная, так что $H^2/8\pi \gg nkT$ везде, кроме окрестностей нейтральной области, то в области

большой проводимости ($\sigma = \infty$) силовые линии поля будут «сгребать», толкать, плазму в нейтральную область M со скоростью порядка характерной скорости Альфвена $V_A = H_e / \sqrt{4\pi\rho_e}$, которая в хромосфере вблизи пятен может достигать 10^8 см/сек. Время, потребное на образование уплотнения, будет $\sim a_1/V_A$, где a_1 — расстояние между пятнами ($\sim 10^{10}$ см), т. е. может достигать нескольких минут. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока не остановится рост поля H_e и давление газа в конденсации не сравняется с значением $H_e^2/8\pi$ на некотором расстоянии a_0 от ней-



Фиг. 6. Образование нейтральной области и конденсации при выносе группы пятен

тральной точки, т. е. пока не возникнет состояние, близкое к равновесному, с некоторым распределением плотности внутри области a_0 . Если поле опять начинает расти (за счет увеличения как дипольного момента, так и площади пятна) и конденсация образовалась в области верхней хромосферы или в фотосфере, то при достаточно быстром росте поля, не проникающего внутрь конденсации, процесс может привести к вспышке (§ 3). В области же низкой проводимости (основание хромосферы) дальнейший рост поля приводит к медленному и сравнительно небольшому сжатию и разогреву конденсации.

Исследования как радиоизлучения Солнца, так и ультрафиолетового спектра Солнца над активными областями определенно указывают на образование в них нагретых конденсаций — областей с повышенной плотностью и температурой, занимающих иногда довольно большой объем.

Апрель 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Астр. журн., 38, 402, 1961.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. об-., 20, 22, 1958; 22, 12, 1960; Астр. журн., 35, 335, 1958.
3. С. И. Гонимасюк. Астр. журн., 38, вып. 2, 209, 1961.
4. А. Анталова. В. А. С., 12, № 3, 1961.
5. R. Michard, Z. Mouradin a. M. Senuf. Ann. d'Astroph., 24, 54, 1961.
6. L. Leroy. Comptes rendus, 1961, in press.
7. R. Howard a. H. Babcock. Ap. J., 132, 218, 1960.
8. M. Ellison, S. McKennan a. J. Reid. Observatory, 80, 149, 1960.
9. И. Зирин. А. Severnyy. Observatory, 81, № 923, 1961; Г. Зирин. Астр. журн., 38, 861, 1961.

10. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 129, 1957.
 11. А. Б. Северный, А. П. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 3, 1961.
 12. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 235, 1960.
 13. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 281, 1960.
 14. H. Zirin. Ap. J., 129, 414, 1958.
 15. Т. В. Казачевская, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 46, 1958. Z. Svestka. B. A. S., 11, 167, 1960; 12, № 3, 1961; Z. Suenoto a. E. Hiei. Publ. Astron. Soc. Japan, 11, 185, 1959.
 16. Л. А. Арцимович, А. М. Андрианов, О. А. Базилевская, Ю. Г. Прохоров, Н. В. Филипов. Атомная энергия, № 3, 76, 1956.
 17. С. Ю. Лукьянов, В. И. Сеницын. ЖЭТФ, 34, 849, 1958.
 18. А. Н. Бабин, С. Ю. Лукьянов, А. Б. Северный, Г. Г. Сидоров, В. И. Сеницын, Н. В. Стешенко. Наст. том, стр. 52.
 19. Г. Альфвен. Космическая электродинамика. ИЛ, 1952, § 3, 4.
 20. L. Spitzer. Physics of fully ioniz. gases, N. Y., 1956, § 3, 3.
 21. С. И. Брагинский, В. Д. Шафранов. Физика плазмы, и т. д., т. II, 26, 1958.
 22. М. А. Леонтович, С. И. Осовец. Атомная энергия, 3, 81, 1956.
 23. А. Б. Северный, В. П. Шабанский. Астр. журн., 37, 609, 1960; Изв. Крымской астрофиз. обс., 25, 88, 1961.
 24. T. Gold a. Hoyle. M. N., 120, 7, 1961.
-

ДВИЖЕНИЕ ПЯТЕН, СВЯЗАННОЕ СО ВСПЫШКАМИ НА СОЛНЦЕ, И ВОЗМОЖНЫЙ ХАРАКТЕР ВЫХОДА ЭНЕРГИИ ИЗ ОБЛАСТИ ВСПЫШЕК

С. И. Гонасюк

По снимкам Солнца, полученным в интегральном свете во время вспышек, наблюдаемых в линии H_{α} на АФР-2 и БСТ с 12-метровым фокусом, установлено, что:

1) с возникновением и развитием вспышек наблюдается смещение солнечных пятен по направлению к узлам вспышек;

2) начало развития вспышек и начало движения пятен совпадают с точностью до ± 5 мин.;

3) движение пятен продолжается в течение 2—3 час. после окончания вспышек в лучах H_{α} и имеет, по всей вероятности, пульсационно-поступательный характер; амплитуда пульсаций растет с баллом вспышки.

Показано, что:

1) за счет превращения магнитной энергии во внутреннюю энергию газа объем уменьшается на малую величину по сравнению с наблюдаемой;

2) средняя величина наблюдаемых смещений может быть объяснена выходом энергии (в виде космических лучей, плазмы и магнитного поля) из области вспышки;

3) при учете [4] сделан вывод, что во время вспышки, наблюдаемой в линии H_{α} , основную часть энергии уносят космические лучи;

4) после угасания вспышки в лучах H_{α} и до конца движений пятен энергия, уносимая «холодной» плазмой и магнитным полем, по-видимому, преобладает над энергией космических лучей, выходящих в это время;

5) ионизационные потери космических лучей достаточны для энергетического объяснения наблюдаемого излучения вспышек в H_{α} и в других спектральных линиях.

THE MOTION OF SPOTS CONNECTED WITH SOLAR FLARES AND THE POSSIBLE CHARACTER OF ENERGY EXIT FROM FLARE REGIONS, by S. I. Gonasjuk.—Photographs of the sun in integral light have been obtained during flares observed in H_{α} line with the АФР-2 and the solar tower telescope, the focus being equal to 12 meters. It is found that:

1) with the appearance and development of flares a shift of the sunspots is observed in the direction to the flare knots;

2) the commencement of flare development and that of spot motion coincide with a precision of ± 5 minutes;

3) the spot motion continues for 2—3 hours after the termination of the flare in H_{α} and is probably of a pulsational-translational character. The amplitude of pulsation increases with the importance of the flare. It is shown that:

1) the volume decreases, due to the conversion of magnetic energy to the internal energy of the gas, by a small fraction in comparison to that observed;

2) the mean values of the observed shifts can be explained by the exit of energy (in the form of cosmic rays, plasma and magnetic field) from the flare region;

3) taking into account [4] it is concluded that during a flare observed in H_{α} line, the main fraction of energy is carried away by cosmic rays;

4) after the termination of the flare in H_{α} and till the end of the spot motion, the energy

carried away by «cold» plasma and the magnetic field apparently predominates over the energy of cosmic rays emitted at this same time;

5) ionization losses of cosmic rays are sufficient for an energetical explanation of the observed flare emission in H_{α} and other spectral lines.

В [1] нами показано, что «холмы» магнитного поля и пятна в активной области на Солнце смещаются во время вспышек. Величина таких смещений различна и нередко достигает $2 \cdot 10^9$ см. Кроме того, такие движения направлены, как правило, в сторону узлов вспышки. Эти результаты представляют общую картину движения магнитных «холмов» и пятен в активной области во время вспышки.

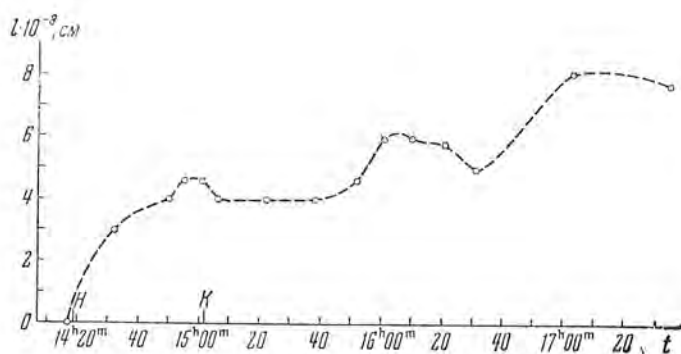
Запись магнитных полей активной области длится около часа, поэтому по картам магнитного поля нельзя представить детальный характер движения.

Цель настоящей работы — изучение движения пятен активной области. Для этого проводилось систематическое фотографирование Солнца в интегральном свете, на хромосферно-фотосферном телескопе АФР-2, а также на Башенном солнечном телескопе (БСТ) с 12-метровым фокусом. Программа систематического фотографирования предполагала в случае спокойного Солнца съемку через каждые полчаса, а при появлении вспышки — через 2—10 мин.; с такой же скоростью съемка продолжалась в течение 2—3 час. после окончания вспышки (для вспышки балла 2 + 30.VIII 1960 г. первый снимок сделан перед вспышкой, а начало серии последующих — после максимума ее яркости в H_{α} . Наряду с этим велась киносъемка вспышки в лучах H_{α} на КГ-1 или АФР-2. По такой программе был получен материал для семи вспышек различных баллов (от 1 до 2+).

Здесь мы приводим обработку материала только трех вспышек, которые были расположены на таком расстоянии от центрального меридиана Солнца, где эффект вращения и кривизна солнечной поверхности не сказывались на наблюдаемых смещениях пятен за время наблюдений порядка 3—5 час. К ним относятся вспышки балла 1,5 16.VIII 1960 г., балла 2 + 30.VIII 1960 г. и балла 1 30.VIII 1960 г.

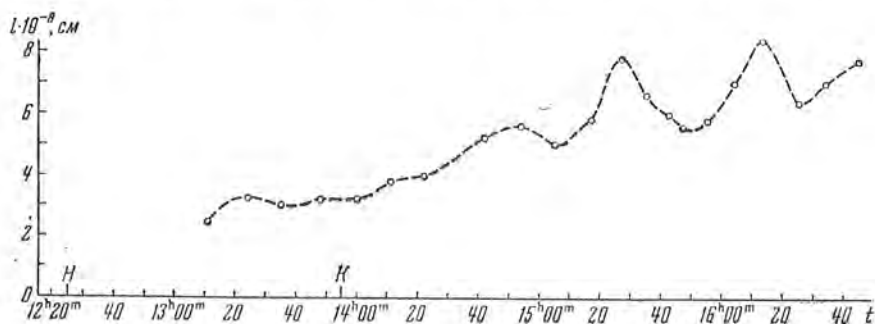
При обработке увеличенные изображения группы солнечных пятен последовательно сравнивались с зарисовкой, полученной перед вспышкой. Сопоставление проводилось так, чтобы большие пятна совпадали наилучшим образом (при сопоставлении сразу видно, что большие пятна меньше всего смещаются), и затем отмечались последовательные положения остальных пятен относительно их первоначального положения.

При отсутствии вспышек смещение пятен относительно их первоначального положения небольшое (до $4''$). Во время развития вспышек смещение пятен — направленное и достигает больших значений. Смещения пятен, связанных со вспышками, в зависимости от времени приведены на фиг. 1—3. В качестве примера в каждом случае такие зависимости даны только для одного пятна, так как для других пятен они совершенно подобны. На этих графиках отмечены начало H и конец K вспышки по московскому



Фиг. 1. Движение пятна, связанное со вспышкой балла 1,5.
16.VIII 1960 г. Начало вспышки — 14h 18m, конец — 15h 02m

времени. Из фиг. 1 и 3, для которых съемка пятен получена с самого начала развития вспышки, наблюдаемой в лучах H_{α} , мы видим, что начало движения пятен и начало развития вспышки с точностью до $\pm 5^m$ совпадают. Этот результат подтверждается и остальным материалом.

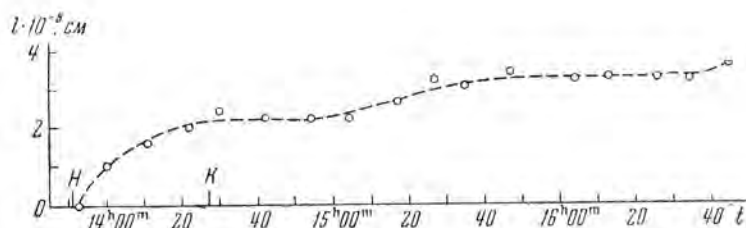


Фиг. 2. Движение пятна, связанное со вспышкой балла 2+ 30.VIII
1960 г. [Начало — 12h 25m, конец — 13h 55m]

Кроме того, из фиг. 1—3 видно, что процесс смещения пятен идет не только во время вспышки, наблюдаемой в H_{α} , но также продолжается в течение нескольких часов после ее окончания.

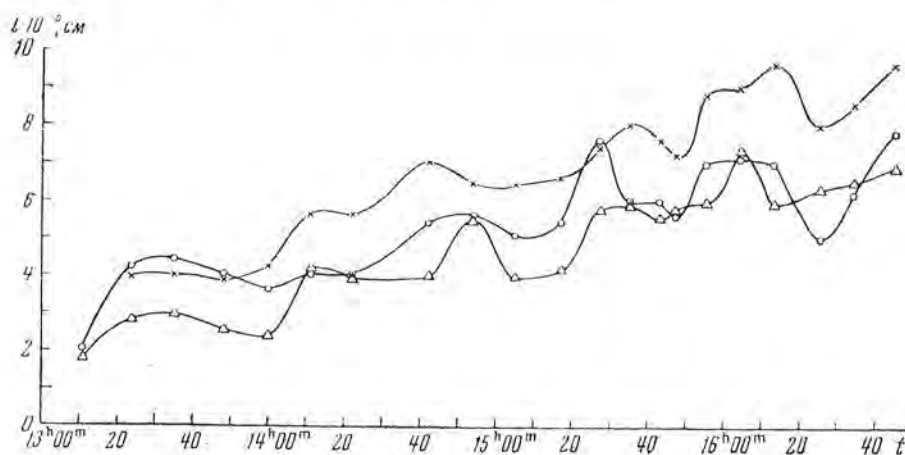
Наряду с этим отметим волнистый характер кривых, который нам представляется реальным; амплитуда этих волн растет с баллом вспышки. Действительно, кривые фиг. 2 и 3 получены на основании одних и тех же фотогелиограмм (атмосферные условия одинаковы). В то время как разброс точек на кривой для вспышки балла 1 (фиг. 3) почти отсутствует, для вспышки балла 2+ (фиг. 2) разброс довольно существенный. Далее нанесенные на график кривые смещения для всех пятен (фиг. 4), связанных со вспышкой балла 2+ (30.VIII 1960 г.) показывают, что волнистый характер всех кривых примерно синхронный. Для проверки этого факта были проведены независимые контрольные измерения*, которые подтвердили полученный результат. На фиг. 5 приводятся кривые, осредненные по всем пятнам. Из сказанного вытекает, что процесс смещения пятен в

* Автор благодарен Т. Т. Цану за проведение контрольных измерений.



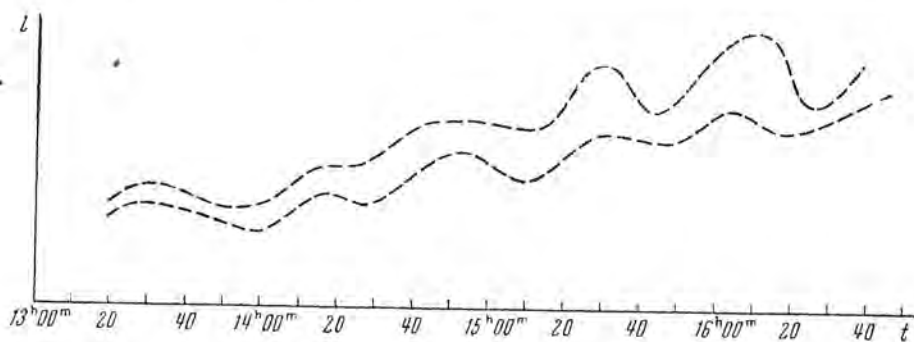
Фиг. 3. Движение пятна, связанное со вспышкой балла 1 30.VIII 1960 г. Начало — 13h 52m, конец — 14h 27m

плоскости диска носит, вероятно, пульсационно-поступательный характер, который сохраняется в течение всего движения.



Фиг. 4. Движение пятен, связанное со вспышкой балла 2+ 30. VIII 1960 г.

Как отмечалось в [1], процесс сближения пятен во время вспышки происходит, вероятно, за счет превращения магнитной энергии в энергию газа и потока энергии, выходящего из области вспышки. Взяв за основу эти



Фиг. 5. Кривые, осредненные по всем пятнам (7 пятен) для вспышки балла 2+ 30.VIII 1960 г. Вверху — кривая автора, внизу — Т. Т. Цана; ось ординат произвольная

предположения и учитывая средний ход кривых, дающих сближение пятен, проведем расчеты, которые позволят выяснить влияние превращения магнитной энергии в энергию газа и выхода энергии на характер движения пятен. Каждый из этих эффектов будет рассмотрен в отдельности.

§ 1. Превращение магнитной энергии во внутреннюю энергию газа

Возьмем проводящую среду с магнитным полем. Рассмотрим некоторый изолированный объем Q , который находится в равновесии с окружающей безграничной средой. Допустим, что в момент времени $t > 0$ начинается процесс превращения магнитной энергии во внутреннюю энергию газа, при этом выход энергии из объема отсутствует. В этом случае объем будет сжиматься внешним давлением [1]. Чтобы выяснить скорость и величину сжатия такой изолированной системы, воспользуемся законом сохранения энергии для проводящей среды с магнитным полем без учета вязкости и теплопроводности [2].

Будем считать, что движение среды, диффузия магнитного поля и ток всюду перпендикулярны магнитному полю. В этом случае согласно [3] диффузионный член, входящий в уравнение закона сохранения энергии, сводится к виду $\frac{H^2}{4\pi} \mathbf{D}$, где H — напряженность магнитного поля, а $\mathbf{D}$ — скорость скольжения силовых линий относительно среды. Введем обозначение $\mathbf{D} = y\mathbf{V}$ (y — некоторая функция проводимости, $\mathbf{V}$ — скорость среды). Если $y = 0$, то скорость скольжения силовых линий относительно среды равна нулю. Это означает полную «вмороженность». Если же $y = 1$, то скорость скольжения силовых линий относительно среды равна скорости движения среды. Этот случай соответствует практически отсутствию «вмороженности». В дальнейшем мы увидим (3), что при $y = 1$ влияние магнитного поля не играет никакой роли, т. е. полное давление равно только газовому. Учитывая предыдущие предположения, пренебрегая плотностью кинетической энергии и осредняя по пространству полную внутреннюю энергию, записываем закон сохранения энергии в виде первого начала термодинамики:

$$\frac{dU}{dt} + \frac{dA}{dt} = 0; \quad (1)$$

здесь U — полная внутренняя энергия объема Q , A — работа, произведенная внешними силами над объемом, причем

$$U = \left(\varepsilon + \frac{H^2}{8\pi} \right) Q, \quad (2)$$

ε — плотность внутренней энергии газа и $\frac{H^2}{8\pi}$ — плотность магнитной энергии.

Так как процесс сжатия происходит при постоянном полном давлении, то

$$\frac{dA}{dL} = P_0^* \frac{dQ}{dL} = \left[P_g + \frac{H^2}{8\pi} (1-y) \right] \frac{dQ}{dL}, \quad (3)$$

где $P_0^* = P_g + \frac{H^2}{8\pi} (1-y)$ — полное давление, P_g — газовое давление, $(1-y) \cdot H^2 / 8\pi$ — магнитное давление. Ради простоты примем $y = \text{const.}$ Каждая из составляющих давления внутри объема P_g и $\frac{H^2}{8\pi}$ меняется, а величина P_0^* — постоянная. Подставляя (2) и (3) в (1) и обозначая

$H^2 / 8\pi P_0^* = x(t)$, а также считая объем цилиндрическим, после несложных преобразований получим

$$\frac{dx(t)}{dt} = 2 \left[\frac{\gamma}{2 - \gamma - y} - x(t) \right] \frac{1}{r(t)} \frac{dr(t)}{dt}, \quad (4)$$

где $r(t)$ — радиус цилиндрического объема в произвольный момент времени, а $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = 5/3$. Формула (4) дает скорость изменения объема в зависимости от скорости уменьшения магнитного поля. Практически пользоваться этой формулой довольно трудно. Более удобен интеграл формулы (4), который можно записать в таком виде:

$$x(t) = \frac{\gamma}{2 - \gamma - y} - \left[\frac{\gamma}{2 - \gamma - y} - x(t_0) \right] \frac{r^2(t_0)}{r^2(t)}. \quad (5)$$

Из (5) легко определяется изменение радиуса цилиндра

$$\Delta r = r_0 \left[\sqrt{\frac{\frac{\gamma}{2 - \gamma - y} - x(t_0)}{\frac{\gamma}{2 - \gamma - y} - x(t)}} - 1 \right]. \quad (6)$$

Формула (6) дает изменение радиуса цилиндра r в зависимости от начального относительного магнитного давления $x(t_0)$ и конечного его значения $x(t)$. Из определения следует, что $x(t)$ может меняться от 1 до 0.

Так как в нашем случае всегда $x(t) < x(t_0)$, то из формулы (6) видим, что при $\gamma + y < 2$ объем уменьшается. В случае $\gamma + y = 2$ объем остается постоянным, а при $\gamma + y > 2$ даже увеличивается. Это легко понять, если иметь в виду, что y характеризует степень взаимодействия магнитного поля со средой. При y , стремящемся к единице, взаимодействие магнитного поля со средой сводится к нулю и равновесие объема со средой осуществляется газовым давлением, а изменение магнитной энергии идет на увеличение газового давления внутри объема, вследствие чего и происходит расширение. Однако в частично ионизованных средах y значительно меньше единицы, и поэтому всегда объем будет уменьшаться.

В предельном случае, когда $x(t_0) = 1,0$ и $y = 0$ (в начальный момент времени магнитное давление очень велико по сравнению с газовым), а $x(t) = 0$ (после полного превращения магнитной энергии), $\Delta r \approx -0,4 r_0$. Подставляя $r_0 = 2 \cdot 10^9$ см для вспышки балла 1,5 16.VIII 1960 г. и используя график (см. фиг. 1), видим, что время превращения магнитной энергии в газовую, обеспечивающее нужное сближение пятен, в лучшем случае равно 9 мин. и довольно сильно зависит от $x(t_0)$. За 9 мин. должно исчезнуть магнитное поле в цилиндре радиуса $r_0 = 2 \cdot 10^9$ см и высоты $h = 5 \cdot 10^8$ см. Магнитная энергия в этом цилиндре при $H = 500$ гс порядка $6 \cdot 10^{31}$ эрг. В дальнейшем мы увидим, что энергия этой вспышки порядка $3 \cdot 10^{31}$ эрг. Следовательно, должно быть $x(t) = 0,5$. Подставляя в (6) $x(t) = 0,5$ и полагая в предельном случае $x(t_0) = 1$, находим, что $\Delta r \approx -0,06 r_0 \approx -10^8$ см. Отличие y от 0 еще уменьшит Δr , следовательно, $|\Delta r| < 10^8$ см. Время превращения магнитного поля в этом случае будет меньше 4 мин.

Итак, видим, что за счет превращения магнитного поля объем уменьшается на малую величину по сравнению с наблюдаемой (наблюдаемая величина порядка $8 \cdot 10^8$ см (см. фиг. 1). Кроме того, смещение пятен наблюдается в течение нескольких часов. Все это говорит о том, что во время вспышки существует и другая причина, вызывающая сближение пятен. Такой причиной мы считаем выход энергии из области вспышки. При этом решающим в сближении пятен должен быть выход энергии, а роль превращения энергии мала и ее можно не учитывать.

§ 2. Выход энергии из объема

Рассмотрим только выход энергии из объема без превращений. Возьмем цилиндрический объем Q , из которого только через одно поперечное сечение выходит энергия (боковая поверхность и нижнее сечение непрозрачны). Для вспышки это оправдано. По мере выхода энергии из цилиндра давление внутри него падает. Это приводит к сжатию цилиндра постоянным внешним давлением. По скорости сжатия цилиндра определим величину потока энергии через поперечное сечение.

Для этого запишем изменение полной энергии W в объеме Q , ограниченном подвижной поверхностью Σ . Обозначим через w плотность энергии в рассматриваемом объеме, тогда закон сохранения энергии для такого цилиндра запишется в виде

$$\frac{dW}{dt} = \frac{d}{dt} \int_Q w dq = \int_S (\mathbf{k} ds), \quad (7)$$

где $\mathbf{k}$ — плотность потока энергии на поверхности S .

Так как нет потока энергии через боковую поверхность, то

$$\frac{d}{dt} \int_Q w dq = - \int_{\Sigma} P_0^* v_{n\sigma} d\sigma, \quad (8)$$

где P_0^* — полное давление, а $v_{n\sigma}$ — скорость перемещения поверхности в направлении радиуса.

Подставив (8) в равенство (7), получим

$$- \int_{\Sigma} P_0^* v_{n\sigma} d\sigma = \int_S k ds. \quad (9)$$

Формулой (9) описывается процесс сближения пятен, связанных со вспышкой, так как роль превращения магнитной энергии мала.

Определим полную энергию, выделяющуюся за время всего процесса, следующим образом:

$$W = W_1 + W_2 = \int_0^{t_1} \int_S k_1 ds dt + \int_{t_1}^{t_2} \int_S k_2 ds dt. \quad (10)$$

Здесь в первом интеграле интегрирование по времени охватывает всю вспышку (от начала до конца), наблюдаемую в H_α , а во втором — от конца вспышки, наблюдаемой в H_α , до конца движений. В таком представлении первый интеграл дает величину энергии, выделяющейся

за время вспышки, наблюдаемой в H_α , а второй — величину энергии, вышедшей из области вспышки после ее исчезновения.

Из равенства (9) и (фиг. 1) находим среднюю плотность потока энергии во время вспышки

$$k_1 = \frac{2P_0^* v_{ns} h}{r} = \frac{2 \cdot 10^4 \cdot 2 \cdot 10^5 \cdot 5 \cdot 10^8}{2 \cdot 10^9} = 10^9 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}$$

и после ее окончания

$$k_2 = \frac{2P_0^* v_{ns} h}{r} = \frac{2 \cdot 10^4 \cdot 6 \cdot 10^4 \cdot 5 \cdot 10^8}{2 \cdot 10^9} = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}.$$

Подставляя значение k_1 в первый интеграл формулы (10), найдем порядок величины энергии, выделяющейся во время вспышки, наблюдаемой в H_α :

$$W_1 \approx S k_1 t_1 = \pi r^2 k_1 t_1 = 3 \cdot 10^{31} \text{ эрг}, \quad t_1 = 2,8 \cdot 10^3 \text{ сек.}$$

Аналогично величина энергии, вышедшей после вспышки, равна

$$W_2 \approx S k_2 (t_2 - t_1) = 3 \cdot 10^{31} \text{ эрг}, \quad t_2 - t_1 = 9,3 \cdot 10^3 \text{ сек.}$$

Принимая во внимание [4], можно считать, что основную долю энергии во время вспышки уносят космические лучи. Определим плотность и полное число частиц. Плотность потока энергии космических лучей равна $k_1 \approx m V^2 n = 10^9 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}$. Так как

$$V \approx 10^{10} \text{ см/сек}, \text{ а } m \approx 10^{-24} \text{ г, то } n \sim 10^3 \text{ см}^{-3}.$$

Эта величина неплохо согласуется с результатами [5]. Полное число частиц

$$N \sim n S V t_1 \approx 10^3 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 10^{18} \cdot 10^{10} \cdot 2,8 \cdot 10^3 \approx 3 \cdot 10^{35}.$$

Найдем величину ионизационных потерь космических частиц. Согласно [6] ионизационные потери одного протона на единицу длины в водороде равны

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi r_e^2}{\beta^2} m_e c^2 n_a \left[\ln \frac{4m_e^2 c^4 \beta^4}{(1-\beta^2)^2 I^2(z)} - 2\beta^2 \right], \quad (11)$$

где потенциал ионизации водорода $I(z) = 13,5 \text{ эв}$, r_e и m_e — классический радиус и масса электрона соответственно, n_a — число атомов водорода в единице объема и β — отношение скорости проходящей частицы к скорости света c (в нашем случае $V = \frac{1}{3} c$).

Если водород полностью ионизован, то в (11) n_a надо заменить на n_e — число электронов в единице объема, а $I(z)$ — на $\hbar \omega_0 = \hbar \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}}$, где $\hbar$ — постоянная Планка, деленная на 2π , e — заряд электрона. Остальные величины имеют прежнее обозначение.

Так как при $H = 100 \text{ гс}$ радиус жирации частиц со скоростями $V = \frac{1}{3} c$ равен 10^4 см , то частицы задерживаются магнитными полями.

Переходя к потерям в единицу времени и подставляя численные значения, получим

$$-\frac{dE}{dt} = 3,3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{частица}} \quad (12)$$

при среднем числе частиц $n_a = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Ионизационные потери всех частиц в единицу времени равны

$$-\frac{dE}{dt} N = 3,3 \cdot 10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^{35} \approx 10^{30} \frac{\text{эрг}}{\text{сек}}.$$

Мы видим, что ионизационные потери очень велики. Согласно расчетам, проведенным в [7], энергия, излучаемая вспышками (балла 2 и выше) в линии L_α , может быть порядка $5 \cdot 10^{29} \text{ эрг}$ (L_α — наиболее сильная линия в этой области спектра). Рентгеновское излучение вспышек значительно меньше [8]. Кроме того, во время вспышек наиболее интенсивной линией в видимой части спектра является H_α . Поскольку в конечном счете ионизационные потери должны перейти в излучение, то их достаточно для энергетического объяснения наблюдаемого излучения вспышки в H_α и других спектральных линиях.

Второй член формулы (41) дает выход энергии после вспышки, т. е. после повышенного излучения в H_α . Этот выход связан, вероятно, в основном с выходом «холодной» плазмы и магнитного поля.

Действительно, к этому времени средняя кинетическая энергия электронов должна быть меньше потенциала ионизации водорода (иначе наблюдалось бы сильное его свечение). Принимая во внимание большие ионизационные потери космических частиц, можно заключить, что плотность космических лучей после угасания вспышки в лучах H_α значительно меньше плотности их в период свечения вспышки в H_α . Для выяснения детального характера выхода космических лучей из области вспышки надо знать ту часть ионизационных потерь, которая идет на свечение в H_α *.

Начальный размер области $r_0 = 4 \cdot 10^9 \text{ см}$ в результате сближения «холмов» уменьшается примерно до $3 \cdot 10^9 \text{ см}$. Напряженность магнитного поля после сжатия должна увеличиться в

$$\frac{\pi r_0^2}{\pi r^2} = \frac{16}{9} \approx 2 \text{ раза.}$$

Такое изменение напряженности магнитного поля можно было бы заметить. Однако записи магнитного поля показывают, что после сближения пятен напряженность магнитного поля не увеличивается [4]. Следовательно, выход энергии во второй стадии связан в основном с выходом «холодной» плазмы и магнитного поля.

После вспышки флоккул имеет другую структуру, и яркость его постепенно, очень медленно, падает [9]. Яркость флоккула может, вероятно, поддерживаться за счет ионизационных потерь космических лучей, которые могут быть в этом объеме.

Итак, резюмируя все это, можно думать, что движение пятен связано с выходом энергии в виде космических лучей, плазмы и магнитного поля. Однако в первой стадии, т. е. во время вспышки, наблюдаемой в лучах H_α , основная часть энергии уносится космическими лучами, а во второй

* В настоящее время Э. Е. Дубов проводит детальные расчеты путей выделения энергии при прохождении космических частиц через хромосферу и возникающего при этом свечения вспышки в линиях и непрерывном спектре.

стадии, т. е. после вспышки в лучах H_{α} и до конца движений пятен, энергия, уносимая «холодной» плазмой и магнитным полем, по-видимому, преобладает над энергией космических лучей, выходящих в это время. Кроме того, ионизационных потерь космических лучей достаточно, чтобы энергетически объяснить наблюдаемое излучение вспышки в H_{α} и в других спектральных линиях.

В заключение автор выражает сердечную благодарность члену-корр. АН СССР А. Б. Северному за дискуссию по ряду вопросов данной работы, а также В. Г. Куприенко и М. Дж. Гусейнову за помощь в получении экспериментального материала.

Февраль 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. И. Г о п а с ю к. Астр. журн., 38, вып. 2, 209, 1961.
2. Л. Д. Л а н д а у и Е. М. Л и ф ш и ц. Электродинамика сплошных сред. ГИТТЛ, 1957, стр. 273.
3. С. Л у н д к в и с т. Сб. Магнитная гидродинамика, № 2, 19, 1954.
4. А. А. С т е п а н я н, Б. М. В л а д и м и р с к и й. Астр. журн., 38, 439, 1961.
5. А. Б. С е в е р н ы й, В. П. Ш а б а н с к и й. Астр. журн., 37, 609, 1960.
6. Б. Р о с с и. Частицы больших энергий. ГИТТЛ, 1955.
7. А. Б. С е в е р н ы й. Изв. Крымской астрофиз. obs., 22, 67, 1960.
8. Н. F r i e d m a n. Отчет на V ассамблее CSAGI, М., 1958.
9. В. Е. С т е п а н о в, Н. Н. П е т р о в а. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 152, 1959.

ВОЗБУЖДЕНИЕ He I В ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШКАХ

И. В. Стешенко и В. Л. Хохлова

Изучение 11 эмиссионных линий паргелия и ортогелия во вспышке 30.VIII 1959 г. и ряда линий в других вспышках показывает, что во вспышках, наблюдаемых как на лимбе, так и на диске Солнца, оптическая толщина линий гелия в области спектра от 3700 до 6700 Å мала, за исключением линий 5876 и 4471 Å. Населенности возбужденных уровней He I определены по энергии, излучаемой в линиях, с учетом оптической толщины для непрозрачных линий. Полагая, что расширение линий обусловлено только термическими скоростями атомов, по ширине линий определена верхняя граница кинетической температуры в области свечения He I $T_{\text{kin}} \leq 1,7 \cdot 10^4 \text{ K}$ во вспышке на лимбе 30.VIII 1959 г. и $T_{\text{kin}} \leq 2,6 \cdot 10^4 \text{ K}$ во вспышках на диске.

Проведены теоретические расчеты населенности уровней He I при $n_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ и значениях T_e от 10^4 до $3 \cdot 10^4 \text{ K}$, для чего решались уравнения стационарности и уравнение ионизационного равновесия совместно для паргелия и ортогелия.

Показано, что наблюдаемая эмиссия может быть обеспечена при $n_e = 2 \cdot 10^{13}$ и $T_e \approx 1,7 \cdot 10^4$ за счет возбуждений электронным ударом и рекомбинаций. Рассматривается возможность разогрева области оптической эмиссии вспышки за счет поглощения рентгеновского излучения самой вспышки. Наблюдаемый поток рентгеновского излучения и энергоотдача вспышки в ультрафиолетовой и видимой областях спектра могут быть обеспечены при цветовой температуре ядра вспышки $\sim 5 \cdot 10^6 \text{ K}$.

He I EXCITATION IN CHROMOSPHERIC FLARES, by N. V. Steshenko and V. L. Khokhlova.— The study of 11 emission lines of parahelium and orthohelium in the flare of August 30, 1959 and also several lines in other flares, shows that the optical depth of the helium lines (with the exception of $\lambda\lambda$ 5876 and 4471) is small in the region $\lambda\lambda$ 3700—6700 Å of flares observed on the solar disk and at the limb. The population of excited He I levels is derived from the energy of the lines, taking into account the optical depth of non-transparent lines. The line-widths are used for obtaining the upper limit of kinetic temperature in the He I emission region ($T_{\text{kin}} \leq 1,7 \cdot 10^4 \text{ K}$ for the limb flare of August 30, 1959 and $T_{\text{kin}} \leq 2,6 \cdot 10^4 \text{ K}$ for a flare on the disk), assuming that line broadening is due only to the thermal velocities of the atoms.

The population of the He I levels at $n_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ and values of T_e from 10^4 to $3 \cdot 10^4 \text{ K}$ is computed theoretically. For this purpose the static equilibrium equations and that of ionization equilibrium are solved for parahelium and orthohelium together.

It is shown that at $n_e = 2 \cdot 10^{13}$ and $T_e = 1,7 \cdot 10^4$ excitation by electron impact and recombination can be provided for the observed emission. The possibility of heating of the optical emission region of the flare due to the absorption of X-ray radiation of the flare is considered. The observed flux of X-ray radiation and the energy output of the flare in the ultraviolet and visual spectral regions can be provided for if the color temperature of the core of the flare is $\sim 5 \cdot 10^6 \text{ K}$.

Возбуждение гелия в хромосфере количественно рассматривалось в работах [1—7]. Во всех этих работах ставилась задача теоретически рассчитать заселенность возбужденных уровней He I при различных значениях физических параметров T_e , n_e , плотности излучения и других и найти значения этих параметров для хромосферы путем сравнения вычислений с наблюдениями. Обычно электронная концентрация в хромосфере принималась порядка $10^{10} - 10^{11}$, однако температура, необходимая для наблюдаемого возбуждения гелия, оказывалась неодинаковой у различных авторов — от $10\,000 - 15\,000^\circ$ [1, 2, 4, 7] до $40\,000 - 50\,000^\circ$ [5]. Такое различие результатов связано, по-видимому, с трудностью строгого количественного учета роли собственного излучения в резонансных линиях, которые играют важную роль в заселенности уровней n^1P синглетного состояния.

В последние годы значительное внимание уделялось также изучению условий свечения гелия в хромосферных вспышках.

Наблюдения вспышек на спектрографе Башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории показали, что появление линий He I в эмиссии на диске Солнца не представляет собой исключительно редкого явления, а скорее характерно для сильных вспышек. Ряд линий в эмиссии был сфотографирован во вспышках 23.XI 1957 г. и 14.IX 1958 г. на спектрографе с дифракционной решеткой [8]. Хотя промежуток между экспозициями на каждый спектральный участок, содержащий одну из линий гелия, составлял несколько секунд, все же спектры для различных линий были получены одновременно. Спектрограф с эшелле, установленный в 1959 г. [9], позволил в 1959—1960 гг. получить ряд спектров вспышек, в которых линии He I наблюдаются в эмиссии на диске и на лимбе Солнца. Во вспышке на лимбе 30.VIII 1959 г. наблюдалось 13 линий He I, по яркости сравнимых с линиями, наблюдаемыми на диске. Линия He II $\lambda\,4686\text{ \AA}$ этой вспышки обсуждалась нами в [10].

Имеются различные точки зрения на причину столь высокого возбуждения He I во вспышках. В. А. Крат и В. М. Соболев [6] приходят к выводу, что линии гелия не могут появиться в эмиссии на диске Солнца ни при каких разумных значениях T_e и n_e (ими произведены расчеты для T_e до значений $150\,000^\circ$ и для n_e до 10^{15} см^{-3}). В связи с этим авторы указанной работы считают, что для объяснения возбуждения гелия, кроме электронного удара, необходимо привлекать другие механизмы, например возбуждение корпускулярными потоками.

В более поздней работе В. А. Крат и Т. В. Крат [11] пришли к выводу, что появление линий гелия в эмиссии на диске Солнца может произойти в двух случаях: а) оптическая толщина газового сгустка в линиях субординатных серий очень велика, б) T_e достигает величины $100\,000^\circ$. Р. Этей и Х. Джонсон [5] в своих расчетах получили, что линии He I должны наблюдаться в эмиссии на диске при $n_e \geq 10^{12}\text{ см}^{-3}$ почти независимо от T_e . Последнее связано с тем, что эмиссия появляется тогда, когда число переходов с уровня $n = 2$ на верхние уровни за счет электронного удара превосходит число переходов под действием радиации, а это число возбуждений практически не зависит от T_e , а зависит только от n_e .

В предыдущей работе [10] мы рассмотрели возбуждение линии λ 4686 He II во вспышках и показали, что для ее появления требуется $T_e \approx 25\,000^\circ$ и $n_e \approx 10^{13}$. В настоящей работе рассматриваются спектральные наблюдения линий He I во вспышках, решаются уравнения стационарности и путем сравнения теоретических расчетов с наблюдениями определяются физические условия, при которых возникает наблюдаемая эмиссия линий He I во вспышках. Оценивается также роль рентгеновского излучения в возбуждении гелия и переносе энергии во вспышке.

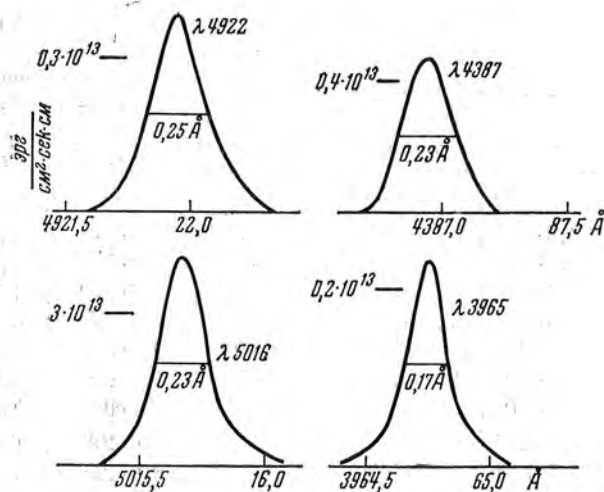
§ 1. Определение наблюдаемых населенностей уровней He I во вспышках

В табл. 1 приведены результаты фотометрической обработки двух вспышек на диске и одной на лимбе. Наблюдения вспышек на лимбе имеют большое преимущество, заключающееся в том, что отпадает необходимость исключать «подложку», вносящую некоторую неопределенность, если оптическая толщина вспышки больше единицы. Во вспышке 30.VIII 1959 г., кроме 13 линий He I и λ 4686 He II, наблюдаются линии бальмеровской серии водорода (фотометрируемые до H_{18}) и некоторые линии металлов. Крайне удачным оказалось то, что контуры линий в этой вспышке практически симметричны, т. е. не искажены движениями по лучу зрения. Большинство других наблюдавшихся вспышек имеет асимметричные и смещенные линии, что затрудняет интерпретацию контуров. Так как интенсивность линий в этой вспышке сравнима с интенсивностью линий гелия во вспышках на диске (см. табл. 1 и 2), мы уделили обработке этой вспышки особое внимание. Фотометрические контуры линий для этой вспышки приведены на фиг. 1 и 2.

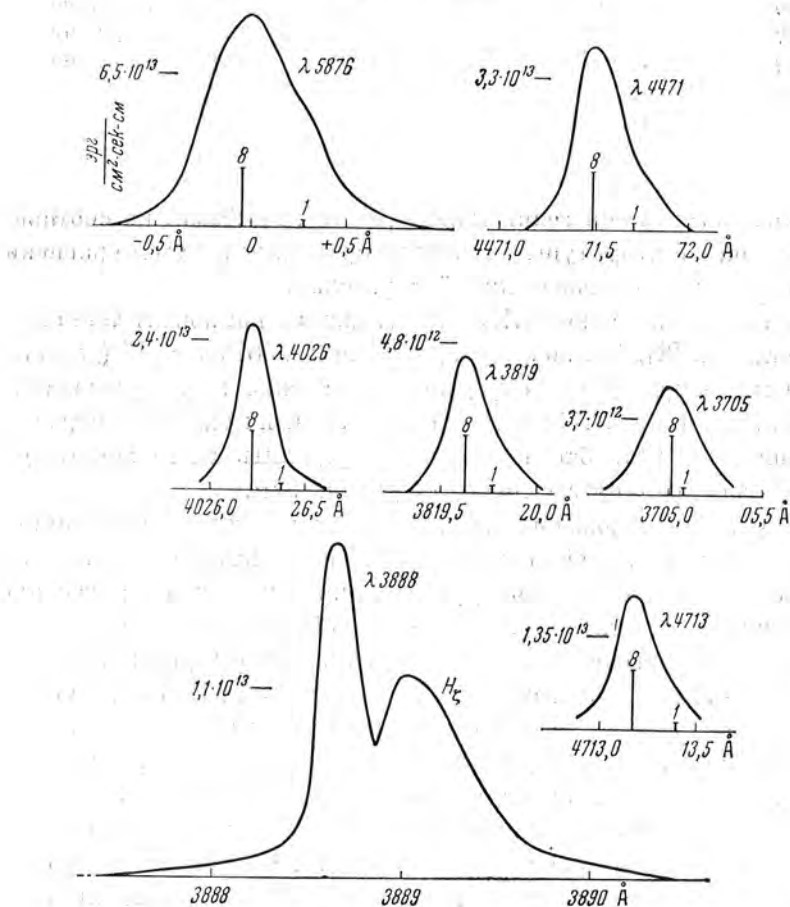
Для определения заселенности уровней He I по интенсивностям линий нужно знать оптическую толщину в этих линиях. Найти оптическую толщину

Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	Вспышка на лимбе 30.VIII 1959 г.		Вспышка на диске 14.IX 1958 г.	Вспышка на диске 23.XI 1957 г.	
	$\frac{\Delta\lambda D}{\lambda} \cdot 10^4$	$\varepsilon, \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2\text{сек}} \cdot 10^{-4}$	$\frac{\Delta\lambda D}{\lambda} \cdot 10^4$	$\frac{\Delta\lambda D}{\lambda} \cdot 10^4$	$\varepsilon, \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2\text{сек}} \cdot 10^{-4}$
5016	0,27	11	0,33	—	—
3964	0,23	0,48	0,33	0,33	1,05
6678	—	4,2	—	—	21
4922	0,28	1	—	0,37	48
4388	0,33	1,2	—	—	—
3889	0,28	3	—	—	—
5876	—	60	—	—	—
4471	—	11	—	—	—
4026	0,30	7	—	—	—
3819	0,28	2	—	—	—
3705	0,26	2	—	—	—
4713	0,28	5,6	0,30	—	—



Фиг. 1. Контуры линий параллелия во вспышке на лимбе 30.VIII 1959 г.



Фиг. 2. Контуры линий ортогоделия во вспышке на лимбе 30.VIII 1959 г. Вертикальными линиями показаны относительные интенсивности компонент тонкой структуры линий

Таблица 2

Уровень	N_i , определенное для вспышек			N_i , вычисленные при $T_e = 1,7 \cdot 10^4 \text{ К}$	
	на лимбе 30.VIII 1959 г.	на диске 23.XI 1957 г.	на диске 14.IX 1958 г.	$\tau_L, c \ll 1$	$\tau_L, c \gg 1$
2^1S	$\leq 0,5 \cdot 10^{14}$	—	$\leq 1,8 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{14}$
2^1P	$\leq 1,2 \cdot 10^{13}$	—	$\leq 2,9 \cdot 10^{12}$	$5,0 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^{14}$
3^1P	$2,6 \cdot 10^{10}$	—	$3,0 \cdot 10^{10}$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$1,9 \cdot 10^{12}$
3^1D	$\sim 2,6 \cdot 10^9$	$1,35 \cdot 10^{10}$	$0,7 \cdot 10^{10}$	$2,1 \cdot 10^{10}$	$4,8 \cdot 10^{12}$
4^1P	$1,4 \cdot 10^9$	$3,0 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^{10}$	$0,7 \cdot 10^{10}$	$2,9 \cdot 10^{11}$
4^1D	$1,5 \cdot 10^9$	$8,7 \cdot 10^{10}$	—	$1,4 \cdot 10^{10}$	$0,9 \cdot 10^{12}$
5^1D	$3,8 \cdot 10^9$	—	—	$1,1 \cdot 10^{10}$	$3,6 \cdot 10^{11}$
2^3S	$\leq 1,4 \cdot 10^{13}$	—	—	$3,6 \cdot 10^{14}$	$6,0 \cdot 10^{14}$
2^3P	$0,7 \cdot 10^{13}$	$1,75 \cdot 10^{13}$	$4,6 \cdot 10^{13}$	$8,6 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{14}$
3^3P	$\geq 0,8 \cdot 10^{10}$	—	—	$1,1 \cdot 10^{12}$	$2,3 \cdot 10^{12}$
3^3D	$1,0 \cdot 10^{11}$	—	$1,2 \cdot 10^{12}$	$1,1 \cdot 10^{12}$	$2,0 \cdot 10^{12}$
4^3S	$5,1 \cdot 10^{10}$	—	$4,0 \cdot 10^{10}$	$0,8 \cdot 10^{11}$	$2,2 \cdot 10^{11}$
4^3D	$2,2 \cdot 10^{10}$	—	—	$3,5 \cdot 10^{11}$	$7,4 \cdot 10^{11}$
5^3S	$3,43 \cdot 10^9$	—	—	$4,7 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^{11}$
5^3D	$1,5 \cdot 10^{10}$	—	—	$1,9 \cdot 10^{11}$	$4,4 \cdot 10^{11}$
6^3D	$4,9 \cdot 10^9$	—	—	—	—
7^3D	$9,3 \cdot 10^9$	—	—	—	—

для наблюдаемых линий гелия можно двумя способами: по соотношению компонент тонкой структуры для линий ортогогелия и путем сравнения величин $\Delta\lambda_{1/2}/\lambda$ для различных линий парагелия.

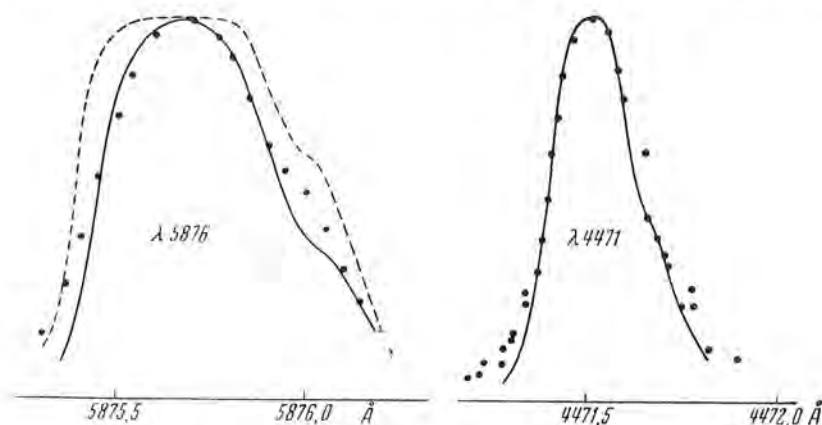
Для вспышки на диске 14.IX 1958 г. анализ компонент тонкой структуры проведен в [8]. Мы получили для линии $\lambda 5876$ $\tau = 15$ (для сильной компоненты), откуда была определена заселенность N_i уровней 2^3P и 3^3D (табл. 2). Линия $\lambda 4713$ в этой вспышке оптически тонкая (соотношение компонент 1 : 8). Это позволило определить заселенность уровня 4^3S и верхнюю границу заселенности уровня 2^3P .

Для парагелия отношение $\Delta\lambda_{1/2}/\lambda$ одинаково для всех линий, что свидетельствует о малой оптической толщe вспышки в этих линиях. Населенность соответствующих уровней определялась по интенсивности линий и приведена в табл. 2. Аналогичным образом определялась населенность уровней во вспышке 23.XI 1957 г. (табл. 2). Контуры линий во вспышке на лимбе 30.VIII 1959 г. приведены на фиг. 1 и 2. Из фиг. 2 видно, что в линиях $\lambda 5876$ и $\lambda 4471$ соотношение компонент нарушено, т. е. линии оптически толстые. Для определения τ мы строили теоретические контуры, задавая различные значения τ ; сравнивая их с наблюдаемыми контурами, мы нашли, что оптическая толща τ для сильной компоненты линий $\lambda 5876$ и $\lambda 4471$ соответственно равна 4 и 1,6 (фиг. 3). Величину $\Delta\lambda_D$, необходимую при вычислении контуров, мы получили из полуширин линий парагелия. В табл. 1 приведены наблюдаемые полуширины линий как парагелия, так и оптически тонких линий ортогогелия (для которых соотношение интенсивностей не нарушено). Разброс величин очень небольшой, средняя

величина

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = 0,284 \cdot 10^{-4} \pm 0,014 \cdot 10^{-4}.$$

Таким образом, мы имеем возможность определять населенность всех уровней по интенсивностям линий. Для $N_{2'S}$ и $N_{2'P}$ верхнюю границу находим из условия, что $\tau \leq 1$ в линиях, для которых этот уровень является нижним. Следует отметить, что для вспышки 30.VIII 1959 г. неуверенность



Фиг. 3. Сравнение вычисленных и наблюдаемых контуров линий λ 5876 и λ 4471

Точки — данные наблюдений, сплошные линии — вычисленный контур для оптической толщи сильной компоненты $\tau_s(\lambda$ 5876) = 4 и $\tau_s(\lambda$ 4471) = 0,85, пунктирная линия — вычисленный контур для $\tau_s(\lambda$ 5876) = 8

в определении N может достигать фактора 2 из-за не очень точного значения интенсивности стандарта, в качестве которого использовался спектр края. Можно видеть, что различие в числах атомов для разных вспышек не очень велико, но во вспышке на лимбе N систематически несколько меньше.

§ 2. Определение кинетической температуры по ширине линий

Для вспышки 14.IX 1958 г. мы определили по ширине оптически тонких линий верхнюю границу кинетической температуры, равную $2,6 \cdot 10^4$ К. Для вспышки на лимбе из табл. 1 мы получаем $T_{kin} = (1,73 \pm 0,2) \cdot 10^4$ К. В спектре этой вспышки, снятом с эшеле, наблюдаются эмиссионные линии металлов Na, Mg, Ca, Ti и Fe (табл. 3). Средняя величина $\Delta\lambda_D/\lambda = 1,7 \cdot 10^{-5}$ для этих линий, что соответствует «турбулентной» скорости $v_t = 5$ км/сек. Мы не можем сказать, относится ли это значение v_t ко всей вспышке или нет, однако эта небольшая величина, а также небольшая ширина линий гелия позволяют считать, что v_t не очень велика во вспышке 30.VIII 1959 г. Во всяком случае, значение $1,7 \cdot 10^4$ К является верхней границей T_{kin} .

§ 3. Определение n_e для вспышки 30.VIII 1959 г.

В спектре этой вспышки наблюдались водородные линии балмеровской серии, которые можно было профотометрировать до H_{18} . Линии практически симметричны и имеют хорошо выраженные протяженные крылья.

Таблица 3

Длина волны λ , Å и элемент	$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \cdot 10^5$	Длина волны λ , Å и элемент	$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \cdot 10^5$
3685,2 Ti ⁺	1,90	4226,7 Ca	1,50
3706,0 Ca ⁺	1,46	3832,3 Mg	1,45
3736,9 Ca ⁺	1,93	3838,3 Mg	1,65

Среднее $1,65 \cdot 10^{-5}$

Ход этих крыльев неплохо согласуется с теоретическим ходом в случае эффекта Штарка. Мы воспользовались этим обстоятельством для определения электронной концентрации во вспышке. В случае действия штарковского уширения, согласно А. Кольбу [12],

$$k_\lambda = k(\Delta\lambda)_{\text{Гольд}} [1 + R(n_e, T) \Delta\lambda^{1/2}],$$

где $k(\Delta\lambda)_{\text{Гольд}}$ — коэффициент поглощения по Гольдмарку, а член в скобках учитывает действие электронов. Величина $R(n_e, T)$ вычислялась А. Кольбом и Х. Гримом [13]. Для $n_e \approx 10^{12}$ и $T \approx 2 \cdot 10^4$ можно принять $R \approx 1$. Тогда выражение для коэффициента поглощения примет вид

$$k_\lambda = C_i (46,8)^{3/2} \frac{p_e}{T_e} (\Delta\lambda^{-3/2} + \Delta\lambda^{-2}).$$

Величина C_i рассчитана де Ягером [14] для достаточно больших значений i (i — номер соответствующего уровня).

Пользуясь соотношениями

$$\int I_\lambda d\lambda = \frac{A_{ik}}{4\pi} h\nu N_i;$$

$$\int k_\lambda d\lambda = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 f_{ki};$$

$$A_{ik} = \frac{g_k}{g_i} \frac{8\pi^2 e^2 \nu^2}{mc^3} f_{ki},$$

получим для абсолютной интенсивности в крыле линии ($\tau_\lambda < 1$) выражение

$$I_\lambda = N_i k_\lambda \frac{h\nu^5}{c^3} \frac{g_k}{g_i} = N_i \frac{h\nu^5}{c^3} \frac{g_k}{g_i} C_i (46,8)^{3/2} \frac{p_e}{T_e} (\Delta\lambda^{-3/2} + \Delta\lambda^{-2}), \quad (1)$$

или, принимая во внимание, что $p_e = n_e k T_e$,

$$I_\lambda = N_i \frac{h\nu^5}{c^3} \frac{g_k}{g_i} C_i (46,8)^{3/2} \cdot n_e k (\Delta\lambda^{-3/2} + \Delta\lambda^{-2}), \quad (2)$$

где N_i — число атомов в возбужденном состоянии по лучу зрения, k — постоянная Больцмана. Определив величину N_i и зная ход интенсивности в крыле линии в абсолютных единицах, можно найти величину n_e . Для линий с высоким номером i можно найти N_i непосредственно по полной энергии, излучаемой в линии, так как самопоглощение для этих линий

Т а б л и ц а 4

i	$\varepsilon \cdot 10^{-4} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$	$N_i \cdot 10^{-12} \frac{1}{\text{см}^{-3}}$	$n_e \cdot 10^{-12} \frac{1}{\text{см}^{-3}}$
7	18,0	2,1	2,1
8	8,1	0,9	4,6
9	9,0	1,6	2,3
10	8,5	2,8	3,3
11	6,5	3,5	2,4
12	4,1	3,5	2,9
13	3	3,7	2,7
14	2,2	4	4,8
15	3,1	8	Крылья сильно блендированы, мала точность
16	1,6	5,7	
17	2,8	13,5	1,4
18	2,0	13	Крылья бленди- рованы

Среднее $(2,9 \pm 0,8) \cdot 10^{12}$

невелико. В табл. 4 приведены значения N_i , вычисленные по формуле $4\pi\varepsilon_i = A_{ik}h\nu N_i$. Очевидно, что если использовать определенные таким образом N_i , то для малых значений i получим по формуле (2) завышенные значения n_e . В табл. 4 приведены значения, определенные по различным линиям. Как видно, разброс значений сравнительно невелик. В дальнейшем при расчетах мы приняли $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

§ 4. Решение уравнений стационарности и определение теоретических населенностей уровней He I

Несмотря на то, что уравнения стационарности для He I решались неоднократно различными авторами, мы проделали эту процедуру снова, чтобы уяснить причины расхождения результатов упомянутых работ и оценить относительную роль различных механизмов возбуждения уровней He I.

Мы рассматривали паракетий и ортокетий совместно, так как связь между ними осуществляется через континуум, что математически выражается присоединением к уравнениям стационарности для уровней уравнения ионизационного равновесия. Достаточно рассматривать уровни до $n = 3$ и континуум. Влияние уровней с $n \geq 4$ на заселение более низких уровней мало. Вообще говоря, влияние переходов с $n \geq 4$ в континуум под действием излучения и электронного удара может играть некоторую роль в увеличении количества ионов гелия. При этом основным механизмом

ионизации атомов гелия с верхних уровней является электронный удар, сечения ионизации для которого неизвестны. Принимая значения для сечений ионизации в оправданных пределах, мы оценили роль переходов из верхних уровней в континуум. Число этих переходов оказалось недостаточным для существенного изменения степени ионизации гелия; в связи с этим мы их не рассматривали, что значительно упростило задачу.

Решение системы уравнений для уровней 2^1S , 2^1P , 3^1P , 3^1D , 2^3S , 2^3P , 3^3P , 3^3D и $n = \infty$ позволяет определить населенность этих уровней (по отношению к числу атомов в состоянии 1^1S). Если эти величины найдены, можно легко сосчитать населенности уровней для $n \geq 4$. Вычисления проводились для значения температур T_e 10^4 , $1,5 \cdot 10^4$, $1,7 \cdot 10^4$, $2,0 \cdot 10^4$, $2,5 \cdot 10^4$ и $3,0 \cdot 10^4$ градусов. Электронную концентрацию мы приняли равной $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³, исходя из того, что такое значение получается при анализе водородных линий во вспышках, например, в [15] и в § 3 настоящей работы. Если водород и гелий светятся в различных элементах вспышки, то едва ли следует ожидать, что электронная концентрация будет меньшей в местах свечения гелия, чем в местах свечения водорода. Если же она больше, чем $2 \cdot 10^{13}$, то возбуждение гелия электронным ударом будет еще эффективнее при тех же температурах. Обилие гелия по отношению к водороду принято 1 : 5, т. е. число атомов гелия в 1 см³, взятое при расчетах, равнялось $4 \cdot 10^{12}$.

Рассматривались следующие процессы, приводящие к заселению и опустошению уровней.

1. В о з б у ж д е н и е э л е к т р о н н ы м у д а р о м. Сечения для возбуждения с основного уровня 1^1S были взяты согласно сводке, составленной Е. Бархопом и Г. Мессе [16].

Для возбуждения с субординатных уровней экспериментальных сечений не существует. Можно вычислить сечения с помощью приведенной в [17] формулы

$$\sigma(v) = 3\pi e^4 / \frac{2}{mv^2} \left(\frac{1}{h\nu} - \frac{2}{mv^2} \right). \quad (3)$$

Имеются также вычисления сечений для ряда переходов, сделанные Б. Яворским [18] и Б. Моисеевичем [19]. Сравнение сечений для переходов ($2^1S - 3^1P$ и $2^3S - 3^3P$) показывает, что сечения, даваемые формулой (3), завышены в 10—50 раз. В дальнейшем мы использовали сечения Яворского для тех переходов, которые у него имеются, а для других переходов брали значения, вычисленные по формуле (3) и уменьшенные в 10—50 раз. Во всяком случае, неточность значений сечений возбуждения электронным ударом с субординатных уровней приводит к некоторой неопределенности в вычисленных населенностях, так как эти процессы играют немалую роль.

2. И о н и з а ц и я э л е к т р о н н ы м у д а р о м. Сечения ионизации с основного уровня 1^1S рассчитаны теоретически в работах [20, 21]. Расчеты неплохо согласуются с экспериментальными значениями [22]. Для уровня 2^1S мы использовали данные Яворского из [20], которые довольно хорошо согласуются с вычислениями по полуэмпирической

формуле, приведенной Алленом [17]. Для ионизации с 2^3S мы вычислили сечения по этой формуле.

3. Возбуждение солнечным излучением. Этот механизм возбуждения играет большую роль для переходов между возбужденными состояниями; его учитывали обычным образом, т. е. принимали $T_e = 5700^\circ$ и фактор дилуции $W = \frac{1}{2}$.

4. Возбуждение собственным излучением вспышки. Оптическая толщина вспышки при линейных размерах $l \approx 10^8$ в резонансных линиях гелия очень велика при температурах до $3 \cdot 10^4$ °К. Поэтому собственное излучение вспышки в резонансных линиях и, по-видимому, в континууме играет большую роль в возбуждении и ионизации атомов. Точный учет этого излучения требует решения уравнения переноса совместно с уравнениями стационарности. Можно, однако, рассмотреть два предельных случая: а) оптическая толщина мала и соответствующий возбуждению собственным излучением член в уравнениях стационарности отсутствует; б) оптическая толщина очень велика, так что каждый спонтанно излученный квант вновь поглощается, т. е. в уравнениях стационарности для уровней n^1P члены, соответствующие спонтанным переходам с уровней n^1P на 1^1S , в точности скомпенсированы обратными переходами за счет поглощения собственного излучения, а в уравнении ионизационного равновесия рекомбинации на 1^1S скомпенсированы фотоионизацией с 1^1S собственным излучением. Решения уравнений стационарности проводились в двух вариантах — для $\tau_{L,C} \ll 1$ и $\tau_{L,C} \gg 1$.

Для $T = 1,7 \cdot 10^4$ мы провели расчеты для трех вариантов: а) полная прозрачность в резонансных линиях и континууме ($\tau_{L,C} \ll 1$), б) прозрачность в континууме и непрозрачность в резонансных линиях ($\tau_C \ll 1$, $\tau_L \gg 1$) и в) непрозрачность как в линиях, так и в континууме ($\tau_{L,C} \gg 1$). Из табл. 6 видно, что случаи (б) и (в) (для $T = 1,7 \cdot 10^4$) мало отличаются друг от друга. Для других температур мы вычисляли случаи (а) и (в), а для $T = 2,5 \cdot 10^4$ и $3,0 \cdot 10^4$ только случай (а).

5. Рекомбинации. При расчетах рекомбинаций мы использовали значения коэффициентов фотоэлектрического поглощения для водородоподобного атома с соответствующими статистическими весами. Су-Шу-Хуангом [23] были проведены теоретические вычисления коэффициентов непрерывного поглощения He I с уровней 1^1S , 2^1S и 2^3P , для которых следовало бы ожидать максимального отклонения от водородоподобности. Однако сравнение расчетов фоторекомбинаций с использованием коэффициентов Су-Шу-Хуанга и водородоподобного атома показывает, что различие незначительно.

6. Спонтанные переходы с верхних уровней. Вероятности переходов для вычисления этих членов брались согласно [17]. Для переходов 4—3 вероятности переходов оценивались по аналогии с соответствующими переходами для водорода. Спонтанные переходы почти для всех уровней являются основным механизмом опустошения уровней. Исключение представляют уровни 2^1S и 2^3S , для которых переходы вниз запрещены. Для 2^1S и 2^3S основными механизмами опустошения являются

возбуждение электронным ударом, фотовозбуждение на уровень 3^1P и 3^3P и тушащие соударения.

Для ухода из континуума основную роль играют рекомбинации с излучением.

Результаты расчетов населенностей приведены в табл. 5, а в табл. 6а, 6б, 6в — числа процессов в 1 см^3 за 1 сек., приводящие к заселению и опустошению уровней He I.

§ 5. Сравнение расчетов с наблюдениями

Сопоставление данных табл. 2 и табл. 5 показывает, что рассмотренные нами процессы возбуждения уровней при температуре $1,7-2,0 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ и $n_e = 2 \cdot 10^{13}$ полностью обеспечивают требуемую населенность уровней, причем в действительности, по-видимому, имеет место случай, промежуточный между $\tau_{L,C} \ll 1$ и $\tau_{L,C} \gg 1$, так как наблюдаемые населенности находятся между вычисленными в этих двух вариантах величинами для $T_e = 1,7 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$.

В работах В. А. Крата и В. М. Соболева [6] и В. А. Крата и Т. В. Крат [11] имеется утверждение, что появление линий гелия в излучении на диске Солнца возможно только при $T_e \approx 100\,000^\circ \text{K}$ для оптически тонких линий. Это утверждение основано на том, что если переходы между возбужденными уровнями под действием солнечного излучения преобладают над остальными переходами, то должна появляться линия поглощения, а не излучения. Другими словами, это обстоятельство можно выразить так: если отношение чисел атомов на верхнем и нижнем уровнях для данной линии $\left(\frac{N_i}{N_k}\right)_{\text{всп}} > \left(\frac{N_i}{N_k}\right)_{\odot}$, то линия видна в излучении, а если $\left(\frac{N_i}{N_k}\right)_{\text{всп}} < \left(\frac{N_i}{N_k}\right)_{\odot}$, линия видна в поглощении.

$\left(\frac{N_i}{N_k}\right)_{\odot} = \frac{g_i}{g_k} e^{-\frac{\varepsilon_{ik}}{kT_r}}$, где ε_{ik} — энергия возбуждения линии, T_r — температура излучения Солнца ($T_r = 5700^\circ \text{K}$).

В табл. 7 приведены значения $\left(\frac{N_i}{N_k}\right)_{\odot}$ для различных линий, а также вычисленные отношения $\left(\frac{N_i}{N_k}\right)_{\text{всп}}$, полученные из табл. 6. Из данных табл. 7 следует, что для всех линий, кроме $\lambda\lambda 5876$ и 10830 , соотношение $\left(\frac{N_i}{N_k}\right)_{\text{всп}} > \left(\frac{N_i}{N_k}\right)_{\odot}$ выполняется уже при $T_e \approx 1,5 \div 2 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$. Для линий $\lambda\lambda 5876$ и 10830 , казалось бы, ни для какой температуры это соотношение не выполняется. Однако, как мы уже отмечали, вычисления населенностей тают в себе некоторую неопределенность вследствие не точности значений сечений, особенно сечений возбуждения электронным ударом с субординантных уровней. Если обратиться к табл. 6, то можно видеть, что для заселения уровня 2^3P возбуждение солнечным излучением очень незначительно превосходит возбуждение

Таблица 5

Уровень	$T_e = 10^4$		$T_e = 1,5 \cdot 10^4$		$T_e = 1,7 \cdot 10^4$		$T_e = 2,0 \cdot 10^4$		$T_e = 2,5 \cdot 10^4$		$T_e = 3,0 \cdot 10^4$
	$\tau_{L,C} \ll 1$	$\tau_{L,C} \gg 1$	$\tau_{L,C} \ll 1$	$\tau_{L,C} \gg 1$	$\tau_{L,C} \ll 1$	$\tau_{L,C} \gg 1$	$\tau_{L,C} \ll 1$	$\tau_{L,C} \gg 1$	$\tau_{L,C} \ll 1$	$\tau_{L,C} \gg 1$	
1^1S	$4,0 \cdot 10^{12}$	$4,0 \cdot 10^{12}$	$4,0 \cdot 10^{12}$	$3,9 \cdot 10^{12}$	$3,9 \cdot 10^{12}$	$3,8 \cdot 10^{12}$	$3,4 \cdot 10^{12}$	$1,6 \cdot 10^{12}$	$1,0 \cdot 10^{12}$	$3,6 \cdot 10^{11}$	
$He II$	$2,4 \cdot 10^6$	$7,4 \cdot 10^6$	$8,0 \cdot 10^{10}$	$1,4 \cdot 10^{11}$	$1,5 \cdot 10^{11}$	$1,5 \cdot 10^{11}$	$9,0 \cdot 10^{11}$	$2,4 \cdot 10^{12}$	$3,0 \cdot 10^{12}$	$3,6 \cdot 10^{12}$	
2^1S	$4,0 \cdot 10^{-1}$	$4,0 \cdot 10^1$	$2,3 \cdot 10^3$	$4,4 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^6$	$2,4 \cdot 10^6$	$7,6 \cdot 10^4$	$5,4 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^5$	$5,8 \cdot 10^5$	
2^1P	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$8,3 \cdot 10^1$	$4,5 \cdot 10^5$	$5,0 \cdot 10^2$	$2,4 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^7$	$1,6 \cdot 10^4$	$3,2 \cdot 10^4$	
3^1S	$8,8 \cdot 10^{-3}$	$5,4 \cdot 10^{-1}$	$2,3 \cdot 10^3$	$4,9 \cdot 10^2$	$1,3 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^4$	$5,4 \cdot 10^3$	$6,3 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^4$	$5,3 \cdot 10^4$	
3^1P	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-1}$	$3,2 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^2$	$1,8 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^5$	$7,6 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^4$	
3^1D	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$1,6$	$8,8 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^2$	$4,5 \cdot 10^4$	$4,8 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^3$	$2,2 \cdot 10^5$	$4,9 \cdot 10^3$	$7,7 \cdot 10^3$	
4^1S	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$3,4 \cdot 10^2$	$4,4 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^3$	$8,8 \cdot 10^2$	$8,5 \cdot 10^3$	$3,3 \cdot 10^3$	$6,5 \cdot 10^3$	
4^1P	$8,5 \cdot 10^{-4}$	$7,4 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^2$	$7,1 \cdot 10^1$	$2,5 \cdot 10^3$	$2,9 \cdot 10^3$	$8,0 \cdot 10^2$	$1,4 \cdot 10^4$	$3,4 \cdot 10^3$	$8,1 \cdot 10^3$	
4^1D	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^2$	$8,5 \cdot 10^3$	$9,2 \cdot 10^3$	$9,5 \cdot 10^2$	$4,1 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^3$	$4,0 \cdot 10^3$	
5^1S	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^2$	$9,0 \cdot 10^1$	$7,5 \cdot 10^2$	$9,4 \cdot 10^2$	$6,6 \cdot 10^2$	$4,2 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^3$	$5,0 \cdot 10^3$	
5^1P	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^2$	$2,2 \cdot 10^1$	$1,2 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^2$	$6,9 \cdot 10^3$	$8,8 \cdot 10^2$	$2,1 \cdot 10^3$	
5^1D	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$6,4 \cdot 10^2$	$1,0 \cdot 10^2$	$3,2 \cdot 10^3$	$3,6 \cdot 10^3$	$6,9 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^3$	$3,2 \cdot 10^3$	
2^3S	$1,3 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$	$2,9 \cdot 10^6$	$3,6 \cdot 10^6$	$3,8 \cdot 10^6$	$6,0 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^7$	
2^3P	$3,0 \cdot 10^2$	$3,5 \cdot 10^2$	$7,0 \cdot 10^5$	$8,6 \cdot 10^5$	$8,9 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^6$	$2,9 \cdot 10^6$	$3,2 \cdot 10^6$	$4,6 \cdot 10^6$	$2,9 \cdot 10^6$	
3^3S	$1,4$	$1,7$	$1,1 \cdot 10^3$	$4,5 \cdot 10^2$	$4,8 \cdot 10^3$	$8,6 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^4$	$3,5 \cdot 10^4$	$3,7 \cdot 10^4$	
3^3P	$3,0$	$3,7$	$8,2 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^4$	$4,9 \cdot 10^4$	$6,9 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^5$	
3^3D	$3,5$	$4,4$	$8,5 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^4$	$3,7 \cdot 10^4$	$4,5 \cdot 10^4$	$6,3 \cdot 10^4$	$4,5 \cdot 10^4$	
4^3S	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$5,8 \cdot 10^2$	$8,5 \cdot 10^2$	$9,4 \cdot 10^2$	$2,2 \cdot 10^3$	$4,6 \cdot 10^3$	$8,0 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^4$	
4^3P	$3,7 \cdot 10^{-1}$	$4,7 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^3$	$1,6 \cdot 10^3$	$1,8 \cdot 10^3$	$3,6 \cdot 10^3$	$7,5 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^4$	
4^3D	$1,0$	$1,2$	$2,8 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^3$	$3,8 \cdot 10^3$	$7,4 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^4$	
5^3S	$0,6 \cdot 10^{-1}$	$8,9 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^2$	$4,7 \cdot 10^2$	$5,2 \cdot 10^2$	$1,3 \cdot 10^3$	$2,7 \cdot 10^3$	$5,2 \cdot 10^3$	$8,5 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^4$	
5^3P	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$6,1 \cdot 10^2$	$8,4 \cdot 10^2$	$8,8 \cdot 10^2$	$1,9 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^3$	$6,0 \cdot 10^3$	$7,7 \cdot 10^3$	$8,2 \cdot 10^3$	
5^3D	$5,3 \cdot 10^{-1}$	$6,5 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^3$	$1,9 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^3$	$4,4 \cdot 10^3$	$7,9 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^4$	

Таблица 6а

Уровень	T_e	Приходы			Уходы			
		Возбужде- ние элект- ронным ударом с уровня 1^1S	Спонтан- ные пере- ходы с верхних уровней	Рекомби- нация	Переходы вверх под действием солнечно- го излу- чения	Тушение столкнове- ния	Иониза- ция элект- ронным ударом	Переходы вверх под действием электрон- ных уда- ров
2^1S $\tau_{L,C} \ll 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^8$	$8,2 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^4$	$5,0 \cdot 10^6$
	$1,5 \cdot 10^4$	$7,8 \cdot 10^8$	$4,6 \cdot 10^8$	$7,9 \cdot 10^8$		$1,6 \cdot 10^4$	$3,2 \cdot 10^4$	
	$1,7 \cdot 10^4$	$5,6 \cdot 10^{10}$	$3,7 \cdot 10^9$	$8,3 \cdot 10^9$		$1,7 \cdot 10^4$	$4,5 \cdot 10^4$	
	$2,0 \cdot 10^4$	$3,9 \cdot 10^{11}$	$3,9 \cdot 10^{10}$	$5,4 \cdot 10^{10}$		$1,9 \cdot 10^4$	$6,7 \cdot 10^4$	
	$2,5 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^{11}$	$1,5 \cdot 10^{11}$		$2,3 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^5$	
	$3,0 \cdot 10^4$	$3,2 \cdot 10^{12}$	$3,5 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{11}$		$2,5 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^5$	
$\tau_{L,C} \gg 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^6$	$2,6 \cdot 10^8$	$7,1 \cdot 10^5$				
	$1,5 \cdot 10^4$	$7,8 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^{12}$	$5,9 \cdot 10^9$				
	$1,7 \cdot 10^4$	$5,1 \cdot 10^{10}$	$7,8 \cdot 10^{12}$	$3,3 \cdot 10^{10}$				
	$2,0 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^{11}$	$3,5 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{11}$				
2^3S $\tau_{L,C} \ll 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$4,4 \cdot 10^7$	$3,2 \cdot 10^9$	$5,0 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^6$	$3,7 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^6$
	$1,5 \cdot 10^4$	$6,0 \cdot 10^{10}$	$2,3 \cdot 10^{12}$	$1,9 \cdot 10^9$		$2,2 \cdot 10^4$	$8,5 \cdot 10^4$	
	$1,7 \cdot 10^4$	$3,1 \cdot 10^{11}$	$9,0 \cdot 10^{12}$	$2,1 \cdot 10^{10}$		$1,9 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^5$	
	$2,0 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^{12}$	$3,0 \cdot 10^{13}$	$1,3 \cdot 10^{11}$		$1,7 \cdot 10^4$	$2,6 \cdot 10^5$	
	$2,5 \cdot 10^4$	$4,5 \cdot 10^{12}$	$4,9 \cdot 10^{13}$	$3,9 \cdot 10^{11}$		$1,5 \cdot 10^4$	$5,0 \cdot 10^5$	
	$3,0 \cdot 10^4$	$6,1 \cdot 10^{12}$	$3,0 \cdot 10^{13}$	$4,0 \cdot 10^{11}$		$1,2 \cdot 10^4$	$8,5 \cdot 10^5$	
$\tau_{L,C} \gg 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$4,4 \cdot 10^7$	$3,7 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^5$				
	$1,5 \cdot 10^4$	$5,9 \cdot 10^{10}$	$7,3 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{10}$				
	$1,7 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^{11}$	$1,6 \cdot 10^{13}$	$6,3 \cdot 10^{10}$				
	$2,0 \cdot 10^4$	$8,5 \cdot 10^{11}$	$3,3 \cdot 10^{13}$	$3,6 \cdot 10^{11}$				

Таблица 6б

Уровень	T_e	Возбужде- ние элект- ронным ударом с уровня 1^1S	Возбуждение электронным ударом с су- ординатных уровней	Возбуждение солнечным излучением с нижних уров- ней	Спонтан- ные пере- ходы с верхних уровней	Рекомби- нация	Возбуждение собственным излучением высших с уровня 1^1S
2^1P $\tau_{L,C} \ll 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$4,8 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^6$	$5,3 \cdot 10^5$	$3,3 \cdot 10^5$	$6,8 \cdot 10^5$	
	$1,5 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^{11}$	$7,0 \cdot 10^9$	$1,8 \cdot 10^9$	$1,4 \cdot 10^9$	$2,7 \cdot 10^9$	
	$1,7 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^{12}$	$5,3 \cdot 10^{10}$	$1,4 \cdot 10^{10}$	$1,4 \cdot 10^{10}$	$2,9 \cdot 10^{10}$	
	$2,0 \cdot 10^4$	$8,6 \cdot 10^{12}$	$3,8 \cdot 10^{11}$	$1,0 \cdot 10^{11}$	$1,0 \cdot 10^{11}$	$1,8 \cdot 10^{11}$	
	$2,5 \cdot 10^4$	$3,4 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{12}$	$3,9 \cdot 10^{11}$	$3,2 \cdot 10^{11}$	$5,1 \cdot 10^{11}$	
	$3,0 \cdot 10^4$	$6,9 \cdot 10^{13}$	$2,9 \cdot 10^{12}$	$7,5 \cdot 10^{11}$	$5,1 \cdot 10^{11}$	$5,5 \cdot 10^{11}$	
$\tau_{L,C} \gg 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$4,8 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^8$	$5,3 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^8$	$2,4 \cdot 10^6$	$2,0 \cdot 10^{11}$
	$1,5 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^{11}$	$1,1 \cdot 10^{12}$	$3,0 \cdot 10^{11}$	$5,8 \cdot 10^{10}$	$2,0 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{13}$
	$1,7 \cdot 10^4$	$9,5 \cdot 10^{11}$	$6,0 \cdot 10^{12}$	$1,6 \cdot 10^{12}$	$3,2 \cdot 10^{12}$	$1,2 \cdot 10^{11}$	$5,8 \cdot 10^{15}$
	$2,0 \cdot 10^4$	$4,3 \cdot 10^{12}$	$2,7 \cdot 10^{13}$	$7,1 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{13}$	$4,9 \cdot 10^{11}$	$2,6 \cdot 10^{16}$

Таблица 66 (продолжение)

Уровень	T_e	Возбужде- ние элек- тронным ударом с уровня 1^1S	Возбуждение электронным ударом с су- бординатных уровней	Возбуждение солнечным излучением с нижних уровней	Спонтан- ные пере- ходы с верхних уровней	Реккомби- нации	Возбуждение собственным излучением вспышки с уровня 1^1S
3^1P $\tau_{L,C} \ll 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^6$		$5,1 \cdot 10^4$		$1,7 \cdot 10^5$	
	$1,5 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^{10}$		$1,8 \cdot 10^8$		$6,7 \cdot 10^8$	
	$1,7 \cdot 10^4$	$8,5 \cdot 10^{10}$		$1,3 \cdot 10^9$		$2,9 \cdot 10^{10}$	
	$2,0 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^{12}$		$9,7 \cdot 10^9$		$4,3 \cdot 10^{10}$	
	$2,5 \cdot 10^4$	$4,2 \cdot 10^{12}$		$3,8 \cdot 10^{10}$		$1,2 \cdot 10^{11}$	
	$3,0 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^{13}$		$7,3 \cdot 10^{10}$		$1,4 \cdot 10^{11}$	
	$\tau_{L,C} \gg 1$	$1,0 \cdot 10^4$		$5,1 \cdot 10^6$		$6,2 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^8$
		$1,5 \cdot 10^4$		$2,9 \cdot 10^{10}$		$5,0 \cdot 10^9$	$1,9 \cdot 10^{12}$
		$1,7 \cdot 10^4$		$1,5 \cdot 10^{11}$		$2,7 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{13}$
		$2,0 \cdot 10^4$		$6,9 \cdot 10^{11}$		$1,2 \cdot 10^{11}$	$5,7 \cdot 10^{13}$
3^1D $\tau_{L,C} \ll 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$3,0 \cdot 10^4$		$2,2 \cdot 10^4$		$2,9 \cdot 10^5$	
	$1,5 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^8$		$8,7 \cdot 10^7$		$1,1 \cdot 10^9$	
	$1,7 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^9$		$6,3 \cdot 10^8$		$1,1 \cdot 10^{10}$	
	$2,0 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^{10}$		$5,0 \cdot 10^9$		$7,2 \cdot 10^{10}$	
	$2,5 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^{11}$		$2,0 \cdot 10^{10}$		$2,0 \cdot 10^{11}$	
	$3,0 \cdot 10^4$	$2,6 \cdot 10^{11}$		$4,0 \cdot 10^{10}$		$1,8 \cdot 10^{11}$	
	$\tau_{L,C} \gg 1$	$1,0 \cdot 10^4$		$1,1 \cdot 10^8$		$1,0 \cdot 10^6$	
		$1,5 \cdot 10^4$		$5,7 \cdot 10^{11}$		$8,0 \cdot 10^9$	
		$1,7 \cdot 10^4$		$3,1 \cdot 10^{12}$		$4,6 \cdot 10^{10}$	
		$2,0 \cdot 10^4$		$1,4 \cdot 10^{12}$		$1,9 \cdot 10^{11}$	
2^3P $\tau_{L,C} \ll 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$8,4 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^9$	$2,0 \cdot 10^9$	$2,3 \cdot 10^8$	$1,9 \cdot 10^6$	
	$1,5 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^{10}$	$9,4 \cdot 10^{11}$	$1,5 \cdot 10^{12}$	$1,9 \cdot 10^{11}$	$7,5 \cdot 10^{10}$	
	$1,7 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^{11}$	$3,6 \cdot 10^{12}$	$5,6 \cdot 10^{12}$	$7,0 \cdot 10^{11}$	$8,1 \cdot 10^{10}$	
	$2,0 \cdot 10^4$	$7,5 \cdot 10^{11}$	$1,2 \cdot 10^{13}$	$1,8 \cdot 10^{13}$	$2,6 \cdot 10^{12}$	$5,1 \cdot 10^{11}$	
	$2,5 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^{12}$	$1,8 \cdot 10^{13}$	$2,8 \cdot 10^{13}$	$4,6 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^{12}$	
	$3,0 \cdot 10^4$	$3,6 \cdot 10^{12}$	$1,0 \cdot 10^{13}$	$1,6 \cdot 10^{13}$	$3,2 \cdot 10^{12}$	$1,5 \cdot 10^{12}$	
	$\tau_{L,C} \gg 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$8,4 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^9$	$2,4 \cdot 10^9$	$3,0 \cdot 10^8$	$6,8 \cdot 10^6$
		$1,5 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^{10}$	$2,9 \cdot 10^{12}$	$4,4 \cdot 10^{12}$	$6,0 \cdot 10^{11}$	$6,0 \cdot 10^{10}$
		$1,7 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^{11}$	$6,0 \cdot 10^{12}$	$9,2 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{12}$	$3,2 \cdot 10^{11}$
		$2,0 \cdot 10^4$	$3,9 \cdot 10^{11}$	$1,3 \cdot 10^{13}$	$2,0 \cdot 10^{13}$	$3,3 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{12}$
3^3P $\tau_{L,C} \ll 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^5$		$2,8 \cdot 10^7$	$3,1 \cdot 10^6$	$5,0 \cdot 10^5$	
	$1,5 \cdot 10^4$	$8,8 \cdot 10^8$		$2,0 \cdot 10^{10}$	$2,4 \cdot 10^9$	$1,9 \cdot 10^9$	
	$1,7 \cdot 10^4$	$7,8 \cdot 10^9$		$7,9 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$2,0 \cdot 10^{10}$	
	$2,0 \cdot 10^4$	$7,2 \cdot 10^{10}$		$2,6 \cdot 10^{11}$	$4,2 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^{11}$	
	$2,5 \cdot 10^4$	$3,7 \cdot 10^{11}$		$4,0 \cdot 10^{11}$	$6,8 \cdot 10^{10}$	$3,3 \cdot 10^{11}$	
	$3,0 \cdot 10^4$	$9,0 \cdot 10^{11}$		$2,0 \cdot 10^{11}$	$7,3 \cdot 10^{10}$	$2,9 \cdot 10^{11}$	
	$\tau_{L,C} \gg 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^5$	$3,3 \cdot 10^7$	$3,6 \cdot 10^6$	$1,8 \cdot 10^6$	
		$1,5 \cdot 10^4$	$8,6 \cdot 10^8$	$6,2 \cdot 10^{10}$	$8,3 \cdot 10^9$	$1,4 \cdot 10^{10}$	
		$1,7 \cdot 10^4$	$7,0 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^{11}$	$2,2 \cdot 10^{10}$	$8,0 \cdot 10^{10}$	
		$2,0 \cdot 10^4$	$3,8 \cdot 10^{10}$	$2,8 \cdot 10^{11}$	$6,1 \cdot 10^{10}$	$6,2 \cdot 10^{11}$	
3^3D $\tau_{L,C} \ll 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^4$		$2,5 \cdot 10^8$		$8,7 \cdot 10^5$	
	$1,5 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^8$		$1,8 \cdot 10^{11}$		$3,3 \cdot 10^9$	
	$1,7 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^9$		$7,2 \cdot 10^{11}$		$3,6 \cdot 10^{10}$	

Таблица 66 (окончание)

Уровень	T_e	Возбужде- ние элект- ронным ударом с уровня 1^1S	Возбуждение электронным ударом с су- бординатных уровней	Возбуждение солнечным излучением с нижних уровней	Спонтан- ные пере- ходы с верхних уровней	Рекомби- нация	Возбуждение собственным излучением вспышки с уровня 1^1S
3^3D	$2,0 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^{10}$		$2,4 \cdot 10^{12}$		$2,2 \cdot 10^{11}$	
$\tau_{L,C} \ll 1$	$2,5 \cdot 10^4$	$7,5 \cdot 10^{10}$		$3,9 \cdot 10^{12}$		$6,0 \cdot 10^{11}$	
	$3,0 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^{11}$		$2,4 \cdot 10^{12}$		$5,8 \cdot 10^{11}$	
$\tau_{L,C} \gg 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^8$		$2,9 \cdot 10^8$		$3,1 \cdot 10^6$	
	$1,5 \cdot 10^4$	$1,7 \cdot 10^8$		$5,8 \cdot 10^{11}$		$2,5 \cdot 10^{10}$	
	$1,7 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^9$		$1,3 \cdot 10^{12}$		$1,4 \cdot 10^{11}$	
	$2,0 \cdot 10^4$	$7,4 \cdot 10^9$		$2,7 \cdot 10^{12}$		$3,8 \cdot 10^{11}$	

Таблица 6в

Уровень	T_e	Приходы		
		Ионизация электронным ударом с уров- ня 1^1S	Ионизация электронным ударом с уров- ня 2^1S	Ионизация электронным ударом с уров- ня 2^3S
Контину- ум				
$\tau_{L,C} \ll 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$7,6 \cdot 10^4$	$6,7 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^7$
	$1,5 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^9$	$4,5 \cdot 10^7$	$8,0 \cdot 10^{10}$
	$1,7 \cdot 10^4$	$4,2 \cdot 10^9$	$4,8 \cdot 10^8$	$5,0 \cdot 10^{11}$
	$2,0 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^{10}$	$5,1 \cdot 10^9$	$3,1 \cdot 10^{12}$
	$2,5 \cdot 10^4$	$7,8 \cdot 10^{11}$	$3,6 \cdot 10^{10}$	$6,2 \cdot 10^{12}$
	$3,0 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^{12}$	$1,0 \cdot 10^{11}$	$8,8 \cdot 10^{12}$
$\tau_{L,C} \gg 1$	$1,0 \cdot 10^4$	$7,6 \cdot 10^4$	$6,8 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^7$
	$1,5 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^9$	$7,2 \cdot 10^8$	$2,4 \cdot 10^{11}$
	$1,7 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^9$	$5,4 \cdot 10^{10}$	$8,4 \cdot 10^{11}$
	$2,0 \cdot 10^4$	$6,8 \cdot 10^9$	$3,7 \cdot 10^{11}$	$3,3 \cdot 10^{12}$

электронным ударом с уровня 2^3S . При вычислениях последнего мы использовали сечение, найденное по формуле Аллена и уменьшенное в 50 раз (исходя из того, что для перехода $2^3S - 3^3P$ полученное по формуле Аллена сечение примерно в 50 раз больше сечения, вычисленного Яворским). Достаточно увеличить взятое нами сечение для электронного удара в 2 раза (в действительности оно может быть и еще большим) и соотношение $\left(\frac{N_i}{N_k}\right)_{\text{всп}} > \left(\frac{N_i}{N_k}\right)_{\odot}$ будет обеспечено. Это приводит также к более интенсивному опустошению, а следовательно, и к меньшей населенности уровня 2^3S и улучшит согласие наблюдаемых и вычисленных населенностей уровней 2^3S и 2^3P . Аналогичная картина наблюдается для линии λ 5876, для которой возбуждение электронным ударом с уровня 2^3P совсем не учитывалось нами при расчетах.

Таким образом, рассмотрение всех процессов возбуждения линий He I позволяет сделать вывод о том, что линии излучения гелия возникают во вспышках, когда электронная температура достигает значения $1,7\text{--}2,0 \cdot 10^4$ °K, а электронная концентрация порядка 10^{13} см⁻³. Так как ширины линий гелия дают приблизительно такую же кинетическую температуру, нет необходимости привлекать какие-то другие механизмы для объяснения возбуждения гелия во вспышках.

Указания на очень высокую температуру вспышек, полученные по ширинам линий [24], возможно, либо связаны с нетермическим уширением линий, либо с более низкой электронной концентрацией в этих вспышках.

§ 6. Поглощение рентгеновского излучения — возможный механизм разогрева вспышек

В предыдущей работе [40] мы рассмотрели вопрос о возбуждении во вспышках линии λ 4686 He II и показали, что для ее появления при $n_e \approx 10^{13}$ достаточно температуры $T_e \approx 2,5 \cdot 10^4$ °K. Напомним, что по линиям водорода обычно получается температура $T_e \approx 10^4$ °K.

Все это позволяет сделать вывод о том, что эмиссия вспышек в видимой области спектра является слабым отголоском, косвенным проявлением тех процессов с высокой энергией, о которых свидетельствуют выбросы космических частиц и появление рентгеновского излучения во время вспышек.

Согласно теории хромосферных вспышек, разработанной А. Б. Северным [25, 26], в центральной части вспышки — ее ядре, занимающем весьма малый объем по сравнению с видимой областью вспышки, температура плазмы достигает порядка 10^7 °. Высокотемпературное ядро вспышки должно быть источником интенсивного рентгеновского излучения. Наличие рентгеновского излучения вспышек подтверждено рядом наблюдений, проведенных с помощью ракет и спутников, в частности [27]. Поток рентгеновского излучения различен для разных вспышек и, вероятно, заключен в пределах от нескольких сотых до 1 эрг/см²·сек на границе земной атмосферы в интервале длин волн от 2 до 8 Å. Вспышка, наблюдаемая в линиях видимого участка спектра, занимает область вокруг ядра размером $l_{\text{всп}} \approx 10^8$ см. Кинетическая температура видимой вспышки равна $1,7 \cdot 10^4$ °, концентрация водорода $2 \cdot 10^{13}$ см⁻³, гелия $4 \cdot 10^{12}$ см⁻³ $\left(\frac{n_{\text{He I}}}{n_{\text{He II}}} \approx 3\right)$.

Ядро вспышки, имеющее температуру порядка $10^6 \div 10^7$ °, должно давать непрерывный спектр в рентгеновской области.

Можно допустить, что распределение энергии в спектре излучения ядра описывается функцией с довольно острым максимумом, например функцией Планка, умноженной на коэффициент $\alpha \ll 1$. Такое допущение весьма вероятно, если учесть, что даже в крайне разреженной солнечной короне распределение жесткого излучения хорошо описывается формулой Планка при температуре $T_k \approx 10^6$ °. Для короны коэффициент «дiluции» $a_k \approx \approx 4 \cdot 10^{-17}$ [28].)

$\lambda, \text{ \AA}$	Переходы	$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_1}{g_2} e^{-\frac{\epsilon}{kT_{\odot}}}$ $T_{\odot} = 5760^{\circ} \text{ K}$	$T_e = 10^4$		$T_e = 1,5 \cdot 10^4$	
			$\tau_{L,C} \ll 1$	$\tau_{L,C} \gg 1$	$\tau_{L,C} \ll 1$	$\tau_{L,C} \gg 1$
5016	$3^1P - 2^1S$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
3964	$4^1P - 2^1S$	$5,9 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$
6678	$3^1D - 2^1P$	$3,8 \cdot 10^{-1}$	$2,8 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$
4922	$4^1D - 2^1P$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-1}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-1}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$
4388	$5^1D - 2^1P$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$
20582	$2^1P - 2^1S$	1,4	$4,5 \cdot 10^{-2}$	2,1	$4,9 \cdot 10^{-2}$	2,0
10830	$2^3P - 2^3S$	$2,9 \cdot 10^{-1}$	$2,3 \cdot 10^{-1}$	$2,3 \cdot 10^{-1}$	$2,3 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$
3889	$3^3P - 2^3S$	$4,1 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$
4713	$4^3S - 2^3P$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$	$8,3 \cdot 10^{-4}$
4121	$5^3S - 2^3P$	$7,4 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$
5876	$3^3D - 2^3P$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
4471	$4^3D - 2^3P$	$6,0 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$
4026	$5^3D - 2^3P$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$

Самое существенное поглощение жесткой радиации в области видимой вспышки происходит при фотоионизации наиболее многочисленных атомов водорода, гелия и ионов гелия, а также при фотоионизации других элементов с оболочек K , L , M и т. д.

Оценим величину коэффициентов поглощения в области спектра от нескольких ангстрем до нескольких десятков ангстрем.

Коэффициент непрерывного поглощения за пределом основной серии H и He II падает как ν^{-3} , а для He I — как $\sim \nu^{-2}$. В связи с этим поглощение жесткого излучения нейтральным гелием будет существенно превосходить поглощение, вызываемое водородом и ионом гелия. Коэффициент поглощения He I и оптическая толщина вспышки в областях спектра $\lambda_1 = 7,4 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 37 \text{ \AA}$ (длины волн максимумов фотонного излучения с температурой $5 \cdot 10^6$ и $10^{6,5}$) соответственно равны:

$$k_{\lambda_1} = 1,6 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2, \quad \tau_{\lambda_1} = 0,5; \quad k_{\lambda_2} = 4,0 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2, \quad \tau_{\lambda_2} \approx 10.$$

Атомный коэффициент поглощения рентгеновских лучей для оболочек K ($n = 1$), L ($n = 2$), M ($n = 3$) и т. д. равен [47]

$$\kappa = 0,021 \pi^4 \lambda^3 n^{-3}.$$

Наибольшее поглощение в данной λ будет вызывать химический элемент, для которого произведение четвертой степени z на обилие имеет максимальное значение. Этому условию удовлетворяет железо, космическое обилие которого равно $0,6 \cdot 10^{-4}$ (по отношению к водороду), а $z = 26$. Длина волны края поглощения K -оболочки железа $\lambda_K \approx 1,7 \text{ \AA}$, L — оболочки $\lambda_L \approx 16 \text{ \AA}$. Коэффициенты поглощения и оптическая толщина вспышки, обусловленные поглощением K - и L -оболочками, соответственно равны:

$$\kappa_K = 0,46 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2, \quad \tau_K = 0,57 \cdot 10^{-2}; \quad \kappa_L = 0,48 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2, \quad \tau_L = 0,60.$$

Таблица 7

$T_e = 1,7 \cdot 10^4$			$T_e = 2,0 \cdot 10^4$		$T_e = 2,5 \cdot 10^4$	$T_e = 3,0 \cdot 10^4$
$\tau_{L,C} \ll 1$	$\tau_L \geq 1, \tau_C \ll 1$	$\tau_{L,C} \geq 1$	$\tau_{L,C} \ll 1$	$\tau_{L,C} \geq 1$	$\tau_{L,C} \ll 1$	$\tau_{L,C} \ll 1$
$1,6 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$
$6,7 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
$4,1 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$3,4 \cdot 10^{-1}$	$2,2 \cdot 10^{-1}$
$2,8 \cdot 10^{-1}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$
$2,4 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$
$4,7 \cdot 10^{-2}$	2,0	2,1	$5,3 \cdot 10^{-2}$	2,0	$5,2 \cdot 10^{-2}$	$5,5 \cdot 10^{-2}$
$2,4 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$2,8 \cdot 10^{-1}$
$3,1 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^{-3}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
$1,0 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$7,7 \cdot 10^{-3}$
$5,5 \cdot 10^{-4}$	$5,9 \cdot 10^{-4}$	$9,0 \cdot 10^{-4}$	$9,4 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$
$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
$4,1 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$	$6,5 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$8,4 \cdot 10^{-3}$
$2,2 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$

Сравнение τ_K и τ_L с приведенным выше поглощением He I показывает, что в рассматриваемых областях спектра преобладающую роль играет поглощение жесткого излучения ядра вспышки атомами He I, этот вывод справедлив также для длин волн по крайней мере до $\sim 100 \text{ \AA}$.

Очевидно, что для согласования с данными наблюдений принятая модель вспышки должна удовлетворять следующим требованиям: а) поток рентгеновского излучения на границе атмосферы Земли должен составлять $F_{\text{зем}} \approx 0,5 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек}$; б) поглощенная единицей объема вспышки энергия излучения ядра должна обеспечить наблюдаемую эмиссию вспышки в видимой и ультрафиолетовой области. Очевидно, что линии в ультрафиолетовой области уносят большую часть энергии. Если воспользоваться оценками интенсивности L_α во вспышке, сделанными А. Б. Северным в [29], то энергия, поглощаемая единицей объема вспышки за 1 сек., должна быть равна $E' \approx 5 \cdot 10^2 \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}$.

Исходя из этих требований, оценим цветовую температуру ядра, а также количество фотоионизаций атомов гелия, вызванных жестким излучением ядра. Поскольку мы приняли, что ход функции распределения энергии в спектре излучения ядра приблизительно описывается формулой Планка, то из условий задачи вытекает очевидное равенство

$$4\pi R^2 F_{\text{зем}} + V_{\text{всп}} E' = \alpha S \sigma T_{\text{ядр}}^4, \quad (4)$$

где R — расстояние от Земли до Солнца, $V_{\text{всп}}$ — объем видимой вспышки, S — площадь поверхности, через которую выходит рассматриваемое рентгеновское излучение ядра, α — коэффициент, определяющий отклонение энергетической светимости ядра от светимости абсолютно черного тела, σ — постоянная Стефана — Больцмана. Энергия E' , поглощенная еди-

ницей объема вспышки, равна

$$E' = \frac{\alpha S}{V_{\text{всп}}} \int_{\nu_0}^{\infty} F_{\nu} (1 - e^{-\tau_{\nu}}) d\nu, \quad (5)$$

здесь F_{ν} — энергетическая светимость ядра в единичном интервале частот, τ_{ν} — оптическая толщина вспышки для излучения, выходящего из ядра,

$$\tau_{\nu} = k_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^2 n_{\text{He I}} l_{\text{всп}}, \quad (6)$$

ν_0 и k_0 — частота и коэффициент поглощения на границе главной серии He I.

Подставив значение αS из уравнения (5) в (4) и выразив F_{ν} через функцию Планка, получим

$$\frac{T_{\text{ядр}}^4}{\int_{\nu_0}^{\infty} \nu^3 \left(e^{\frac{h\nu}{kT_{\text{ядр}}}} - 1 \right)^{-1} (1 - e^{-\tau_{\nu}}) d\nu} = \frac{2\pi h (4\pi R^2 F_{\text{зем}} + V_{\text{всп}} E')}{V_{\text{всп}} E' c^2}. \quad (7)$$

Это выражение определяет цветовую температуру ядра вспышки, при которой обеспечивается требуемое соотношение между поглощаемой и проходящей через вспышку энергиями рентгеновского излучения.

Полученная из (7) цветовая температура ядра вспышки равна $T_{\text{ядр}} = 5 \cdot 10^6$. Следует отметить, что если принять для температуры ядра значение 10^6 , то при выполнении условия $E' \approx 5 \cdot 10^2 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ поток рентгеновского излучения на границе земной атмосферы будет составлять всего лишь $F_{\text{зем}} \approx 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$, т. е. будет на несколько порядков меньше, чем наблюдаемый поток.

При температуре ядра порядка 10^7 и выше механизм нагрева вспышки рентгеновским излучением ядра не будет эффективным, так как вспышка будет прозрачна для этого излучения. В действительности же надо учесть, что если ядро имеет температуру порядка 10^7 или выше, то переходная область между ядром и вспышкой будет иметь более низкую цветовую температуру. В этом случае жесткое излучение переходной области, начиная с $\lambda \approx 8 \div 10 \text{ \AA}$, будет практически полностью поглощаться вспышкой и способствовать ее нагреву.

Число фотоионизаций атомов гелия жестким излучением ядра вспышки в 1 см^3 за 1 сек. легко получить из уравнения (5) путем деления подынтегрального выражения на энергию кванта $h\nu$

$$z_{1-f} = \frac{\alpha S}{V_{\text{всп}}} \int \frac{F_{\nu} (1 - e^{-\tau_{\nu}})}{h\nu} d\nu. \quad (8)$$

Подставив в (8) значение αS из уравнения (4) и планковскую функцию F_{ν} , получим

$$z_{1-f} = \frac{2\pi (4\pi R^2 F_{\text{зем}} + V_{\text{всп}} E')}{\sigma T_{\text{ядр}}^4 c^2 V_{\text{всп}}} \int_{\nu_0}^{\infty} \nu^2 \left(e^{\frac{h\nu}{kT_{\text{ядр}}}} - 1 \right)^{-1} (1 - e^{-\tau_{\nu}}) d\nu. \quad (9)$$

При $T_{\text{ядр}} = 5 \cdot 10^6$ градусов $z_{1-f} = 3,0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Сравнение полученного числа фотоионизаций с числом ионизаций He I электронными ударами (см. табл. 6) показывает, что уже при кине-

тической температуре вспышки около $1,7 \cdot 10^{10}$ фотоионизация рентгеновским излучением не играет определяющей роли в образовании ионов He II. Однако поскольку поглощение вспышкой жесткого излучения ядра может обеспечить приток энергии во вспышку порядка $5 \cdot 10^2 \div 10^3 \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}$, что соответствует наблюдаемой энергоотдаче единицы объема вспышки, то излучение ядра может быть основным источником нагрева вспышки. Механизм этого нагрева, очевидно, следующий: во время фотоионизации гелия рентгеновскими квантами образуются быстрые электроны с энергией $\sim 1 \text{ кэВ}$. Коэффициент рекомбинации при такой энергии электрона мал, поэтому электроны прежде, чем рекомбинируют, обмениваются энергией с плазмой вспышки, увеличивая кинетическую температуру плазмы. Свечение вспышки в различных линиях видимой и ультрафиолетовой области определяется в основном электронными ударами при относительно невысокой $T_{\text{kin}} \approx 1,0 \div 3,0 \cdot 10^{10} \text{ К}$.

Авторы выражают благодарность Е. И. Лиморенко за помощь в обработке спектрограмм вспышек.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. S. Miyamoto. Publ. Astr. Soc. Japan, 2, № 3, 113, 1951.
2. J. T. Jefferies. Aust. J. Phys., 8, № 3, 335, 1955.
3. H. Zirin. Ap. J., 123, 536, 1956; Ap. J., 126, No 1, 1957.
4. C. de Jager and B. H. M. de Groot. B. A. N., 14, No 481, 1957.
5. R. G. Athay and H. R. Johnson. Ap. J., 131, 413, 1960.
6. В. А. Крат и В. М. Соболев. Изв. ГАО, 21, вып. 4, № 163, 2, 1960.
7. Э. В. Конопович. Астр. журн., 38, 218, 1961.
8. Н. В. Стещенко и В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 322, 1960.
9. А. Б. Северный, Н. В. Стещенко, В. Л. Хохлова. Астр. журн., 37, вып. 1, 23, 1960.
10. Н. В. Стещенко и В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 258, 1960.
11. В. А. Крат и Т. В. Крат. Изв. ГАО, 22, вып. 2, № 167, 6, 1961.
12. L. Aller and J. Jugaku. Ap. J., 130, No 2, 469, 1959.
13. H. R. Griem, A. Kolb, K. Y. Shen. Phys. Rev., 116, No 1, 1959.
14. C. de Jager. Rech. Astr. Utrecht, 43, part 1, 36, 1958.
15. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 72, 1958.
16. Г. Мессини Е. Бархон. Электронные и ионные столкновения. ИЛ, 1958.
17. К. Аллен. Астрофизические величины. ИЛ, 1960.
18. Б. Яворский, ЖЭТФ, 17, вып. 4, 1947.
19. B. L. Moiseiwitsch. M. N., 117, No 2, 189, 1957.
20. Б. Яворский. Докл. АН СССР, 51, 1946.
21. Gellman. Phys. Rev., 102, No 1, 171, 1956.
22. Tate and Smith. Phys. Rev., 39, 270, 1932; Smith. Phys. Rev., 36, 1293, 1930; Bleakney and Smith. Phys. Rev., 49, 402, 1936.
23. Su Shu-huang. Ap. J., 108, No 3, 354, 1948.
24. E. Tandberg-Hanssen and H. Zirin. Ap. J., 129, 408, 1959.
25. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 22, 1958.
26. А. Б. Северный. Астр. журн., 35, 335, 1958.
27. С. Л. Мандельштам, А. И. Ефремов. Сообщ. на XI съезде МАС, Беркли, США, 1961.
28. G. Elwert. Zeits. f. Naturforschung, 9a, No 7—8, 637, 1954.
29. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 314, 1960.

УРАВНЕНИЯ ЛУЧИСТОГО РАВНОВЕСИЯ
В АТМОСФЕРАХ МАГНИТНЫХ ЗВЕЗД

В. Е. Степанов

Дается метод вычисления коэффициентов $k_{\pm}$, $m_{\pm}$ в уравнениях для условия лучистого равновесия:

$$j_{\nu+} = \sigma_+ \left[k_+ \int_{4\pi} I_+(0) \frac{d\omega}{4\pi} + k_- \int_{4\pi} I_-(0) \frac{d\omega}{4\pi} \right];$$

$$j_{\nu-} = \sigma_- \left[m_+ \int_{4\pi} I_+(0) \frac{d\omega}{4\pi} + m_- \int_{4\pi} I_-(0) \frac{d\omega}{4\pi} \right].$$

Определяются выражения для коэффициентов при резонансных переходах $j=0 \rightarrow j=1$, $j=1 \rightarrow j=0$, $j=\frac{1}{2} \rightarrow j=\frac{1}{2}$ и $j=\frac{1}{2} \rightarrow j=\frac{3}{2}$. Показывается возможность получения точного решения уравнений переноса в лучах со взаимно-ортогональной поляризацией методом последовательных приближений.

RADIATIVE EQUILIBRIUM EQUATIONS IN ATMOSPHERES OF MAGNETIC STARS, by V. E. Stepanov.— A method is given for the computation of the coefficients $k_{\pm}$, $m_{\pm}$ in the equations:

$$j_{\nu+} = \sigma_+ \left[k_+ \int_{4\pi} I_+(0) \frac{d\omega}{4\pi} + k_- \int_{4\pi} I_-(0) \frac{d\omega}{4\pi} \right];$$

$$j_{\nu-} = \sigma_- \left[m_+ \int_{4\pi} I_+(0) \frac{d\omega}{4\pi} + m_- \int_{4\pi} I_-(0) \frac{d\omega}{4\pi} \right].$$

Expressions are found for the coefficients at the resonance transition: $j=0 \rightarrow j=1$, $j=1 \rightarrow j=0$, $j=\frac{1}{2} \rightarrow j=\frac{1}{2}$ and $j=\frac{1}{2} \rightarrow j=\frac{3}{2}$. The possibility of obtaining the exact solution of transfer equations for rays with mutually perpendicular polarization by the method of successive approximations is shown.

В работе [1] было показано, что уравнения переноса радиации при наличии магнитного поля в лучах со взаимно-ортогональной поляризацией можно представить в виде:

$$\cos \theta \frac{dI_{\nu\pm}}{d\tau_{\nu}} = (1 + \eta_{\nu\pm}) I_{\nu\pm} - \kappa_{\nu}^{-1} j_{\nu\pm} - \frac{1}{2} B(\tau_{\nu}), \quad (1)$$

где

$$\eta_{\nu\pm} = \frac{\sigma_{\nu\pm}}{\kappa_{\nu}}, \quad \sigma_{\nu\pm} = \frac{n}{\rho} s_{\pm}, \quad d\tau_{\nu} = \kappa_{\nu} \rho dh,$$

$s_{\pm}$ — эффективные коэффициенты поглощения для произвольной ориентации магнитного поля, соответствующие двум взаимно-ортогональным состояниям поляризации [2]:

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{\pm} = i \frac{\frac{1}{2}(2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \pm \sqrt{\left[\frac{1}{2}(2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma\right]^2 + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}}{(s_1 - s_2) \cos \gamma}. \quad (2)$$

Для произвольного мультиплетного расщепления при дипольном излучении [3, 4]

$$s_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(s_1 + s_2) + \frac{1}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \pm \sqrt{\left[\frac{1}{2}(2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma\right]^2 + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma} \right], \quad (3)$$

где $s_1 = \sum_{i=1}^m s_{1i}$, $s_0 = \sum_{i=-n}^n s_{0i}$ и $s_2 = \sum_{i=1}^m s_{2i}$. Выражения коэффициентов

поглощения для различных подкомпонент расщепления имеют вид:

$$s_{1i, 2i} = \frac{e^2 \delta_{jk} f_{jk}}{\sqrt{\pi} m_e c} \frac{x_i}{\sum_{i=1}^m x_i} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\left(\frac{v' - v}{\Delta v_D}\right)^2}}{[v' - (v_{jk} \pm \Delta v_{\sigma i})]^2 + \delta_{jk}^2} dv'; \quad (3')$$

$$s_{0i} = \frac{e^2 \delta_{jk} f_{jk}}{\sqrt{\pi} m_e c} \frac{x_i}{\sum_{i=-n}^n x_i} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\left(\frac{v' - v}{\Delta v_D}\right)^2}}{[v' - (v_{jk} - \Delta v_{\pi i})]^2 + \delta_{jk}^2} dv'. \quad (3'')$$

Магнитные расщепления $\Delta v_{\sigma i}$ и $\Delta v_{\pi i}$ соответственно равны:

$$\Delta v_{\sigma i} = (m'_j g_j - m'_k g_k) \frac{e}{4\pi m_e c^2} H;$$

$$\Delta v_{\pi i} = m' (g_j - g_k) \frac{e}{4\pi m_e c^2} H.$$

Из общих соображений в [1] были написаны условия для лучистого равновесия в форме:

$$j_{v+} = \sigma_+ \left[k_+ \int_{4\pi} I_{v+}(0) \frac{d\omega}{4\pi} + k_- \int_{4\pi} I_{v-}(0) \frac{d\omega}{4\pi} \right];$$

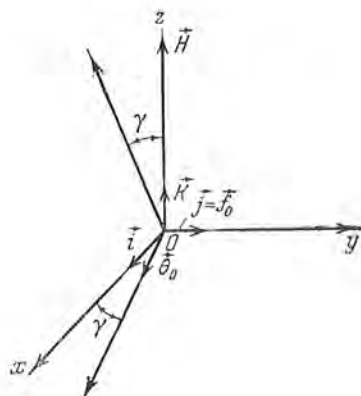
$$j_{v-} = \sigma_- \left[m_+ \int_{4\pi} I_{v+}(0) \frac{d\omega}{4\pi} + m_- \int_{4\pi} I_{v-}(0) \frac{d\omega}{4\pi} \right]. \quad (4)$$

В настоящей работе развивается метод вычисления коэффициентов $k_{\pm}$ и $m_{\pm}$ и даются их выражения для ряда переходов.

Основные векторы поляризации

Введем векторы поляризации, характеризующие состояние атома при процессах поглощения и излучения и для поля излучения (фиг. 1).

Пусть вдоль оси Oz направлено магнитное поле, а направление распространения возбуждающей радиации лежит в плоскости xOz и составляет угол γ с осью Oz . В таком случае состояние поляризации, характеризующее поглощательную и излучательную способности атома при разных переходах ($\Delta m = \pm 1, 0$), можно определить следующим образом:



Фиг. 1. Расположение векторов поляризации

$$\Sigma_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (i + j) \text{ — правокруговая по-}$$

ляризация;

$$\Sigma_0 = k \text{ — линейная поляри-}$$

зация; (5)

$$\Sigma_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (i - j) \text{ — левокруговая по-}$$

ляризация.

Здесь i, j, k — единичные векторы, направленные вдоль осей Ox, Oy, Oz соответственно.

Взаимно-ортогональные векторы для падающего света можно представить [3, 5] в виде

$$\Sigma_+ = \frac{\mu \theta_0 + i \varphi_0}{(1 + \mu^2)^{1/2}}, \quad \Sigma_- = \frac{\theta_0 - i \mu \varphi_0}{(1 + \mu^2)^{1/2}}, \quad (6)$$

где

$$\theta_0 = i \cos \gamma - k \sin \gamma, \quad \varphi_0 = j \quad (7)$$

и

$$\mu = \frac{\frac{1}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma + \sqrt{\left[\frac{1}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \right]^2 + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}}{(s_1 - s_2) \cos \gamma} \quad (8)$$

В дальнейшем нам понадобятся квадраты произведений векторов поляризации. Нетрудно убедиться, что

$$\varphi_{1+} = (\Sigma_+ \cdot \Sigma_1^\times)^2 = \frac{1}{2} \frac{(\mu \cos \gamma + 1)^2}{1 + \mu^2}; \quad (9)$$

$$\varphi_{1-} = (\Sigma_- \cdot \Sigma_1^\times)^2 = \frac{1}{2} \frac{(\cos \gamma - \mu)^2}{1 + \mu^2}; \quad (10)$$

$$\varphi_{0+} = (\Sigma_+ \cdot \Sigma_0^\times)^2 = \frac{\mu^2 \sin^2 \gamma}{1 + \mu^2}; \quad (11)$$

$$\varphi_{0-} = (\Sigma_- \cdot \Sigma_0^\times)^2 = \frac{\sin^2 \gamma}{1 + \mu^2}; \quad (12)$$

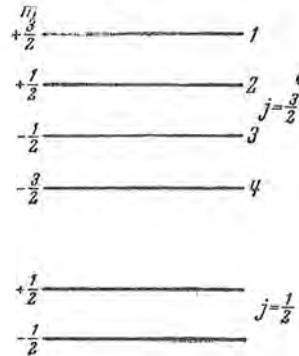
$$\varphi_{2+} = (\Sigma_+ \cdot \Sigma_2^\times)^2 = \frac{1}{2} \frac{(\mu \cos \gamma - 1)^2}{1 + \mu^2}; \quad (13)$$

$$\varphi_{2-} = (\Sigma_- \cdot \Sigma_2^\times)^2 = \frac{1}{2} \frac{(\cos \gamma + \mu)^2}{1 + \mu^2}. \quad (14)$$

Здесь $\Sigma_1^\times, \Sigma_0^\times, \Sigma_2^\times$ — векторы поляризации, сопряженные соответственно с $\Sigma_1, \Sigma_0, \Sigma_2$.

Вычисление коэффициентов $k_{\pm}$ и $m_{\pm}$

Чтобы пояснить метод вычисления коэффициентов $k_{\pm}$, $m_{\pm}$, проведем соответствующий расчет для резонансного перехода $j = \frac{1}{2} \rightarrow j = \frac{3}{2}$. Расчет будем проводить в предположении чисто когерентного рассеяния по частоте. Обозначим через Q_1 , Q_2 , Q_3 , Q_4 количество поглощенной радиации при возбуждении атома в состояние с $m = \frac{3}{2}$.



Фиг. 2. Схема уровней для перехода $j = \frac{1}{2} \rightarrow j = \frac{3}{2}$

$+\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}$, $-\frac{3}{2}$ (фиг. 2) под воздействием радиации с интенсивностями $I_+(0)$ и $I_-(0)$ в данной частоте. Тогда будут справедливы равенства:

$$Q_1 = s_{12} \left[\int_{4\pi} I_+ (\Sigma_+ \cdot \Sigma_1^\times)^2 d\omega + \int_{4\pi} I_- (\Sigma_- \cdot \Sigma_1^\times)^2 d\omega \right]; \quad (15)$$

$$Q_2 = s_{11} \left[\int_{4\pi} I_+ (\Sigma_+ \cdot \Sigma_1^\times)^2 d\omega + \int_{4\pi} I_- (\Sigma_- \cdot \Sigma_1^\times)^2 d\omega \right] + s_{0-1} \left[\int_{4\pi} I_+ (\Sigma_+ \cdot \Sigma_0^\times)^2 d\omega + \int_{4\pi} I_- (\Sigma_- \cdot \Sigma_0^\times)^2 d\omega \right]; \quad (16)$$

$$Q_3 = s_{21} \left[\int_{4\pi} I_+ (\Sigma_+ \cdot \Sigma_2^\times)^2 d\omega + \int_{4\pi} I_- (\Sigma_- \cdot \Sigma_2^\times)^2 d\omega \right] + s_{01} \left[\int_{4\pi} I_+ (\Sigma_+ \cdot \Sigma_0^\times)^2 d\omega + \int_{4\pi} I_- (\Sigma_- \cdot \Sigma_0^\times)^2 d\omega \right]; \quad (17)$$

$$Q_4 = s_{22} \left[\int_{4\pi} I_+ (\Sigma_+ \cdot \Sigma_2^\times)^2 d\omega + \int_{4\pi} I_- (\Sigma_- \cdot \Sigma_2^\times)^2 d\omega \right]. \quad (18)$$

Коэффициенты поглощения s_{12} , s_{11} , s_{21} , s_{22} , s_{0-1} , s_{01} вычисляются по формулам (3' и 3"). Учитывая обозначения, приведенные в (9—14), и применяя теорему о среднем значении, можно равенства (15—18) записать в следующем виде:

$$Q_1 = s_{12} \left[\bar{\varphi}_{1+} \int_{4\pi} I_+ d\omega + \bar{\varphi}_{1-} \int_{4\pi} I_- d\omega \right]; \quad (19)$$

$$Q_2 = [s_{11} \bar{\varphi}_{1+} + s_{0-1} \bar{\varphi}_{0+}] \int_{4\pi} I_+ d\omega + [s_{11} \bar{\varphi}_{1-} + s_{0-1} \bar{\varphi}_{0-}] \int_{4\pi} I_- d\omega; \quad (20)$$

$$Q_3 = [s_{21}\bar{\varphi}_{2+} + s_{01}\bar{\varphi}_{0+}] \int_{4\pi} I_+ d\omega + [s_{21}\bar{\varphi}_{2-} + s_{01}\bar{\varphi}_{0-}] \int_{4\pi} I_- d\omega; \quad (21)$$

$$Q_4 = s_{22} \left[\bar{\varphi}_{2+} \int_{4\pi} I_+ d\omega + \bar{\varphi}_{2-} \int_{4\pi} I_- d\omega \right]. \quad (22)$$

При стационарном состоянии Q_i должно быть равно энергии излучения с данного уровня i по всем направлениям. Обозначая через j_1, j_2, j_3, j_4 коэффициенты излучения в эффекте Зеемана с каждого верхнего подуровня:

$$j_1 = A_1 s_{12} \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \gamma); \quad (23)$$

$$j_2 = A_2 \left[s_{11} \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \gamma) + s_{0-1} \sin^2 \gamma \right]; \quad (24)$$

$$j_3 = A_3 \left[s_{21} \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \gamma) + s_{01} \sin^2 \gamma \right]; \quad (25)$$

$$j_4 = A_4 s_{22} \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \gamma), \quad (26)$$

при условии стационарности можем написать:

$$Q_1 = \int_{4\pi} j_1 d\omega = A_1 s_{12} \frac{1}{2} \int_{4\pi} (1 + \cos^2 \gamma) d\omega = \frac{8}{3} \pi A_1 s_{12}; \quad (27)$$

$$\begin{aligned} Q_2 = \int_{4\pi} j_2 d\omega &= A_2 \left[\frac{1}{2} s_{11} \int_{4\pi} (1 + \cos^2 \gamma) d\omega + s_{0-1} \int_{4\pi} \sin^2 \gamma d\omega \right] = \\ &= \frac{8}{3} \pi A_2 (s_{11} + s_{0-1}); \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} Q_3 = \int_{4\pi} j_3 d\omega &= A_3 \left[\frac{1}{2} s_{21} \int_{4\pi} (1 + \cos^2 \gamma) d\omega + s_{01} \int_{4\pi} \sin^2 \gamma d\omega = \right. \\ &= \frac{8}{3} \pi A_3 (s_{21} + s_{01}); \end{aligned} \quad (29)$$

$$Q_4 = \int_{4\pi} j_4 d\omega = A_4 \left[\frac{1}{2} s_{22} \int_{4\pi} (1 + \cos^2 \gamma) d\omega \right] = \frac{8}{3} \pi A_4 s_{22}. \quad (30)$$

Для определения коэффициентов A_1, A_2, A_3 и A_4 используем уравнения (19—22) и (27—30). Нетрудно убедиться, что

$$A_1 = \frac{3}{2} \left[\bar{\varphi}_{1+} \int_{4\pi} I_+ \frac{d\omega}{4\pi} + \bar{\varphi}_{1-} \int_{4\pi} I_- \frac{d\omega}{4\pi} \right]; \quad (31)$$

$$A_2 = \frac{3}{2} \frac{1}{s_{11} + s_{0-1}} \left[(s_{11}\bar{\varphi}_{1+} + s_{0-1}\bar{\varphi}_{0+}) \int_{4\pi} I_+ \frac{d\omega}{4\pi} + (s_{11}\bar{\varphi}_{1-} + s_{0-1}\bar{\varphi}_{0-}) \int_{4\pi} I_- \frac{d\omega}{4\pi} \right]; \quad (32)$$

$$A_3 = \frac{3}{2} \frac{1}{s_{21} + s_{01}} \left[(s_{21}\bar{\varphi}_{2+} + s_{01}\bar{\varphi}_{0+}) \int_{4\pi} I_+ \frac{d\omega}{4\pi} + (s_{21}\bar{\varphi}_{2-} + s_{01}\bar{\varphi}_{0-}) \int_{4\pi} I_- \frac{d\omega}{4\pi} \right]; \quad (33)$$

$$A_4 = \frac{3}{2} \left[\bar{\varphi}_{2+} \int_{4\pi} I_+ \frac{d\omega}{4\pi} + \bar{\varphi}_{2-} \int_{4\pi} I_- \frac{d\omega}{4\pi} \right]. \quad (34)$$

Представим переизлучение с каждого из верхних подуровней (23—36) в интенсивностях с поляризацией (+) и (—). Легко видеть, что

$$j_{1\pm} = A_1 s_{12} \varphi_{1\pm}; \quad (35)$$

$$j_{2\pm} = A_2 (s_{11} \varphi_{1\pm} + s_{0-1} \varphi_{0\pm}); \quad (36)$$

$$j_{3\pm} = A_3 (s_{21} \varphi_{2\pm} + s_{01} \varphi_{0\pm}); \quad (37)$$

$$j_{4\pm} = A_4 s_{22} \varphi_{2\pm}. \quad (38)$$

Отсюда интенсивности излучения со всех уравнений в данной частоте для определенного направления с поляризацией (+) и (—), рассчитанные на грамм вещества, будут равны:

$$j_{\pm} = \frac{n}{\rho} (j_{1\pm} + j_{2\pm} + j_{3\pm} + j_{4\pm}) = \frac{n}{\rho} [A_1 s_{12} \varphi_{1\pm} + A_2 (s_{11} \varphi_{1\pm} + s_{0-1} \varphi_{0\pm}) + A_3 (s_{21} \varphi_{2\pm} + s_{01} \varphi_{0\pm}) + A_4 s_{22} \varphi_{2\pm}]. \quad (39)$$

Подставляя в (39) выражение для коэффициентов A_1 , A_2 , A_3 и A_4 из (31—34), получим окончательные формулы для переизлучения — формулы, выражающие условия лучистого равновесия при наличии магнитного поля для переходов $j = \frac{1}{2} \rightarrow j = \frac{3}{2}$:

$$j_{\pm} = \frac{3}{2} \frac{n}{\rho} \left\{ \left[s_{12} \varphi_{1\pm} \bar{\varphi}_{1\pm} + \frac{s_{11} \varphi_{1\pm} + s_{0-1} \varphi_{0\pm}}{s_{11} + s_{0-1}} (s_{11} \bar{\varphi}_{1\pm} + s_{0-1} \bar{\varphi}_{0\pm}) + \frac{s_{21} \varphi_{2\pm} + s_{01} \varphi_{0\pm}}{s_{21} + s_{01}} (s_{21} \bar{\varphi}_{2\pm} + s_{01} \bar{\varphi}_{0\pm}) + s_{22} \varphi_{2\pm} \bar{\varphi}_{2\pm} \right] \int_{4\pi} I_+ \frac{d\omega}{4\pi} + \left[s_{12} \varphi_{1\pm} \bar{\varphi}_{1-} + \frac{s_{11} \varphi_{1\pm} + s_{0-1} \varphi_{0\pm}}{s_{11} + s_{0-1}} (s_{11} \bar{\varphi}_{1-} + s_{0-1} \bar{\varphi}_{0-}) + \frac{s_{21} \varphi_{2\pm} + s_{01} \varphi_{0\pm}}{s_{21} + s_{01}} (s_{21} \bar{\varphi}_{2-} + s_{01} \bar{\varphi}_{0-}) + s_{22} \varphi_{2\pm} \bar{\varphi}_{2-} \right] \int_{4\pi} I_- \frac{d\omega}{4\pi} \right\}. \quad (40)$$

Сравнивая (40) с (4), получим искомые выражения для коэффициентов $k_{\pm}$ и $m_{\pm}$ в уравнениях, характеризующих условия лучистого равновесия в атмосферах магнитных звезд:

$$k_{\pm} = \frac{3}{2} \frac{n}{\rho} \frac{1}{\sigma_{\pm}} \left\{ s_{12} \varphi_{1+} \bar{\varphi}_{1\pm} + \frac{s_{11} \varphi_{1+} + s_{0-1} \varphi_{0+}}{s_{11} + s_{0-1}} (s_{11} \bar{\varphi}_{1\pm} + s_{0-1} \bar{\varphi}_{0\pm}) + \frac{s_{21} \varphi_{2+} + s_{01} \varphi_{0+}}{s_{21} + s_{01}} (s_{21} \bar{\varphi}_{2\pm} + s_{01} \bar{\varphi}_{0\pm}) + s_{22} \varphi_{2+} \bar{\varphi}_{2\pm} \right\}; \quad (41)$$

$$m_{\pm} = \frac{3}{2} \frac{n}{\rho} \frac{1}{\sigma_{\pm}} \left\{ s_{12} \varphi_{1-} \bar{\varphi}_{1\pm} + \frac{s_{11} \varphi_{1-} + s_{0-1} \varphi_{0-}}{s_{11} + s_{0-1}} (s_{11} \bar{\varphi}_{1\pm} + s_{0-1} \bar{\varphi}_{0\pm}) + \frac{s_{21} \varphi_{2-} + s_{01} \varphi_{0-}}{s_{21} + s_{01}} (s_{21} \bar{\varphi}_{2\pm} + s_{01} \bar{\varphi}_{0\pm}) + s_{22} \varphi_{2-} \bar{\varphi}_{2\pm} \right\}. \quad (42)$$

Коэффициенты $k_{\pm}$ и $m_{\pm}$ являются функциями оптической глубины. Эта функциональная связь определяется главным образом через средние значения $\bar{\varphi}_{2\pm}$, $\bar{\varphi}_{1\pm}$ и $\bar{\varphi}_{0\pm}$, которые представляют собою взвешенные средние по телесному углу от функций $I_{\pm}(\theta)$. Имея в виду (8),

не трудно убедиться в выполнении тождества

$$\sigma_{\pm} = \frac{n}{\rho} (s_{12} \varphi_{\pm} + s_{11} \varphi_{1\pm} + s_{0-1} \varphi_{0\pm} + s_{01} \varphi_{0\pm} + s_{21} \varphi_{2\pm} + s_{22} \varphi_{2\pm}). \quad (43)$$

Отсюда следует, что $k_{\pm}$ и $m_{\pm}$ будут равны единице в том случае, если

$$\bar{\varphi}_{1\pm} = \frac{s_{11} \bar{\varphi}_{1\pm} + s_{0-1} \bar{\varphi}_{0\pm}}{s_{11} + s_{0-1}} = \frac{s_{21} \bar{\varphi}_{2\pm} + s_{01} \bar{\varphi}_{0\pm}}{s_{21} + s_{01}} = \bar{\varphi}_{2\pm}.$$

Таким образом, отличие этих величин от единицы показывает степень оптической ориентации атомов, возникающей вследствие возбуждения их поляризованным светом с интенсивностями I_{+} и I_{-} . Следовательно, угловое распределение переизлучения (эффективное) в зависимости от направления не следует угловому распределению, имеющему место при процессах поглощения.

Коэффициент $k_{\pm}$ и $m_{\pm}$ для некоторых частых переходов

Применяя метод вычисления, развитый в предшествующем разделе, не трудно получить выражения коэффициентов $k_{\pm}$ и $m_{\pm}$ для наиболее часто встречающихся в исследованиях линий с резонансными переходами $j=0 \rightarrow j=1$, $j=1 \rightarrow j=0$ и $j=1/2 \rightarrow j=1/2$. Мы не будем здесь останавливаться на вычислениях и приведем окончательные результаты:

а) переход $j=0 \rightarrow j=1$ (фиг. 3)

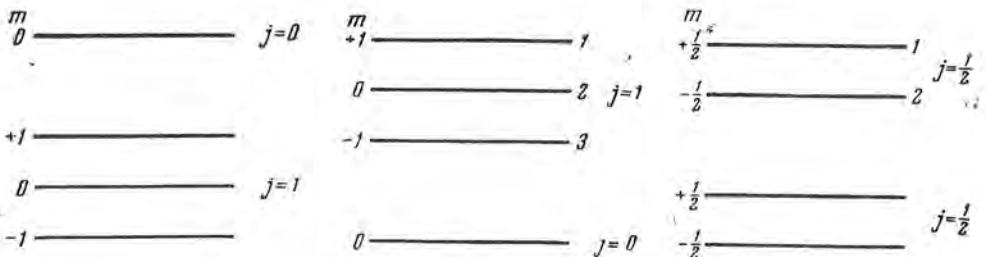
$$k_{\pm} = \frac{3}{2} \frac{n}{\rho} \frac{1}{\sigma_{+}} [s_{11} \varphi_{1+} \bar{\varphi}_{1\pm} + s_0 \varphi_{0+} \bar{\varphi}_{0\pm} + s_{21} \varphi_{2+} \bar{\varphi}_{2\pm}],$$

$$m_{\pm} = \frac{3}{2} \frac{n}{\rho} \frac{1}{\sigma_{-}} [s_{11} \varphi_{1-} \bar{\varphi}_{1\pm} + s_0 \varphi_{0-} \bar{\varphi}_{0\pm} + s_{22} \varphi_{2-} \bar{\varphi}_{2\pm}]; \quad (44)$$

б) переход $j=1 \rightarrow j=0$ (фиг. 4)

$$k_{\pm} = m_{\pm} = \frac{3}{2} \frac{n}{\rho} \frac{s_{11} \bar{\varphi}_{1\pm} + s_0 \bar{\varphi}_{0\pm} + s_{21} \bar{\varphi}_{2\pm}}{s_{11} + s_0 + s_{21}}, \quad (45)$$

в) переход $j=1/2 \rightarrow j=1/2$ (фиг. 5)



Фиг. 3. Схема уровней для перехода $j=0 \rightarrow j=1$

Фиг. 4. Схема уровней для перехода $j=1 \rightarrow j=0$

Фиг. 5. Схема уровней для перехода $j=1/2 \rightarrow j=1/2$

$$\left. \begin{aligned} k_{\pm} &= \frac{3}{2} \frac{n}{\rho} \frac{1}{\sigma_{\pm}} \left[\frac{s_{11} \varphi_{1+} + s_{0-1} \varphi_{0+}}{s_{11} + s_{0-1}} (s_{11} \bar{\varphi}_{0\pm} + s_{0-1} \bar{\varphi}_{0\pm}) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{s_{21} \varphi_{2+} + s_{01} \varphi_{0+}}{s_{21} + s_{01}} (s_{21} \bar{\varphi}_{2\pm} + s_{01} \bar{\varphi}_{0\pm}) \right], \\ m_{\pm} &= \frac{3}{2} \frac{n}{\rho} \frac{1}{\sigma_{\pm}} \left[\frac{s_{11} \varphi_{1-} + s_{0-1} \varphi_{0-}}{s_{11} + s_{0-1}} (s_{11} \bar{\varphi}_{1\pm} + s_{0-1} \bar{\varphi}_{0\pm}) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{s_{21} \varphi_{2-} + s_{01} \varphi_{0-}}{s_{21} + s_{01}} (s_{21} \bar{\varphi}_{2\pm} + s_{01} \bar{\varphi}_{0\pm}) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

Уравнения переноса

Как мы видели в [4], уравнения переноса радиации с учетом рассеяния для когерентного переизлучения по частоте имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta \frac{dI_{+}}{d\tau_{\nu}} &= (1 + \eta_{\nu+}) I_{+} - \eta_{\nu+} \left[k_{+} \int_{4\pi} I_{+} \frac{d\omega}{4\pi} + k_{-} \int_{4\pi} I_{-} \frac{d\omega}{4\pi} \right] - \frac{1}{2} B(\tau_{\nu}), \\ \cos \theta \frac{dI_{-}}{d\tau_{\nu}} &= (1 + \eta_{\nu-}) I_{-} - \eta_{\nu-} \left[m_{+} \int_{4\pi} I_{+} \frac{d\omega}{4\pi} + m_{-} \int_{4\pi} I_{-} \frac{d\omega}{4\pi} \right] - \frac{1}{2} B(\tau_{\nu}). \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

Эти дифференциальные уравнения легко решаются методом последовательных приближений. В качестве первого приближения можно выбрать условия

$$k_{-} = m_{+} = 0, \quad k_{+} = m_{-} = 1.$$

В этом случае выражения для лучистого равновесия записываются [4]:

$$j_{\nu\pm} = \sigma_{\pm} \int_{4\pi} I_{\pm}(\theta) \frac{d\omega}{4\pi}.$$

В этом приближении (47) представляет уравнение с разделяющимися переменными. С помощью полученных величин при первом приближении $I_{+}^{(1)}(\theta)$ и $I_{-}^{(1)}(\theta)$ можно провести расчет $j_{\nu\pm}$ по формулам (4) с коэффициентами $k_{\pm}$, $m_{\pm}$, соответствующими выбранному переходу, и, тем самым решая уравнения (47) в новом приближении, получаем второе приближение для функции $I_{\pm}^{(2)}(\theta)$. Этот процесс последовательных приближений можно проводить неограниченное число раз, до получения требуемой точности.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 20, 1958.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 136, 1958.
3. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 293, 1960.
4. В. Е. Степанов. Астр. журн., 37, 631, 1960.
5. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 25, 277, 1961.

МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ
В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Д. Н. Рачковский

Выводятся уравнения переноса излучения в магнитном поле солнечных пятен с учетом коэффициента преломления в спектральной линии. Показано, что для однородных магнитных полей полученное уточнение существующей теории образования спектральных линий [1, 2] практически не сказывается на контурах линий.

Делается попытка объяснить обнаруженное А. Б. Северным [3] расщепление π -компоненты триплета λ 6302 в круговых составляющих излучения аномальным ходом коэффициента преломления в линии и сложной структурой магнитного поля.

MAGNETO-OPTICAL EFFECTS IN SPECTRAL LINES OF SUNSPOTS, by D. N. Rachkovsky.— The radiative transfer equation in the magnetic field of sunspots is found, taking into account the refractive index of the spectral line. It is shown that for uniform magnetic fields the obtained perfection of the existing theory on the formation of spectral lines [1, 2] does not practically affect the line profiles.

An attempt is made to explain the splitting of π components of the triplet λ 6302 in the circular components, detected by Severny [3], by the anomalous variation of the refractive index in the lines and the complicated structure of the magnetic field.

До настоящего времени в теории образования спектральных линий в магнитном поле солнечных пятен не рассматривался эффект магнитного вращения. Поляризация излучения в спектральной линии объяснялась лишь различным поглощением зеемановских составляющих и соответствующим расщеплением их. Неучет магнитного вращения вытекает автоматически из предположения, что вещественная часть комплексного коэффициента преломления

$$n = n' (1 - i\kappa)$$

равна единице [4]. Однако в спектральной линии величина n отличается от единицы на величину, сравнимую с κ .

В настоящей работе выводятся уравнения переноса излучения с учетом магнито-оптического эффекта. Системы уравнений переноса получены в двух формах — для обычных параметров Стокса и некоторых обобщенных параметров Стокса, при которых уравнения становятся независимыми друг от друга. Соотношения, связывающие эти две системы параметров, — линейны; входящие в соотношения коэффициенты зависят от всех параметров, характеризующих физические свойства среды, т. е. коэффици-

коэффициентов поглощения, преломления и величины вектора напряженности магнитного поля. Если эти коэффициенты постоянны в поглощающей среде, то полученные две формы уравнений переноса излучения эквивалентны, если нет, то справедливыми остаются лишь уравнения в обычных параметрах Стокса, и то при постоянном по направлению векторе напряженности магнитного поля.

В работе показывается, что магнитное вращение не влияет на контуры спектральных линий в однородной полубесконечной среде с излучением, соответствующим локальному термодинамическому равновесию, при условии, что вектор магнитной напряженности постоянен. Такой результат не является неожиданным, на него указывал еще И. Эман [5].

Делается также попытка объяснить эффектом магнитного вращения наличие расщепления π -компоненты в круговых составляющих излучения, обнаруженное А. Б. Северным [3].

Нужно отметить, что в работе [6] нами была сделана попытка получить уравнение переноса излучения с учетом эффекта магнитного вращения. Однако полученные уравнения оказываются справедливыми лишь в частном случае, когда оба главных колебания, соответствующие определенному направлению в анизотропной среде, ортогональны. В общем случае колебания не ортогональны, поэтому в настоящей работе начнем прежде всего с исследования условий ортогональности главных колебаний.

§ 1. Неортогональность потоков I_+ и I_-

Поляризация потоков I_+ и I_- определяется следующим выражением [4, 7]:

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{\pm} = -i \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{\epsilon_e}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \sin^2 \gamma \mp \sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} \left(\frac{\epsilon_e}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} - \frac{1}{\epsilon_0} \right)^2 + \frac{\epsilon'^2 \cos^2 \gamma}{(\epsilon_e^2 - \epsilon'^2)^2}}}{\frac{\epsilon'}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} \cos \gamma} \quad (1)$$

соответствующие коэффициенты преломления будут

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{2} \left[\frac{\epsilon_e (2 - \sin^2 \gamma)}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} + \frac{\sin^2 \gamma}{\epsilon_0} \right] \pm \sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} \left(\frac{\epsilon_e}{\epsilon_e^2 - \epsilon'^2} - \frac{1}{\epsilon_0} \right)^2 + \frac{\epsilon'^2 \cos^2 \gamma}{(\epsilon_e^2 - \epsilon'^2)^2}} \quad (2)$$

Смысл величин, входящих в (1), (2), тот же, что и в [4]. Из (1) выводим

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{+} \cdot \left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{-} = 1.$$

Поэтому единичные векторы потоков I_+ и I_- будем записывать в виде

$$\mathbf{e}_{+} = \frac{A\mathbf{x}_0 + B\mathbf{y}_0}{\sqrt{AA^* + BB^*}}; \quad \mathbf{e}_{-} = \frac{B\mathbf{x}_0 + A\mathbf{y}_0}{\sqrt{AA^* + BB^*}}. \quad (3)$$

Здесь A и B — комплексные величины, а A^* и B^* — величины, сопряженные соответственно A и B .

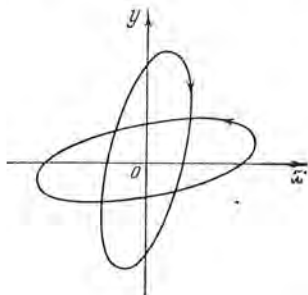
Условие ортогональности векторов e_+ и e_- можно получить следующим образом. Вектор, ортогональный вектору e_+ , записывается так:

$$e'_+ = \frac{-B^* x_0 + A^* y_0}{\sqrt{AA^* + BB^*}} e^{i\delta}. \quad (4)$$

Здесь δ — произвольная фаза. Приравнявая (3) и (4), получим условие ортогональности векторов e_+ и e_- :

$$\operatorname{Re} \left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)_+ = \operatorname{Re} \left(\frac{A}{B} \right) = 0. \quad (5)$$

Следовательно, отношение $\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)_+ = \frac{A}{B}$ должно быть чисто мнимой величиной, что в общем случае не выполняется. Из (5) также следует, что и оси эллипсов, соответствующих векторам e_+ и e_- , не совпадают с осями x и y , иначе отношение A/B было бы мнимой величиной. Относительное расположение эллипсов станет ясным после следующего



Фиг. 1. Схема поляризации потоков I_+ и I_-

простого рассуждения. Пусть в некоторый момент времени t вектор электрической напряженности, соответствующий излучению I_+ , на плоскости x, y занимает определенное положение. Рассматривая (3), мы видим, что электрический вектор, соответствующий излучению I_- , занимает положение, симметричное относительно биссектрисы угла yox . Рассматривая подобным образом последовательные моменты времени, мы убеждаемся, что эллипсы, соответствующие векторам e_+ и e_- , расположены симметрично относительно биссектрисы угла yox , а направления вращения векторов электрической напряженности противоположны (фиг. 1).

Приведем теперь выражения (1) и (2) к другому виду. Полагая последовательно $\gamma = 0$ и $\gamma = 90^\circ$, можно получить

$$\frac{e_e}{e_e^2 - e'^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_2^2} \right); \quad \frac{1}{e_0} = \frac{1}{n_0^2}; \quad \frac{e'}{e_e^2 - e'^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (6)$$

Здесь n_1 и n_2 — коэффициенты преломления излучения, поляризован-

ного по кругу соответственно в левую и правую стороны при распространении излучения параллельно полю, n_0 — коэффициент преломления излучения, поляризованного параллельно полю при распространении света перпендикулярно полю. Но

$$n_j = n_j' (1 - i\kappa_j) = (1 + \Delta_j - i\kappa_j) \quad (j = 0, 1, 2)$$

и

$$\frac{1}{n_j^2} = 1 - 2\Delta_j + 2i\kappa_j.$$

Здесь мы считаем, что n_j' отличается от единицы на величину Δ_j , равную по порядку величине κ_j . Более подробное исследование будет проведено позднее.

Теперь можно записать:

$$\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_e^2 - \varepsilon'^2} = 1 - (\Delta_1 + \Delta_2) + i(\kappa_1 + \kappa_2); \quad \frac{1}{\varepsilon_0} = 1 - 2\Delta_0 + 2i\kappa_0;$$

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon_e^2 - \varepsilon'^2} = -(\Delta_1 - \Delta_2) + i(\kappa_1 - \kappa_2).$$

Подставляя в (1) и (2), получим:

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{\pm} = i \frac{\frac{\sin^2 \gamma}{2} [2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2 + i(2\Delta_0 - \Delta_1 - \Delta_2)]}{[\kappa_1 - \kappa_2 + i(\Delta_1 - \Delta_2)]^2 \cos \gamma} \pm \pm \frac{\sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} [2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2 + i(2\Delta_0 - \Delta_1 - \Delta_2)]^2 + [\kappa_1 - \kappa_2 + i(\Delta_1 - \Delta_2)]^2 \cos^2 \gamma}}{[\kappa_1 - \kappa_2 + i(\Delta_1 - \Delta_2)] \cos \gamma};$$

$$\kappa_{\pm} + i\Delta_{\pm} = \frac{\kappa_1 + \kappa_2 + i(\Delta_1 + \Delta_2)}{2} + \frac{\sin^2 \gamma}{4} [2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2 + i(2\Delta_0 - \Delta_1 - \Delta_2)] \pm \pm \sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} [2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2 + i(2\Delta_0 - \Delta_1 - \Delta_2)]^2 + [\kappa_1 - \kappa_2 + i(\Delta_1 - \Delta_2)]^2 \cos^2 \gamma}.$$

Введем обозначения

$$\sigma_{\pm} = 2 \frac{\omega}{c} \kappa_{\pm}; \quad \delta_{\pm} = \frac{\omega}{c} [n_{\pm}' - 1] = \frac{\omega}{c} \Delta_{\pm}, \quad (7)$$

здесь ω — круговая частота, c — скорость света. Окончательно имеем:

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{\pm} = i \frac{\frac{\sin^2 \gamma}{2} [2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2 + 2i(2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2)]}{[\sigma_1 - \sigma_2 + 2i(\delta_1 - \delta_2)] \cos \gamma} \pm \pm \frac{\sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} [(2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2 + 2i(2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2))]^2 + [\sigma_1 - \sigma_2 + 2i(\delta_1 - \delta_2)]^2 \cos^2 \gamma}}{[\sigma_1 - \sigma_2 + 2i(\delta_1 - \delta_2)] \cos \gamma}; \quad (8)$$

$$\sigma_{\pm} + 2i\delta_{\pm} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + 2i(\delta_1 + \delta_2)}{2} + \frac{\sin^2 \gamma}{4} \cdot [2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2 + 2i(2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2)] \pm \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} [2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2 + 2i(2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2)]^2 + [\sigma_1 - \sigma_2 + 2i(\delta_1 - \delta_2)]^2 \cos^2 \gamma}. \quad (9)$$

Пренебрегая δ_j по сравнению с σ_j получим выражения, выведенные в работе [4].

На основании (8) и (5) мы видим, что векторы e_+ и e_- будут ортогональны в следующих случаях:

- а) $\sigma_j \gg \delta_j$;
- б) $\delta_j \gg \sigma_j$;
- в) $\gamma = 0$ или $\gamma = 90^\circ$;
- г) полное расщепление компонент.

Очевидно, что случай *а* рассматривался в работах [1, 2], случай *б* соответствует распространению света вдали от линий поглощения, а выведенные нами в работе [6] уравнения справедливы для всех четырех случаев.

В качестве иллюстрации поведения выражений (8) и (9) ниже помещается таблица. Вычисления проведены для ряда частот внутри линии, при этом приняты значения: $\gamma = 45^\circ$, $a = 0,02$, $v_L = 0,6$, $N \cdot k_0 = 1$. Смысл этих параметров разъясняется на стр. 157. Второй, третий и четвертый столбцы относятся к значениям исследуемых функций при пренебрежении откликом от единицы комплексного коэффициента преломления (как это делается в работах В. Уинно [2] и В. Е. Степанова [4]). Пятый, шестой и седьмой столбцы вычислены с учетом указанного эффекта. Как видно, разница между соответствующими столбцами очень существенна.

$+v$	D_+	σ_+	σ_-	D_+	$\sigma_+ + 2i\delta_+$	$\sigma_- + 2i\delta_-$
0,0	∞	0,83	0,69	$+0,20 + i \cdot 0,98$	$0,76 + i \cdot 0,36$	$0,76 - i \cdot 0,36$
0,4	$i \cdot 1,25$	0,97	0,79	$0,48 + i \cdot 0,93$	$0,90 + i \cdot 0,04$	$0,50 - i \cdot 0,53$
0,8	$i \cdot 0,98$	0,82	0,26	$0,46 + i \cdot 0,91$	$0,82 - i \cdot 0,31$	$0,26 - i \cdot 0,52$
1,2	$i \cdot 0,87$	0,57	0,11	$0,43 + i \cdot 0,89$	$0,56 - i \cdot 0,52$	$0,11 - i \cdot 0,44$
1,6	$i \cdot 0,81$	0,29	0,03	$0,09 + i \cdot 0,88$	$0,29 - i \cdot 0,55$	$0,04 - i \cdot 0,34$
2,0	$i \cdot 0,78$	0,12	0,01	$0,06 + i \cdot 0,88$	$0,11 - i \cdot 0,46$	$0,01 - i \cdot 0,27$
2,4	$i \cdot 0,76$	0,03	—	$0,03 + i \cdot 0,88$	$0,03 - i \cdot 0,35$	$-i \cdot 0,22$
2,8	$i \cdot 0,76$	0,01	—	$+i \cdot 0,88$	$0,01 - i \cdot 0,28$	$-i \cdot 0,19$

Обратимся теперь к получению уравнений переноса излучения, справедливых и тогда, когда векторы e_+ и e_- неортогональны.

§ 2. Вывод выражений, определяющих поглощение излучения

Воспользуемся формулами (29) работы [6], но систему параметров Стокса выберем несколько другую, а именно:

$$\overline{E_+ E_+^*}, \quad \overline{E_- E_-^*}, \quad \overline{E_+ E_-^*}, \quad \overline{E_- E_+^*}. \quad (10)$$

Тогда можно получить:

$$\left. \begin{aligned} \overline{\Delta E_+ E_+^*} &= -\sigma_+ \cdot \overline{E_+ E_+^*} \cdot \Delta z; \\ \overline{\Delta E_- E_-^*} &= -\sigma_- \cdot \overline{E_- E_-^*} \cdot \Delta z; \\ \overline{\Delta E_+ E_-^*} &= -\left[\frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} + i(\delta_+ - \delta_-) \right] \cdot \overline{E_+ E_-^*} \cdot \Delta z; \\ \overline{\Delta E_- E_+^*} &= -\left[\frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} - i(\delta_+ - \delta_-) \right] \cdot \overline{E_- E_+^*} \cdot \Delta z. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Представляет интерес выразить соотношения (11) в обычных параметрах Стокса, введенных В. Унно [2].

Представим комплексный вектор $\mathbf{m}$ мгновенного колебания вектора электрической напряженности в двух разложениях:

$$\mathbf{m} = E_1 \mathbf{e}_1 + E_2 \mathbf{e}_2 = E_+ \mathbf{e}_+ + E_- \mathbf{e}_-. \quad (12)$$

Заметим, что векторы $\mathbf{e}_+$ и $\mathbf{e}_-$ неортогональны, а

$$\mathbf{e}_1 = \mathbf{x}_0; \quad \mathbf{e}_2 = \mathbf{y}_0. \quad (13)$$

Умножая (12) последовательно на векторы $\mathbf{e}_+^{*}$ и $\mathbf{e}_-^{*}$, получим

$$\begin{pmatrix} E_+ \\ E_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где

$$a = \frac{\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_+^{*}}{\mathbf{e}_+ \cdot \mathbf{e}_-^{*}}; \quad b = \frac{\mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{e}_+^{*}}{\mathbf{e}_+ \cdot \mathbf{e}_-^{*}}; \quad c = \frac{\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_-^{*}}{\mathbf{e}_- \cdot \mathbf{e}_+^{*}}; \quad d = \frac{\mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{e}_-^{*}}{\mathbf{e}_- \cdot \mathbf{e}_+^{*}}. \quad (15)$$

Для векторов $\mathbf{e}_+^{*}$, $\mathbf{e}_-^{*}$ можно принять

$$\mathbf{e}_+^{*} = \frac{-B^* \mathbf{x}_0 + A^* \mathbf{y}_0}{\sqrt{AA^* + BB^*}}; \quad \mathbf{e}_-^{*} = \frac{-A^* \mathbf{x}_0 + B^* \mathbf{y}_0}{\sqrt{AA^* + BB^*}}. \quad (16)$$

Тогда с помощью выражений (10), (14), (15), (3), (16) получим:

$$\begin{pmatrix} \overline{E_+ E_+^*} \\ \overline{E_- E_-^*} \\ \overline{E_+ E_-^*} \\ \overline{E_- E_+^*} \end{pmatrix} = \frac{DD^* + 1}{(D^2 - 1)(D^{*2} - 1)^*} \begin{pmatrix} DD^* & 1 & -D & -D^* \\ 1 & DD^* & -D^* & -D \\ -D & -D^* & DD^* & 1 \\ -D^* & -D & 1 & DD^* \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \overline{E_1 E_1^*} \\ \overline{E_2 E_2^*} \\ \overline{E_1 E_2^*} \\ \overline{E_2 E_1^*} \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Здесь введено обозначение $D = \frac{A}{B}$.

Для обратного перехода аналогичным образом

$$\begin{pmatrix} \overline{E_1 E_1^*} \\ \overline{E_2 E_2^*} \\ \overline{E_1 E_2^*} \\ \overline{E_2 E_1^*} \end{pmatrix} = \frac{1}{DD^* + 1} \cdot \begin{pmatrix} DD^* & 1 & D & D^* \\ 1 & DD^* & D^* & D \\ D & D^* & DD^* & 1 \\ D^* & D & 1 & DD^* \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \overline{E_+ E_+^*} \\ \overline{E_- E_-^*} \\ \overline{E_+ E_-^*} \\ \overline{E_- E_+^*} \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Выражения (18), (17), (11) совместно с формулами, определяющими входящие в них величины, решают поставленную задачу. Однако выкладки довольно громоздки. Выкладок будет меньше, если будем совершать переход между амплитудами, соответствующими двум системам параметров Стокса.

Согласно (3), (8), (9) можем положить:

$$A = i \left\{ \frac{\sin^2 \gamma}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) + \sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma} \right\}; \quad (19)$$

$$B = (s_1 - s_2) \cos \gamma; \quad (20)$$

$$s_{\pm} = \frac{s_1 + s_2}{2} + \frac{\sin^2 \gamma}{4} (2s_0 - s_1 - s_2) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}; \quad (21)$$

здесь введено обозначение:

$$\sigma_j + 2i\delta_j = s_j \quad (j = 0, 1, 2). \quad (22)$$

Соотношение (14) и обратное ему можно записать, используя (13), (3), (16), (15), следующим образом:

$$\begin{vmatrix} E_+ \\ E_- \end{vmatrix} = \frac{\sqrt{AA^* + BB^*}}{B^2 - A^2} \cdot \begin{vmatrix} -A & B \\ B & -A \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} E_1 \\ E_2 \end{vmatrix}; \quad (23)$$

$$\begin{vmatrix} E_1 \\ E_2 \end{vmatrix} = \frac{1}{\sqrt{AA^* + BB^*}} \cdot \begin{vmatrix} A & B \\ B & A \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} E_+ \\ E_- \end{vmatrix}. \quad (24)$$

Закон поглощения для комплексных амплитуд E_+ , E_- имеет вид:

$$E_+ = E_{+0} \cdot \left(1 - i \frac{\omega}{c} \Delta z - \frac{s_+}{2} \Delta z \right);$$

$$E_- = E_{-0} \cdot \left(1 - i \frac{\omega}{c} \Delta z - \frac{s_-}{2} \Delta z \right).$$

Соответствующие соотношения для E_1 , E_2 запишутся:

$$\begin{vmatrix} E_1 \\ E_2 \end{vmatrix} = \frac{1}{B^2 - A^2} \cdot \begin{vmatrix} A & B \\ B & A \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 1 - i \frac{\omega}{c} \Delta z - \frac{s_+}{2} \Delta z \\ 0 \\ 0 \\ 1 - i \frac{\omega}{c} \Delta z - \frac{s_-}{2} \Delta z \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} -A & B \\ B & -A \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} E_{10} \\ E_{20} \end{vmatrix}.$$

Подставляя (21), имеем

$$\begin{vmatrix} E_1 \\ E_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \cdot \left[1 - i \frac{\omega}{c} \Delta z - \left(\frac{s_1 + s_2}{4} + \frac{\sin^2 \gamma}{8} (2s_0 - s_1 - s_2) \right) \cdot \Delta z \right] + \\ + \begin{vmatrix} A^2 + B^2 & -2AB \\ 2AB & -A^2 - B^2 \end{vmatrix} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}}{B^2 - A^2} \cdot \frac{\Delta z}{4};$$

легко показать, что

$$\frac{A^2 + B^2}{B^2 - A^2} \cdot \sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma} = - \frac{\sin^2 \gamma}{2} (2s_0 - s_1 - s_2),$$

$$\frac{2AB}{B^2 - A^2} \cdot \sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma} = i (s_1 - s_2) \cos \gamma.$$

Тогда окончательно

$$\begin{aligned} \left\| \begin{matrix} E_1 \\ E_2 \end{matrix} \right\| = \left\| \begin{matrix} 1 - i \frac{\omega}{c} \Delta z - \left(\frac{s_1 + s_2}{4} + \frac{\sin^2 \gamma}{4} (2s_0 - s_1 - s_2) \right) \cdot \Delta z \\ i \frac{s_1 - s_2}{4} \cos \gamma \cdot \Delta z \\ - i \frac{s_1 - s_2}{4} \cos \gamma \cdot \Delta z \\ 1 - i \frac{\omega}{c} \Delta z - \frac{s_1 + s_2}{4} \Delta z \end{matrix} \right\| \cdot \left\| \begin{matrix} E_{10} \\ E_{20} \end{matrix} \right\|. \end{aligned} \quad (25)$$

Параметры Стокса в интересующем нас случае имеют вид:

$$I_1 = \overline{E_1 E_1^*}; \quad I_2 = \overline{E_2 E_2^*}; \quad V = -2 \operatorname{Im} \overline{E_1 E_2^*}, \quad U = 2 \operatorname{Re} \overline{E_1 E_2^*}. \quad (26)$$

Используя (26), (25), (22), получаем изменения параметров Стокса вследствие поглощения в слое толщины Δz :

$$\begin{aligned} \Delta I_1 &= -\Delta z \left\{ \left(\sigma_0 \sin^2 \gamma + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \cos^2 \gamma \right) I_1 + \frac{-\sigma_1 + \sigma_2}{4} \cos \gamma \cdot V + \right. \\ &\quad \left. + \frac{-\delta_1 + \delta_2}{2} \cos \gamma \cdot U \right\}; \\ \Delta I_2 &= -\Delta z \left\{ \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} I_2 + \frac{-\sigma_1 + \sigma_2}{4} \cos \gamma \cdot V + \frac{\delta_1 - \delta_2}{2} \cos \gamma \cdot U \right\}; \\ \Delta V &= -\Delta z \left\{ \frac{-\sigma_1 + \sigma_2}{2} \cos \gamma (I_1 + I_2) + \left(\frac{\sigma_0}{2} \sin^2 \gamma + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{4} (1 + \cos^2 \gamma) \right) \cdot V + \frac{1}{2} (\delta_1 + \delta_2 - 2\delta_0) \sin^2 \gamma \cdot U \right\}; \\ \Delta U &= -\Delta z \left\{ (\delta_1 - \delta_2) \cos \gamma (I_1 - I_2) + \frac{\sin^2 \gamma}{2} (2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2) \cdot V + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4} (2\sigma_0 \sin^2 \gamma + (\sigma_1 + \sigma_2) (1 + \cos^2 \gamma)) \cdot U \right\}. \end{aligned} \quad (27)$$

§ 3. Уравнения переноса излучения

Предполагая, что в каждой точке поглощающей среды осуществляется локальное термодинамическое равновесие, нетрудно записать, используя (27), уравнения переноса излучения в данной системе параметров Стокса:

$$\begin{aligned} -\frac{dI_1}{dz} &= \left(k + \sigma_0 \sin^2 \gamma + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \cos^2 \gamma \right) \cdot I_1 + \frac{-\sigma_1 + \sigma_2}{4} \cos \gamma \cdot V + \\ &\quad + \frac{-\delta_1 + \delta_2}{2} \cos \gamma \cdot U - \left(k + \sigma_0 \sin^2 \gamma + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \cos^2 \gamma \right) \frac{B(T)}{2}; \\ -\frac{dI_2}{dz} &= \left(k + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \right) I_2 + \frac{-\sigma_1 + \sigma_2}{4} \cos \gamma \cdot V - \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \cos \gamma \cdot U - \\ &\quad - \left(k + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \right) \cdot \frac{B(T)}{2}; \\ -\frac{dV}{dz} &= \frac{-\sigma_1 + \sigma_2}{2} \cdot \cos \gamma (I_1 + I_2) + \left(k + \frac{\sigma_0}{2} \sin^2 \gamma + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{4} (1 + \cos^2 \gamma) \right) \cdot V - \\ &\quad - \frac{\sin^2 \gamma}{2} (2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2) \cdot U + (\sigma_1 - \sigma_2) \cos \gamma \frac{B(T)}{2}; \\ -\frac{dU}{dz} &= (-\delta_1 + \delta_2) \cdot \cos \gamma (I_2 - I_1) + \frac{\sin^2 \gamma}{2} \cdot (2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2) \cdot V + \\ &\quad + \left(k + \frac{\sigma_0}{2} \sin^2 \gamma + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{4} (1 + \cos^2 \gamma) \right) \cdot U. \end{aligned} \quad (28)$$

Здесь k — коэффициент непрерывного поглощения.

Найдем теперь вид уравнений переноса излучения в системе параметров (10), для которых матрица поглощения диагональна. Используя (11), уравнения получаем в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \overline{\Delta E_+ E_+^*} &= -\sigma_+ \overline{E_+ E_+^*} \cdot \Delta z + j_1 \cdot \Delta z; \\ \overline{\Delta E_- E_-^*} &= -\sigma_- \overline{E_- E_-^*} \cdot \Delta z + j_2 \cdot \Delta z; \\ \overline{\Delta E_+ E_-^*} &= -\left(\frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} + i(\delta_+ - \delta_-)\right) \cdot \overline{E_+ E_-^*} \cdot \Delta z + j_3 \cdot \Delta z; \\ \overline{\Delta E_- E_+^*} &= -\left(\frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} - i(\delta_+ - \delta_-)\right) \cdot \overline{E_- E_+^*} \cdot \Delta z + j_4 \cdot \Delta z. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Здесь под величинами j_1, j_2, j_3, j_4 понимаются параметры излученной энергии. Величины j_1, j_2, j_3, j_4 найдем, применяя уравнения (29) к случаю полного термодинамического равновесия; при этом

$$\overline{\Delta E_+ E_+^*} = \overline{\Delta E_- E_-^*} = \overline{\Delta E_+ E_-^*} = \overline{\Delta E_- E_+^*} = 0. \quad (30)$$

Так как $\overline{E_1 E_1^*} = \overline{E_2 E_2^*} = \frac{B(T)}{2}$; $\overline{E_1 E_2^*} = \overline{E_2 E_1^*} = 0$, то, применяя (17),

$$\left. \begin{aligned} \overline{E_+ E_+^*} = \overline{E_- E_-^*} &= \frac{(DD^* + 1)^2}{(D^2 - 1)(D^2 - 1)^*} \cdot \frac{B(T)}{2}; \\ \overline{E_+ E_-^*} = \overline{E_- E_+^*} &= -\frac{(DD^* + 1)(D + D^*)}{(D^2 - 1)(D^2 - 1)^*} \cdot \frac{B(T)}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Подставляя теперь (30) и (31) в (29), будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} j_1 &= \sigma_+ \frac{(DD^* + 1)^2}{|D^2 - 1|^2} \cdot \frac{B(T)}{2}; \\ j_3 &= -\frac{(DD^* + 1)(D + D^*)}{|D^2 - 1|^2} \cdot \left(\frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} + i(\delta_+ - \delta_-)\right) \cdot \frac{B(T)}{2}; \\ j_2 &= \sigma_- \frac{(DD^* + 1)^2}{|D^2 - 1|^2} \cdot \frac{B(T)}{2}, \quad j_4 = j_3^*. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Таким образом, уравнения переноса излучения с учетом непрерывного поглощения примут вид:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{dE_+ E_+^*}{dz} &= \left(E_+ E_+^* - \frac{(DD^* + 1)^2}{|D^2 - 1|^2} \cdot \frac{B(T)}{2}\right) \cdot (k + \sigma_+); \\ -\frac{dE_- E_-^*}{dz} &= \left(E_- E_-^* - \frac{(DD^* + 1)^2}{|D^2 - 1|^2} \cdot \frac{B(T)}{2}\right) \cdot (k + \sigma_-); \\ -\frac{dE_+ E_-^*}{dz} &= \left(E_+ E_-^* - \frac{(DD^* + 1)(D + D^*)}{|D^2 - 1|^2} \cdot \frac{B(T)}{2}\right) \times \\ &\quad \times \left(k + \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} + i(\delta_+ - \delta_-)\right); \\ \overline{E_+ E_-^*} &= (\overline{E_- E_+^*})^*. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

§ 4. Вывод выражений для величин $\delta_0, \delta_1, \delta_2$

Данные величины необходимы для решения уравнений (33) или тождественных им уравнений (28). Для этой цели мы можем воспользоваться результатами [7]. После небольших преобразований, учитывая доплеровское расширение линий и затухание излучения, получим:

$$\left. \begin{aligned} n'_{1,2,0} &= 1 - \frac{N \cdot f_{ik} e^2}{4\pi^{3/2} m_e v_{ik} \Delta v_D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{y \cdot e^{-\left(\frac{x_{1,2,0}-y}{\eta}\right)^2}}{y^2 + 1} dy; \\ 2n'_{1,2,0} \cdot x_{1,2,0} &= \frac{N \cdot f_{ik} \cdot e^2}{2\pi^{3/2} m_e v_{ik} \Delta v_D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\left(\frac{x_{1,2,0}-y}{\eta}\right)^2}}{y^2 + 1} dy. \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

Здесь $\Delta v_D = \frac{v_{ik}}{c} \cdot \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$ — доплеровская полуширина компонент,

$\eta = \frac{\Delta v_D}{\delta_{ik}}$, δ_{ik} — постоянная затухания, N — число поглощающих атомов,

f_{ik} — сила осциллятора, $x_{1,2} = \frac{v - v_{ik} \mp v_L}{\delta_{ik}}$, $x_0 = \frac{v - v_{ik}}{\delta_{ik}}$, v_L — расщепление компонент линий.

В [7] дается разложение (34) в ряды по степеням x , но для астрофизических применений оно неудобно. Д. Гаррисом [8] получено пригодное для астрофизических применений разложение коэффициента поглощения в ряд, поэтому нам остается получить аналогичное разложение для первого выражения из (34). Обозначая

$$a = \frac{\delta_{ik}}{\Delta v_D}; \quad v_{1,2} = \frac{v - v_{ik} \mp v_L}{\Delta v_D}; \quad k_0 = \frac{V\pi \cdot e^2 \cdot f_{ik}}{m_e \cdot c \cdot \Delta v_D}; \quad v_0 = \frac{v - v_{ik}}{\Delta v_D} \quad (35)$$

и используя (7), будем иметь

$$\begin{aligned} \sigma_{1,2,0} &= N \cdot k_0 \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(v_{1,2,0} - y)^2 + a^2} dy, \\ \delta_{1,2,0} &= \frac{N \cdot k_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(y - v_{1,2,0}) \cdot e^{-y^2}}{(y - v_{1,2,0})^2 + a^2} dy. \end{aligned}$$

Вводя обозначения

$$\begin{aligned} H(a, v_j) &= \frac{\sigma_j}{k_0} = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{(v_j - y)^2 + a^2} dy; \\ F(a, v_j) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(y - v_j) \cdot e^{-y^2}}{(v_j - y)^2 + a^2} dy \quad (j = 1, 2, 0), \end{aligned} \quad (36)$$

можно записать:

$$\sigma_j = N k_0 H(a, v_j); \quad \delta_j = N k_0 \cdot F(a, v_j) \quad (j = 1, 2, 0). \quad (37)$$

Следуя [7], можно показать, что

$$H(a, v) - 2iF(a, v) = \frac{2}{V\pi} e^{-(v+ia)^2} \cdot \left(\frac{V\pi}{2} + i \int_0^{v+ia} e^{t^2} dt \right).$$

Разлагая правую часть в ряд Тейлора по степеням a , получим, помимо ряда, данного Гаррисом, ряд

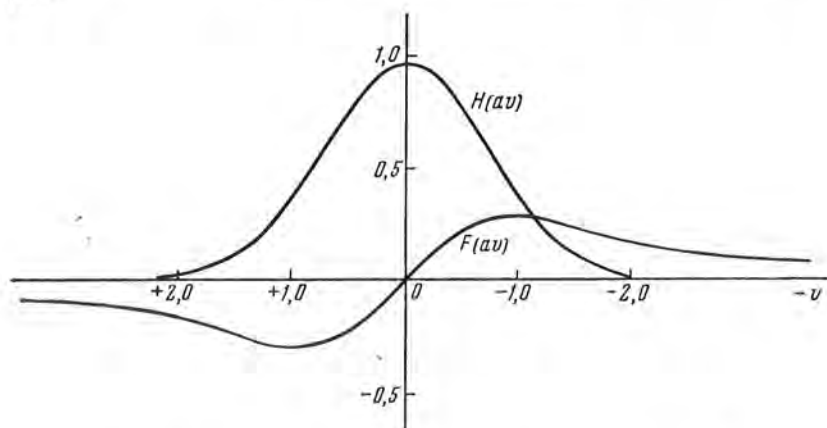
$$F(a, v) = F_0(v) + aF_1(v) + a^2F_2(v) + a^3F_3(v) + \dots \quad (38)$$

Функции $F_j(v)$ будут равняться:

$$\left. \begin{aligned} F_0 &= -\frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot f(v); & F_2 &= -\frac{v}{\sqrt{\pi}} + f(v) \frac{(2v^2 - 1)}{\sqrt{\pi}}; \\ F_1 &= ve^{-v^2}; & F_3 &= \frac{1}{3} ve^{-v^2} (3 - 2v^2) \quad (j = 0, 1, 2, 3, \dots). \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Здесь $f(v) = e^{-v^2} \cdot \int_0^v e^{t^2} dt$.

Фиг. 2 иллюстрирует поведение функций H и F при значении $a = 0,02$.



Фиг. 2. Зависимость функций F и H от v при $a = 0,02$

Изложенная теория, учитывающая влияние магнитного вращения плоскости поляризации на образование линий поглощения для обычно применяемых моделей полей солнечных пятен (поле предполагается однородным и излучение соответствует локальному термодинамическому равновесию), очень усложняет выкладки, однако не даст результатов, практически отличных от результатов теории В. Унно. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим распространение света в продольном $\gamma = 0$ и поперечном $\gamma = \pi/4$ поле. При $\gamma = 0$ имеем согласно (8) и (9)

$$D = \left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)_{+} = i; \quad \sigma_{\pm} + 2i\delta_{\pm} = \sigma_{1,2} + 2i\delta_{1,2};$$

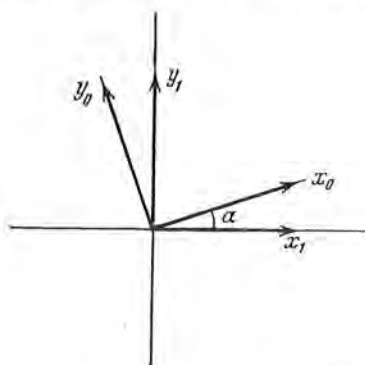
при $\gamma = 90^\circ$ аналогично

$$D = \infty; \quad \sigma_{+} + 2i\delta_{+} = \sigma_0 + 2i\delta_0; \quad \sigma_{-} + 2i\delta_{-} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} + i(\delta_1 + \delta_2).$$

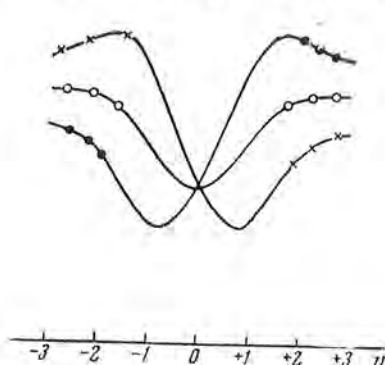
Легко видеть, что интегрирование уравнений (33) дает в обоих случаях тот же результат, какой получается без учета магнитного вращения. Для полей с вектором напряженности магнитного поля, наклоненным к лучу

зрения, в отличие от обычной теории все четыре уравнения переноса излучения дают не нулевое решение, однако поляризация выходящего излучения будет практически такой же, как если бы мы не учитывали магнитного вращения. Необходимые вычисления были проведены для поля с $\gamma = \pi/4$.

Влияние магнитного вращения на образование линий поглощения скажется, если мы откажемся от предположения однородного магнитного поля в пятне. Допустим, что составляющая вектора напряженности магнитного поля поворачивается в плоскости xu , совпадающей с поверхностью волнового фронта при проникновении во все более глубокие слои пятна. При этом мы сможем объяснить обнаруженное А. Б. Северным [3] противо-



Фиг. 3. Относительное расположение координатных осей в слоях А и В. Трансверсальные составляющие в слоях А и В направлены параллельно осям x_1 и x_0 соответственно



Фиг. 4. Влияние магнитного вращения на круговые составляющие π -компоненты

Кривая со светлыми кружками — контур круговой составляющей без учета магнитного вращения. Кривые с крестиками и точками — контуры круговых составляющих с учетом магнитного вращения

положное смещение круговых составляющих π -компоненты относительно несмещенного положения. В данном случае магнитное поле настолько велико, что имеем полное расщепление зеемановских компонент линий.

Будем рассматривать образование только π -компоненты. Существование π -компоненты будем объяснять наличием трансверсальной составляющей магнитной напряженности. Так как нас интересует только качественная сторона эффекта, мы для простоты примем следующую модель магнитного поля пятна: перед полубесконечным слоем А с трансверсальной составляющей поля, направленной вдоль оси x_1 , находится слой В, оптической глубины τ_B , с некоторым другим направлением трансверсальной составляющей поля, например вдоль оси x_0 . Фиг. 3 иллюстрирует относительное расположение трансверсальных составляющих. Здесь α — угол между осями x_0 и x_1 .

Предполагаем, что температура в среде В постоянна.

Вначале рассмотрим распространение света в среде В. Имеем:

$$\begin{aligned} e_+ &= x_0; & \sigma_+ &= k + \sigma \sin^2 \gamma; & \delta_+ &= \delta_0 \sin^2 \gamma; \\ e_- &= y_0; & \sigma_- &= k; & \delta_- &= 0. \end{aligned}$$

Интегрирование уравнений (33) при $D = \infty$ дает:

$$\left. \begin{aligned} \overline{E_+ E_+^*} &= \overline{(E_+ E_+^*)_0} \cdot e^{-(k + \sigma_0 \sin^2 \gamma)z} + (1 - e^{-(k + \sigma_0 \sin^2 \gamma)z}) \cdot \frac{B(T)}{2}; \\ \overline{E_- E_-^*} &= \overline{(E_- E_-^*)_0} \cdot e^{-kz} + (1 - e^{-kz}) \frac{B(T)}{2}; \\ \overline{E_+ E_-^*} &= \overline{(E_+ E_-^*)_0} \cdot e^{-\left(k + \frac{\sigma_0}{2} \sin^2 \gamma + i \delta_0 \sin^2 \gamma\right)z}; \\ \overline{E_- E_+^*} &= \overline{(E_+ E_-^*)_0}^* \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Подставляя в (17) $D = +i$, получим круговые составляющие π -компоненты

$$I_{i,r} = \frac{1}{2} \left[\overline{E_+ E_+^*} + \overline{E_- E_-^*} - i (\overline{E_+ E_-^*} - \overline{E_- E_+^*}) \right]. \quad (41)$$

Определим теперь $\overline{(E_+ E_+^*)_0}$, $\overline{(E_- E_-^*)_0}$, $\overline{(E_+ E_-^*)_0}$, $\overline{(E_- E_+^*)_0}$ — параметры излучения, выходящего из слоя A . Поскольку слой полубесконечный, то излучение π -компоненты имеет независимые составляющие I_1 и I_2 , отнесенные к векторам

$$\mathbf{e}_1 = \mathbf{x}_1, \quad \mathbf{e}_2 = \mathbf{y}_1. \quad (42)$$

Так как поглощение в линии имеется только у составляющей I_1 , то мы можем принять:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{2} r(\nu) I_0; \\ I_2 &= \frac{1}{2} I_0. \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

Здесь I_0 — интенсивность непрерывного спектра.

Легко показать, что существует следующая зависимость:

$$\begin{aligned} \overline{E_+ E_+^*} &= \cos^2 \alpha I_1 + \sin^2 \alpha I_2; \\ \overline{E_- E_-^*} &= \sin^2 \alpha I_1 + \cos^2 \alpha I_2; \\ \overline{E_+ E_-^*} &= \overline{E_- E_+^*} = \frac{\sin 2\alpha}{2} (I_2 - I_1), \end{aligned}$$

или, с помощью (43),

$$\left. \begin{aligned} E_+ E_+^* &= \frac{1}{2} I_0 [r(\nu) \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha]; \\ E_- E_-^* &= \frac{1}{2} I_0 [r(\nu) \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha]; \\ E_+ E_-^* &= E_- E_+^* = \frac{\sin 2\alpha}{4} I_0 [1 - r(\nu)]. \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

Подставляя (44) и (40) в (41) и при этом полагая $B(T) = 0$; $\alpha = 45^\circ$; $k \ll \sigma_0 \sin^2 \gamma$ (при этих условиях круговые составляющие π -компоненты

будут наиболее сильно смещены от центра линии), получим:

$$I_{1,v} = \frac{1}{8} I_0 \{ (1 + r(v)) \cdot (1 + e^{-\sigma_0 \sin^2 \gamma z}) \mp 2(1 - r(v)) \times \\ \times e^{-\frac{\sigma_0}{2} \sin^2 \gamma z} \cdot \sin(\delta_0 \sin^2 \gamma z) \}. \quad (45)$$

Так как δ_0 меняет знак при переходе через центр линии (см. фиг. 2), то контуры круговых составляющих π -компоненты будут смещены (фиг. 4). При построении чертежа принято: $r(v) = 0$, $\sigma_0(v_0) \sin^2 \gamma \cdot z = = 1,4$, при других значениях $r(v)$ смещение будет меньше.

Как видим, смещение круговых составляющих довольно значительное — превышает $v = 1$ — и вполне может наблюдаться при благоприятных обстоятельствах.

Смещение круговых компонент, обнаруженное А. Б. Северным, было значительно меньшим. Так должно получиться и в нашей теории, если учесть излучение, непрерывный поворот трансверсальной составляющей или другую величину ее скорости поворота с оптической толщиной слоя.

Можно отметить, что для объяснения наблюдаемого эффекта расщепление π -компоненты наличием магнитного вращения, при полном разделении зеемановских составляющих необходимо обязательно предположить вращение тангенциальной составляющей поля. Модели магнитных полей пятен с постоянной по направлению тангенциальной составляющей магнитной напряженности не дадут расщепления π -компоненты.

Рассматривая фиг. 4, можно видеть, что в круговых составляющих излучения π -компонента будет иметь как бы эмиссию в одном из крыльев. На самом деле эмиссии нет, это чисто оптический эффект перераспределения излучения между право- и левокруговой составляющей излучения, вызванный магнитным вращением. На общую интенсивность линии магнитное вращение не влияет. «Эмиссия» в крыле над непрерывным спектром в той же круговой составляющей излучения может исчезнуть, если откажемся от принятой нами схематической модели магнитного поля пятна. Если, например, в формуле (43) излучение I_2 будет также иметь контур, т. е. положим $I_2 = \frac{r_2(v)}{2} I_0$, то эмиссия выразится в некотором повышении интенсивности в одном из крыльев по сравнению с контуром, рассчитанным без учета магнитного вращения.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. об., 19, 20, 1958.
2. W. У н о. Publ. Astr. Soc. Japan, 8, 108, 1956.
3. А. Б. Северный. Астр. журн., 36, вып. 2, 208, 1959.
4. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. об., 18, 136, 1958.
5. Y. Ö h m a n. Symposium on Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics. Stockholm, 1956.
6. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. об., 26, 63, 1961.
7. М. Б о р н. Оптика. Харьков — Киев, Госстатиздат, 1937.
8. D. L. H a g g i s. Ap. J., 108, 112, 1948.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ ХРОМОСФЕРЫ ПО ДИСКУ СОЛНЦА
В ЛИНИИ K_{232} Ca II

Т. Т. Цан

Изучается изменение яркости флоккулов от центра к краю диска Солнца в линии K_{232} Ca II. Установлено убывание яркости флоккулов при приближении их к краю диска Солнца, что, по-видимому, указывает на убывание функции источников $P_{\lambda} = \frac{I_{\lambda}}{k_{\lambda}}$ с высотой.

THE BRIGHTNESS DISTRIBUTION OF THE CHROMOSPHERE OVER THE SOLAR DISK IN THE K_{232} Ca II LINE, by T. T. Tsan.— The brightness variations of flocculi from the solar center to the limb in the K_{232} Ca II line have been studied. A decrease in flocculi brightness with their approach to the solar limb is found. This apparently indicates a decrease in the source function $P_{\lambda} = \frac{I_{\lambda}}{k_{\lambda}}$ with height.

Фотометрические исследования спектрогелиограмм проводились рядом авторов [1—4]. В [1] по спектрогелиограммам определялось среднее значение флуктуации яркости в свете линии K_{232} , которое для двух исследованных случаев оказалось равным: $(\Delta I)^{1/2} = 0,107$ и $0,124$. В [2] рассматривалась зависимость между яркостью флоккулов в линиях K_{232} и H_{α} для выяснения механизма свечения H_{α} . В [3] изучалась зависимость между величиной магнитного поля и яркостью флоккулов. Наконец, в [4] была проведена фотометрия элементов тонкой структуры во флоккулах и невозмущенной хромосфере.

Однако круг задач, которые можно решать фотометрией спектрогелиограмм, значительно выходит за пределы рассмотренных в настоящее время проблем. В частности, фотометрируя спектрогелиограммы, полученные в каких-либо линиях на различных расстояниях от центра диска Солнца, можно получить дополнительные сведения об изменении физических условий с глубиной.

В данной статье изучается изменение яркости флоккулов в линии K_{232} Ca II от центра к краю диска Солнца. Спектрогелиограммы, использованные в настоящей работе, получены на Башенном солнечном телескопе обсерватории с диаметром изображения Солнца 44 мм. Список этих спектрогелиограмм приведен в табл. 1. В первом, третьем и пятом столбцах даны номера спектрогелиограмм, а во втором, четвертом и шестом столбцах — дата.

Таблица 1

№ пластинки	Дата	№ пластинки	Дата	№ пластинки	Дата
177	12.VI 1957	548	16.IX 1958	558	27.IX 1958
333	16.X 1957	549	17.IX 1958	559	28.IX 1958
383	19.XI 1957	553	22.IX 1958	716	30.VI 1959
387	22.XI 1957	554	23.IX 1958	778	12.IX 1959
388	23.XI 1957	555	24.IX 1958	923	8.VI 1960
409	9.II 1958	556	25.IX 1958	981	21.VII 1960
415	13.II 1958	557	26.IX 1958	1023	7.IX 1960
489	30.VI 1958				

Измерения спектрогелиограмм проводились на микрофотометре МФ-2 с размерами щели $1'',0 \times 1'',0$ (что немного меньше площади наименьших из ярких узелков).

Мы измеряли максимальную яркость флоккулов, расположенных в различных участках солнечного диска, и тем самым изучали изменение этой яркости во флоккулах от центра к краю. На первый взгляд кажется, что более правильно изучать изменение не максимальной, а средней яркости флоккулов. Поэтому прежде чем перейти к результатам измерений, рассмотрим, не внесет ли существенных ошибок измерение только максимальной яркости. Для выяснения этого вопроса были сделаны фотометрические разрезы отдельных флоккулов. Из полученных кривых распределения яркости во флоккулах численным интегрированием находилась зависимость между средней и максимальной яркостью этих объектов.

Таблица 2

№ пластинки	№ флоккула	$I_{\max}$	$\bar{I}$	$\frac{\bar{I}}{I_{\max}}$
556	1	56,0	23,0	0,41
	2	62,0	25,9	0,42
	3	50,0	20,4	0,41
557	4	49,0	23,6	0,48
	5	56,0	26,9	0,48
558	6	90,0	41,0	0,45
	7	56,0	26,9	0,48
333	8	52,4	24,5	0,47
409	9	70,0	32,2	0,46

Результаты таких вычислений приведены в табл. 2. В первом столбце даны номера спектрогелиограмм, во втором — номера флоккулов, для которых проводились измерения, в третьем и в четвертом столбцах даны соответственно максимальная и средняя яркости флоккулов, в последнем столбце — их отношение.

Из табл. 2 видно, что от флоккула к флоккулу отношение средней и максимальной яркостей меняется очень мало. Поэтому окончательный

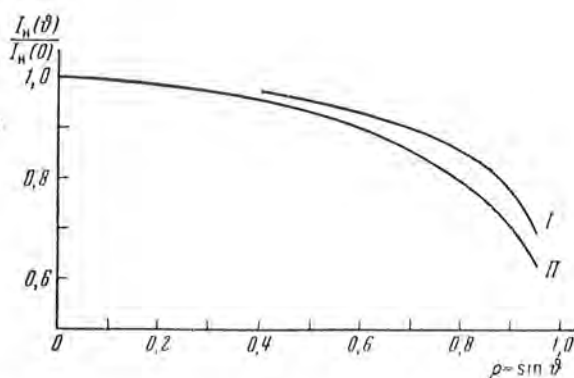
результат практически не изменится, если мы будем измерять не среднюю, а максимальную яркость флоккулов.

Яркость флоккулов мы выражали в единицах окружающей невозмущенной части хромосферы. Если обозначить через $I_{\Phi}(\vartheta)_{\max}$ наибольшую яркость во флоккуле, который находится на расстоянии $\rho = \sin \vartheta$ от центра диска Солнца, а через $I_{\Pi}(\vartheta)$ — яркость соседней невозмущенной хромосферы, то из спектрогелиограмм можно найти

$$\frac{I_{\Phi}(\vartheta)_{\max}}{I_{\Pi}(\vartheta)} \quad (1)$$

Этим самым считаем, что наблюдаемое флоккулярное излучение является его собственным излучением. Такое допущение вполне справедливо, так как оптическая толща флоккула в линии K_{232} значительно больше единицы.

Очевидно, что величина отношения (1) будет зависеть как от яркости флоккула $I_{\Phi}(\vartheta)_{\max}$, так и от яркости соседней невозмущенной хромосферы $I_{\Pi}(\vartheta)$.



Фиг. 1. Изменение яркости хромосферы от центра к краю

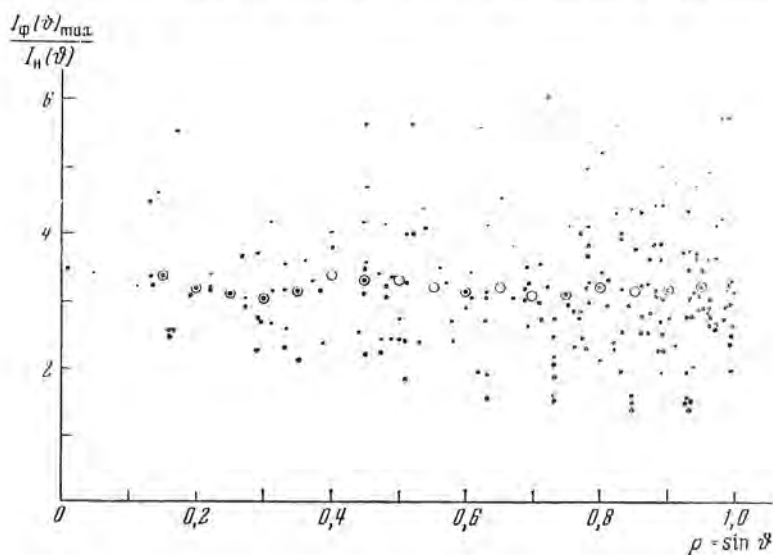
Выясним характер изменения яркости невозмущенной хромосферы от центра к краю. Для увеличения точности измерения для невозмущенной хромосферы проводились по 10 спектрогелиограммам. На каждой спектрогелиограмме делалось не меньше трех радиальных разрезов от центра к краю для различных направлений.

Осредненные результаты этих измерений приведены на фиг. 1. По оси абсцисс отложена величина $\rho = \sin \vartheta$, а по оси ординат — яркость невозмущенной хромосферы в единицах яркости хромосферы в центре диска (кривая II). Фотоэлектрические измерения распределения яркости хромосферы по диску Солнца проводились Е. Петитом [5]. Результаты этих измерений для К-линии приведены на фиг. 1 (кривая I). Как видим, между нашими измерениями (кривая II) и кривой I имеются расхождения. Кривая II дает систематически несколько большую величину потемнения от центра к краю. Нужно отметить, что такие измерения могут быть значительно искажены влиянием рассеянного света фотосферы. Кроме того, измерения в [5] проводились при ширине щели 0,2 Å, а наши — 0,32 Å,

Поэтому различие в поведении кривых *I* и *II* отчасти может быть вызвано и тем, что эти измерения относятся к несколько различным высотам хромосферы.

Как показано в [6], расстояние между эмиссионными пиками линии K_2 (separation) растет с увеличением расстояния от центра диска Солнца. Поэтому измерение потемнения от центра к краю при одной и той же ширине щели относится к физически различным участкам контура K_{232} -линии.

На фиг. 2 приведены результаты измерений относительных яркостей флоккулов. По оси абсцисс отложено расстояние ρ измеряемого флоккула от центра диска Солнца, а по оси ординат — отношение (1). Из этой фигуры



Фиг. 2. Изменение относительной яркости флоккулов от центра к краю. Точки — отдельные измерения, кружки — средние значения отдельных измерений

видно, что величина отношения (1) остается в среднем постоянной на всем интервале центр — край, в то время как яркость невозмущенного Солнца (фиг. 1) убывает при приближении к краю диска. Это указывает на то, что яркость флоккулярного излучения также убывает к краю диска Солнца.

Э. Р. Мустель показал [7, 8], что H_2 - и K_2 -линии возникают вследствие возбуждения ионов кальция электронным ударом. Наличие в центре этих эмиссионных линий абсорбционных провалов H_3 и K_3 , согласно этим работам, связано с убыванием величины $P_\lambda = \frac{I_\lambda}{h_\lambda}$ наружу.

Таким образом, наблюдаемое потемнение яркости флоккулов от центра к краю, по-видимому, также указывает на то, что в более верхних слоях флоккула P_λ убывает наружу.

В заключение выражаю благодарность В. Е. Стенанову и С. И. Гопасюку за обсуждение статьи.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. B. Rogerson. *Ap. J.*, **121**, 204, 1955.
 2. Э. Р. Мустель и Т. Т. Цап. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **17**, 162, 1957.
 3. В. Е. Степанов, Н. Н. Петрова. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **19**, 152, 1959.
 4. Т. Т. Цап. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **26**, 45, 1961.
 5. E. A. Pettit. *P. A. S. P.* **48**, 322, 1936.
 6. E. van R. Smith, *Ap. J.*, **132**, No 1, 202, 1961.
 7. Э. Р. Мустель. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **9**, 25, 1952.
 8. Э. Р. Мустель. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **13**, 96, 1955.
-

КОРПУСКУЛЯРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА НА НИСХОДЯЩЕЙ
ВЕТВИ ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий

Во введении дается краткий обзор эмпирических и теоретических исследований связи геомагнитных возмущений с активными областями на Солнце на нисходящей ветви цикла солнечной активности.

В первой и второй частях проводятся индивидуальные сопоставления геомагнитных возмущений и активных областей на Солнце, индикаторами которых являются флоккулы, за период с февраля 1940 г. по май 1944 г. Все наблюдавшиеся за это время флоккулы (активные области) разбиты на две группы:

флоккулы группы *I*, которые в момент прохождения центрального меридиана пересекали видимый центр диска или касались его; флоккулы группы *II*, для которых гелиоцентрический угол ψ , т. е. расстояние между параллелью видимого центра диска и ближайшей к ней частью флоккула, равен или больше 6° . Группа *II* в свою очередь была разбита на две подгруппы:

а) флоккулы группы *II₁*, расположенные в той же полусфере, что и видимый центр (благоприятная полусфера);

б) флоккулы группы *II₂*, расположенные в другой полусфере.

Сведения о возмущенности магнитного поля брались из [35]. Данные о флоккулах группы *I* были получены Э. Р. Мустелем в результате просмотра медонских спектрогелиограмм и для ряда случаев получены из обсерваторий Кодайканал и Маунт-Вилсон. Данные о флоккулах группы *II* брались из [40]. Геомагнитные и солнечные данные (флоккулы группы *I*), вычерченные за каждый оборот Солнца, представлены на фиг. 1.

Для всех групп флоккулов проводятся исследования методом наложенных эпох, которые дали следующие результаты:

а) для центральных флоккулов наблюдается правый максимум на фазе ± 5 дней (фиг. 2, *I(1)*, *I(2)*, *I(3)*);

б) отсутствует какая бы то ни была устойчивая закономерность для нецентральных флоккулов (фиг. 2, *II₁*, *II₂*). Это подтверждает более ранние выводы о существовании радиальных корпускулярных потоков, исходящих из активных областей.

В третьей части работы обсуждаются физические характеристики медленных корпускулярных потоков от Солнца на основании экспериментальных и теоретических данных.

CORPUSCULAR SOLAR RADIATION ON THE DECLINING BRANCH OF THE CYCLE OF SOLAR ACTIVITY, by A. S. Dvoryashin and L. S. Levitsky. — In the introduction a short review is given of empirical and theoretical investigations on the connection between geomagnetic disturbances and active solar regions on the declining branch of the cycle of solar activity.

For the period from February 1940 to May 1944 individual comparisons are made between geomagnetic disturbances and active regions on the sun, the indicators of which are flocculi. All the observed flocculi (active regions) are divided into two groups:

Flocculi of group *I*, which at the moment of CMP crossed the visible center of the disk or were adjacent to it; flocculi of group *II*, for which the heliocentric angle ψ (the distance between the parallel of the visible center of the disk and the part of the flocculi closest to it) is equal to or exceeds 6° . Groups *II* in turn divided into two subgroups: a. Flocculi of subgroup *II_f*, located in the same hemisphere ψ as the visible center (the favorable hemisphere). b. Flocculi of subgroup *II_u*, located in the other hemisphere.

Data on disturbances of the magnetic field were taken from [35]. The data on flocculi of group *I* were obtained by E. R. Mustel as a result of a review of Meudon spectroheliograms and in a number of cases those were obtained from the Kodaikanal and Mount Wilson observatories. Data on flocculi of group *II* were taken from [40]. Geomagnetic and solar data (flocculi of group *I*) for each rotation of the sun are given in fig. 1.

All the groups of flocculi are studied by the superposed epoch method and the following results obtained: 1. A right maximum at the phase +5 days (fig. 2, *I*(1), *I*(2), *I*(3)) is observed for the central flocculi.

2. There is no stable regularity for non-central flocculi (fig. 2, *II_f*, *II_u*). This confirms the previous conclusions on the existence of radial corpuscular streams from active regions.

In part 3 the physical characteristics of slow corpuscular streams from the sun are discussed on the basis of experimental and theoretical data.

Введение

Исследование вариаций геомагнитного поля дает нам ценные сведения о корпускулярном излучении Солнца. Характерной особенностью геомагнитных возмущений на нисходящей ветви цикла солнечной активности и вблизи минимума является тенденция к повторению через 27 дней. Такие повторяющиеся возмущения геомагнитного поля образуют последовательности [1]. Иногда, особенно вблизи минимума цикла солнечной активности, одна и та же последовательность удерживается на протяжении более 10 солнечных оборотов, причем период повторения в 27 дней выдерживается очень точно, отклонения, как правило, не превышают ± 1 день.

Изучению активных областей на Солнце, создающих последовательности геомагнитных возмущений, посвящен значительный цикл теоретических и эмпирических работ, выполненных как методом непосредственно индивидуальных сопоставлений возмущений геомагнитного поля и различных активных образований на Солнце [2—5], так и с применением методов статистики [6—22]. Исследования этой проблемы проводятся в основном в трех направлениях и результаты в каждом из них таковы:

1) теоретические работы Е. А. Пономарева [23], С. Чепмена [24—26], Е. Н. Паркера [27, 28], обсуждающие возможность протяжения солнечной короны до орбиты Земли. Наблюдения интенсивности зодиакального свечения [29] и исследование с помощью автоматической межпланетной станции [30] позволили получить возможные значения электронной плотности в межпланетном пространстве на расстоянии 1 а. е. и сравнить эти значения с теоретическими данными;

2) наличие минимума геомагнитных возмущений, наблюдаемого на статистических кривых, полученных методом наложения эпох [40], истолковывалось как результат разрушающего действия магнитных полей активных областей на поле корпускулярных потоков от Солнца;

3) многочисленные индивидуальные сопоставления [2—5] и статистические исследования [6—22] геомагнитных возмущений и различных активных образований на Солнце позволили установить, что источником корпускулярных потоков являются сами активные области, наблюдаемые как флоккулы (с пятнами или локальными магнитными полями), и совпадающие с ними в проекции на диск яркие корональные области в линии 5303 Å.

Перечисленные результаты, на первый взгляд весьма противоречивые, послужили темой многочисленных дискуссий [31].

Полученные в последнее время новые экспериментальные данные о плотности межпланетной среды [29, 30] и распределение интенсивности геомагнитных возмущений с широтой [32] позволяют каждому виду корпускулярного излучения Солнца поставить в соответствие определенные возмущения геомагнитного поля. отождествление магнитных бурь с внезапным началом (SC) и соответствующих им хромосферных вспышек проведено, например, в [33] и в других работах.

Детальный анализ интенсивности геомагнитных возмущений, проведенный по материалам большого числа станций в период МГГ — МГС, показал [32], что кроме синфазного и локального поясов геомагнитных возмущений наблюдаются два пояса почти непрерывных возмущений (северная и южная полярные шапки), характеризующиеся почти полным отсутствием магнитно-спокойных дней. Непрерывные возмущения в полярных шапках наблюдаются даже в то время, когда магнитное поле в синфазном поясе совершенно спокойно и оценивается K -индексом, равным единице *.

Представляется возможным связать эти постоянные непрерывные возмущения геомагнитного поля в полярных шапках с непрерывным потоком корпускул от Солнца — «солнечным ветром». Согласно [23] градиент температуры и плотности создает направленный ток вещества в короне. Показано [28], что наблюдаемая корональная температура $\sim 2 \cdot 10^6$ ° на расстоянии 3—4 радиусов от Солнца ведет к гидродинамическому расширению короны со скоростью ~ 500 км/сек и плотностью $\sim 10^2$ см⁻³ на расстоянии орбиты Земли.

Зная южную границу пояса непрерывных геомагнитных возмущений ($\varphi \sim 75^\circ$) [32], можно оценить плотность частиц в непрерывном потоке корпускул от Солнца. Натекающий на Землю поток может проникнуть на глубину, где давление геомагнитного поля равно динамическому давлению потока. Согласно [28], для максимума цикла скорость гидродинамического расширения короны составляет ~ 400 — 500 км/сек на расстоянии орбиты Земли. Следовательно, для объяснения непрерывной возмущенности геомагнитного поля в полярной шапке «солнечным ветром» необходимо принять, что плотность потока вблизи орбиты Земли составляет ~ 10 см⁻³ ионов водорода. Это значение очень близко к уточненным в последнее время данным о плотности свободных электронов в межпланетном пространстве на расстоянии орбиты Земли [29], полученным из

* Частное сообщение М. С. Боброва.

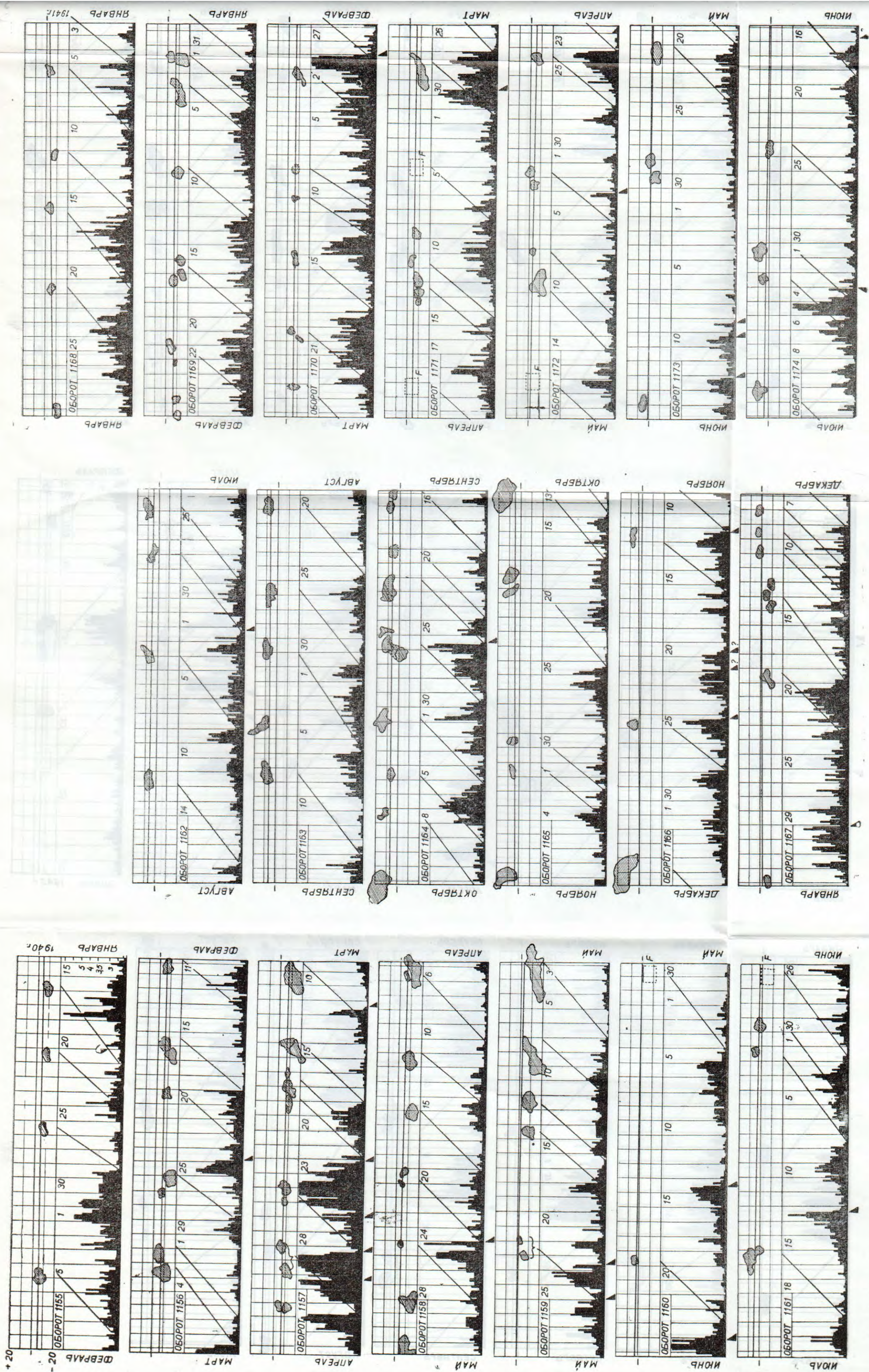
наблюдения интенсивности зодиакального свечения. Поскольку можно считать, что стационарный межпланетный газ не существует [34], полученные значения плотности относятся именно к постоянному фону в корпускулярном излучении Солнца — «солнечному ветру». Можно ожидать, что интенсивность постоянного фона в корпускулярном излучении Солнца существенно меняется с циклом солнечной активности и вблизи минимума ослабевает настолько, что межпланетное пространство становится свободным от магнитных полей, уносимых из Солнца корпускулярными потоками, так что восстанавливается интенсивность галактического космического излучения, регистрируемого на Земле.

Изучение связи между геомагнитными возмущениями и солнечными образованиями с использованием метода наложенных эпох [6—22] в ряде случаев дало на статистических кривых минимум геомагнитных возмущений на третий день после прохождения активных образований через центральный меридиан. Отсюда было сделано заключение о наличии «конуса избегания» для корпускул, который создается самими активными областями [40], или разрушающем действии активных областей [8]. Предполагалось, что достаточно интенсивные возмущения геомагнитного поля идут все время и что активные области создают только «минимумы» в этом общем фоне.

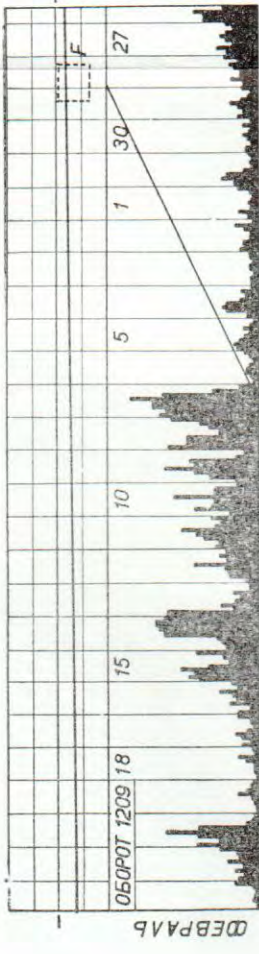
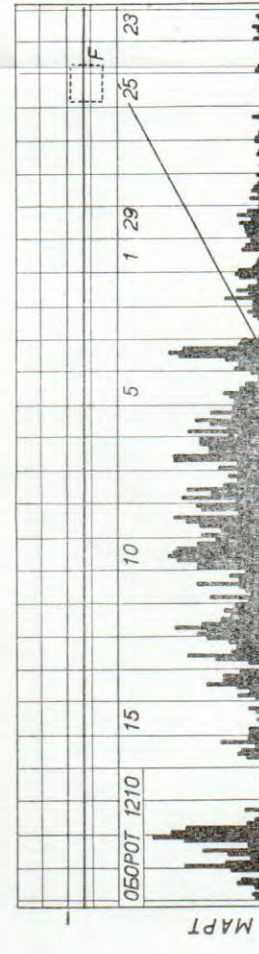
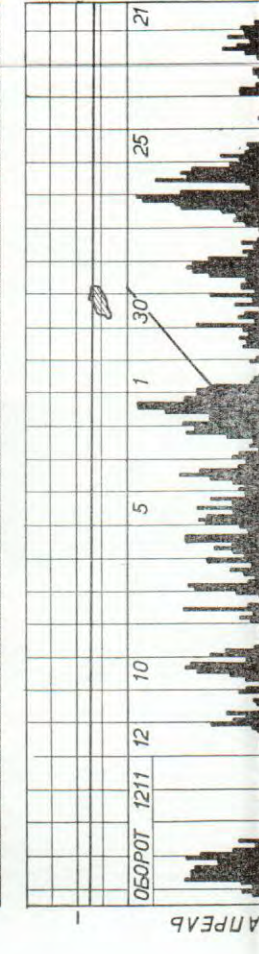
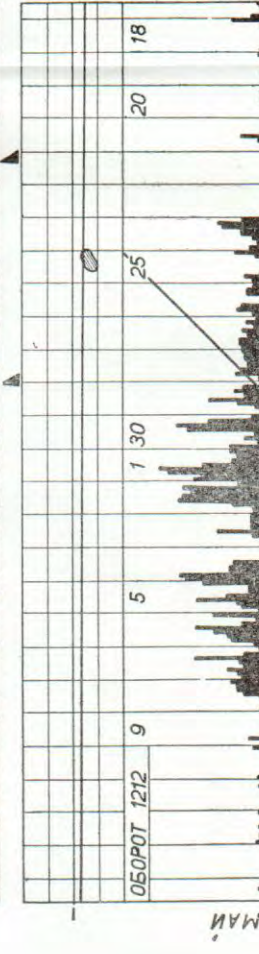
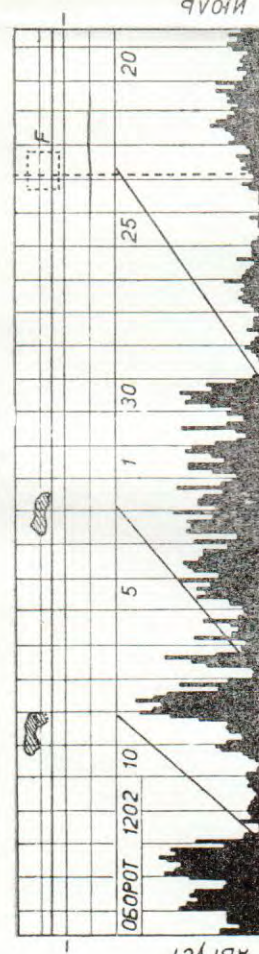
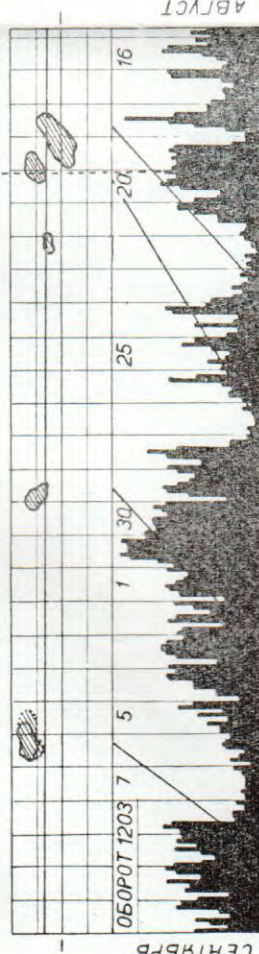
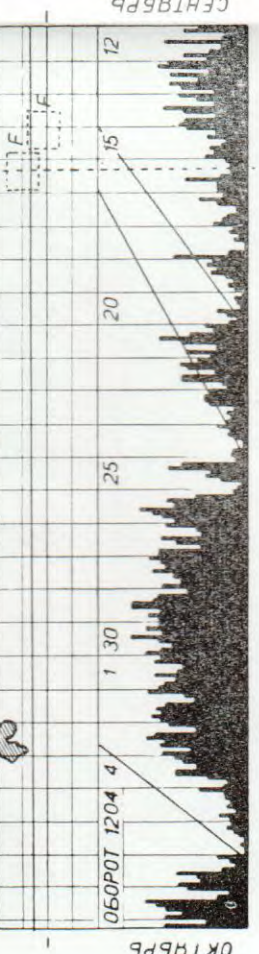
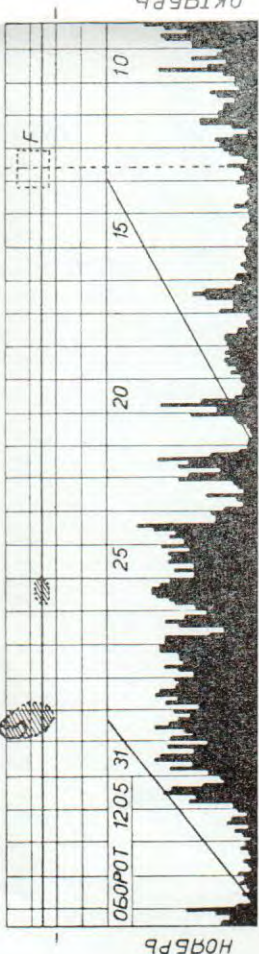
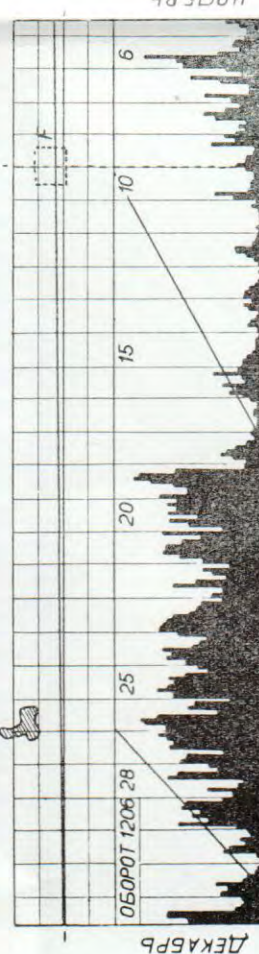
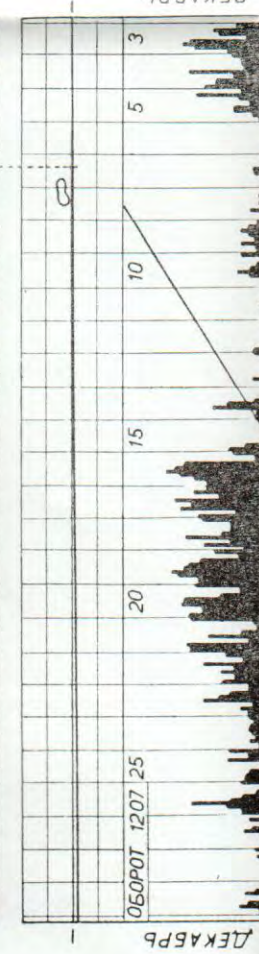
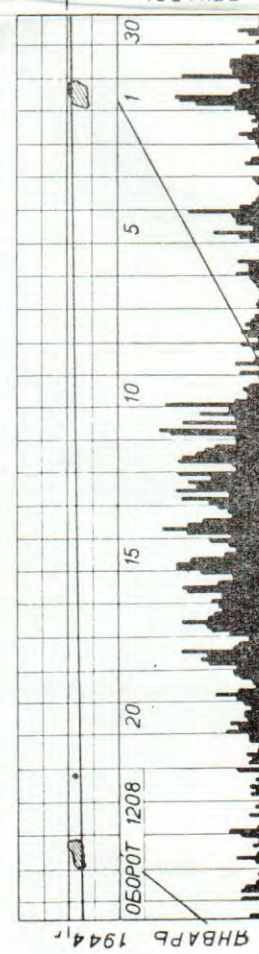
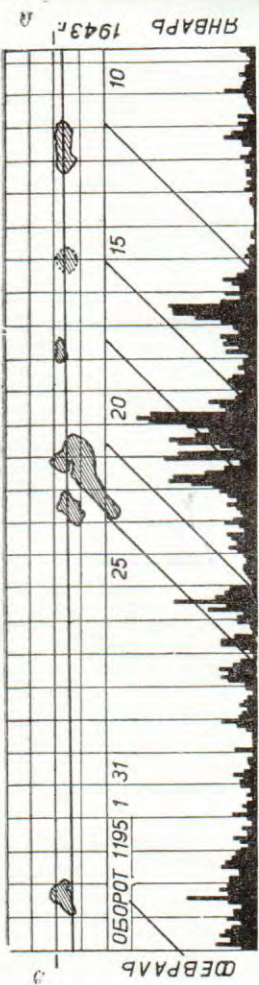
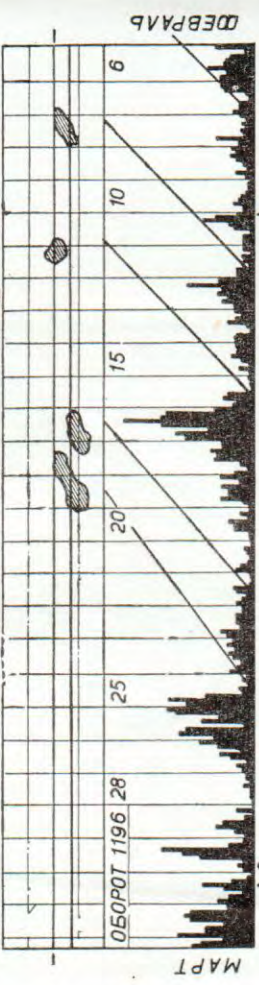
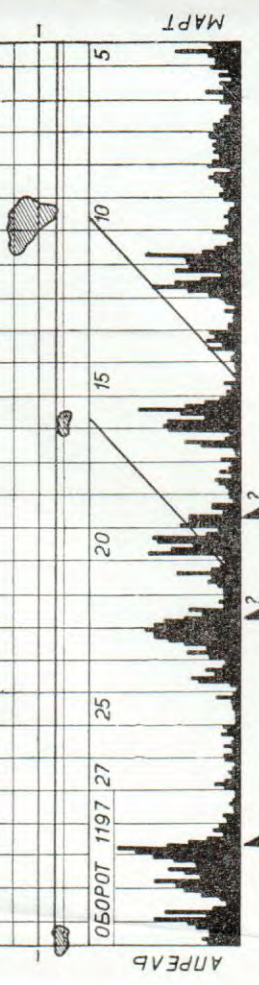
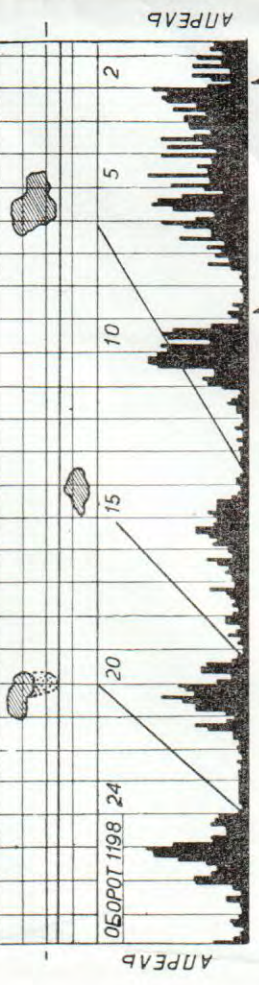
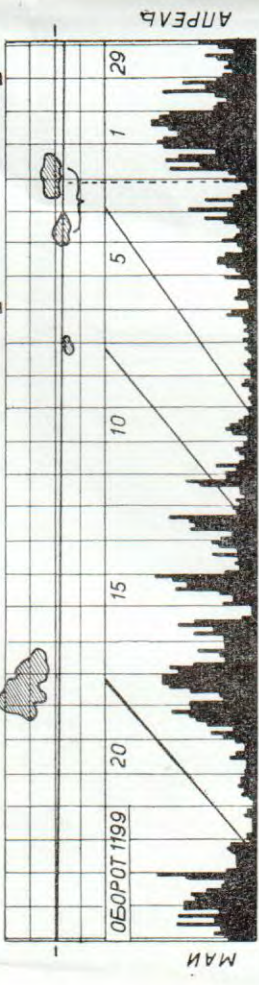
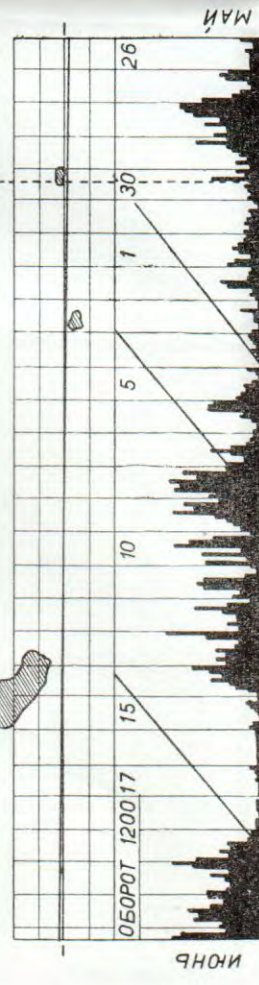
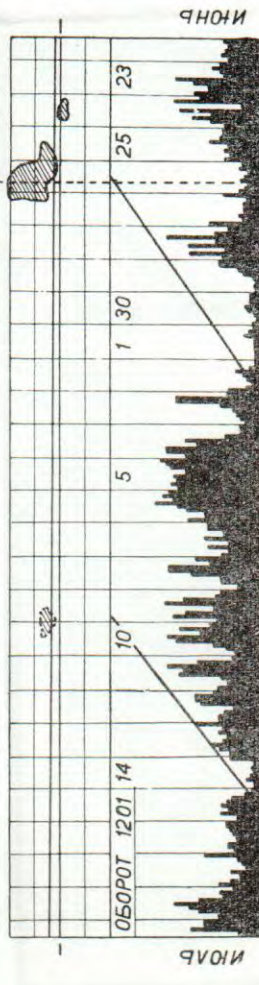
Новая интерпретация статистических кривых, приведенных в [13—15, 19], дана в [17] и особенно в [18, 20]. Показано [20], что единственным устойчивым образованием на всех статистических кривых является правый максимум (появляющийся на шестой день после прохождения флоккулом видимого центра солнечного диска); это подтверждает основной вывод большого числа работ, что источником корпускулярных потоков служат сами активные области. Этот вывод был получен из исследования связи геомагнитных возмущений и активных областей на Солнце за последние пять циклов солнечной активности.

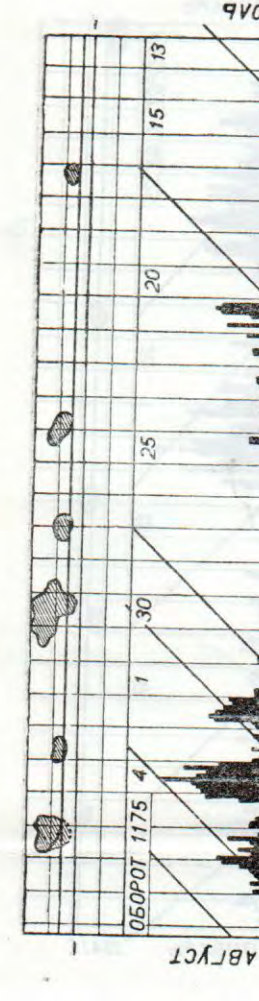
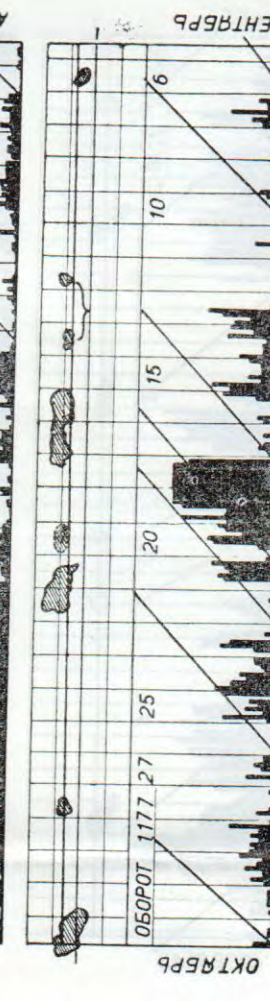
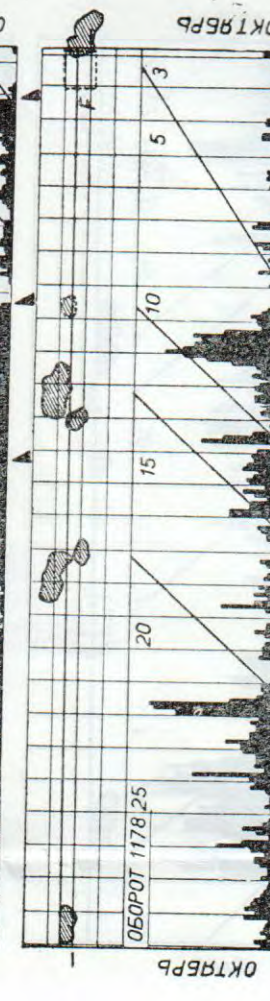
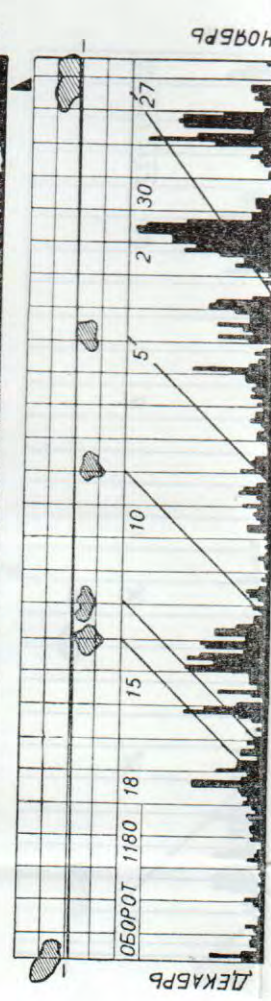
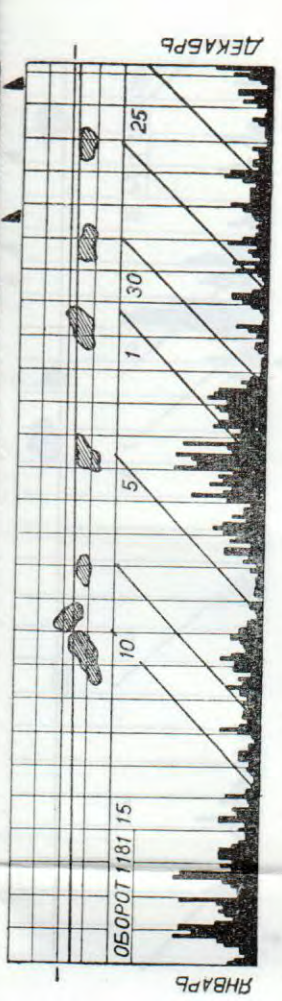
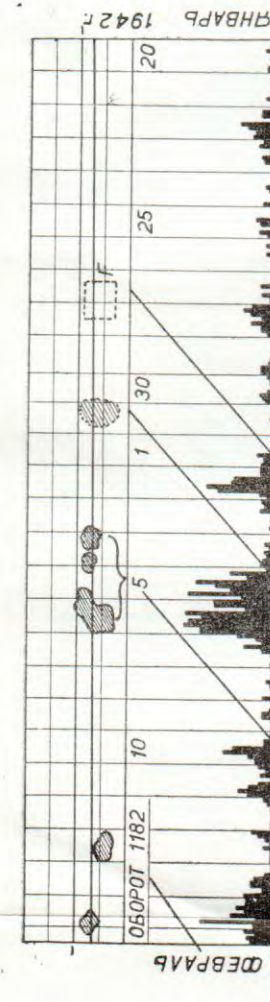
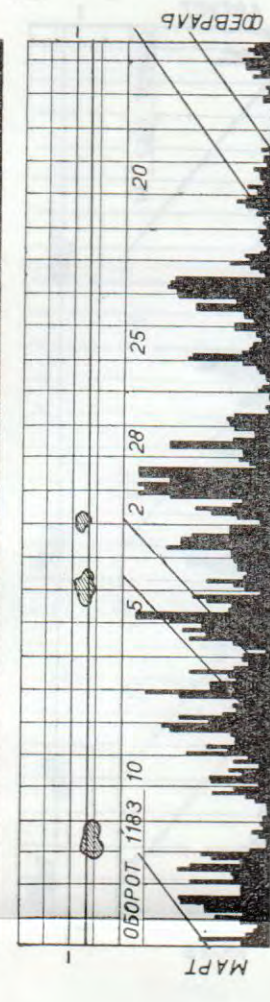
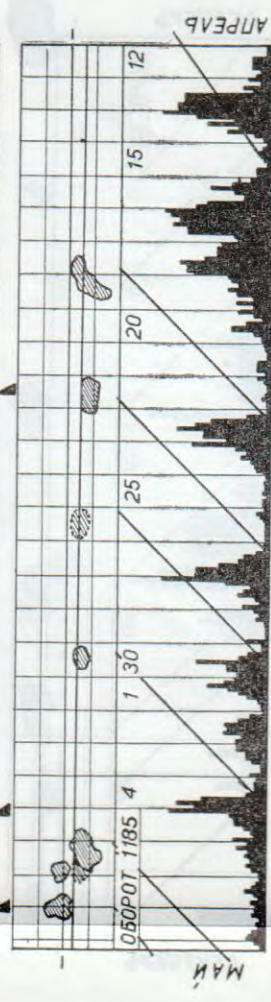
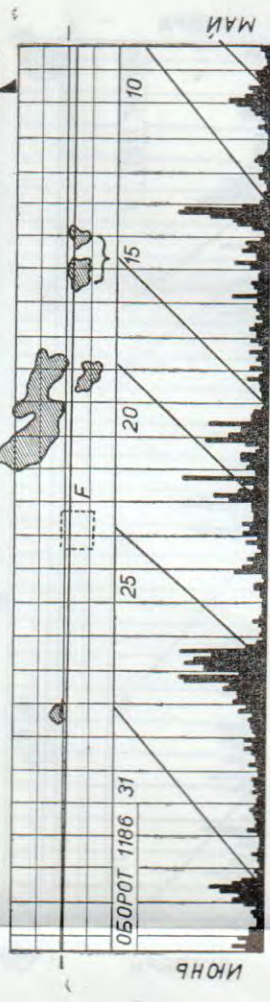
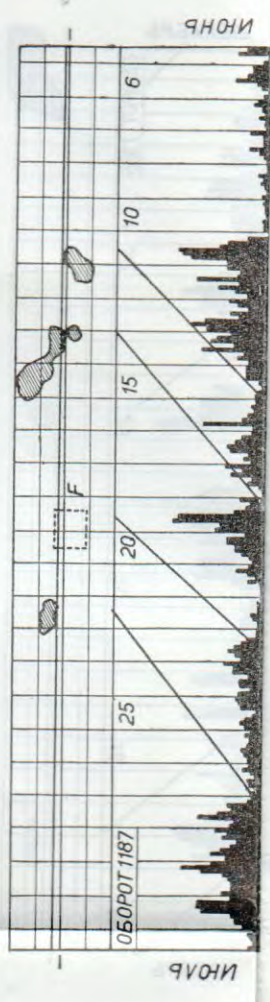
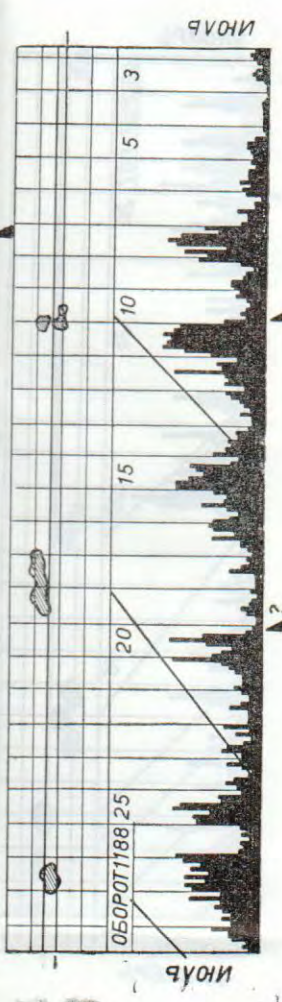
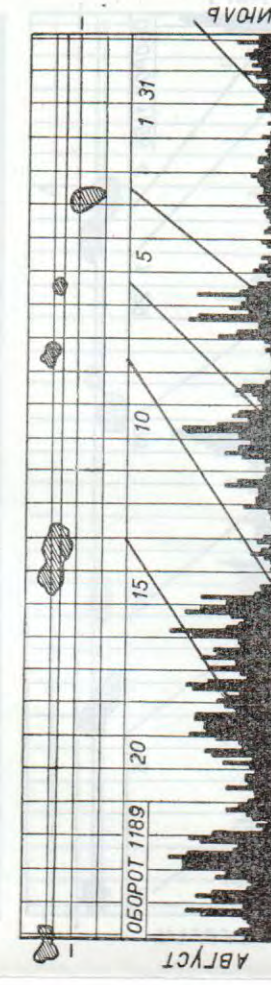
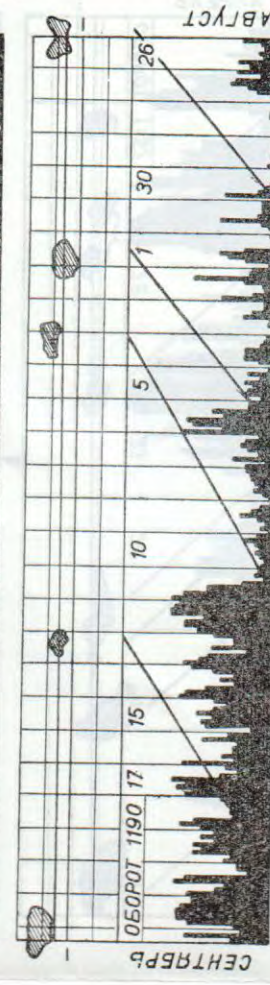
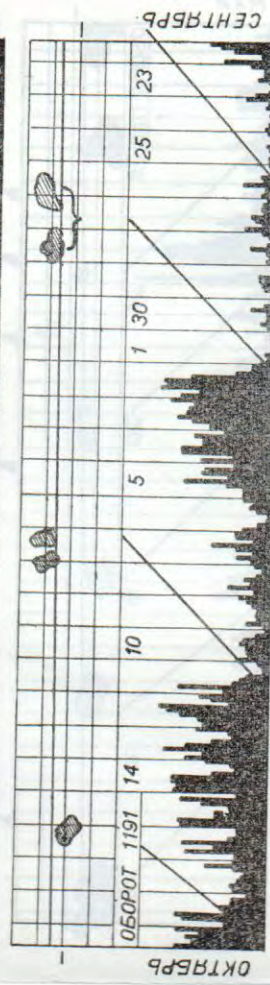
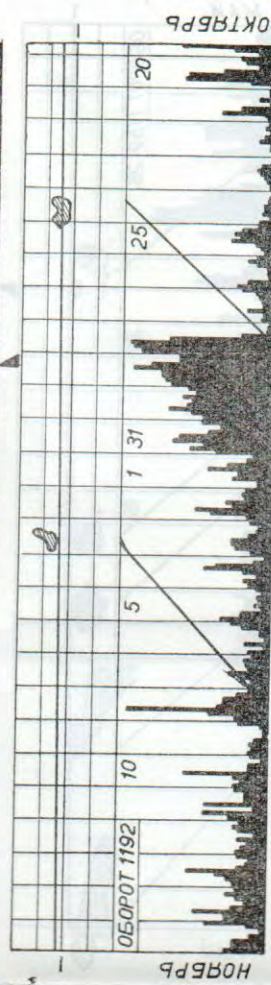
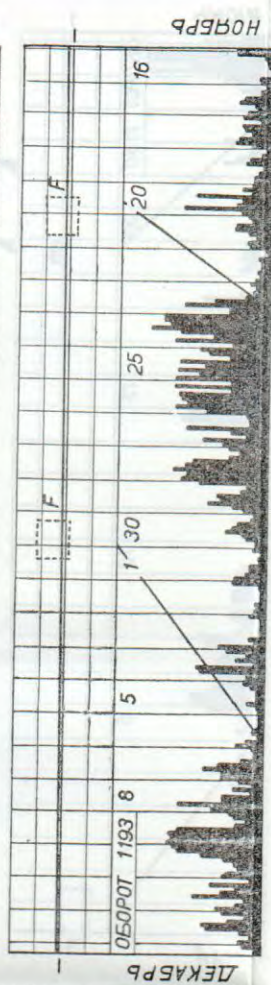
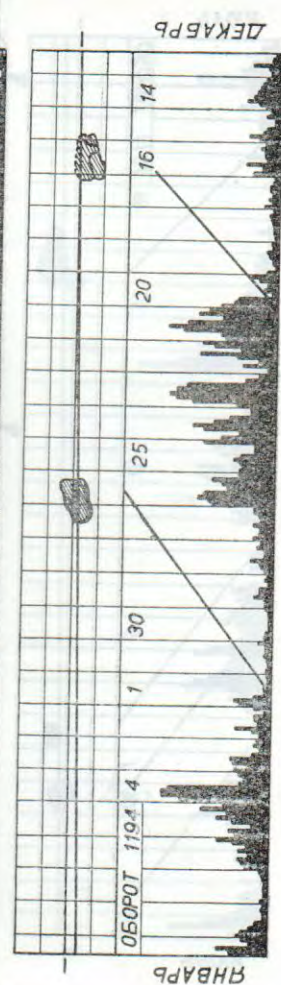
§ 1. Индивидуальные сопоставления магнитных возмущений и активных областей на Солнце

Нами, в дополнение к [2], исследуется связь между геомагнитными возмущениями (с постепенным началом) и активными областями на Солнце для нисходящей ветви 17-го цикла солнечной активности (февраль 1940 г. — май 1944 г.). Сведения о возмущенности магнитного поля брались из [35]. Данные о прохождении флоккулов через видимый центр солнечного диска для этого периода были получены Э. Р. Мустелем в результате просмотра медонских спектрогелиограмм и для некоторых случаев — из обсерваторий Кодайканал и Маунт-Вилсон. Геомагнитные и солнечные данные за каждый оборот Солнца представлены на фиг. 1. Наклонными линиями указаны предполагаемые отождествления геомагнитных возмущений и активных областей на Солнце, для которых индикатором являются флоккулы. За 1940—1941 гг., близкие к максимуму цикла, наблюдалось значительное число SC. На фиг. 1 они отмечены треугольниками (просто треугольником отмечены SC, записанные на двух или более станциях,



Фиг. 1. Сопоставление флюктуов и геомагнитных возмущений





треугольником со значком вопроса — записанные только на одной стадии). Сведения о SC получены из [36—38].

Индивидуальное сопоставление геомагнитных возмущений и активных областей на Солнце для нисходящей ветви солнечной активности обсуждалось неоднократно [2—5]. Мы приводим фиг. 1 лишь потому, что построение подобных диаграмм дает возможным наилучшим образом изучать 27-дневную повторяемость геомагнитных возмущений, длительность возмущений и их профиль.

За исследуемый период наблюдались следующие наиболее резко выраженные последовательности:

а) последовательность, наблюдавшаяся наиболее четко на оборотах 1188—1191. Возможно, что она продолжается также и на оборотах 1192—1194;

б) последовательность, начавшаяся 1.X 1942 г. и продолжавшаяся на оборотах 1192—1194;

в) последовательность, наблюдавшаяся на оборотах 1196—1206;

г) последовательность, наблюдавшаяся на оборотах 1200—1211.

Заметим, что иногда, особенно вблизи минимума цикла солнечной активности, геомагнитные возмущения могут наблюдаться и без всякой видимой связи с хромосферными образованиями на диске Солнца. В таких случаях мы связываем геомагнитные возмущения с F-областью (отмечено пунктирными квадратами на синоптических картах). Это представляется вполне оправданным, так как формирование корпускулярного потока, вызывающего геомагнитные возмущения, более интенсивные, нежели «перманентные» возмущения в полярных шапках, происходит в основном на более высоких уровнях в короне. Как и в работе [2], один и тот же флоккул (или последовательность флоккулов с приблизительно одинаковой долготой), создающий данную геомагнитную последовательность, объединен штриховой вертикальной линией. Из фиг. 1 можно видеть, что время запаздывания Δt геомагнитных возмущений относительно прохождения активной области через центральный меридиан составляет в среднем 3—6 дней. К минимуму солнечной активности средняя скорость корпускулярных потоков уменьшается [4], время запаздывания возрастает. Показано [5], что дисперсия скоростей корпускул в потоках в среднем порядка 200 км/сек. Несмотря на это, продолжительность возмущений во многих случаях велика и увеличивается к минимуму активности, что является результатом малых скоростей корпускул перед самым минимумом [39].

§ 2. К статистике геомагнитных возмущений и активных областей на Солнце

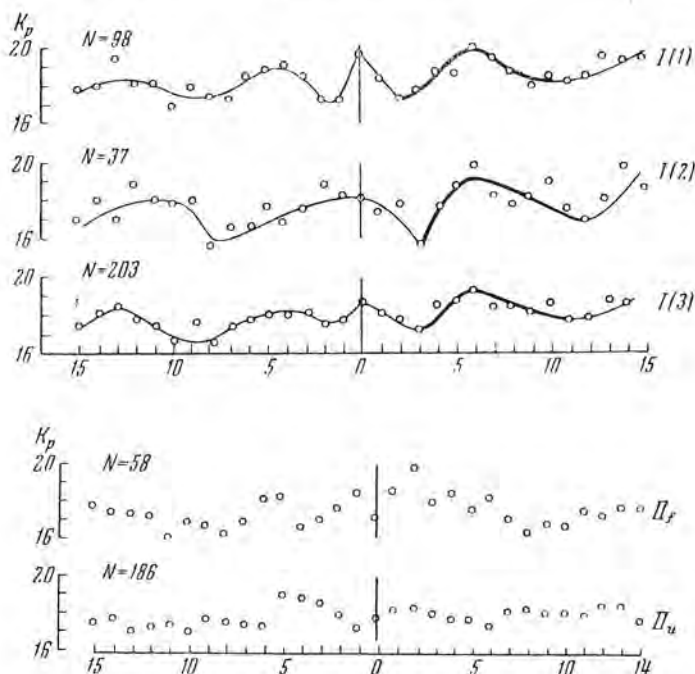
Предполагаемые связи между активными областями и геомагнитными возмущениями (фиг. 1) на нисходящей ветви цикла солнечной активности [2—5] подтверждаются статистическим исследованием, основанным на применении метода наложенных эпох [6—22]. Флоккулы (активные области) разбиты на две группы:

а) флоккулы группы I, которые в момент прохождения центрального меридиана пересекали видимый центр диска или касались его;

б) флоккулы группы II , для которых гелиоцентрический угол ψ , т. е. расстояние между параллелью видимого центра диска и ближайшей к ней частью флоккула, равен или больше 6° . Группа II в свою очередь была разбита на две подгруппы:

а) флоккулы группы II_f , расположенные в той же полусфере, что и видимый центр (благоприятная полусфера);

б) флоккулы группы II_u , расположенные в другой полусфере. Сведения о флоккулах группы II брались из [40].



Фиг. 2. Статистические кривые для цикла 17

$I(1)$ — февраль 1940 — май 1941 г.; $I(2)$ — июнь 1942 — март 1943 г.;
 $I(3)$ — февраль 1940 — март 1943 г.; II_u — февраль 1940 — март 1943 г.; II_f —
 февраль 1940 — март 1943 г.

Применение метода наложенных эпох дало статистические кривые, приведенные на фиг. 2. Зависимость для группы I построена по 203 флоккулам, для группы II_u — по 186 флоккулам, для группы II_f — по 58 флоккулам. Форма статистических кривых аналогична форме кривых, полученных в [18—20]: для центральных флоккулов наблюдается правый максимум на фазе $+5$ дней и минимум на фазе $+3$ дня и отсутствие какой бы то ни было устойчивой закономерности на всех зависимостях, построенных для нецентральных флоккулов (группа II_u и II_f).

Согласно истолкованию статистических кривых, данных в [18, 20], полученный результат подтверждает существование приблизительно радиальных корнускулярных потоков, исходящих из активных областей. Правый максимум на статистических кривых для исследуемого периода оказывается значительно менее выраженным, чем в [18, 20]. Это объяс-

няется тем, что за исследуемый период, и особенно в 1940—1941 гг., наблюдается значительное число флоккулов, проходящих центральный меридиан (фиг. 1), и поэтому очень часто соседние возмущения налагаются друг на друга, повышая вместе с SC общий уровень статистической кривой. Следует отметить также отсутствие устойчивых последовательностей в 1940—1941 гг., что может быть объяснено малым временем жизни активных областей в результате высокой скорости затухания исследуемого цикла солнечной активности [41]. Показано [18—20], что правый максимум на статистических кривых обладает исключительной устойчивостью, дисперсия образующих его точек очень мала [18—20]. Напротив, левая часть графиков, построенных для центральных флоккулов, различается от цикла к циклу [14, 15, 18, 20, 42] и, как показано в [20], при достаточно большом числе флоккулов с разбросом величины ΔL (расстояние между флоккулами по долготе) вокруг среднего значения должен остаться (из-за явления «интерференции») только главный правый максимум, подтверждая основной вывод работ [18—20], что источником потоков, создающих геомагнитные возмущения с постепенным началом, являются сами активные области. Этот вывод показывает, что предположение о «конусе избегания» совершенно излишне, что подтверждается также результатами, полученными в [43].

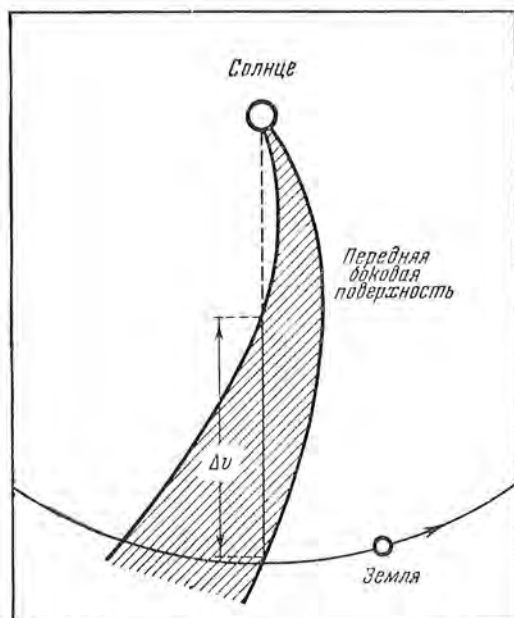
§ 3. Физические характеристики потока.

В заключение приведем некоторые замечания о физических характеристиках потока.

Из времени запаздывания геомагнитных возмущений $\Delta t = 4 \div 5$ дней следует, что скорость потока $v = 400 \div 500$ км/сек. Из длительности возмущения следует что в среднем дисперсия скоростей частиц в потоке $\Delta v \sim 200$ км/сек. Тенденция к 27-дневной повторяемости вариаций интенсивности галактического космического излучения [44] указывает, что соответствующие корпускулярные потоки несут с собой «вмороженные» магнитные поля. Измерения, проведенные с помощью ракеты «Пионер V», указывают [45], что магнитное поле в потоках, вызывающих g -бури, достигает 10 γ. Изучение изменения интенсивности космических лучей в течение магнитной бури показывает [46], что долго живущие потоки (вызывающие последовательности g -бурь) вызывают постепенный спад и почти такой же постепенный подъем интенсивности космических лучей при выходе Земли из потока — профиль III типа. Детальное исследование профиля III типа позволяет заключить, что напряженность вмороженного магнитного поля вблизи передней боковой поверхности потоков (фиг. 3) в среднем вдвое больше, чем вблизи задней боковой поверхности, что объясняет несколько более резкий спад, чем подъем интенсивности космических лучей, когда Земля попадает в поток через его боковую поверхность.

При приблизительно радиальном потоке корпускул от Солнца поток увлекает с собой локальное магнитное поле активной области, вытягивая его в приблизительно радиальное межпланетное магнитное поле. Именно такое поле мы находим при изучении движения генерированных во вспышках

на Солнце высокоэнергетических протонов ($\sim 10-100$ Мэв) [33], выполняющих роль зондов для исследования межпланетных магнитных полей. Некоторые сведения о корпускулярных потоках и магнитных полях вблизи Солнца можно получить из «просвечивания» короны. На основании данных наблюдений радиоизлучения Крабовидной туманности в период покрытия ее сверхкорона Солнца известно [47], что сверхкорона Солнца



Фиг. 3. Геометрия потока, испускаемого активной областью

имеет неоднородную структуру, причем неоднородности вытянуты приблизительно в радиальном направлении [48]. Установлена зависимость размеров сверхкороны от фазы 11-летнего цикла солнечной активности [49—51]. Полученные результаты указывают на возможность существования корональных неоднородностей, являющихся продолжением корональных лучей и простирающихся на 15—20 радиусов Солнца [52]. Для объяснения самого существования корональных лучей и неоднородностей в течение сколько-нибудь значительного времени необходимо допустить, что они удерживаются от рассеивания магнитными полями. Поскольку

неоднородности имеют лучистую, струйчатую структуру, вытянутую в радиальном направлении, ясно, что и «охраняющее» их магнитное поле радиальное, причем оно может появиться на таком большом расстоянии ($\sim 20 R_{\odot}$) только вследствие движения коронального вещества в общем магнитном поле Солнца или в локальных магнитных полях активных областей. Так как магнитное поле остается связанным с Солнцем, оно закручено его вращением уже на расстоянии 1 а. е. [33]. Угол закручивания поля зависит от скорости потока, и к максимуму цикла, когда скорость несколько больше [53], угол закручивания меньше. На расстоянии орбиты Земли поле в потоке может быть $\sim 10\gamma$ [45]. Если скорость потока $v \sim 500$ км/сек, то даже при плотности потока $n \sim 1$ протона/см³ плотность кинетической энергии потока больше плотности магнитной. Есть основания полагать, что плотность в потоке на расстоянии орбиты Земли может достигать $n \approx 10^2$ см⁻³.

Так, плотность свободных электронов на расстоянии 1 а. е. от Солнца, полученная из исследования интенсивности зодиакального свечения, не больше 120 см⁻³ [29]. Найдена корреляция между магнитной активностью и яркостью зодиакального свечения и почного неба. Увеличение яркости, наблюдаемое во время магнитных бурь, обусловлено рассеянием солнеч-

имеет неоднородную структуру, причем неоднородности вытянуты приблизительно в радиальном направлении [48]. Установлена зависимость размеров сверхкороны от фазы 11-летнего цикла солнечной активности [49—51]. Полученные результаты указывают на возможность существования корональных неоднородностей, являющихся продолжением корональных лучей и простирающихся на 15—20 радиусов Солнца [52]. Для объяснения самого существования корональных лучей и неоднородностей в течение сколько-нибудь значительного времени необходимо допустить, что они удерживаются от рассеивания магнитными полями. Поскольку

ного света свободными электронами, содержащимися в корпускулярных потоках. Поскольку корпускулярные потоки несут с собой вмороженные магнитные поля, то [34] стационарная межпланетная плазма не существует и ионизованный газ в межпланетном пространстве можно представить себе только в форме корпускулярных потоков. Поэтому находимые по интенсивности зодиакального свечения плотности среды в межпланетном пространстве целиком относятся к корпускулярным потокам и, следовательно, корпускулярный поток, кинетическая энергия которого много больше магнитной, будет увлекать с собой магнитное поле.

Вблизи Солнца поле в основном радиально. За орбитой Земли (при скорости $v = 400 \div 500$ км/сек) поле будет приобретать заметную азимутальную компоненту и станет полностью азимутальным на расстоянии в несколько астрономических единиц. Высокие плотности в потоках ($\sim 10^2$ см⁻³) не противоречат данным, полученным при исследовании межпланетного пространства при полете второй советской космической ракеты [30], когда при совершенно спокойном состоянии магнитного поля все ловушки зарегистрировали на большом расстоянии от Земли потоки положительно заряженных корпускул, достигающие $2 \cdot 10^8$ см⁻²·сек⁻¹. Относя эти потоки ($v \approx 400 \div 500$ км/сек) к слабому корпускулярному излучению Солнца — «солнечному ветру», — найдем, что концентрация корпускул в «солнечном ветре» будет 4—5 см⁻³. Ясно, что в корпускулярных потоках, вызывающих возмущения магнитного поля в средних и низких широтах, концентрация корпускул может быть в 10—20 раз выше.

Локальное магнитное поле активной области, увлекаемое потоком при вращении Солнца, будет оставаться радиальным, так как оно будет «выдвигаться» «солнечным ветром» — слабыми корпускулярными потоками, постоянно идущими от Солнца, на что указывает постоянная возмущенность магнитного поля в полярных шапках. Поле будет вращаться не благодаря своей упругости, а только благодаря постоянному слабому корпускулярному излучению, энергия которого тем не менее достаточна для того, чтобы, увлекая магнитное поле, вытягивать его в приблизительно радиальное магнитное поле. При этом мы будем наблюдать кажущееся движение фронта потока (с вмороженным магнитным полем) по орбите Земли со скоростью порядка 435 км/сек и реальное радиальное движение со скоростью, которую получил поток, покидая область короны. Следует подчеркнуть, что совершенно неприемлемы малые скорости потока (десятки километров). Скорость потока, идущего из активных областей, не может быть меньше скорости частиц в «солнечном ветре», поток как бы «вмоптирован» в него, представляет усиление «солнечного ветра» над активной областью. Основное различие потока и «солнечного ветра» — в плотности частиц, скорости же их могут быть сравнимы. Таким образом, система протяженной короны (и далее корпускулярных потоков) вращается как целое, вместе с «солнечным ветром», создавая устойчивые последовательности геомагнитных возмущений, особенно вблизи минимума цикла солнечной активности. Известно [54], что распределение интенсивности корональных линий по позиционным углам соответствует интенсивности факельных полей вблизи края. Показано также [55], что распределение корональных струй в

функции широты в течение цикла солнечной активности аналогично распределению солнечных пятен. Прямые корональные лучи наблюдаются над областями факелов на снимках, полученных во время полных солнечных затмений [56]. К минимуму все эти активные образования спускаются ближе к солнечному экватору. Именно в этот период наблюдаются устойчивые последовательности геомагнитных возмущений с наиболее резко выраженным сезонным ходом амплитуды возмущений.

Особенность геомагнитных возмущений вблизи минимума цикла солнечной активности — их большая длительность. По-видимому, они вызваны активными областями, имеющими большую протяженность по долготе на диске Солнца. Такими областями могут быть, скорее всего, корональные образования. Подтверждением этому может служить форма короны в самом минимуме цикла солнечной активности.

Авторы выражают благодарность В. В. Гапееву за подготовку материала наблюдений к печати.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. S. Chapman, J. Bartles. Geomagnetism. Oxford, 1940.
2. Э. Р. Мустель, А. С. Дворяшин. Астр. журн., 35, вып. 1, 1958.
3. Э. Р. Мустель, О. Н. Митропольская. Астр. журн., 32, вып. 2, 1958.
4. Э. Р. Мустель, О. Н. Митропольская. Изв. Крымской астрофиз. обш., 18, 1958.
5. Э. Р. Мустель, О. Н. Митропольская. Астр. журн., 36, 5, 1959.
6. C. W. Allen. M. N. R. A. S., 104, 13, 1944.
7. A. H. Shapley, W. O. Roberts. Ap. J., 103, 257, 1946.
8. K. Kierenhauer. Ap. J., 105, 408, 1947.
9. W. O. Roberts, J. C. Pecker. Science, 120, 3122, 1954.
10. J. C. Pecker, W. O. Roberts. J. Geophys. Res., 60, 33, 1955.
11. M. J. Smyth. Observatory, 72, 236, 1951.
12. B. Bell, H. Glezer. J. Geophys. Res., 61, 179, 1956.
13. О. Н. Митропольская. Астр. журн., 36, 224, 1959.
14. А. С. Дворяшин. Астр. журн., 36, 620, 1959.
15. О. Н. Митропольская. Астр. журн., 36, 616, 1959.
16. Э. Р. Мустель. Докл. АН СССР, 128, 265, 1959.
17. Э. Р. Мустель. Астр. журн., 36, 215, 1959.
18. Э. Р. Мустель. Астр. журн., 38, 28, 1961.
19. О. Н. Митропольская. Астр. журн., 38, 189, 1961.
20. Э. Р. Мустель. Астр. журн., 38, вып. 3, 1961.
21. Э. Р. Мустель, Айвазян. Астр. журн., 38, вып. 2, 1961.
22. Э. Р. Мустель, О. Н. Митропольская. Observatory, 79, 45, 1959.
23. Е. А. Пономарев. Канд. дисс., Киев, 1957.
24. S. Chapman. Proc. Roy. Soc., 253, 462, 1959.
25. S. Chapman. The Extended Solar corona. High Altitude Observatory Boulder, Colorado. Reprint No 458.
26. S. Chapman. Sci. Amer., 201, No 4, 1959.
27. E. N. Parker. J. Geophys. Res., 64, No 11, 1959.
28. E. N. Parker. Ap. J., 132, No 1, 1960.
29. D. E. Blackwell. Observatory, 81, No 920, 1961.
30. К. И. Григгауз, В. В. Безруких, В. Д. Озеров, Р. Е. Рыбчинский. Докл. АН СССР, 131, 1301, 1960.

31. Физика солнечных корпускулярных потоков и их воздействие на верхнюю атмосферу Земли. Труды конф. КИСО, М., 1957.
32. М. С. Бобров. Астр. журн., 36, 601, 1959.
33. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астр. журн., 38, вып. 3, 1961.
34. И. С. Шкловский, В. И. Мороз, В. Г. Курт. Астр. журн., 37, 931, 1960.
35. Geomagnetic Indices Cand. K., 1940—1946. Washington, 1948.
36. Terr. Magn. Atm. El., 45—49, 1940—1944.
37. Т. С. Керблай, Л. Н. Федорова. Каталог магнитных бурь Свердловской обсерватории.
38. H. W. Newton. M. N. R. A. S., Geophysical Suppl., 5, No 6, 1958.
39. Э.-Р. Мустель. Астр. журн., 35, 351, 1958.
40. Observatoire de Paris, Section d'Astrophysique a Meudon, Cartes synoptiques de la chromosphere solaire, par. L. d'Azambuja et R. Servajean, vol. 1, Fasc. IX, Ann. 1940 et 1944, 1952.
41. D. W. Channell. J. Atm. Terr. Phys., 17, No 4, 1960.
42. Э. Р. Мустель. Астр. циркуляр, № 213, 1960.
43. F. Ward, R. Sharigo. J. Geophys. Res., 66, No 3, 1961.
44. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей. М., 1957.
45. P. J. Coleman, Jr. Davis and C. P. Sonett. Phys. Rev. Lett., 5, 43, 1960.
46. Я. Л. Блох, Л. И. Дорман, М. С. Каминер. Вариации интенсивности космических лучей, 4, М., 1960, стр. 154.
47. В. В. Виткевич, Б. Н. Пановкин. Астр. журн., 36, 544, 1959.
48. В. В. Виткевич, Б. Н. Пановкин, А. Г. Суховой. Изв. Высп. учеб. завед., Радиофизика, 2, № 6, 1959.
49. В. В. Виткевич. Астр. журн., 35, 52, 1958.
50. В. В. Виткевич. Астр. журн., 37, 32, 1960.
51. А. Хьюиш. Радиоастрономия. Парижский симпозиум, 1958. М., 1961, стр. 263.
52. В. В. Виткевич. Радиоастрономия, Парижский симпозиум, 1958, М., 1961 стр. 270.
53. О. Н. Митропольская. Астр. журн., 37, 63, 1960.
54. G. Laborde. C. R. Acad. Sci., 239, No 18, 1119—1121, 1954.
55. Е. Я. Богуславская. Труды ГАИШ, 19, 1949.
56. Е. Я. Богуславская. Сб. «Полные солнечные затмения 1952 и 1954 гг.» Изд-во АН СССР, 1958, стр. 100.

ПОЛНОЕ ЧИСЛО ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ,
ИСПУЩЕННЫХ ВО ВРЕМЯ ВСПЫШКИ 4 МАЯ 1960 ГОДА

А. А. Степанян

В работе [1] дана оценка энергии, уносимой из Солнца частицами с энергией 10—100 Мэв во время больших вспышек. Эта оценка дает значение 10^{29} — 10^{32} эрг.

Имеющиеся в литературе [2] данные по вспышке 4.V 1960 г. позволяют провести более надежную оценку полного числа частиц с энергией 1—2 Бэв, а также коэффициента диффузии и других характеристик. Полная энергия при этом получается 10^{30} эрг, а пробег диффузии 5 — $7 \cdot 10^{12}$ см.

THE TOTAL NUMBER OF HIGH ENERGY PARTICLES EJECTED DURING THE FLARE OF MAY 4 1960, by A. A. Stepanyan. In [1] the energy carried away by particles with energies 10—100 Mev during intense solar flares has been estimated and found to be 10^{29} — 10^{32} ergs.

Available data [2] on the flare of May 4, 1960 allows for a more reliable estimate of the total number of particles with energies 1—2 Bev and also of the diffusion coefficient and other characteristics. The total energy is 10^{30} ergs and the diffusion path 5 — $7 \cdot 10^{12}$ cm.

Введение

4.V 1960 г. в интервале 10.15—11.05 по мировому времени по данным [2] произошла вспышка на Солнце балла 2+. Вспышка сопровождалась увеличением интенсивности космических лучей [2—7].

В работе [2] есть данные об увеличении интенсивности, наблюдавшейся на нейтронном мониторе. Наибольшее увеличение зарегистрировано на горной станции Сульфур Маунтин (350%).

Авторы статьи отмечают, что спад интенсивности идет сначала по экспоненциальному закону, а затем по степенному $t^{-\frac{3}{2}}$. Однако в статье ничего не говорится о том, что обе зависимости являются выражением закона спада интенсивности при диффузии. О том, что частицы, выброшенные из Солнца, диффундируют на неоднородностях межпланетного магнитного поля у Земли, говорит изотропность потока частиц у Земли. Если бы удалось совместить кривую интенсивности с кривой диффузии, то это позволило бы получить ряд важных характеристик, а именно: Q — полное количество выброшенных частиц, D — коэффициент диффузии, Δt — эффективное время испускания частиц и некоторые другие величины.

В настоящей статье ставится задача определить полное число частиц и средний коэффициент диффузии.

§ 1. Выражение для интенсивности в случае диффузии частиц

Исходные предположения для получения временной зависимости интенсивности в заданной точке следующие.

1. Коэффициент диффузии D не зависит от координат и времени, что дает возможность использовать решение уравнения диффузии.

2. Источник частиц находится в точке с координатой $r = 0$.

3. Испускание происходит с постоянной мощностью q в течение промежутка времени Δt .

При этих условиях решение уравнения диффузии имеет вид [8]:

$$u(r, t) = \frac{q}{4\pi Dr} \left[1 - \Phi \left(\frac{r}{2\sqrt{Dt}} \right) \right] \text{ при } t < \Delta t; \quad (1)$$

$$u(r, t) = \frac{q}{4\pi Dr} \left[\Phi \left(\frac{r}{2\sqrt{Dt}} \right) - \Phi \left(\frac{r}{2\sqrt{D(t - \Delta t)}} \right) \right] \text{ при } t > \Delta t, \quad (2)$$

где u — плотность частиц, q — мощность источника, r — расстояние от точки наблюдения до источника, Δt — длительность испускания,

$\Phi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{r}{2\sqrt{Dt}}} e^{-\alpha^2} d\alpha$ — интеграл ошибок.

Подбирались параметры, от которых зависит временной ход интенсивности, D и Δt и получающиеся кривые сопоставлялись с кривой интенсивности станции Сульфур Маунтин, взятой из [2]. Наилучшее согласие получалось при

$$D = 0,7 \cdot 10^{23} \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1} \text{ и } \Delta t = 7,5 \text{ мин.}$$

Рассчитанная кривая и экспериментальные данные представлены на рисунке.

§ 2. Полный поток и некоторые другие характеристики вспышки 4.V 1960 г.

Из формулы (2) можно получить выражение для мощности потока по значениям

$$u(r, t) \text{ и } \left[\Phi \left(\frac{r}{2\sqrt{Dt}} \right) - \Phi \left(\frac{r}{2\sqrt{D(t - \Delta t)}} \right) \right]$$

в максимуме:

$$q = 4\pi D r u_{\max} \cdot \left[\Phi \left(\frac{r}{2\sqrt{Dt}} \right) - \Phi \left(\frac{r}{2\sqrt{D(t - \Delta t)}} \right) \right]_{\max}. \quad (3)$$

Подставляя численные значения, имеем

$$q = 8,4 \cdot 10^{23} \cdot 1,5 \cdot 10^{13} \frac{u_{\max}}{0,128} \approx 10^{38} u_{\max}. \quad (4)$$

Полное число частиц получим умножением на Δt

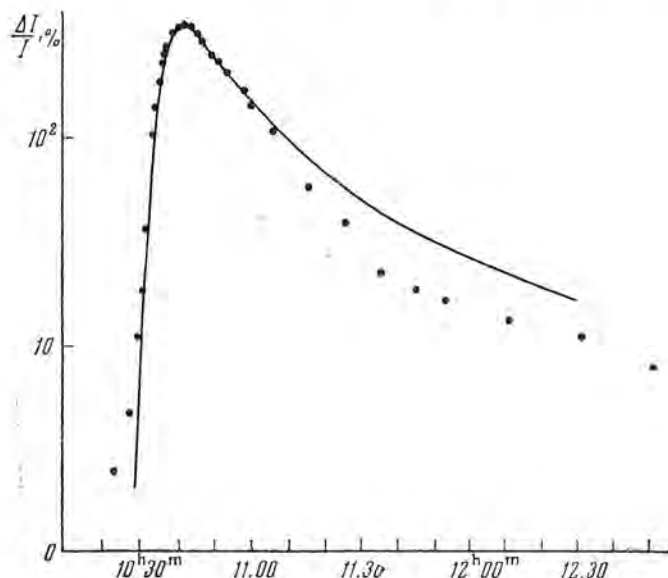
$$Q = q \Delta t \approx 5 \cdot 10^{40} u_{\max}. \quad (5)$$

Плотность частиц за пределами земного магнитного поля $u = \frac{4\pi I}{c}$,

где I — поток в единице телесного угла, а c — скорость света. Тогда

$$Q \approx 3 \cdot 10^{-10} \cdot 5 \cdot 10^{40} \cdot I_{\max} \approx 10^{31} I_{\max}. \quad (6)$$

Наземные установки, вследствие поглощения в атмосфере, регистрируют поток частиц лишь в малом телесном угле (примерно 1 стерадиан).



Сравнение теоретических и экспериментальных данных об относительном увеличении интенсивности

Точки — экспериментальные данные для станции Сульфур Маунтин, сплошная линия — кривая диффузии, построенная теоретически.
Время мировое

Для оценки $I_{\max}$ воспользуемся функцией $S(E, h)$ или $m(E, h)$ — производящей функцией или кратностью

$$m(E, h) = \frac{N(E, h)_{\text{втор}}}{N(E)_{\text{перв}}},$$

где $N(E)$ — плотность потока первичных частиц, а $N(E, h)$ — плотность потока вторичных частиц на высоте h .

Примем, что спектр частиц вспышки носит степенной характер с показателем степени — 4 (такой спектр согласуется с данными [3] по кубическому телескопу). Легко сообразить, что при этом наибольший вклад дадут частицы с минимальной энергией, регистрируемой данным прибором. Для станции Сульфур Маунтин это примерно 1,5–2,0 Бэв. Из [9] видно, что кратность для частиц с энергией 2,0 Бэв примерно в 20 раз меньше, чем средняя по всему спектру. Отсюда следует, что поскольку дополнительный поток в 3,5 раза превышал нормальный, то в стратосфере он превосходил нормальный поток в 70 раз, т. е. был равен приблизительно 10^2 частиц/см²·сек. Подставляя это значение в (6), получим $Q = 10^{33}$ частиц. Общая энергия частиц с $E > 1,5$ Бэв будет равна примерно 10^{30} эрг.

Следует отметить, что есть две причины, из-за которых может измениться указанная выше оценка. Первая причина состоит в том, что, по-видимому, коэффициент диффузии частиц из Солнца велик лишь в некотором телесном угле, т. е. частицы испускаются лишь в малом телесном угле. Вследствие этого оценка понижается. Данное обстоятельство должно объяснить факт зависимости времени запаздывания от долготы вспышки, найденный в [10] для частиц с энергией порядка 30 *Мэв*. Вторая причина состоит в неучете частиц с энергией меньше 1 *Бэв*, общее число которых существенно больше. Это повышает оценку. Суммарное действие этих факторов скорее увеличит оценку общей энергии, чем уменьшит.

§ 3. Коэффициент диффузии и время испускания частиц

Как уже говорилось выше, удовлетворительное согласие кривой диффузии с экспериментальными данными, по крайней мере в течение первых 40 мин., получается при $D = 0,7 \cdot 10^{23}$ и $\Delta t = 7,5$ мин. Однако при этом делается довольно произвольное допущение о независимости коэффициента диффузии от координат. Поэтому следует считать, что эта величина является некоей средней по пространству.

Что же касается величины Δt , то ее тоже следует считать средней из всех возможных. Если допустить, что коэффициент диффузии зависит от координат, то значение Δt может колебаться от 0 до 20 мин. Существование верхнего предела связано с тем, что максимум интенсивности наступает после испускания основной доли частиц.

Интересно отметить следующую особенность вспышки, не зависящую от длительности испускания частиц. Начало вспышки по оптическим данным относится к 10.15 по мировому времени, а начало испускания было не позднее 10.30, а, скорее, еще раньше. Длительность же вспышки 40 мин. Следовательно, можно сделать вывод о том, что частицы были испущены в начальной стадии вспышки. Это обстоятельство имеет большое значение для теорий генерации космических лучей во время вспышки.

В заключение автор выражает благодарность члену-корр. АН СССР А. Б. Северному, подсказавшему идею данной работы.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. А. Степанян, Б. М. Владимирский. Астр. журн., 38, 439, 1961.
2. J. C. Anderson etc. J. Geoph. Res., 65, 3889, 1960.
3. R. A. R. Palmira, K. G. McCracken. Phys. Rev. Lett., 5, 15, 1960.
4. S. Hladny etc. Nuovo Cim., 17, 610, 1960.
5. P. L. Marsden, J. B. Crowden, C. J. Hatton. Nuovo Cim., 17, 927, 1960.
6. R. R. Brode etc. J. Geoph. Res., 65, 4200, 1960.
7. S. Standil, R. P. Bukata, F. K. Chin. Canad. J. Phys., 39, 229, 1961.
8. А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. Уравнения мат. физики, ГИИТ, 1953.
9. W. R. Webber, I. I. Quenby. Phil. Mag., 4, 654, 1959.
10. T. Obayashi, Y. Nakura. J. Geoph. Res., 65, 3143, 1960.

К ВОПРОСУ О СПЕКТРЕ ВАРИАЦИЙ
ВО ВРЕМЯ ЭФФЕКТА ФОРБУША

А. А. Степанян

Проведены расчеты для отношений вариаций космических лучей на различных приборах во время эффекта Форбуша. Рассмотрены три типа спектров: 1) спектр вида $\frac{1}{\pi} \arccos\left(1 - \frac{P_0}{P}\right)$; 2) спектр вида $\frac{\delta D}{D} = \frac{P_0}{P}$; 3) спектр вариаций, возникающих при действии электрического поля. Сравнение расчетов с экспериментальными данными, взятыми из литературы, показало, что спектр типа P_0/P не согласуется с этими данными. Наилучшее согласие получается для спектра типа электрического поля.

ON THE VARIATION SPECTRUM DURING THE FORBUSH EFFECT, by A.A. Stepanyan.— Cosmic ray variation ratios during the Forbush effect for different instruments are computed. Three types of spectra are considered: 1) $\frac{1}{\pi} \arccos\left(1 - \frac{P_0}{P}\right)$; 2) $\frac{\delta D}{D} = \frac{P_0}{P}$; 3) the variation spectrum due to an electric field. A comparison of computations with experimental data, available in print, shows that a $\frac{P_0}{P}$ type spectrum is not in agreement with this data. The best agreement is found for the spectrum of the electric field type.

Введение

Вопрос о спектре вариаций — важнейшая задача при изучении эффектов модуляции интенсивности космических лучей, так как спектр в значительной мере определяет механизм эффекта. Мы будем рассматривать спектр эффекта Форбуша.

Вначале заметим, что следует отличать спектр эффекта Форбуша от спектров других вариаций. По этому вопросу в литературе имеются две точки зрения: первая, что спектр эффекта Форбуша одинаков со спектром 11-летних вариаций, поддерживается А. Эмертом [1] и Ф. Мак-Дональдом [2]. Большинство же авторов придерживается той точки зрения, что спектры этих вариаций отличны.

В данной статье не будет обсуждаться справедливость той или иной точки зрения. Так как единство спектров вариаций подвергается сомнению, то правильнее исключить при нахождении спектра восстановительную часть эффекта Форбуша, потому что в восстановительный период могут действовать уже другие механизмы вариаций, имеющие другой спектр.

Впервые математическое выражение для спектра эффекта Форбуша было дано Л. И. Дорманом [3]. Спектр, предложенный Дорманом, получен на основании рассмотрения движения частиц в регулярном магнитном поле и имеет вид:

$$\frac{\delta D(P)}{D(P)} = f \cdot \begin{cases} 1 & \text{при } P < \frac{P_1}{4}; \\ \frac{2}{\pi} \arcsin\left(\frac{P_1}{2P} - 1\right) & \text{при } \frac{P_1}{4} < P < \frac{P_1}{2}; \\ 0 & \text{при } P > \frac{P_1}{2}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $\frac{\delta D(P)}{D(P)}$ — относительная вариация, P_1 — минимальное значение импульса, при котором частица уже может пересечь поток, f — произвольный множитель.

Как легко сообразить, с помощью двух произвольных параметров f и P_1 можно удовлетворить двум условиям, например амплитуде, определенной на нейтронном мониторе и кубическом телескопе, или широтному ходу нейтронного монитора. Практически же из-за существования довольно значительных экспериментальных ошибок можно получить кажущееся согласие и с большим числом данных.

В [4] было показано, однако, что механизм Л. И. Дормана не удовлетворяет требованию одновременности спадов на различных приборах и поэтому не может быть принят.

В том же году появилась теория Ф. Моррисона [5]. Моррисон рассмотрел диффузию космических частиц через хаотические магнитные поля. Спектр при этом имеет вид

$$\frac{\delta j}{j} = 2e^{-\frac{\pi^2 \lambda c t}{3R^2}}, \quad (2)$$

где j — поток частиц, $\lambda = \lambda(E)$ — пробег диффузии, c — скорость света, t — время, R — радиус области, занятой магнитным полем. Подробная критика теории Ф. Моррисона дана в [6].

Заметим, что обе рассмотренные теории находятся в резком противоречии с экспериментальной зависимостью длительности эффекта от координат вспышки, вызвавшей магнитную бурю [7]. В [7] показано, что длительность эффекта возрастает с увеличением расстояния вспышки от центра диска Солнца.

Некоторые авторы (А. Эмерт [8], К. Мак-Кракен [9]) предполагают действие земного электрического поля. Е. Паркер [10] допускал диффузию во внешних частях земного магнитного поля. Однако ракетные данные [11] за пределами земного магнитного поля исключают эту возможность.

Теория эффекта Форбуша дается также и в [12], однако аналитическое выражение спектра имеет сложный характер и содержит параметр. Этот вид спектра в данной статье обсуждаться не будет.

Х. Эллиот [13] выдвинул теорию вариаций, где спектр эффекта Форбуша также имеет сложный вид и содержит несколько параметров. Приблизительно спектр может быть представлен в виде $\delta D/D \sim P^{1/4B}$ вплоть до энергии 50–70 *Бэв* и $\delta D/D \approx a_1 + a_2 1/P$ для энергии 70–100 *Бэв*.

(P — импульс, $B \approx 1$ и не зависит от P , a_1 и a_2 — постоянные). Автор показывает, что этот спектр дает правильное отношение вариаций, найденных на нейтронном мониторе и кубическом телескопе.

Кроме спектров, вычисленных чисто теоретически, некоторые авторы получают спектры путем согласования с экспериментальными данными. Так, А. И. Кузьмин [14], используя данные комплекса наземных и подземных установок в Якутске за 1958 г., нашел, что спектр вида

$$\frac{\delta D(E)}{D(E)} = \begin{cases} b = \text{const} & \text{при } E < E_0 \approx 5 \text{ Бэв;} \\ b \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-0.75 \pm 0.25} & \text{при } E > E_0 \end{cases}$$

(E — энергия частиц) дает наилучшее согласие с экспериментом.

Дж. Роедерер [15, 25] по широтному эффекту и отношению амплитуд и вариаций, найденных на нейтронном мониторе и кубическом телескопе, получил для бурь мая и июля 1959 г. спектр вида

$$\frac{\delta D(E)}{D(E)} = \text{const} \cdot E^{-\gamma} \text{ при } \gamma = 0,6 \div 0,5.$$

Дж. Локвуд [16] преимущественно по данным нейтронных мониторов, установленных в горах (2000—4000 м над уровнем моря), находит, что спектр эффекта Форбуша имеет вид

$$\frac{\delta D}{D} = \frac{P_0}{P} + k,$$

где P — импульс частиц и P_0 , k — постоянные. Сразу же заметим, что продолжение спектра в область больших энергий недопустимо, так как даст слишком большое падение интенсивности на подземных установках.

Ф. Мак-Дональд [2] также считает, что спектр эффекта Форбуша может быть представлен в виде

$$\frac{\delta D}{D} = \frac{P_0}{P}.$$

Автор настоящей статьи в [17] предложил схему эффекта, дающую спектр вида

$$\frac{\delta D}{D} = \frac{1}{\pi} \arccos \left(1 - \frac{P_0}{P} \right).$$

Этот спектр неплохо согласовался с экспериментальными данными по многим приборам.

Таким образом, различным авторам удастся получить хорошее согласие экспериментальных данных с самыми разнообразными видами спектров. Прежде чем переходить к объяснению этого факта, отметим, что в работах [15, 17] допущена ошибка, а именно: не учитывалось изменение первичного спектра (а следовательно, и коэффициентов связи) с циклом солнечной активности.

На существенную роль этого обстоятельства указал Ф. Мак-Дональд [2]. Тот факт, что самые различные виды спектров удается согласовать

с экспериментальными данными, можно объяснить следующим образом. Строго говоря, для получения спектра вариаций нужно иметь данные большого числа приборов, имеющих максимум чувствительности в различных областях энергий. На деле все приборы оказываются чувствительными к вариациям в широких энергетических интервалах, в большей части перекрывающихся между собой. Это приводит к некритичности отношения вариаций на двух приборах к виду спектра.

Далее, сами вариации экспериментально определяются с невысокой точностью, с ошибкой, достигающей десятков процентов от амплитуды вариаций. Эти ошибки вызываются: 1) статистическими флуктуациями, 2) атмосферным влиянием, 3) аппаратными погрешностями, 3) долготным эффектом [18—20].

Большинство авторов для подтверждения своих теорий приводят сопоставление расчетов с данными только двух-трех приборов и, кроме того, используют произвольные параметры. Это приводит к тому, что весьма различные спектры «хорошо» согласуются с экспериментальными данными.

Поставим задачу: провести расчеты амплитуды вариаций на различных приборах с различными видами спектров и затем сопоставить получающиеся отношения со всем экспериментальным материалом, имеющимся в нашем распоряжении.

Будем исходить из предположения о том, что спектр эффекта Форбуша одинаков практически для всех бурь. Это предположение получило подтверждение в работе [4].

§ 1. Метод расчета амплитуд эффекта Форбуша

Нам представляется, что наиболее удобной формой сравнения экспериментальных данных с расчетными является вычисление отношений амплитуд эффектов на различных приборах. Дело в том, что вычисленные из эксперимента отношения амплитуд мало чувствительны к методике вычисления самой амплитуды.

Расчеты амплитуд эффекта Форбуша были проведены для трех спектров: 1) спектр вида $\frac{\delta D}{D} = \frac{P_0}{P}$, где P — импульс; 2) спектр вида $1/\pi \arccos(1 - P_0/P)$, рассмотренный ранее в [17]; 3) спектр типа электрического поля. Под спектром электрического поля понимается вариация, возникающая при изменении энергии всех частиц на одну и ту же величину ΔE . Аналитически этот спектр может быть представлен в виде $\frac{\delta D}{D} = \frac{a \Delta E}{E}$, где a меняется от $-2,5$ для высоких энергий до нуля для энергий $E \approx 2 \text{ Бэв}$ и $a < 0$ для $E < 2 \text{ Бэв}$.

Можно показать, что для указанных типов спектров отношение амплитуд вариаций, определенных на различных приборах, не зависит от амплитуды первичной вариации. При расчетах использовались коэффициенты связи, представленные в [21]. Были определены амплитуды для следующих приборов: нейтронный монитор на уровне моря, нейтронный монитор на уровне 680 г/см^2 , кубический телескоп на уровне моря, а также

первичный поток при заданных параметрах спектра вариаций. Расчеты проведены для геомагнитных широт $\lambda = 50^\circ$ и $\lambda = 0^\circ$.

Кроме того, были вычислены амплитуды спадов мезонной интенсивности на 7, 20, 60 м водного эквивалента под землей с использованием коэффициентов связи [22]. Все расчеты, исключая подземные измерения, были проведены как для периода минимума солнечной активности, так и для уровня интенсивности весной 1957 г. Данные о первичном спектре для этого периода брались из [23].

Таблица 1

Фаза цикла	Геомагнитная широта	Нейтронный монитор, 680 г/см ²	Нейтронный монитор на уровне моря	Кубический телескоп на уровне моря	Первичный поток	Кубический телескоп, 7 м в. э.	Кубический телескоп, 20 м в. э.	Кубический телескоп, 60 м в. э.
Спектр электрического поля $\Delta E = 1$ Бэв								
Минимум	50°	19,5	14,4	5,7	30,6			
	0	6,7	5,3	3,8	9,2			
Максимум	50	14,1	10,5	4,7	23,5	3,7	2,2	0,8
	0	5,8	4,6	3,3	9,4			
Спектр вида $\frac{1}{\pi} \arccos (1 - \frac{P_0}{P})$, $P_0 = 1 \frac{Бэв}{с}$								
Минимум	50°	14,1	10,9	5,5	27,7			
	0	6,7	5,6	4,4	8,6			
Максимум	50	12,5	9,6	5,3	23,6	4,9	3,7	2,2
	0	6,6	5,6	4,3	8,6			
Спектр вида $\frac{P_0}{P}$; $P_0 = 1 \frac{Бэв}{с}$								
Минимум	50°	12,4	7,9	2,5	38,4			
	0	2,7	2,2	1,5	3,9			
Максимум	50	9,8	6,5	2,3	29,0	1,6	0,9	0,33
	0	2,7	2,2	1,5	3,9			

Результаты расчетов приведены в табл. 1. Используя их, можно найти отношения амплитуд для различных пар приборов и сравнить их с экспериментальными данными.

§ 2. Сравнение с экспериментальными данными

Отношение между вариациями, определенными на нейтронном мониторе и кубическом телескопе. Для периода максимума солнечной активности на широте 50° расчеты дают следующие величины отношений:

- 1) для спектра электрического поля 2,23;
- 2) для спектра типа $\frac{1}{\pi} \arccos (1 - P_0/P)$ 1,82;
- 3) для спектра типа P_0/P 2,9 .

Обратимся теперь к экспериментальному материалу.

А. Э м е р т [1], утверждающий, что отношение вариаций для наземных приборов постоянно, находит по данным станции Вейсенау ($\lambda = 49^\circ$) это отношение равным 2,1.

Ценный результат имеется в работе [24]. Авторы определяли отношение понижений на нейтронном мониторе к понижениям на кубическом телескопе для восьми эффектов Форбуша 1957 г. по данным двух станций — Оттава ($\lambda = 57^\circ$) и Резольют ($\lambda = 83^\circ$). Бралось отношение как максимальных, так и средних понижений за время 5—10 дней. Ввиду существования анизотропии во время эффекта Форбуша и большей статистической точности, результаты средних отношений предпочтительнее. Для станции Оттава отношение равно $2,26 \pm 0,46$, для станции Резольют $2,43 \pm 0,16$. Здесь ошибки представляют собой средние отклонения.

Отношение вариаций, найденных на нейтронном мониторе и кубическом телескопе по данным станции Хобарт ($\lambda = 52^\circ$) за вторую половину 1957 г., получено К. Мак-Кракеном в [9]. Он коррелировал интенсивность нейтронного монитора с интенсивностью кубического телескопа в отрезке времени порядка месяца, включающего в себя понижение типа Форбуша. Найденные отношения определяются поэтому не только эффектом Форбуша, но и более долговременными вариациями.

То, что спектр вариаций восстановительного периода отличается от спектра самого спада, показано в [15] на примере бури 11.V 1959 г. Поскольку, однако, существенных изменений среднемесячной интенсивности в течение второй половины 1957 г. не происходило, можно считать, что среднее отношение хорошо отражает спектр эффекта Форбуша. Оно равно $2,28 \pm 0,32$. В [26] по данным станции Манчестер это отношение найдено равным 2,3.

В [4] отношение вариаций на нейтронном мониторе и кубическом телескопе получено за период МГГ по данным шести станций на широте приблизительно 50° методом корреляции в интервале 2—3 дней, включающих спад интенсивности. Среднее значение для 30 бурь равно $2,05 \pm 0,37$. Поскольку две станции — Беркли ($\lambda = 44^\circ$) и Алма-Ата ($\lambda = 33^\circ$) — оказались ниже «колена» широтного эффекта, необходимо ввести поправку. Тогда среднее отношение будет равно 2,17. Чрезвычайно важно, что станции выбирались равномерно по долготе, что исключает долготный эффект.

Таким образом, наиболее вероятное отношение вариаций по измерениям на нейтронном мониторе и кубическом телескопе на геомагнитной широте 50° в период максимума солнечной активности равно 2,2—2,3 и лучше всего согласуется со спектром электрического поля.

Широтный эффект нейтронного монитора на уровне моря. Теоретический расчет дает следующие значения для отношения амплитуды эффекта на широте 50° к амплитуде на широте 0° :

- 1) для спектра электрического поля 2,28;
- 2) для спектра типа $\frac{1}{\pi} \arccos(1 - P_0/P)$ 1,71;
- 3) для спектра типа P_0/P 3,04.

Для второй половины 1957 г. в упоминавшейся уже работе [9] среднее отношение вариаций, найденных на нейтронном мониторе в Маусоне ($\lambda = 73^\circ$), к вариациям в Лей ($\lambda = 16^\circ$) равно 2,5.

В работе [24] на ряде станций для бури 25.III 1958 г. отношение амплитуд понижений на высоких широтах к амплитудам на экваторе составило приблизительно 2,1. В той же работе для той же бури 25.III 1958 г. отношение амплитуды по измерениям на мезонном телескопе на экваторе и нейтронном мониторе на высоких широтах равно $0,33 \pm 0,04$. Расчеты дают в этом случае:

- 1) для спектра электрического поля 0,31;
- 2) для спектра типа $\frac{1}{\pi} \arccos(1 - P_0/P)$ 0,45;
- 3) для спектра типа P_0/P 0,22.

Отсюда видно, что спектр электрического поля согласуется лучше других.

Широтный эффект мезонного телескопа. Расчеты дают следующие значения для отношения амплитуд эффектов телескопов, расположенных на широте $\lambda = 50^\circ$ и на широте 0° :

- 1) для спектра электрического поля 1,31;
- 2) для спектра типа $\frac{1}{\pi} \arccos(1 - P_0/P)$ 1,23;
- 3) для спектра типа P_0/P 1,53.

В работе [9] утверждается, что экспериментальное отношение равно 1,5, т. е. лучше согласуется спектр вида P_0/P .

Экспериментальное отношение для вариаций, найденных на нейтронном мониторе и кубическом телескопе на экваторе, из той же работы [9] равно 1,3. Расчеты дали следующие значения для этого отношения:

- 1) для спектра электрического поля 1,38;
- 2) для спектра типа $\frac{1}{\pi} \arccos(1 - P_0/P)$ 1,30;
- 3) для спектра типа P_0/P 1,43.

В этом случае лучшее согласие дал спектр типа $\frac{1}{\pi} \arccos(1 - P_0/P)$.

Следует заметить, что в тех случаях, когда спектр электрического поля не лучшим образом согласуется с экспериментом, расчетные отношения для различных типов спектров мало отличаются друг от друга.

Широтный эффект нейтронных мониторов на уровне гор. Анализ бурь мая и июля 1959 г. проведен в работе [15]. Среднее отношение для нейтронных мониторов, расположенных в Элсворсе (уровень моря, $\lambda = 65^\circ$) и Мина Агуилар (4000 м над уровнем моря, $\lambda = 12^\circ$), для трех бурь мая и июля равно $1,74 \pm 0,17$. Согласно расчетам отношения вариаций по измерениям на нейтронном мониторе на уровне моря на широте 50° к вариациям на нейтронном мониторе на экваторе на глубине 680 г/см² равны:

- 1) для спектра электрического поля 1,81;
- 2) для спектра типа $\frac{1}{\pi} \arccos(1 - P_0/P)$ 1,45;
- 3) для спектра типа P_0/P 2,5.

Для сравнения с расчетами экспериментальное отношение должно быть увеличено до $1,9 \pm 0,2$. В этом случае, как видно, только первый спектр может удовлетворить эксперименту.

Большой материал по данным нейтронных мониторов на уровне гор имеется в работе [16]. Сравнение данных за период МГТ на станции г. Вашингтон (2000 м над уровнем моря, $\lambda = 55,6^\circ$) из [16] с амплитудами по материалам [4] дало для среднего отношения амплитуд по измерениям на нейтронном мониторе станции Вашингтон к амплитудам на уровне моря на широте 50° значение $1,21 \pm 0,18$. Для приведения к уровню 680 г/см^2 необходимо согласно той же работе это отношение увеличить примерно на 12%, т. е. довести до $1,35 \pm 0,20$. Расчетные отношения в этом случае равны:

- 1) для спектра электрического поля 1,34;
- 2) для спектра типа $\frac{1}{\pi} \arccos(1 - P_0/P)$. . . 1,30;
- 3) для спектра типа P_0/P 1,47.

Из сравнения видно, что все виды спектров хорошо согласуются с экспериментом, т. е. это отношение мало чувствительно к виду спектра.

Хорошую чувствительность к виду спектра показывает широтный эффект нейтронных мониторов на уровне гор. Расчеты дают в этом случае следующие значения для отношения вариаций на широте 50 и 0° :

- 1) для спектра электрического поля 2,43;
- 2) для спектра типа $\frac{1}{\pi} \arccos(1 - P_0/P)$. . . 1,89;
- 3) для спектра типа P_0/P 3,64.

Из [16] можно найти экспериментальные отношения для пяти больших бурь в космических лучах (табл. 2). Полученные средние, как и индивидуальные, значения широтного эффекта лучше всего согласуются с расчетами для спектра электрического поля.

Таблица 2

Дата бури	Широтный эффект нейтронного монитора на уровне гор
29.VIII 1957 г.	2,46
11.VII 1959 г.	2,44
15.VII 1959 г.	2,73
17.VII 1959 г.	2,90
19.VIII 1959 г.	2,24

Среднее $2,55 \pm 0,20$

Отношение между вариациями на подземных установках. Исследование вариаций во время магнитных бурь на подземных установках проведено в работе [14]. Автор находит отношение между вариациями на полукубических телескопах на уровне моря,

7, 20 и 60 м водного эквивалента равными: $1 : (0,7 \pm 0,1) : (0,55 \pm 0,14) : (0,21 \pm 0,10)$. Используя коэффициенты связи из работы [22], мы получили следующие значения для указанных выше отношений:

- 1) для спектра электрического поля — $1,0 : 0,78 : 0,47 : 0,17$;
- 2) для спектра типа $\frac{1}{\pi} \arccos (1 - P_0/P) - 1,0 : 0,93 : 0,70 : 0,41$;
- 3) для спектра типа $P_0/P - 1,0 : 0,69 : 0,39 : 0,14$.

Из сравнения с экспериментальными данными видно, что как первый, так и третий спектры неплохо согласуются с экспериментом. Это легко объясняется тем, что в области высоких энергий оба спектра совпадают. Основное отличие между этими спектрами — в области низких энергий.

В [9] по данным за вторую половину 1957 г. найдено, что вариации по измерениям на счетчиковых телескопах на глубине 40 м водного эквивалента коррелируют в периоды магнитных бурь с вариациями на нейтронном мониторе на широте 50° . Отношение вариаций равно $0,14 \pm 0,01$.

Из табл. 1, пользуясь интерполяцией, получаем, что это отношение равно:

- 1) для спектра электрического поля 0,14;
- 2) для спектра типа $\frac{1}{\pi} \arccos (1 - P_0/P) 0,30$;
- 3) для спектра типа $P_0/P 0,09$.

Как видно, в данном случае, когда обнаруживается различие между спектрами электрического поля и типа P_0/P , первый дает согласие с экспериментом.

Представляется странным, что в [9] полученное при расчете значение указанного выше отношения для спектра типа P_0/P равно 0,038. Возможно, что столь большое различие между этим значением и полученным в настоящей работе объясняется различием в использованных коэффициентах связи для подземных установок.

В [27] приводится график изменения интенсивности на глубине 30 м водного эквивалента во время бури 11.V 1959 г. Амплитуда понижения составила 3,0%. По данным [19] амплитуда на нейтронном мониторе составила 12%, что дает для отношения амплитуд величину 0,25. Теоретические значения составляют:

- 1) для спектра электрического поля 0,17;
- 2) для спектра типа $\frac{1}{\pi} \arccos (1 - P_0/P) 0,34$;
- 3) для спектра типа $P_0/P 0,11$.

Эти данные говорят, скорее, против спектра вида P_0/P , чем за.

Отношение вариаций в стратосфере к вариациям на нейтронном мониторе. Имеющиеся в литературе стратосферные данные в большинстве случаев сравнивают с вариациями по данным нейтронного монитора на уровне земли. Из табл. 1 следует, что эти отношения для различных видов спектров в максимуме солнечной ак-

тивности равны:

- 1) для спектра электрического поля 2,2;
- 2) для спектра типа $\frac{1}{\pi} \arccos (1 - P_0/P)^{1/2}$ 2,5;
- 3) для спектра типа P_0/P 4,3.

Отметим, кстати, что указанные соотношения мало меняются с циклом солнечной активности.

Экспериментальных данных по стратосфере, имеющих прямое отношение к эффекту Форбуша, весьма мало. Из [16] можно получить отношение вариаций в стратосфере к вариациям на нейтронном мониторе для нескольких случаев:

- а) для 29.VIII 1957 г. 1,4;
- б) для 11.V 1959 г. 3,0;
- в) для 17.VIII 1959 г. 2,6.

По данным [28] во время бури 25.III 1958 г. отношение понижений в стратосфере к понижению на нейтронном мониторе оказалось равным 2,9.

Кроме того, в ряде работ имеются данные о среднем отношении вариаций в стратосфере к вариациям на нейтронном мониторе.

В [1] рассматриваемое отношение, по данным станции Вейсенау, равно 2,4. В [29] по данным за период МГГ методом корреляции получено отношение, равное $1,6 \pm 0,3$.

Из [30], по данным полетов на широте 53° и данным станции г. Вашингтон, методом корреляции получено отношение, равное 1,55. Если привести это отношение к отношению вариаций в стратосфере и на уровне моря, то получится значение $1,84 \pm 0,5$.

Как видно из сравнения экспериментальных данных с расчетами, несмотря на большие колебания отношения вариаций, оно не достигает значения 4,3, предсказываемого для спектра вида P_0/P .

Наиболее вероятное значение отношения вариаций в стратосфере к вариациям на нейтронном мониторе на уровне моря равно примерно двум

§ 3. Обсуждение

Таким образом, из сопоставления экспериментальных данных с теоретическими ясно, что из трех рассматриваемых нами спектров практически во всех случаях лучшее согласие дает спектр типа электрического поля.

Идея модуляции интенсивности электрическим полем высказывалась сравнительно давно [31]. В последнее время ее выдвигал А. Эмерт [8]. Хотя существование межпланетного электрического поля и представляется маловероятным, вопрос о модуляции интенсивности гелиоцентрическим полем остается, по-видимому, открытым.

Вопрос о действии электрического поля во время эффекта Форбуша может быть решен экспериментально измерением энергетического спектра во время спада интенсивности. При этом максимум в спектре должен сдвигаться на величину порядка 1 Бэв .

Хотя согласие расчетов для спектра электрического поля с экспериментальными данными и хорошее, не исключено, что имеются и другие механизмы модуляции, дающие спектр, близкий к спектру электрического поля. Можно, однако, утверждать, что спектр типа P_0/P не удовлетворяет экспериментальным данным. В статье Дж. Локвуда [16] предлагается именно этот спектр. Для улучшения согласия с экспериментом автор вводит в ряде случаев постоянное слагаемое. Спектр принимает вид $P_0/P + k$, где k не зависит от энергии частиц. Но в этом случае вряд ли можно удовлетворить данным по подземным измерениям.

Спектр типа $1/\pi \arccos(1 - P_0/P)$ в большинстве случаев плохо удовлетворяет экспериментальным данным.

В работе Х. Эллиота [13] предлагается теория, объясняющая вариации интенсивности космических лучей. Спектр эффекта Форбуша имеет сложный вид и содержит много параметров. Одна из особенностей спектра состоит в том, что относительная вариация имеет максимум примерно при 50—70 Бэв. В сторону больших энергий вариация спадает примерно линейно и достигает нуля при энергии 80—100 Бэв. В сторону меньших энергий уменьшение вариации длится, по крайней мере, до 10 Бэв. Исходя из этого, можно заключить, что данные подземных измерений будет довольно трудно согласовать с указанным спектром.

Что касается спектра эффекта Форбуша, предлагаемого в [12], то проводить расчеты с ним не имело смысла, так как в работе дается зависимость вариации только до 30—50 Бэв.

Поскольку, однако, расчеты со спектрами указанных выше двух теорий не были проведены, вопрос об их согласии с экспериментом следует считать открытым.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Эмерт. Труды Международной конф. по космич. лучам, том 4. М., 1960, стр. 78.
2. F. B. McDonald, W. R. Webber. J. of Geoph. Res., 65, No 2, 767, 1960.
3. Л. И. Дорман. Изв. АН СССР, 20, 24, 1956.
4. А. А. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 136, 1961.
5. P. Morrison. Phys. Rev., 101, No 4, 1396, 1956.
6. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей. Гостехиздат, 1957, стр. 258.
7. Б. М. Владимирский. Наст. том, стр. 194.
8. А. Эмерт. Труды Международной конф. по космич. лучам, том 4. М., 1960, стр. 140.
9. K. G. McCracken. Phys. Rev., 117, No 6, 1570, 1960.
10. E. N. Parker. Phys. Rev., 110, 1445, 1958.
11. C. Y. Fan, P. Meyer, S. Simpson. Phys. Rev. Lett., 5, No 6, 269, 1960.
12. E. N. Parker. Ap. J. (в печати).
13. H. Elliot. Phil. Mag., 5, No 54, 61, 1960.
14. А. И. Кузьмин. Труды Международной конф. по космич. лучам, том 4, М., 1960, стр. 258.
15. J. G. Roederer etc. Nuovo Cim., 18, 120, 1960.
16. J. A. Lockwood. J. Geoph. Res., 65, No 12, 3859, 1960.
17. А. А. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 25, 268, 1961.

18. A. G. Fenton, K. G. McCracken, D. C. Rose, B. G. Wilson. *Canad. J. Phys.*, 37, 970, 1959.
19. А. А. Степанян, Б. М. Владимирский. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 24, 320, 1960.
20. D. C. Rose, S. M. Lapoint. *Canad. J. Phys.*, 39, 239, 1961.
21. W. R. Webber, J. J. Quenby. *Phil. Mag.*, 4, No 41, 654, 1959.
22. Л. И. Дорман, Е. Л. Фейнберг. *Результаты МГГ (сборник статей)*, 1. Изд-во АН СССР, 1959, стр. 49.
23. Х. Эллиот, Р. Хпидс, Ж. Квенби, Г. Бенк. *Труды Международной конф. по космич. лучам*, том 4. М., 1960, стр. 319.
24. A. G. Fenton, K. B. Fenton, D. C. Rose. *Canad. J. of Phys.*, 36, No 7, 824, 1958.
25. J. R. Manzano etc. *Nuovo Cim.*, 18, 136, 1960.
26. J. I. van Heerden, T. Thambyahpillai. *Phil. Mag.*, 46, 1238, 1955.
27. В. Х. Регенер, Дж. Кенней. *Труды Международной конф. по космич. лучам*, том 4. М., 1960, стр. 218.
28. П. С. Фрайер, Е. П. Ней, Дж. Р. Вниклер. *Труды Международной конф. по космич. лучам*, том 4. М., 1960, стр. 89.
29. М. А. Померанц, С. П. Агарваль, В. Р. Поттис. *Труды Международной конф. по космич. лучам*, том 4. М., 1960, стр. 61.
30. J. E. Henkel, J. A. Lockwood, J. H. Freinor. *J. of Geoph. Res.*, 64, No 10, 1427, 1959.
31. W. H. Fonger. *Phys. Rev.*, 91, 351, 1953.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ МАГНИТНЫХ БУРЬ
В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ. III

Б. М. Владимирский

Показано, что корпускулярные выбросы, ответственные за эффект Форбуша, распространяются примерно в таком же угле, что и вызывающие их магнитные бури с внезапным началом. Обнаруженные зависимости амплитуды и продолжительности эффекта Форбуша от долготы соответствующей вспышки связаны либо с зависимостью телесного угла, в который выбрасывается корпускулярный поток, от масштаба выброса, либо со структурой корпускулярного потока.

Вспышки, после которых наблюдался эффект в космических лучах, имеют большую продолжительность, более высокую яркость и несколько большую площадь. Такие свойства активных областей, как суммарная площадь, площадь наибольшего пятна и число пятен, не сказываются на эффективности вспышки в смысле влияния на интенсивность космических лучей.

A STUDY OF MAGNETIC STORM EFFECTS IN COSMIC RAYS, III, by B. M. Vladimirovsky. — It is shown that corpuscular outbursts, responsible for the Forbush decay, propagate in about the same angle as those responsible for magnetic storms with a sudden commencement. The detected dependences of the amplitude and the duration of the Forbush effect on the longitude of the corresponding flare is connected either with the relation between the solid angle, in which the corpuscular stream is ejected, and the scale of the ejection or with the structure of the corpuscular stream.

The flares, which are followed by an observed effect in cosmic rays, are of longer duration, brighter and have a somewhat larger area. Such characteristics of active regions as the total area, the area of the largest spot and the spot number, are the same for active regions in which effective (i. e. they influence the cosmic ray intensity) and ineffective flares have been observed.

1. Для выяснения некоторых свойств корпускулярных потоков, вызывающих магнитные бури с внезапным началом, а также для понимания механизма их ускорения и выброса существенное значение имеет исследование зависимости параметров эффекта Форбуша от свойств соответствующих хромосферных вспышек и активных областей, в которых они произошли. С целью изучения таких зависимостей параметры, полученные в [1—3] для эффекта Форбуша, были сопоставлены с некоторыми свойствами соответствующих вспышек и активных областей в период развития вспышки. Материалом для сопоставления послужили данные, содержащиеся в [4—6], а также «Каталог солнечных магнитных полей», подготовленный к печати в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

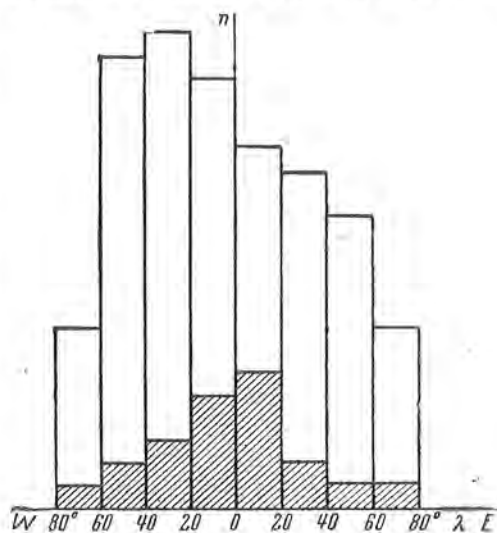
2. Представляет интерес вопрос: как зависит эффективность вспышки

в смысле эффекта Форбуша от балла вспышки и от долготы на Солнце. Используя данные о вспышках балла 2+ и выше, мы получили, что из 7 вспышек балла 3+ эффективными оказались шесть, из 31 вспышки балла 3 — восемь, из 82 балла 2+ семь. Зависимость числа эффективных вспышек балла 2+ и выше от координат представлена на фиг. 1. Здесь белым полем показано общее число вспышек, зачерненным — эффективные. Из фиг. 1 видно, что эффективность вспышки в смысле эффекта Форбуша зависит от координаты. Хотя в

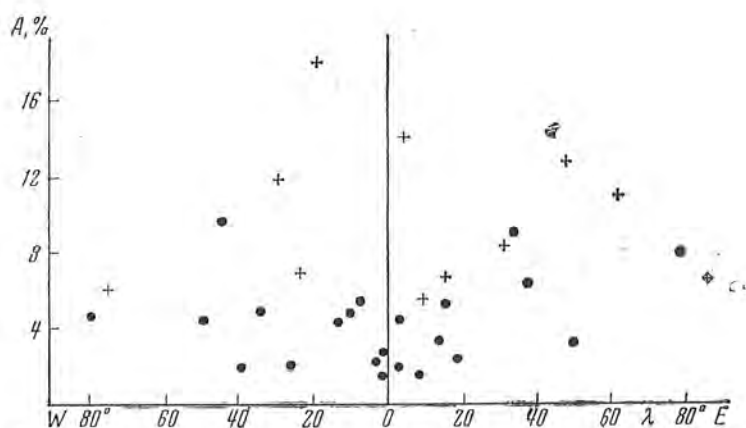
некоторых случаях эффективные вспышки расположены на краю диска Солнца, основная масса эффективных вспышек ($> 76\%$) концентрируется в пределах $\pm 40^\circ$ от центрального меридиана. Примерно такое же расположение имеют вспышки, дающие магнитные бури [7]. Этот результат находится в некотором противоречии с работой [8]. На фиг. 2 построена зависимость между амплитудой спада типа Форбуша (по нейтронному монитору [1, 2]) и долготой. Заметна тенденция к возрастанию амплитуды с увеличением расстояния от центрального меридиана. То,

что эта тенденция реальна, видно из фиг. 3 и 4, где построена зависимость продолжительности спадов типа Форбуша от координат вспышки (в двух вариантах: от долготы и от расстояния от центра диска $R = \sqrt{\lambda^2 + \varphi^2}$, где φ — широта вспышки). На существование такой зависимости указывает зависимость амплитуды Форбуш-спада от его продолжительности [9]. Коэффициент линейной корреляции для фиг. 3 и 4 составляет соответственно $+0,7 \pm 0,2$ и $+0,6 \pm 0,1$. В тех случаях, когда продолжительность Форбуш-спада не могла быть измерена, за продолжительность принималась величина $T_{эфф} = A/V_{восст}$ (A — амплитуда эффекта, $V_{восст}$ — скорость восстановления интенсивности на некотором отрезке времени). Существование корреляции между продолжительностью эффекта Форбуша и долготой соответствующей вспышки видно из табл. 1, где отдельно взято восемь событий из [1] и шесть событий из [2] (n — число случаев).

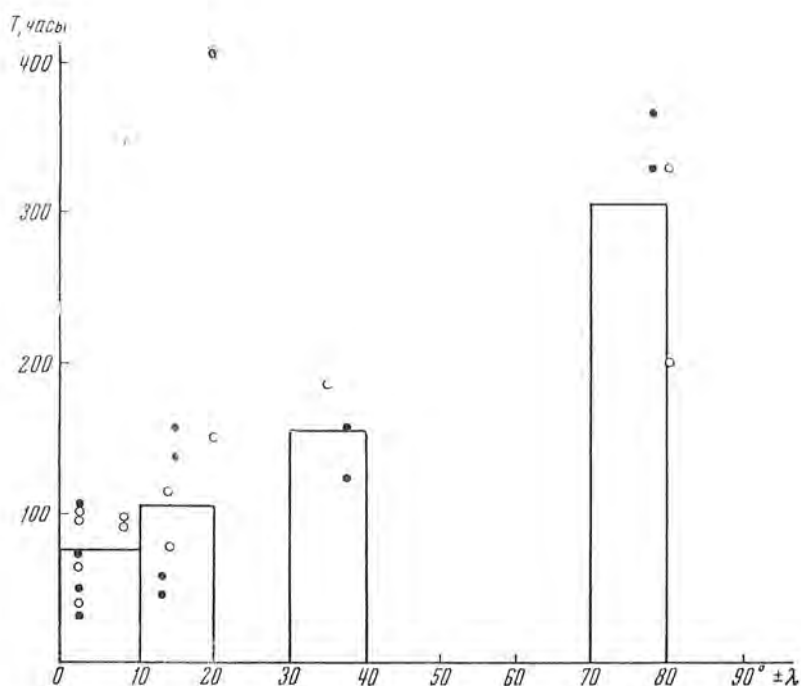
Большие ошибки в определении величины жесткости спектра вариаций спадов типа Форбуша не позволяют сколько-нибудь уверенно говорить о зависимости этой величины от координат вспышек. Асимметрии относительно центрального меридиана также не наблюдается. Для вспышек к западу от центрального меридиана отношение амплитуд в нейтронном мониторе и кубическом телескопе $2,3 \pm 0,3$, а к востоку $2,0 \pm 0,3$.



Фиг. 1. Зависимость числа эффективных вспышек от долготы вспышки (n — число случаев, λ — долгота)



Фиг. 2. Зависимость амплитуды Форбуш-спада от долготы соответствующей вспышки (ордината — амплитуда по данным нейтронного монитора, абсцисса — долгота)



Фиг. 3. Зависимость продолжительности Форбуш-спада от долготы соответствующей вспышки (светлые кружки — по данным нейтронного монитора, черные — по мезонному телескопу)

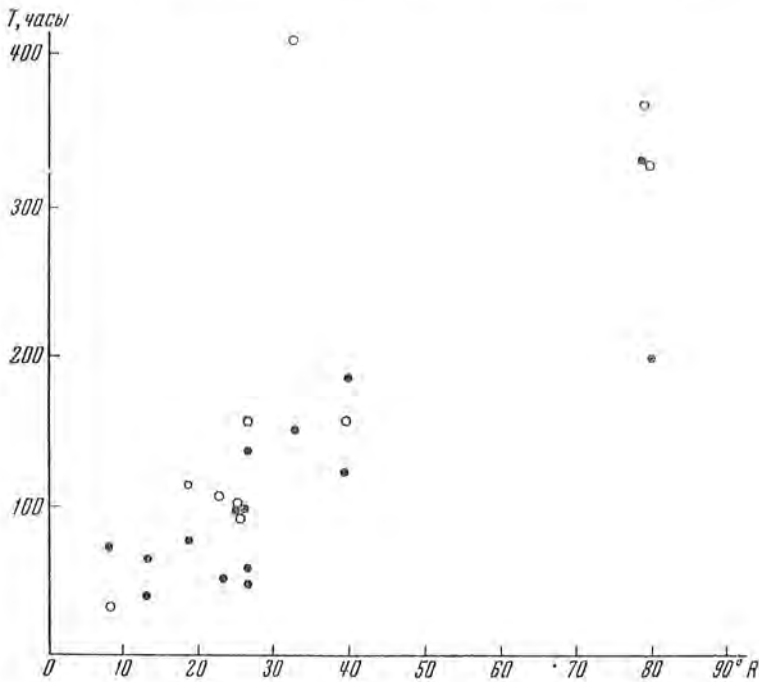
Не обнаружено никакой зависимости от координат ни для скорости корпускулярного потока, ни для скорости спада интенсивности.

3. Для вспышек, давших эффект в космических лучах в виде эффекта Форбуша, и для неэффективных вспышек (группа 1 и 2, соответственно 28 и 30 случаев) сравнивались следующие величины: $S_{\max}$ — площадь в максимуме, $I_{\max}$ — яркость в максимуме относительно невозмущенной

Таблица 1

	По данным [1]		По данным [2]	
R°	<30	>30	<30	>30
$T_{\text{эфф}}, \text{ час}$	74	133	160	590
n	4	4	2	4

хромосферы, максимальная ширина линии H_α , время нарастания яркости до максимума Δt , скорость нарастания яркости $\frac{\Delta S_{\text{max}}}{\Delta t}$ и продолжительность вспышки T . Конечно, не для всякого события были известны все



Фиг. 4. Зависимость продолжительность Форбуш-спада — расстояние соответствующей вспышки от центра диска

сравниваемые величины. Результаты видны из табл. 2, где приведены средние и стандартные отклонения для этих средних. Кроме того, для каждого параметра строилось распределение, благодаря чему можно уверенно сказать, что различие в продолжительности, яркости и, по-видимому, площади — реально. Это подтверждается еще и тем, что имеется положительная корреляция между амплитудой и продолжительностью вспышки [1] и наблюдается тенденция к возрастанию амплитуды эффекта Форбуша с увеличением площади вспышки в максимуме (коэффициент линейной корреляции $+0,6 \pm 0,2$). Зависимость параметров спада от ширины H_α не обнаружена.

Таблица 2

	n	Группа 1	n	Группа 2
Ширина H_a , Å	18	$5,0 \pm 2,5$	21	$3,9 \pm 2,3$
$I_{\max}$	17	$2,9 \pm 1,2$	17	$1,5 \pm 0,7$
$S_{\max}$, кв. град.	25	$32,8 \pm 23$	24	$24,4 \pm 10$
Δt , мин.	26	$19,6 \pm 12$	25	$21,6 \pm 19$
T , мин.	27	140 ± 83	28	102 ± 59
$\Delta I_{\max} / \Delta t$	15	$0,27 \pm 0,20$	15	$0,12 \pm 0,11$

Далее, для вспышек, вызвавших Форбуш-спад и не сопровождавшихся спадом, сравнивались следующие характеристики активных областей в день вспышки: суммарная площадь S , площадь наибольшего пятна S_s , число пятен N . Все эти величины не существенно больше для вспышек, вызвавших эффект Форбуша (табл. 3). На фиг. 5 показаны распределения по

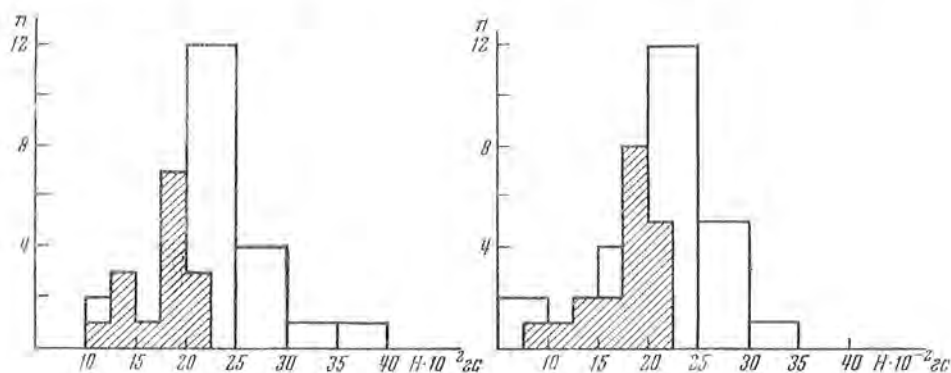
Таблица 3

	n	Группа 1	n	Группа 2
S милл. полусф.		1394		1123
S_s милл. полусф.		623		543
N	26	39,6	27	38,6

средним напряженностям магнитного поля и напряженностям поля наибольших пятен для обеих групп. Какой-либо зависимости параметров спада от характеристик активной области не обнаружено. Стоит специально упомянуть, что нет зависимости между напряженностью поля в активной области и амплитудой эффекта Форбуша.

4. Переходя к обсуждению изложенного выше, следует прежде всего отметить, что корпускулярные выбросы, ответственные за эффект Форбуша, далеко не всегда охватывают столь большие углы, как показано в [8]. Этот результат хорошо согласуется с [7, 10]. Существование зависимости амплитуда (продолжительность) — долгота вспышки качественно можно объяснить, если допустить, что собственно амплитуда Форбуш-спада слабо зависит от долготы, но сильно зависит от масштаба корпускулярного выброса (что, в свою очередь, вероятно, связано с мощностью вспышки). Тогда эта корреляция может быть объяснена зависимостью телесного угла корпускулярного выброса от его мощности. Таким образом, отсутствие малых амплитуд при больших долготах, возможно, связано с тем, что корпускулярные потоки, дающие эффект с малой амплитудой, просто не попадают на Землю, так как выбрасываются в узком телесном угле. Другой возможный вариант объяснения тот, что корпускулярному потоку следует приписать некоторую структуру, так что краевая зоны выброса (в плоскости орбиты Земли) более эффективно влияет на интенсивность. Отличительные особенности вспышек, давших эффект в виде Форбуш-спада —

более высокая продолжительность, большая яркость, большая площадь, — соответствуют в среднем и более высокому выделению энергии. Что касается корреляции продолжительность вспышки — амплитуда спада и максимальная площадь вспышки — амплитуда, то она просто указывает



Фиг. 5. Распределение напряженностей магнитного поля наибольшего пятна активных областей групп 1 и 2. Зачерпленные области относятся к средним значениям напряженностей

на существование зависимости амплитуды эффекта от балла вспышки. Отсутствие каких-либо различий в группах 1 и 2 в табл. 3 означает, что наличие или отсутствие эффекта, по-видимому, определяются свойствами самой вспышки, а не особенностями активной области, в которой произошла вспышка.

Автор благодарит А. А. Степаняна, сотрудников магнитной станции А. С. Дворянина, А. К. Панкратова и Л. С. Левицкого за помощь в работе и обсуждение, а также В. Е. Степанова и Е. Ф. Шапошникову за предоставление возможности воспользоваться «Каталогом магнитных полей».

май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. А. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 136, 1961.
2. J. A. Lockwood. Phys. Rev., **112**, 1750, 1958.
3. J. A. Lockwood. J. Geophys. Res., **65**, 3859, 1960.
4. E. Dodson. Working list solar flares IGY, v. 12, 1960.
5. Compilations of solar—geophysical data Boulder, June 1957—1958.
6. Солнечные данные, 1957—1958 гг.
7. А. С. Дворянин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астр. журн., **38**, 419, 1961.
8. Y. Kamjua, M. Wada. Rep. ionosph. and space res. in Japan, **13**, 105, 1959.
9. А. А. Степанян, Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. обс., **24**, 320, 1960.
10. S. Halenka. Studia Geophysica et Geodactika, **4**, 361, 1960.

О ВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ
КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Б. М. Владимирский

Гамма-кванты с энергией более $5 \cdot 10^{11}$ эв можно наблюдать, используя методику счета черенковских вспышек от образуемых в атмосфере электромагнитных каскадов. Оценивается величина потока от ряда объектов в предположении, что электроны, ответственные за синхротронную эмиссию, вторичного происхождения (сверхновые типа I, M 1, M 87). Из полученных величин отношения потоков к фону делается вывод о возможности измерения без значительных усовершенствований аппаратуры, уже применявшейся при изучении широких атмосферных ливней.

ON THE POSSIBILITY OF DETECTION OF GAMMA-RADIATION OF COSMIC OBJECTS, by B. M. Vladimirovsky.— Gamma-quanta with energy exceeding $6 \cdot 10^{11}$ ev can be observed, by using the procedure of counting the Cherenkov flares from electromagnetic cascades originating in the atmosphere. The value of the flux from several objects is estimated, assuming that the electrons responsible for synchrotron emission are of secondary origin (type I supernovae, M 1, M 87). From the obtained values of the flux to background ratio it is concluded that measurements are possible without any essential improvements in the apparatus, which is used for the study of extensive air showers.

1. Вопрос о возможности наблюдения гамма-квантов от некоторых астрономических объектов неоднократно обсуждался в последние годы [1, 2]. Основными процессами, приводящими к испусканию гамма-квантов с энергией не менее 10^{11} эв, насколько можно судить, являются: а) распад π^0 -мезонов, образовавшихся при ядерном соударении (энергия налетающей частицы более 10^{12} эв); б) тормозное излучение электронов порядка 10^{12} эв и выше.

При заданной плотности вещества и при одинаковой плотности электронов и протонов оба процесса будут вносить примерно одинаковый вклад в величину потока, если электроны не испытывают других видов потерь. Однако в интересующих нас случаях электроны очень быстро теряют энергию на синхротронное излучение, и поэтому вклад второго процесса будет очень малым и в дальнейшем не будет рассматриваться.

Вероятными источниками таких гамма-квантов должны быть объекты с нетепловой эмиссией в видимой части спектра и в радиодиапазоне. Это прежде всего сверхновые типа I [3—5], и, возможно, остатки вспышек сверхновых этого типа. Далее, это могут быть звезды типа Т Тельца и

UV Кита [6]. Среди внегалактических объектов это могут быть некоторые радиогалактики.

Обнаружение гамма-квантов от таких объектов было бы интересно прежде всего потому, что оно позволило бы непосредственно проверить предположение [7] о вторичном происхождении электронов, ответственных за синхротронную эмиссию.

Поток гамма-квантов из единицы объема среды, содержащей релятивистские протоны, будет

$$N = kn_1 n_2(E) c \sigma,$$

где k — число π^0 -мезонов, образующихся при одном соударении, n_1 — плотность среды, $n_2(E)$ — концентрация релятивистских протонов, а c и σ — соответственно скорость света и сечение взаимодействия ($\sigma = 2,5 \times 10^{-26} \text{ см}^2$). Измерение потока гамма-квантов позволит, следовательно, определить параметр $V \overline{n_1 n_2}(E)$, где V — объем области, в которой происходят соударения, а $\overline{n_1 n_2}(E)$ — соответственно средняя плотность среды и средняя концентрация релятивистских протонов, зависящая от энергии. Измерение этого параметра имеет важное значение для астрофизики [8].

Следует отметить весьма малую вероятность поглощения гамма-радиации в этой области энергий (вероятность конверсии в пару электрон — позитрон порядка x/λ , где $\lambda = 62 \text{ г/см}^2$).

2. Оценим величины потоков от некоторых возможных источников для энергии не менее $5 \cdot 10^{11} \text{ эв}$.

К р а б о в и д н а я т у м а н н о с т ь (М 1). Вопрос о генерации электронов с энергией не менее $5 \cdot 10^{11} \text{ эв}$ пока является спорным. Измерения потока гамма-квантов, несомненно, помогут разрешить его.

Скорость образования фотонов равна скорости воспроизводства электронов, ответственных за синхротронную эмиссию в видимой области, т. е. $V \left(\int_{E_1}^{\infty} N(E) dE \right) / \tau$, где V — объем области свечения, $N(E)$ — энергетический спектр электронов, τ — время жизни электрона, определяемое напряженностью магнитного поля, E_1 — граничная энергия регистрации фотонов.

Используя уточненные данные [9] о спектре электронов и полагая время жизни электронов порядка 300 лет, найдем поток:

$$2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}.$$

Такой поток может быть легко обнаружен, так как он на 6% превышает фон, причем необходимое время наблюдений не более 10—15 час. (см. ниже). Потоки, полученные в [2, 10], сильно завышены. Отрицательный результат будет свидетельствовать об отсутствии генерации в настоящее время.

С в е р х н о в а я т и п а I б л и з м а к с и м у м а б л е с к а. Согласно [3], для обеспечения наблюдаемой светимости при $M = -19^m$ в поле с напряженностью порядка 10^2 гс требуется около $3 \cdot 10^{47}$ электронов

с энергией выше 10^9 эв. Если показатель дифференциального электрического спектра принять $2,0 \div 2,5$ и предположить, что спектр не обрывается раньше 10^{13} эв, то общий поток гамма-квантов с $E \geq 5 \cdot 10^{11}$ эв составит около 10^{43} см $^{-2}$ ·сек $^{-1}$ (время жизни электрона принято 25 сек). Предельное расстояние $R_{\max}$, на котором такой поток будет на 3% выше фона (см. ниже),

$$R_{\max} = \sqrt{\frac{10^{43}}{4\pi \cdot 10^{-6}}} \approx 10^{24} \text{ см} = 300 \text{ клс.}$$

Таким образом, Сверхновая может быть уверенно обнаружена, если она расположена в пределах нашей Галактики.

НХ Единорога (типа Т Тельца). В предположении, что энергетический спектр не обрывается примерно до 10^{13} эв, согласно [6] можно получить, что скорость воспроизводства электронов около 10^{29} сек $^{-1}$. Тогда поток будет порядка 10^{-15} см $^{-2}$ ·сек $^{-1}$. Эта величина находится за пределами возможности обнаружения.

Однако вполне возможно, что вспышки большей амплитуды и большей продолжительности у наиболее близко расположенных звезд этого типа могут быть обнаружены с помощью усовершенствованной методики.

Радиогалактика М 87 (NGC 4486), радиисточник Девы-А. Предполагая снова, что спектр не обрывается ранее $3 \cdot 10^{13}$ эв, и используя оценки, сделанные в [11], а также принимая время высвечивания «оптических» электронов около 300 лет, получим поток $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ см $^{-2}$ ·сек $^{-1}$. Расстояние бралось 10 Мпс. Полученная величина потока вполне доступна для регистрации.

В качестве других возможных источников можно назвать точечный источник космических лучей Секидо [12], область центра Галактики, а также такие источники радиоизлучения, как Лебедь-А, Центавр-А (NGC 5128) и Персей-А (NGC 1275).

3. Гамма-кванты высокой энергии, приходя на границу атмосферы, образуют ливень релятивистских электронов — позитронов. Если энергия электрона не меньше 21 Мэв, то он излучает черенковскую радиацию, в том числе и в видимой части спектра. Поэтому приход каждого фотона высокой энергии сопровождается вспышкой черенковского свечения, причем интенсивность вспышки пропорциональна энергии фотона (длительность вспышки менее 0,01 мксек).

Впервые такие черенковские вспышки от заряженной компоненты первичного космического излучения (от широких атмосферных ливней — ШАЛ) были обнаружены В. Голбрайтом и Дж. Джелли [13]. В последующие годы изучению этого эффекта было посвящено несколько работ, обзор которых можно найти у Джелли [14]. Блок-схема установки для простого счета вспышек черенковского свечения от ШАЛ относительно проста и включает в себя: 1) зеркало с ФЭУ в его фокусе, 2) широкополосный усилитель, 3) дискриминатор и 4) пересчетное устройство. Приближенная теория установки такого типа изложена в [14].

Как легко понять, эта методика не позволяет отличить первичный протон от фотона. Поэтому наблюдения могут быть успешны лишь в случае,

когда поток от некоторого источника превышает фон от ШАЛ на величину, большую статистической ошибки. Процедура измерений, очевидно, должна заключаться в сканировании области, где расположен источник, либо в попеременном измерении числа импульсов в области расположения источника и вне его на протяжении нескольких ясных безлунных ночей. Основная величина, которую надлежит выбрать и которая в основном определяет параметры установки, — это граничная минимальная энергия регистрации. Величина спектрального индекса нетепловых источников значительно меняется от объекта к объекту, так что показатель дифференциального энергетического спектра электронов весьма различен. Кроме того, вероятно, что со стороны высоких энергий спектры в разных источниках обрезаются при различных значениях энергии. Поэтому, вообще говоря, граничную энергию регистрации для каждого источника нужно выбирать отдельно, чтобы получить наиболее выгодное отношение сигнал:шум при разумной скорости счета. Так как в настоящее время нет соответствующих данных, разумно взять минимальное значение граничной энергии регистрации. Как известно из [14], эта величина может быть без особых трудностей доведена до $2 \cdot 10^{12}$ эв. Тогда, учитывая долю энергии, передаваемую в мягкую компоненту ШАЛ, для рассматриваемой энергии порядка 0,25 [15] найдем, что установка с такой граничной энергией будет в состоянии регистрировать фотоны с $E \geq 5 \cdot 10^{11}$ эв. Дальнейшее снижение порога, по-видимому, потребует усложнения схемы (например, применения техники совпадений). Фон при этом будет составлять несколько менее $3 \cdot 10^{-5}$ см⁻² сек⁻¹ стерад⁻¹ (число ШАЛ с энергией выше $2 \cdot 10^{12}$ эв [16]).

4. Надо сказать, что наблюдения гамма-квантов в этой области энергий с помощью такой методики обладают большими преимуществами.

Хотя потоки в диапазоне энергий $10^5 \div 10^8$ эв от источников рассмотренного типа существенно больше [1, 2], многочисленные трудности наблюдений (необходимость подъема приборов на большие высоты, их малая направленность, высокий фон и т. п.) не позволили произвести сколь-нибудь надежных измерений. Дж. Кокконни [17] предложил провести наблюдения для энергий порядка 10^{12} эв на самолете. Но низкая скорость счета предполагаемой установки (4 час⁻¹) и, вероятно, несколько завышенные оценки потоков приведут к большой длительности опыта, что делает этот вариант малоприемлемым. Наземные измерения со счетчиковыми приборами становятся возможными начиная с энергий фотонов порядка 10^{16} эв и представляют значительные трудности [18].

В заключение отметим, что отрицательный результат, полученный с помощью обсуждаемой методики для некоторых источников радиоизлучения [19] — Лебедь-А, Кассиопея-А, М 1, — вероятно, обусловлен высокой граничной энергией регистрации ($> 3 \cdot 10^{14}$ эв) и низкой статистической точностью наблюдений. Следует упомянуть о возможности наблюдений фотонов с энергией не менее 10^{16} эв по черенковскому излучению в радиодиапазоне.

Автор весьма признателен П. Ф. Чугайнову и А. А. Степаняну за ряд замечаний.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. P. Morrison. *Nuovo Cim.*, **7**, 858, 1958.
 2. M. Saverdoff. *Nuovo Cim.*, **13**, 12, 1959.
 3. И. М. Гордон. Труды АО ХГУ, **12**, 15, 1957.
 4. G. R. Burbidge, F. Hoyle et al. *Phys. Rev.*, **103**, 1445, 1956.
 5. И. С. Шкловский. Астр. журн., **37**, 369, 1960.
 6. И. М. Гордон. Астр. журн., **35**, 458, 1958.
 7. И. М. Гордон. ЖЭТФ, **37**, 853, 1959.
 8. С. Б. Пикельнер. Астр. журн., **38**, 21, 1961.
 9. В. И. Мороз. Астр. журн., **37**, 265, 1960.
 10. S. Hayakawa. *Progr. Theoret. Phys.*, **19**, 219, 1958.
 11. И. С. Шкловский. Космическое радиоизлучение. М., 1956.
 12. Т. Мураяма. Труды Международной конф. по космич. лучам, **3**, 1960.
 13. W. Galbraith, J. Jelleu. *Nature*, **171**, 349, 1953.
 14. Дж. Джелли. Черенковское излучение. ИЛ, 1960.
 15. С. А. Азимов, Т. С. Юлдабашев. Труды Международной конф. по космическим лучам, **1**, 1960.
 16. D. Lal. *Proc. Indian Acad. Sci.*, **A38**, 93, 1953.
 17. Дж. Кокконн. Труды Международной конфер. по космич. лучам, **2**, 1960.
 18. R. Maze, A. Zavadzki. *Nuovo Cim.*, **17**, 625, 1960.
 19. J. Jelleu, W. Galbraith. *J. Atmosph. Terr. Phys.*, **6**, 304, 1955.
 20. К. Зитте. Труды Международной конф. по космич. лучам, **2**, 1960.
-

ПРИЕМНЫЕ КОНУСЫ КУБИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА
И НЕЙТРОННОГО МОНИТОРА*В. И. Кудрявченко*

Произведен расчет средних эффективных углов $\bar{\Psi}$ и $\bar{\Phi}$ для направления прихода частиц, регистрируемых кубическим телескопом и нейтронным монитором на различных широтах. Приведены таблицы.

Рассчитано изменение средних эффективных углов для спектра вариаций во время спада типа Форбуша. На основании расчетов проведен анализ бури в космических лучах 11. II 1958 г.

RECEIVING CONES OF A CUBIC TELESCOPE AND NEUTRON MONITOR, by V. I. Kudryavchenko.— The mean effective angles $\bar{\Psi}$ and $\bar{\Phi}$ of the direction of inflow of particles registered by a cubic telescope and neutron monitor at different latitudes are computed. Tables are given.

The variation of the mean effective angles for the variation spectrum during a Forbush type decay are computed. The computations are used for analyzing the cosmic ray storm of February 11, 1958.

Введение

При изучении вариаций космических лучей приходится определять направление потока частиц, вызывающих эти вариации.

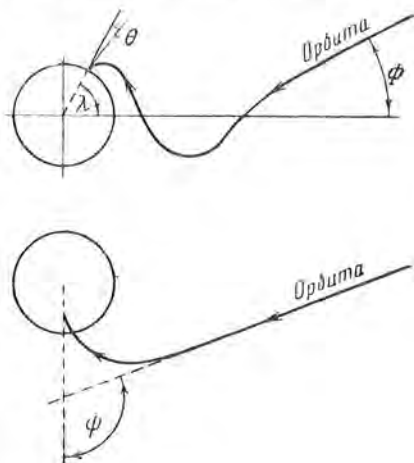
Траектория частицы (фиг. 1) определяется параметрами: 1) жесткостью частицы pc/Z ; 2) геомагнитной широтой точки попадания частицы на землю λ ; 3) зенитным углом попадания θ ; 4) углом Φ между направлением движения частицы в бесконечности и плоскостью геомагнитного экватора, т. е. геомагнитной широтой источника; 5) углом «сноса» Ψ , т. е. разностью геомагнитных долгот источника и точки попадания частицы на землю.

Направление движения частиц за пределами Земли, таким образом, определяется углами $\bar{\Psi}$ и $\bar{\Phi}$. Приблизительно средние эффективные углы $\bar{\Psi}$ и $\bar{\Phi}$ при изучении вариаций космических лучей характеризуют направление на источник тех или иных вариаций.

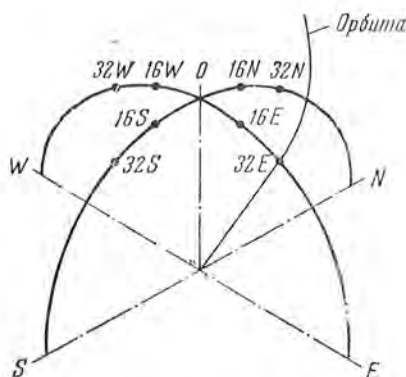
Определение средних эффективных углов $\bar{\Psi}$ и $\bar{\Phi}$ играет существенную роль при исследовании вариаций космических лучей.

Для получения направлений прихода частиц использовались данные работ Э. Брумберга и А. Даттнера [1, 2] и Ф. Джори [3].

Определим статистический вес g_n частиц, приходящих под углами $\theta = 0,16$ и 32° к вертикали из направлений N, S, E и W с учетом телесного угла и поглощения частиц в толще атмосферы (фиг. 2).



Фиг. 1. Параметры, определяющие траекторию частицы в меридиональной плоскости (вверху) и в плоскости геомагнитного экватора (внизу)



Фиг. 2. Направления прихода частиц

Статистический вес — доля частиц, приходящих в данном направлении, по отношению к полному потоку частиц, условно принимаемому за единицу.

При учете поглощения для различных энергий берем один и тот же пробег поглощения (140 г/см^2) для нейтронного монитора и 500 г/см^2 для кубического телескопа. Такое упрощение не вносит существенной ошибки в определение средних углов. Мы также не учитываем вклад частиц, входящих в атмосферу под углами больше 40° , так как этот вклад не существенный (менее 8% для нейтронного монитора и менее 5% для кубического телескопа) [4].

Для используемых в расчете траекторий были определены плотности коэффициентов связи $W(E, h_0)$ для широт $\lambda = 0, 30, 50, 60, 70$ и 80° для мезошного телескопа и нейтронного монитора. Плотности коэффициентов связи были взяты из [5]. Коэффициенты связи устанавливают связь первичного потока частиц со вторичным. Связь эта выражается соотношением [6]

$$W_{\lambda}^i(E, h_0) = \frac{D(E) m^i(E, h_0)}{N_{\lambda}^i(h_0)}, \quad (1)$$

где $D(E)$ — дифференциальный энергетический спектр первичных частиц, $m^i(E, h_0)$ — кратность, которая представляет собой число частиц

типа i , образованных вошедшей в атмосферу первичной частицей с полной энергией E и зарегистрированных на уровне наблюдения с давлением h_0 , $N_\lambda^i(h_0)$ — наблюдаемая интенсивность вторичных космических частиц.

Полный поток вторичных частиц, образованный первичными частицами с заданной энергией E_i в интервале ΔE_i , будет равен $\Delta E_i W_i(E, \lambda)$ где ΔE_i и E_i относятся к первичным космическим частицам. $\Sigma \Delta E_i W_i(E, \lambda)$ дает полный поток частиц, образованный первичными частицами заданного энергетического спектра согласно (1).

Обозначив $\Delta E_i W(E, \lambda) = \alpha_i$, определяем $\alpha_i g_n$ — вес частиц данной энергии в заданном направлении. Результаты расчета сведены в табл. 1—4. Средние эффективные углы $\bar{\Psi}$ и $\bar{\Phi}$ определяются из таблиц для широт $\lambda = 0, 30, 50, 60, 70$ и 80° для нейтронного монитора и мезонного телескопа по формулам

$$\bar{\Psi} = \frac{\Sigma \Psi_i \alpha_i g_n}{\Sigma \alpha_i g_n}, \quad (2)$$

$$\bar{\Phi} = \frac{\Sigma \Phi_i \alpha_i g_n}{\Sigma \alpha_i g_n}. \quad (3)$$

Полученные значения $\bar{\Psi}$ и $\bar{\Phi}$ приведены в табл. 5.

Анализируя данные для кубического телескопа и нейтронного монитора, мы видим, как это и следовало ожидать, что для нейтронного монитора углы сноса $\bar{\Psi}$ больше, чем для кубического телескопа, и эта разница прослеживается вплоть до широты 50° ; за широтой 50° $\bar{\Psi}$ одинаковы для обоих приборов. Относительно $\bar{\Phi}$ можно сказать, что частицы для обоих приборов приходят практически из области экватора вплоть до широт $50-60^\circ$, причем в случае нейтронного монитора частицы идут с более низких широт. Так, например, для $\lambda = 50^\circ$ для нейтронного монитора $\bar{\Phi} = 9^\circ$, а для кубического телескопа $\bar{\Phi} = 25^\circ$.

Определение $\bar{\Psi}$ и $\bar{\Phi}$ для частиц, испытывающих вариации

Рассмотрим, какие получаются средние углы $\bar{\Psi}$ и $\bar{\Phi}$ для частиц, испытывающих вариации. В данном случае определение углов производится по формулам

$$\bar{\Psi} = \frac{\Sigma \Psi_i \alpha_i g_n \Delta_i}{\Sigma \alpha_i g_n \Delta_i}, \quad (4)$$

$$\bar{\Phi} = \frac{\Sigma \Phi_i \alpha_i g_n \Delta_i}{\Sigma \alpha_i g_n \Delta_i}. \quad (5)$$

Здесь Δ_i учитывает спектр вариаций. Значения всех остальных величин берутся из табл. 1—4.

Используем при расчете спектр типа электрического поля для спада типа Форбуша. Выбранный спектр, как показано в [7], имеет наименьшее

Таблица 1

E, B_{36}	$32^{\circ}E$		$16^{\circ}E$		0		$16^{\circ}W$		$32^{\circ}W$		$32^{\circ}N$		$16^{\circ}N$		$16^{\circ}S$		$32^{\circ}S$	
	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$
18,4					121	0,16	90	0,20	69	0,13	141	0,13	126	0,20	126	0,20	141	0,13
19,4			459	0,19	110	0,15	83	0,19	63	0,12	126	0,12	114	0,19	114	0,19	126	0,12
20,4			142	0,19	101	0,15	70	0,19	57	0,12	115	0,12	105	0,19	105	0,19	115	0,12
21,5			129	0,22	94	0,18	70	0,22	52	0,14	107	0,14	97	0,22	97	0,22	107	0,14
22,9			116	0,24	86	0,20	64	0,24	46	0,15	98	0,15	89	0,24	89	0,24	98	0,15
24,4			106	0,29	79	0,23	58	0,29	41	0,18	90	0,18	82	0,29	82	0,29	90	0,18
26,0			98	0,39	73	0,32	52	0,39	36	0,25	84	0,25	76	0,39	76	0,39	84	0,25
30,0			86	0,82	64	0,66	44	0,82	28	0,52	74	0,52	67	0,82	67	0,82	74	0,52
40,0		0,18	66	0,80	46	0,65	28	0,80	13	0,51	55	0,51	49	0,80	49	0,80	55	0,51
50,0		0,51	54	0,90	37	0,73	19	0,90	4	0,57	45	0,57	40	0,90	40	0,90	45	0,57
70,0		0,57	44	0,95	27	0,77	10	0,95	-6	0,60	33	0,60	29	0,95	29	0,95	33	0,60
100,0		0,60	35	1,59	19	1,29	3	1,59	-13	1,01	24	1,01	20	1,59	20	1,59	24	1,01
200,0		1,01	26	0,95	10	0,77	-6	0,95	-22	0,60	12	0,60	11	0,95	11	0,95	12	0,60
300,0		0,60	23	0,84	7	0,68	-9	0,84	-25	0,53	9	0,53	8	0,84	8	0,84	9	0,53
500,0		0,53	20	1,01	4	0,81	-12	1,01	-29	0,64	6	0,64	5	1,01	5	1,01	6	0,64

Мезонный телескоп, $\lambda = 0^{\circ}$ $\lambda = 30^{\circ}$

10,3					247	0,07	153	0,08	130	0,05			228	0,08				
10,7					165	0,09	130	0,11	110	0,07	269	0,07	180	0,08	180	0,08		0,05
11,1													296	0,10	145	0,11	132	0,07
11,6			295	0,11									209	0,11				
12,4			200	0,18	137	0,14	109	0,18	92	0,11	183	0,11	156	0,18	123	0,18	113	0,11
12,6			155	0,19	118	0,15	93	0,19	79	0,12	154	0,12	136	0,19	106	0,19	99	0,12
13,7																		
14,3			335	0,14														

Т а б л и ц а 1 (продолжение)

E, Бас	32° E		46° E		0		16° W		32° W		32° N		46° N		16° S		32° S	
	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα
$\lambda = 30^\circ$																		
14,9	214	0,13	136	0,20	103	0,17	82	0,20	70	0,13	138	0,13	118	0,20	93	0,20	87	0,13
16,1	166	0,22	121	0,34	91	0,28	74	0,34	64	0,22	123	0,22	104	0,34	83	0,34	78	0,22
18,0	140	0,25	103	0,39	79	0,32	55	0,39	55	0,25	104	0,25	89	0,39	72	0,39	67	0,25
20,0	110	0,71	88	1,13	73	0,91	60	1,13	50	0,71	94	0,71	82	1,13	66	1,13	61	0,71
30,0	94	0,74	65	1,17	52	0,95	37	1,17	26	0,74	70	0,74	62	1,17	45	1,17	39	0,74
40,0	69	0,51	53	0,80	41	0,65	25	0,80	8	0,51	67	0,51	52	0,80	35	0,80	29	0,51
50,0	63	0,57	46	0,90	35	0,73	17	0,90	-2	0,57	62	0,57	44	0,90	27	0,90	24	0,57
70,0	56	0,60	39	0,95	26	0,77	8	0,95	-13	0,60	53	0,60	35	0,95	19	0,95	17	0,60
100,0	50	1,01	34	1,59	18	1,29	1	1,59	-20	1,01	44	1,01	26	1,59	15	1,59	12	1,01
200,0	44	0,60	26	0,95	10	0,77	-8	0,95	-28	0,60	25	0,60	14	0,95	8	0,95	6	0,60
300,0	42	0,53	24	0,84	7	0,68	-11	0,84	-31	0,53	17	0,53	10	0,84	5	0,84	4	0,53
500,0	39	0,64	22	1,01	4	0,81	-14	1,01	-39	0,64	10	0,64	6	1,01	3	1,01	3	0,64
$\lambda = 50^\circ$																		
8,61	57	0,14	53	0,22	50	0,18	47	0,22	43	0,14	50	0,14	49	0,22	51	0,22	50	0,14
10,0	51	0,22	49	0,34	48	0,28	46	0,34	43	0,22	45	0,22	47	0,34	46	0,34	44	0,22
12,1	48	0,34	47	0,54	46	0,44	45	0,54	44	0,34	46	0,34	48	0,54	42	0,54	38	0,34
14,9	48	0,56	47	0,88	45	0,72	45	0,88	45	0,56	51	0,56	50	0,88	38	0,88	31	0,56
20,0	45	0,89	43	1,41	43	1,14	42	1,41	41	0,89	57	0,89	51	1,41	34	1,41	22	0,89
30,0	49	0,74	44	1,17	40	0,95	34	1,17	28	0,74	66	0,74	54	1,17	27	1,17	14	0,74
40,0	51	0,51	44	0,80	35	0,65	23	0,80	8	0,51	69	0,51	52	0,80	22	0,80	10	0,51
50,0	52	0,57	42	0,90	30	0,73	14	0,90	-8	0,57	70	0,57	50	0,90	18	0,90	8	0,57
70,0	52	0,60	39	0,95	24	0,77	4	0,95	-24	0,60	70	0,60	43	0,95	13	0,95	6	0,60
100,0	52	1,01	35	1,59	18	1,29	-6	1,59	-32	1,01	66	1,01	36	1,59	10	1,59	4	1,01
200,0	50	0,60	29	0,95	10	0,77	-16	0,95	-40	0,60	50	0,60	20	0,95	8	0,95	2	0,60

Таблица 1 (окончание)

E, Бзг	32°E		16°E		0		16°W		32°W		32°N		16°N		16°S		32°S	
	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα
λ = 60°																		
7,73	42	0,11	38	0,18	34	0,14	31	0,18	28	0,11	44	0,11	37	0,18	33	0,18	32	0,11
10,5	31	0,46	30	0,73	31	0,59	31	0,73	29	0,46	30	0,46	30	0,73	30	0,73	30	0,46
14,9	28	0,67	31	1,06	34	0,86	36	1,06	39	0,67	38	0,67	37	1,06	27	1,06	20	0,67
20,0	30	0,89	34	1,41	35	1,14	40	1,41	46	0,89	49	0,89	41	1,41	25	1,41	10	0,89
30,0	38	0,74	38	1,17	36	0,95	33	1,17	33	0,74	64	0,74	50	1,17	17	1,17	2	0,74
40,0	44	0,51	40	0,80	32	0,65	20	0,80	—10	0,51	73	0,51	54	0,80	13	0,80	—1	0,51
50,0	47	0,57	40	0,90	28	0,73	10	0,90	—30	0,57	79	0,57	54	0,90	10	0,90	—2	0,57
70,0	50	0,60	39	0,95	22	0,77	—4	0,95	—44	0,60	88	0,60	50	0,95	7	0,95	—3	0,60
100,0	50	1,01	37	1,59	15	1,29	—16	1,59	—50	1,01	97	1,01	43	1,59	4	1,59	—2	1,01
200,0	52	0,60	35	0,95	8	0,77	—25	0,95	—53	0,60	117	0,60	26	0,95	2	0,95	—1	0,60
λ = 70°																		
7,73	33	0,11	—	—	42	0,14	—	—	51	0,11	43	0,11	—	—	—	—	37	0,11
10,5	44	0,46	—	—	44	0,59	—	—	45	0,46	48	0,46	—	—	—	—	45	0,46
14,9	38	0,67	—	—	46	0,86	—	—	53	0,67	38	0,67	—	—	—	—	54	0,67
20,0	21	0,89	—	—	30	1,14	—	—	50	0,89	45	0,89	—	—	—	—	0	0,89
30,0	32	0,74	—	—	32	0,95	—	—	50	0,74	69	0,74	—	—	—	—	—10	0,74
40,0	40	0,51	—	—	37	0,65	—	—	—55	0,51	82	0,51	—	—	—	—	—10	0,51
50,0	42	0,57	—	—	29	0,73	—	—	—79	0,57	92	0,57	—	—	—	—	—10	0,57
70,0	49	0,60	—	—	24	0,77	—	—	—80	0,60	107	0,60	—	—	—	—	—8	0,60
100,0	53	1,01	—	—	18	1,29	—	—	—74	1,01	120	1,01	—	—	—	—	—6	1,01
200,0	58	0,60	—	—	10	0,77	—	—	—74	0,60	144	0,60	—	—	—	—	—3	0,60
λ = 80°																		
7,73	29	0,11	—	—	25	0,14	—	—	16	0,11	48	0,11	—	—	—	—	7	0,11
10,5	28	0,46	—	—	21	0,59	—	—	14	0,46	24	0,46	—	—	—	—	21	0,46
14,9	7	0,67	—	—	24	0,86	—	—	49	0,67	33	0,67	—	—	—	—	—22	0,67
20,0	6	0,89	—	—	27	1,14	—	—	90	0,89	50	0,89	—	—	—	—	—36	0,89
30,0	24	0,74	—	—	32	0,95	—	—	180	0,74	79	0,74	—	—	—	—	—35	0,74
40,0	35	0,51	—	—	30	0,65	—	—	225	0,51	97	0,51	—	—	—	—	—35	0,51
50,0	41	0,57	—	—	26	0,73	—	—	242	0,57	111	0,57	—	—	—	—	—25	0,57
70,0	50	0,60	—	—	20	0,77	—	—	256	0,60	125	0,60	—	—	—	—	—18	0,60
100,0	58	1,01	—	—	15	1,29	—	—	265	1,01	141	1,01	—	—	—	—	—14	1,01
200,0	67	0,60	—	—	6	0,77	—	—	275	0,60	159	0,60	—	—	—	—	—7	0,60

Таблица 2

E, Бэс	32°E		16°E		0		16°W		32°W		32°N		16°N		6°S		32°S	
	Ф	gα	Ф	gα	Ф	gα	Ф	gα	Ф	gα	Ф	gα	Ф	gα	Ф	gα	Ф	gα
Мезонный телескоп, λ = 30°																		
10,3					-3	0,07	1	0,08	-17	0,05					9	0,08		
10,7					10	0,09	-16	0,11	-24	0,07			-21	0,10	17	0,08	9	0,05
11,1													21	0,11	-2	0,11	-5	0,07
11,6																		
12,1			-20	0,11							-23							
12,6			21	0,18	-12	0,14	-23	0,18	-22	0,11	23	0,11	2	0,18	-14	0,18	-14	0,11
13,7			3	0,19	-21	0,15	-21	0,19	-16	0,12	0	0,12	-12	0,19	-19	0,19	-17	0,12
14,3	1	0,14																
14,9	19	0,13	-13	0,20	-22	0,17	-17	0,20	-9	0,13	-19	0,13			-20	0,20	-19	0,13
16,1	11	0,22	-20	0,34	-20	0,28	-12	0,34	-3	0,22	-27	0,22	-25	0,34	-18	0,34	-28	0,22
18,0	-12	0,25	-23	0,39	-15	0,32	-4	0,39	6	0,25	-27	0,25	-19	0,39	-15	0,39	-17	0,25
20,0			-20	1,13	-11	0,91	0	1,13	10	0,71	-26	0,71	-15	1,13	-14	1,13	-15	0,71
30,0	-17	0,74	-4	1,17	7	0,95	19	1,17	31	0,74	6	0,74	10	1,17	0	1,17	-10	0,74
40,0	-7	0,51	6	0,80	16	0,65	27	0,80	36	0,51	24	0,51	23	0,80	5	0,80	-7	0,51
50,0	1	0,57	13	0,90	21	0,73	30	0,90	37	0,57	34	0,57	30	0,90	8	0,90	-5	0,57
70,0	8	0,60	19	0,95	26	0,77	32	0,95	35	0,60	45	0,60	37	0,95	12	0,95	-3	0,60
100,0	13	1,01	23	1,59	28	1,29	32	1,59	33	1,01	52	1,01	42	1,59	13	1,59	-3	1,01
200,0	19	0,60	27	0,95	29	0,77			30	0,60	60	0,60	46	0,95	14	0,95	-3	0,60
300,0	21	0,53	28	0,84	30	0,68			28	0,53	61	0,53	47	0,84	14	0,84	-3	0,53
500,0	23	0,64	28	1,01	30	0,81			27	0,64	62	0,64	47	1,01	14	1,01	-3	0,64
λ = 50°																		
8,61	-9	0,14	-9	0,22	-10	0,18	-9	0,22	-7	0,14	-1	0,14	-7	0,22	-10	0,22	-10	0,14
10,0	-8	0,22	-10	0,34	-9	0,28	-8	0,34	-6	0,22	-4	0,22	-9	0,34	-7	0,34	-3	0,22
12,1	-12	0,34	-10	0,54	-6	0,44	-2	0,54	1	0,34	-10	0,34	-10	0,54	-1	0,54	3	0,34
14,9	-15	0,56	-7	0,88	1	0,72	10	0,88	16	0,56	-10	0,56	-5	0,88	6	0,88	9	0,56
20,0	-12	0,89	-1	1,41	13	1,14	23	1,41	34	0,89	-2	0,89	5	1,41	15	1,41	15	0,89

Таблица 2 (продолжение)

E, Вэв	32°E		16°E		0		16°W		32°W		32°N		16°N		16°S		32°S	
	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα
$\lambda = 50^\circ$																		
30,0	—3	0,74	12	1,17	29	0,95	42	1,17	55	0,74	20	0,74	27	1,17	24	1,17	16	0,74
40,0	5	0,51	21	0,80	36	0,65	48	0,80	61	0,51	38	0,51	40	0,80	27	0,80	16	0,51
50,0	41	0,57	26	0,90	40	0,73	51	0,90	61	0,57	47	0,57	47	0,90	30	0,90	16	0,57
70,0	48	0,60	32	0,95	45	0,77	53	0,95	60	0,60	58	0,60	55	0,95	32	0,95	17	0,60
100,0	23	1,01	37	1,59	48	1,29	33	1,59	55	1,01	66	1,01	60	1,59	33	1,59	17	0,61
200,0	31	0,60	43	0,95	50	0,77	52	0,95	48	0,60	76	0,60	64	0,95	34	0,95	17	0,60
$\lambda = 60^\circ$																		
7,73	9	0,41	14	0,18	17	0,14	20	0,18	24	0,11	20	0,11	20	0,18	14	0,18	11	0,11
10,5	49	0,46	18	0,73	49	0,59	20	0,73	20	0,46	22	0,46	18	0,73	21	0,73	22	0,48
14,9	12	0,67	17	1,06	24	0,86	30	1,06	34	0,67	14	0,67	18	1,06	28	1,06	32	0,67
20,0	8	0,89	20	1,41	28	1,14	41	1,41	48	0,89	24	0,89	14	1,41	35	1,41	36	0,89
30,0	10	0,74	27	1,17	40	0,95	57	1,17	69	0,74	38	0,74	30	1,17	40	1,17	33	0,74
40,0	14	0,51	33	0,80	47	0,65	63	0,80	74	0,51	49	0,51	42	0,80	42	0,80	30	0,51
50,0	19	0,57	37	0,90	50	0,73	65	0,90	73	0,57	55	0,57	50	0,90	43	0,90	29	0,57
70,0	25	0,60	43	0,95	54	0,77	66	0,95	66	0,60	63	0,60	60	0,95	43	0,95	28	0,60
100,0	31	1,01	47	1,59	56	1,29	64	1,59	62	1,01	69	1,01	68	1,59	43	1,59	28	1,01
200,0	37	0,60	51	0,95	58	0,77	61	0,95	58	0,60	74	0,60	80	0,95	43	0,95	28	0,60

Таблица 2 (окончание)

E, Бзе	32° E		16° E		0		16° W		32° W		32° N		16° N		16° S		32° S	
	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα
$\lambda = 70^\circ$																		
7,73	33	0,11			27	0,14			22	0,11	40	0,11					20	0,119
10,5	26	0,46			24	0,59			21	0,46	23	0,46					24	0,46
14,9	17	0,67			27	0,86			38	0,67	32	0,67					12	0,67
20,0	30	0,89			48	1,14			61	0,89	37	0,89					57	0,89
30,0	26	0,74			55	0,95			80	0,74	45	0,74					52	0,74
40,0	28	0,51			60	0,65			84	0,51	53	0,51					43	0,51
50,0	31	0,57			63	0,73			77	0,57	58	0,57					40	0,57
70,0	36	0,60			55	0,77			68	0,60	65	0,60					38	0,60
100,0	40	1,01			67	1,29			64	1,01	70	1,01					37	1,01
200,0	46	0,60			69	0,77			58	0,60	75	0,60					37	0,60
$\lambda = 80^\circ$																		
7,73	57	0,11			67	0,14			75	0,11	66	0,11					62	0,11
10,5	67	0,46			68	0,59			68	0,46	71	0,46					66	0,46
14,9	61	0,67			68	0,86			72	0,67	60	0,67					75	0,67
20,0	55	0,89			71	1,14			80	0,89	37	0,89					56	0,89
30,0	47	0,74			76	0,95			80	0,74	45	0,74					49	0,74
40,0	45	0,51			77	0,65			74	0,51	53	0,51					43	0,51
50,0	46	0,57			78	0,73			69	0,57	58	0,57					40	0,57
70,0	47	0,60			79	0,77			64	0,60	63	0,60					38	0,60
100,0	49	1,01			79	1,29			62	1,01	70	1,01					37	1,01
200,0	52	0,60			79	0,77			58	0,60	75	0,60					37	0,60

Таблица 3

$E, B_{\text{эв}}$	$32^{\circ} E$		$16^{\circ} E$		0		$16^{\circ} W$		$32^{\circ} W$		$32^{\circ} N$		$16^{\circ} N$		$16^{\circ} S$		$32^{\circ} S$	
	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$
Нейтронный монитор, $\lambda = 0^{\circ}$																		
18,4					121	0,22	90	0,32	69	0,23	141	0,23	126	0,32	126	0,32	141	0,23
19,4			159	0,28	110	0,19	80	0,28	63	0,20	126	0,20	114	0,28	114	0,28	126	0,20
20,4			142	0,28	101	0,19	70	0,28	57	0,20	115	0,20	105	0,28	105	0,28	115	0,20
21,5			129	0,32	94	0,22	70	0,32	52	0,23	107	0,23	97	0,32	97	0,32	107	0,23
22,9			116	0,33	86	0,23	64	0,33	46	0,24	98	0,24	89	0,33	89	0,33	98	0,24
24,4	152	0,24	106	0,33	79	0,23	58	0,33	41	0,24	90	0,24	82	0,33	82	0,33	90	0,24
26,0	136	0,39	98	0,56	73	0,38	52	0,56	36	0,39	84	0,39	76	0,56	76	0,56	84	0,39
30,0	120	0,72	86	1,02	64	0,70	44	1,02	28	0,72	74	0,72	67	1,02	67	1,02	74	0,72
40,0	91	0,68	66	0,96	46	0,66	28	0,96	13	0,68	55	0,68	49	0,96	49	0,96	55	0,68
50,0	77	0,72	54	1,02	37	0,70	19	1,02	4	0,72	45	0,72	40	1,02	40	1,02	45	0,72
70,0	64	0,73	44	1,04	27	0,71	10	1,04	-6	0,73	33	0,73	29	1,04	29	1,04	33	0,73
100,0	55	1,10	35	1,56	19	1,06	3	1,56	-13	1,10	24	1,10	20	1,56	20	1,56	24	1,10
200,0	44	0,60	26	0,84	10	0,57	-6	0,84	-22	0,60	12	0,60	11	0,84	11	0,84	12	0,60
300,0	41	0,48	23	0,68	7	0,46	-9	0,68	-25	0,48	9	0,48	8	0,68	8	0,68	9	0,48
500,0	38	0,26	20	0,37	4	0,25	-12	0,37	-29	0,26	6	0,26	5	0,37	5	0,37	6	0,26

 $\lambda = 30^{\circ}$

10,3					247	0,18	153	0,27	130	0,19			228	0,29				
10,7													181	0,27	158	0,19		
11,4					168	0,21	130	0,31	110	0,22	269	0,22	296	0,27	132	0,22		
11,6													145	0,31				
12,1			295	0,29														
12,6			200	0,44	137	0,30	109	0,44	92	0,31	183	0,31	156	0,44	113	0,31		
13,7			155	0,41	118	0,28	93	0,41	79	0,29	154	0,29	136	0,41	99	0,29		
14,3	335	0,19																

Таблица 3 (продолжение)

E, Бэе	32° E		16° E		0		16° W		32° W		32° N		46° N		16° S		32° S	
	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα
14,9	214	0,27	136	0,39	103	0,26	82	0,39	70	0,27	138	0,27	118	0,39	93	0,39	87	0,27
16,1	166	0,42	121	0,60	91	0,41	74	0,60	64	0,42	123	0,42	104	0,60	83	0,60	78	0,42
18,0	140	0,44	103	0,63	78	0,43	65	0,63	55	0,44	104	0,44	89	0,63	72	0,63	67	0,44
20,0	110	1,13	88	1,60	73	1,09	60	1,60	50	1,13	94	1,13	82	1,60	66	1,60	61	1,13
30,0	94	1,03	65	1,46	52	1,00	37	1,46	26	1,03	73	1,03	62	1,46	45	1,46	39	1,03
40,0	69	0,68	53	0,96	41	0,66	25	0,96	8	0,68	67	0,68	52	0,96	35	0,96	29	0,68
50,0	63	0,72	46	1,02	35	0,70	17	1,02	-2	0,72	62	0,72	44	1,02	27	1,02	24	0,72
70,0	56	0,73	39	1,04	26	0,71	8	1,04	-13	0,73	53	0,73	35	1,04	19	1,04	17	0,73
100,0	50	1,10	34	1,56	18	1,06	1	1,56	-20	1,10	44	1,10	26	1,56	15	1,56	12	1,10
200,0	44	0,60	26	0,84	10	0,57	-8	0,84	-28	0,60	25	0,60	14	0,84	8	0,84	6	0,60
300,0	42	0,48	24	0,68	7	0,46	-11	0,68	-31	0,48	17	0,48	10	0,68	5	0,68	4	0,48
500,0	39	0,26	22	0,37	4	0,25	-14	0,37	-34	0,26	10	0,26	6	0,37	3	0,37	3	0,26

		λ = 50°																	
		ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα
3,01	276	0,08	298	0,10	257	0,05	189	0,07	172	0,05	186	0,05	362	0,07	222	0,07	209	0,05	
3,15	193	0,10	176	0,12	148	0,08	133	0,12	125	0,08	168	0,08	208	0,10	148	0,12	151	0,08	
3,35	149	0,21	131	0,29	120	0,20	111	0,29	101	0,21	134	0,21	120	0,29	123	0,29	126	0,21	
3,50	116	0,34	112	0,48	107	0,33	102	0,48	94	0,34	101	0,34	103	0,48	107	0,48	105	0,34	
4,20	105	0,42	103	0,60	96	0,41	90	0,60	85	0,42	89	0,42	98	0,60	92	0,60	87	0,42	
4,74	101	0,53	92	0,74	82	0,51	75	0,74	71	0,53	89	0,53	88	0,74	78	0,74	76	0,53	
5,38	89	0,74	78	1,05	69	0,72	62	1,05	58	0,74	80	0,74	73	1,05	67	1,05	67	0,74	
6,12	70	0,90	62	1,28	56	0,87	51	1,28	46	0,90	63	0,90	57	1,28	57	1,28	58	0,90	
7,32	57	0,83	53	1,17	50	0,80	47	1,17	43	0,83	50	0,83	49	1,17	51	1,17	50	0,80	
8,61	51	0,92	49	1,30	48	0,89	46	1,30	43	0,92	45	0,92	47	1,30	46	1,30	44	0,92	
10,0	48	0,99	47	1,40	46	0,96	45	1,40	44	0,99	46	0,99	48	1,40	42	1,40	38	0,99	
12,4																			

Таблица 3 (продолжение)

E, B_{36}	$32^{\circ} E$		$16^{\circ} E$		0		$16^{\circ} W$		$32^{\circ} W$		$32^{\circ} N$		$16^{\circ} N$		$16^{\circ} S$		$32^{\circ} S$	
	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$
14,9	48	1,18	47	1,68	45	1,15	45	1,68	45	1,18	51	1,18	50	1,68	38	1,68	31	1,18
20,0	45	1,42	43	2,01	43	1,37	42	2,01	41	1,42	57	1,42	51	2,01	34	2,01	22	1,42
30,0	49	1,03	44	1,46	40	1,00	34	1,46	28	1,03	66	1,03	54	1,46	27	1,46	14	1,03
40,0	51	0,68	44	0,96	35	0,66	23	0,96	8	0,68	69	0,68	52	0,96	22	0,96	10	0,68
50,0	52	0,72	42	1,02	30	0,70	14	1,02	—8	0,72	70	0,72	50	1,02	18	1,02	8	0,72
70,0	52	0,73	39	1,04	24	0,71	4	1,04	—24	0,73	70	0,73	43	1,04	13	1,04	6	0,73
100,0	52	1,10	35	1,56	18	1,06	—6	1,56	—32	1,10	66	1,10	36	1,56	10	1,56	4	1,10
200,0	50	0,60	29	0,84	10	0,57	—16	0,84	—40	0,60	50	0,60	20	0,84	8	0,84	2	0,60

$\lambda = 60^{\circ}$																		
2,20	75	0,08	72	0,11	70	0,07	68	0,11	64	0,08	73	0,08	69	0,11	70	0,11	69	0,08
2,63	67	0,16	63	0,23	60	0,15	57	0,23	56	0,16	63	0,16	62	0,23	59	0,23	59	0,16
3,15	54	0,30	54	0,43	53	0,29	52	0,43	49	0,30	51	0,30	52	0,43	52	0,43	50	0,30
3,72	53	0,30	51	0,43	48	0,29	45	0,43	45	0,30	52	0,30	51	0,43	46	0,43	45	0,30
4,37	48	0,63	44	0,89	42	0,61	40	0,89	38	0,63	47	0,63	43	0,89	43	0,89	43	0,63
5,74	41	1,30	41	1,84	41	1,26	40	1,84	40	1,30	42	1,30	43	1,84	37	1,84	34	1,30
7,73	42	0,95	38	1,34	34	0,92	31	1,34	28	0,95	44	0,95	37	1,34	33	1,34	32	0,95
10,5	31	1,75	30	2,47	31	1,69	31	2,47	29	1,75	30	1,75	30	2,47	30	2,47	30	1,75
14,9	28	1,43	31	2,02	34	1,38	36	2,02	39	1,43	38	1,43	37	2,02	27	2,02	20	1,43
20,0	30	1,42	34	2,01	35	1,37	40	2,01	46	1,42	49	1,42	43	2,01	25	2,01	10	1,42
30,0	38	1,03	38	1,46	36	1,00	33	1,46	33	1,03	54	1,03	50	1,46	17	1,46	2	1,03
40,0	44	0,68	40	0,96	32	0,66	20	0,96	—10	0,68	73	0,68	54	0,96	13	0,96	—1	0,68
50,0	47	0,72	40	1,02	28	0,70	10	1,02	—30	0,72	79	0,72	54	1,02	10	1,02	—2	0,72
70,0	50	0,73	39	1,04	22	0,71	—4	1,04	—44	0,73	87	0,73	50	1,04	7	1,04	—3	0,73
100,0	50	1,10	37	1,56	15	1,06	—16	1,56	—50	1,10	97	1,10	43	1,56	4	1,56	—2	1,10
200,0	52	0,60	35	0,84	8	0,57	—25	0,84	—53	0,60	117	0,60	26	0,84	2	0,84	—1	0,60

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

E, B_{ae}	$32^{\circ} E$		$16^{\circ} E$		0		$16^{\circ} W$		$32^{\circ} W$		$32^{\circ} N$		$16^{\circ} N$		$16^{\circ} S$		$32^{\circ} S$	
	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$	Ψ	$g\alpha$
$\lambda = 70^{\circ}$																		
2,20	15	0,08			20	0,07			24	0,08	17	0,08					18	0,08
2,63	20	0,16			23	0,15			25	0,16	22	0,16					25	0,16
3,15	26	0,30			27	0,29			29	0,30	30	0,30					26	0,30
3,72	24	0,30			30	0,29			33	0,30	26	0,30					31	0,30
4,37	28	0,63			33	0,61			38	0,63	34	0,63					30	0,63
5,74	32	1,30			35	1,26			38	1,30	33	1,30					39	1,30
7,73	33	0,95			42	0,92			51	0,95	43	0,95					37	0,95
10,5	44	1,75			44	1,69			45	1,75	48	1,75					45	1,75
14,9	38	1,43			46	1,38			53	1,43	38	1,43					54	1,43
20,0	21	1,42			30	1,37			50	1,42	45	1,42					0	1,42
30,0	32	1,03			32	1,00			50	1,03	69	1,03					-10	1,03
40,0	40	0,68			31	0,66			-55	0,68	82	0,68					-10	0,68
50,0	42	0,72			29	0,70			-79	0,72	92	0,72					-10	0,72
70,0	49	0,73			24	0,70			-80	0,73	107	0,73					-8	0,73
100,0	53	1,10			19	1,06			-74	1,10	120	1,10					-6	1,10
200,0	58	0,60			10	0,57			-74	0,60	144	0,60					-3	0,60

Т а б л и ц а 3 (окончание)

E, Бзс	32° E		16° E		0		16° W		32° W		32° N		16° N		16° S		32° S	
	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα	ψ	gα
$\lambda = 80^\circ$																		
2,20	22	0,08			24	0,07			27	0,08	27	0,08					18	0,08
2,63	22	0,16			24	0,15			25	0,16	23	0,16					22	0,16
3,15	29	0,30			23	0,29			19	0,30	32	0,30					20	0,30
3,72	19	0,30			25	0,29			29	0,30	25	0,30					18	0,30
4,37	27	0,63			24	0,61			21	0,63	38	0,63					14	0,63
5,74	17	1,30			24	1,26			29	1,30	24	1,30					18	1,30
7,73	29	0,95			25	0,92			16	0,95	48	0,95					7	0,95
10,5	28	1,75			21	1,69			14	1,75	24	1,75					21	1,75
14,9	7	1,43			24	1,38			49	1,43	33	1,43					22	1,43
20,0	6	1,42	7	2,01	27	1,37	46	2,01	90	1,42	50	1,42	45	2,01	—8	2,01	—36	1,42
30,0	24	1,03	28	1,46	32	1,00	59	1,46	180	1,03	79	1,03	66	1,46	—16	1,46	—35	1,03
40,0	35	0,68	35	0,96	30	0,66	—40	0,96	225	0,68	97	0,68	80	0,96	—15	0,96	—29	0,68
50,0	41	0,72	40	1,02	26	0,70	—72	1,02	242	0,72	111	0,72	90	1,02	—13	1,02	—25	1,02
70,0	50	0,73	46	1,04	20	0,71	—78	1,04	256	0,73	125	0,73	105	1,04	—10	1,04	—18	0,73
100,0	58	1,10	50	1,56	15	1,06	—75	1,56	265	1,10	141	1,10	120	1,56	—7	1,56	—14	1,10
200,0	67	0,60	55	0,84	60	0,57	—68	0,84	275	0,60	159	0,60	147	0,84	—3	0,84	—7	0,60

Таблица 4

E, B ₃₀	32° E		16° E		0		16° W		32° W		32° N		16° N		16° S		32° S	
	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα	Φ	gα
Нейтронный монитор, λ = 30°																		
10,3					-3	0,18	1	0,27	-17	0,19					9	0,29		
10,7					10	0,21	-16	0,31	-24	0,22	-23		-21	0,27	17	0,27	9	0,19
11,4													21	0,31	-2	0,31	-5	0,22
11,6																		
12,1					-12	0,30	-23	0,44	-22	0,31	23	0,31	2	0,44	-14	0,44	-14	0,31
12,6					-21	0,28	-21	0,41	-16	0,29	0	0,29	-12	0,41	-19	0,41	-17	0,29
13,7																		
14,3	1	0,19			-22	0,26	-17	0,39	-9	0,27	-19	0,27	-25	0,39	-20	0,39	-19	0,27
14,9	19	0,27	-13	0,39	-20	0,41	-12	0,60	-3	0,42	-27	0,42	-25	0,60	-18	0,60	-18	0,42
16,1	11	0,42	-20	0,60	-15	0,43	-4	0,63	6	0,44	-27	0,44	-19	0,63	-15	0,63	-17	0,44
18,0	-12	0,44	-23	0,63	-11	1,09	0	1,60	10	1,13	-26	1,13	-15	1,60	-14	1,60	-15	1,13
20,0			-20	1,60														
30,0	-17	1,03	-4	1,46	7	1,00	19	1,46	31	1,03	6	1,03	10	1,46	0	1,46	-10	1,03
40,0	-7	0,68	6	0,96	16	0,66	27	0,97	36	0,68	24	0,68	20	0,96	5	0,96	-7	0,68
50,0	1	0,72	13	1,02	21	0,70	30	1,02	37	0,72	34	0,72	30	1,02	8	1,02	-5	0,72
70,0	8	0,73	19	1,04	26	0,71	32	1,04	35	0,73	45	0,73	37	1,04	12	1,04	-3	0,73
100,0	13	1,10	23	1,56	28	1,06	32	1,56	33	1,10	52	1,10	42	1,56	13	1,56	-3	1,10
200,0	19	0,60	27	0,84	29	0,57			30	0,60	60	0,60	46	0,84	14	0,84	-3	0,60
300,0	21	0,48	28	0,68	30	0,46			28	0,48	61	0,48	47	0,68	14	0,68	-3	0,48
500,0	23	0,26	28	0,37	30	0,25			27	0,26	62	0,26	47	0,37	14	0,37	-3	0,26
λ = 50°																		
3,01					-10	0,05	18	0,07	16	0,05	15	0,05	15	0,07	9	0,07	13	0,05
3,15			-16	0,10									16	0,10				
3,35	-17	0,08	15	0,12	2	0,10	-6	0,12	-11	0,08	16	0,08	8	0,12	4	0,12	7	0,08
3,50	18	0,10																

Т а б л и ц а 4 (продолжение)

$E, B_{\text{эв}}$	$32^{\circ} E$		$16^{\circ} E$		0		$16^{\circ} W$		$32^{\circ} W$		$32^{\circ} N$		$16^{\circ} N$		$16^{\circ} S$		$32^{\circ} S$	
	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$
3,72	2	0,21	-7	0,29	-10	0,20	-13	0,29	-16	0,21	-9	0,21	-12	0,29	-9	0,29	-8	0,21
4,20	-12	0,34	-13	0,48	-6	0,33	-18	0,48	-20	0,34	-17	0,34	-16	0,48	-17	0,48	-18	0,34
4,74	-15	0,42	-18	0,60	-21	0,41	-23	0,60	-24	0,42	-18	0,42	-21	0,60	-21	0,60	-20	0,42
5,38	-20	0,53	-23	0,74	-21	0,51	-19	0,74	-18	0,53	-23	0,53	-24	0,74	-20	0,74	-20	0,53
6,12	-24	0,74	-21	1,05	-16	0,72	-12	1,05	-8	0,74	-23	0,74	-17	1,05	-17	1,05	-19	0,74
7,32	-15	0,90	-12	1,28	-10	0,87	-8	1,28	-5	0,90	-8	0,90	-7	1,28	-13	1,28	-16	0,90
8,61	-9	0,83	-9	1,17	-10	0,80	-9	1,17	-7	0,83	-1	0,83	-7	1,17	-10	1,17	-10	0,83
10,1	-8	0,92	-10	1,30	-9	0,89	-8	1,30	-6	0,92	-4	0,92	-9	1,30	-7	1,30	-3	0,92
12,1	-12	0,99	-10	1,40	-6	0,96	-2	1,40	1	0,99	-10	0,99	-10	1,40	-1	1,40	3	0,99
14,9	-15	1,18	-7	1,68	1	1,15	10	1,68	16	1,18	-10	1,18	-5	1,68	6	1,68	9	1,18
20,0	-12	1,42	-1	2,01	13	1,37	23	2,01	34	1,42	-2	1,42	5	2,01	15	2,01	15	1,42
30,0	-3	1,03	12	1,46	29	1,00	12	1,46	55	1,03	20	1,03	27	1,46	24	1,46	16	1,03
40,0	5	0,68	21	0,96	36	0,66	48	0,96	61	0,68	38	0,68	40	0,96	27	0,96	16	0,68
50,0	11	0,72	26	1,02	40	0,70	51	1,02	61	0,72	47	0,72	47	1,02	30	1,02	16	0,72
70,0	18	0,73	32	1,04	45	0,71	53	1,04	60	0,73	58	0,73	55	1,04	32	1,04	17	0,73
100,0	23	1,10	37	1,56	48	1,06	53	1,56	55	1,10	66	1,10	60	1,56	33	1,56	17	1,10
200,0	31	0,60	43	0,84	50	0,57	52	0,84	48	0,60	76	0,60	64	0,84	34	0,84	17	0,60

$\lambda = 60^{\circ}$																		
2,20	-19	0,08	-18	0,11	-19	0,07	-19	0,11	-16	0,08	-19	0,08	-17	0,11	-19	0,11	-18	0,08
2,63	-19	0,16	-16	0,23	-13	0,15	-11	0,23	-9	0,16	-18	0,16	-14	0,23	-14	0,23	-16	0,16
3,15	-10	0,30	-12	0,43	-11	0,29	-10	0,43	-9	0,30	-6	0,30	-11	0,43	-9	0,43	-8	0,30
3,72	-12	0,30	-7	0,43	-4	0,29	0	0,43	3	0,30	-9	0,30	-4	0,43	-4	0,43	-6	0,30
4,37	-1	0,63	0	0,89	0	0,61	1	0,89	4	0,63	4	0,63	3	0,89	0	0,89	-1	0,63
5,74	-2	1,30	1	1,84	6	1,26	10	1,84	12	1,30	1	1,30	3	1,84	7	1,84	8	1,30
7,73	9	0,95	14	1,34	17	0,92	20	1,34	24	0,95	20	0,95	20	1,34	14	1,34	11	0,95
10,5	19	1,75	18	2,47	19	1,69	20	2,47	20	1,75	22	1,75	18	2,47	21	2,47	22	1,75

Таблица 4 (продолжение)

$E, B_{\text{эв}}$	$32^{\circ} E$		$16^{\circ} E$		0		$16^{\circ} W$		$32^{\circ} W$		$32^{\circ} N$		$16^{\circ} N$		$16^{\circ} S$		$32^{\circ} S$	
	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$
14,9	12	1,43	17	2,02	24	1,38	30	2,02	34	1,43	14	1,43	18	2,02	28	2,02	32	1,43
20,0	8	1,42	20	2,01	28	1,37	41	2,01	48	1,42	24	1,42	14	2,01	35	2,01	36	1,42
30,0	10	1,03	27	1,46	40	1,00	57	1,46	69	1,03	38	1,03	30	1,46	40	1,46	33	1,03
40,0	14	0,68	33	0,96	47	0,66	63	0,96	74	0,68	49	0,68	42	0,96	42	0,96	30	0,68
50,0	19	0,72	37	1,02	50	0,70	65	1,02	73	0,72	55	0,72	50	1,02	43	1,02	29	0,72
70,0	25	0,73	43	1,04	54	0,71	66	1,04	66	0,73	63	0,73	60	1,04	43	1,04	28	0,73
100,0	31	1,10	47	1,56	56	1,06	64	1,56	62	1,10	69	1,10	68	1,56	43	1,56	28	1,10
200,0	37	0,60	51	0,84	58	0,56	61	0,84	68	0,60	74	0,60	80	0,84	43	0,84	28	0,60
$\lambda = 70^{\circ}$																		
2,20	35	0,08			33	0,07			32	0,08	36	0,08					31	0,08
2,63	30	0,16			32	0,15			33	0,16	31	0,16					28	0,16
3,15	33	0,30			30	0,29			27	0,30	34	0,30					30	0,30
3,72	28	0,30			31	0,29			32	0,30	31	0,30					25	0,30
4,37	33	0,63			28	0,61			25	0,63	36	0,63					26	0,63
5,74	24	1,30			29	1,26			31	1,30	28	1,30					23	1,30
7,73	33	0,95			27	0,92			22	0,95	40	0,95					20	0,95
10,5	26	1,75			24	1,69			21	1,75	25	1,75					24	1,75
14,9	17	1,43			27	1,38			38	1,43	32	1,43					12	1,43
20,0	30	1,42			48	1,37			61	1,42	37	1,42					57	1,42
30,0	26	1,03			55	1,00			80	1,03	45	1,03					52	1,03
40,0	28	0,68			60	0,66			84	0,68	53	0,68					43	0,68
50,0	31	0,72			63	0,70			77	0,72	58	0,72					40	0,72
70,0	36	0,73			65	0,71			68	0,73	65	0,73					38	0,73
100,0	40	1,10			67	1,06			64	1,10	70	1,10					37	1,10
200,0	46	0,60			69	0,57			58	0,60	75	0,60					37	0,60

Таблица 4 (окончание)

$E, B_{\text{эс}}$	$32^{\circ} E$		$16^{\circ} E$		0		$16^{\circ} W$		$32^{\circ} W$		$32^{\circ} N$		$16^{\circ} N$		$16^{\circ} S$		$32^{\circ} S$	
	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$	Φ	$g\alpha$
$\lambda = 80^{\circ}$																		
2,20	53	0,08			57	0,07			59	0,08	54	0,08					57	0,08
2,63	58	0,16			58	0,15			58	0,16	58	0,16					60	0,16
3,15	57	0,30			60	0,29			63	0,30	62	0,30					57	0,30
3,72	58	0,30			60	0,29			62	0,30	58	0,30					63	0,30
4,37	56	0,63			62	0,61			68	0,63	62	0,63					60	0,63
5,74	62	1,30			63	1,26			65	1,30	61	1,30					67	1,30
7,73	57	0,95			67	0,92			75	0,95	66	0,95					62	0,95
10,5	67	1,75			68	1,69			68	1,75	71	1,75					66	1,75
14,9	61	1,43			68	1,38			72	1,43	60	1,43					75	1,43
20,0	55	1,42		62	71	1,37		77	80	1,42	37	1,42	43	2,01	53	2,01	56	1,42
30,0	47	1,03	60	1,46	76	1,00	87	1,46	80	1,03	45	1,03	52	1,46	53	1,46	49	1,03
40,0	45	0,68	60	0,96	77	0,66	87	0,96	74	0,68	53	0,68	59	0,96	53	0,96	43	0,68
50,0	46	0,72	61	1,02	78	0,70	83	1,02	69	0,72	58	0,72	63	1,02	53	1,02	40	0,72
70,0	47	0,73	63	1,04	79	0,71	79	1,04	64	0,73	63	0,73	70	1,04	53	1,04	38	0,73
100,0	49	1,10	64	1,56	79	1,06	76	1,56	62	1,10	70	1,10	75	1,56	53	1,56	37	1,10
200,0	52	0,60	67	0,84	79	0,57	74	0,84	58	0,60	75	0,60	82	0,84	53	0,84	37	0,60

расхождение с экспериментальным. Расчет производим для двух приборов — мезонного телескопа и нейтронного монитора — для широт $\lambda = 0, 30, 50, 60, 70$ и 80° . Результаты расчета приведены в табл. 6.

Таблица 5

λ°	0	30	50	60	70	80
$\bar{\Psi}_m^\circ$	38	43	33	27	29	42
$\bar{\Phi}_m^\circ$		13	25	40	48	63
$\bar{\Psi}_n^\circ$	46	57	49	33	32	36
$\bar{\Phi}_n^\circ$		8	9	27	39	62

Таблица 6

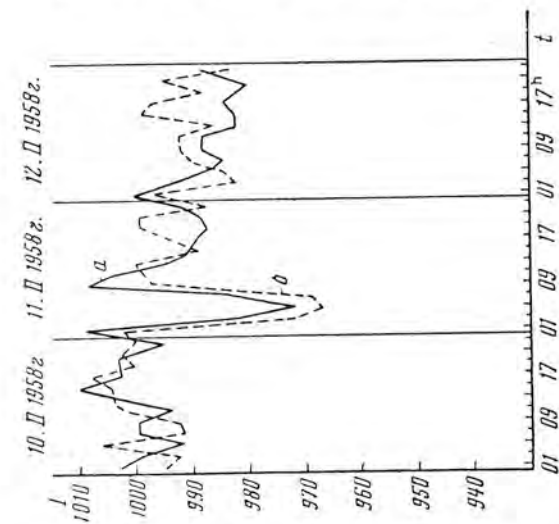
λ°	0	30	50	60	70	80
$\bar{\Psi}_m^\circ$	60	72	40	31	34	34
$\bar{\Phi}_m^\circ$		3	13	31	40	64
$\bar{\Psi}_n^\circ$	66	86	64	38	35	29
$\bar{\Phi}_n^\circ$	—	—0,5	—3	14	31	63

Сравнивая данные табл. 5 и 6, мы видим, что $\bar{\Psi}$ и $\bar{\Phi}$ для частиц, испытывающих вариации, существенно меняются. Углы $\bar{\Psi}$ для обоих приборов возрастают на $25\text{--}30^\circ$ до широт $\lambda = 50^\circ$, на более высоких широтах существенных изменений не наблюдается. Углы $\bar{\Phi}$ уменьшаются, и можно практически считать, что вплоть до широт $\lambda = 60^\circ$ частицы приходят с экватора, причем для нейтронного монитора наблюдается приход частиц с юга (для северного полушария). Так, например, для $\lambda = 30^\circ$ $\bar{\Phi} = -0^\circ,5$, а для $\lambda = 50^\circ$ $\bar{\Phi} = -3^\circ$.

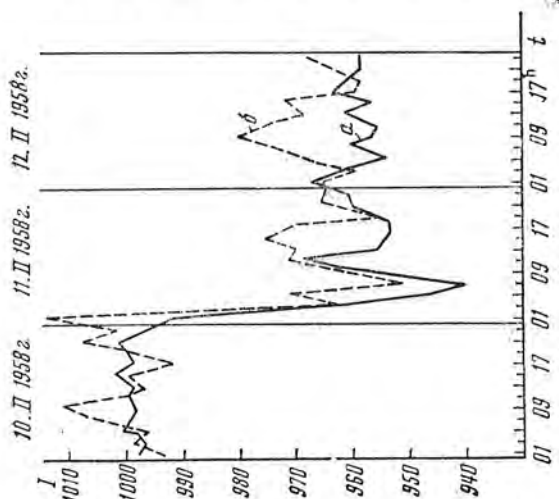
Учитывая наши результаты, интересно рассмотреть работу [8], где обсуждается буря в космических лучах 11.II 1958 г. и обнаружено наличие анизотропии север — юг, которую, как предполагают авторы, можно объяснить вероятностью существования большой разницы в условиях над северным и южным полушариями и на различных меридианах после прихода облака солнечных частиц.

Однако, исходя из численных результатов нашей работы, наличие анизотропии север — юг объяснить трудно. Действительно, так как частицы для обоих полушарий приходят из области экватора, то говорить о большой разнице в условиях для частиц, приходящих с севера и юга, не имеет смысла. С этой точки зрения нами и было произведено изучение бури 11.II 1958 г. Результаты исследования представлены графически на фиг. 3—9, где анализируется изменение интенсивности космических лучей соответственно для станций северного и южного полушарий на экваторе, высоких и средних широтах. Список использованных станций приведен в табл. 7.

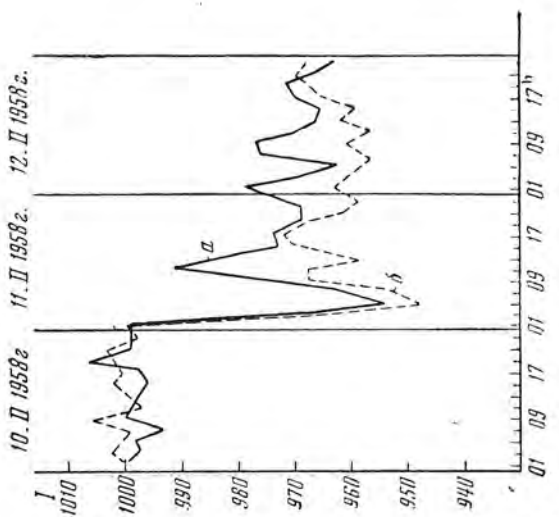
Из сравнения приведенных графиков видно, что анизотропии север — юг на станциях, расположенных на высоких широтах и на экваторе (фиг. 3, 4), не обнаружено. Некоторый эффект наблюдается на средних широтах (фиг. 5), однако, как нам кажется, он ничего общего не имеет с предполагаемым в [8]. Действительно, как видно из фиг. 6 и 7, наличие большой анизотропии наблюдается как в северном, так и в южном полушариях. Сравнив также графики на фиг. 8, 9, можно предположить, что наблюдаемый эффект вызывается наложением долготного и широтного эффектов. К сожалению, из-за малого количества станций, расположенных в южном полушарии, особенно на средних и высоких широтах, нельзя детально исследовать этот случай.



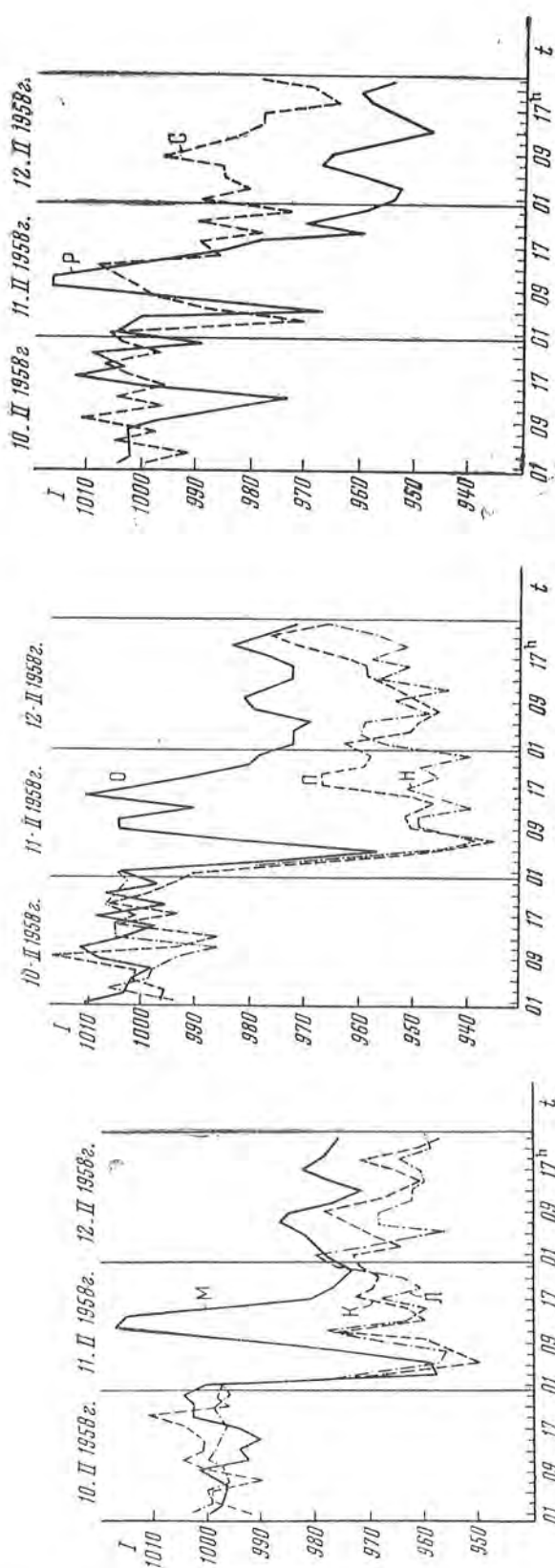
Фиг. 3. Изменение интенсивности космических лучей для экваториальных станций
а — станции А, В северного полушария; б — станции В, Г, Д южного полушария



Фиг. 4. Изменение интенсивности космических лучей для высокоширотных станций
а — станции Е, Ж, З северного полушария; б — станция И южного полушария



Фиг. 5. Изменение интенсивности космических лучей для среднеширотных станций
а — станции К, Л, М северного полушария; б — станции Н, О, П южного полушария

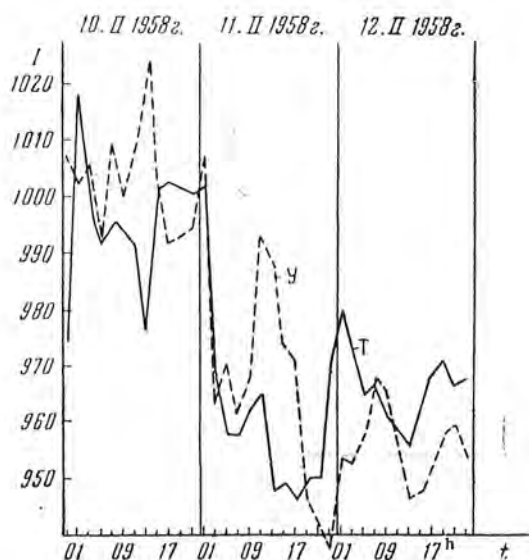


Фиг. 6. Изменение интенсивности космических лучей для среднеширотных станций К, Л, М северного полушария

Фиг. 7. Изменение интенсивности космических лучей для среднеширотных станций Н, О, П южного полушария

Фиг. 8. Изменение интенсивности космических лучей для среднеширотных станций Р и С

№ п/п	Станция	Геомагнитная широта	Геомагнитная долгота
1	A — Mt. Norikura	25,6	203,6
2	Б — Makapuu Point	21,3	267
3	B — Buenos Aires	—23,3	9,3
4	Г — Lae	—46	217,4
5	Д — Mina Aguilar	—11,7	3,1
6	E — Murcheson Bay	72,2	137,2
7	Ж — Sulphur Mt.	58,2	300,3
8	З — Resolute Bay	82,9	289,3
9	И — Mawson	—73,4	103,8
10	K — Chicago	52,6	336,8
11	Л — Climax	48,1	315,5
12	M — Pic-du-Midi	46,0	80,2
13	H — Mt. Wellington	—51,2	224,5
14	O — Ushuaia	—43,2	1
15	П — Invercargill	—54,6	49,2
16	P — Alma-Ata	33	150,8
17	C — Hermanus	—33,7	81,7
18	T — Yakutsk	51	193,8
19	У — Herstmonceux	53,5	83,8



Фиг. 9. Изменение интенсивности космических лучей для среднеширотных станций Т и У северного полушария

В заключение автор выражает глубокую благодарность А. А. Степаняну за ценные замечания, сделанные как во время работы над статьей, так и при ее обсуждении.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. E. A. Brunberg, A. Dattner. *Tellus*, 5, 269, 1953.
 2. E. A. Brunberg, A. Dattner. *Tellus*, 3, 136, 1953.
 3. F. S. Jory. *Phys. Rev.*, 103, 1086, 1956.
 4. А. А. Степанян и Б. М. Владимпрский. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 24, 320, 1960.
 5. W. R. Webber, I. I. Quenby. *Phil. Mag.*, 4, 654, 1957.
 6. Л. И. Дорман. *Вариации космических лучей*. Гостехиздат, 1957.
 7. А. А. Степанян. *Наст. том*, стр. 182.
 8. Z. Sarabhai, R. Pablmaira. *Nature*, 184, 1204, 1959.
-

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ЦВЕТА
ОПОРНЫХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ЗВЕЗД В ПЛОЩАДКАХ
КАПТЕЙНАI. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ ПОСТРОЕНИЯ
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ КАТАЛОГОВ*С. В. Некрасова, В. Б. Никонов, Н. С. Полосухина*

(Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР).

Е. Рыбка

(Краковская астрономическая обсерватория, Польская Народная Республика)

Рассмотрен вопрос о выборе метода наблюдения и обработки для построения фундаментального каталога фотоэлектрических величин и цветов опорных фотометрических звезд в площадках Каптейна. Сравнены метод дифференциальных привязок (Е. Рыбка) и метод непосредственного выноса за атмосферу индивидуальных наблюдений (В. Б. Никонов). Оба метода были применены к одному исходному материалу наблюдений. Точность, даваемая этими методами, оказалась одного порядка, однако второй значительно экономнее по затратам времени наблюдений. Поэтому он был принят для дальнейшей работы над каталогом.

Рассмотрен вопрос об изменении градиента зависимости фактора экстинкции от цвета звезд (γ) как в течение ночи, так и в течение всего сезона наблюдений. Установлено, что при построении каталогов для звезд, имеющих большой диапазон цветов, необходимо использовать мгновенные значения градиента γ , определяемые с помощью двух стандартных звезд различного цвета.

Показано, что учет экстинкции в некоторых случаях целесообразно вести двумя приближениями. Это позволяет уточнить ее ход, выявить азимутальный эффект, а иногда и уточнить полученные внеатмосферные фотометрические параметры.

PHOTOELECTRIC MAGNITUDES AND COLORS OF PHOTOMETRIC STANDARDS IN SELECTED AREAS, by *S. V. Nekrasova, V. B. Nikonov, N. S. Polosukhina* (Crimean Astrophysical Observatory) and *E. Rybka* (Cracow Astronomical Observatory)

I. Some extinction problems. The problem of a best method of observation and reduction when obtained a fundamental catalogue of photoelectric magnitudes and colors is considered. The differential method (E. Rybka) and the «absolute» one (V. B. Nikonov) are compared. Both methods were applied to the same observational data. The precision of methods under consideration is about equal, however the second one is considerably more economical in observation time and has therefore been adopted.

Variations of the color term in the extinction during a night and also during the whole observational season are considered. The necessity to use instantaneous values of γ , determined by two standard stars of very different color, is established.

It is shown that in some cases it is expedient to take into account extinction using two approximations. This permits a more precise determination of its variations and of the azimuthal effect and sometimes to obtain more precise values of the derived non-atmospheric photometric parameters.

Вопрос о создании каталога фотоэлектрических величин и цветов опорных фотометрических звезд в площадках Каптейна (SA) был в свое время поставлен одним из авторов — Е. Рыбкой [1, 2]. Такой каталог крайне необходим для приведения нуль-пунктов шкал звездных величин в площадках Каптейна к одной системе. Как известно, расхождения этих нуль-пунктов часто достигают весьма значительной величины [3]. Кроме того, каталог величин и цветов звезд, равномерно распределенных по небесной сфере на расстояниях 15° , окажет неоценимую помощь при учете экстинкции, особенно для обсерваторий с неустойчивой прозрачностью атмосферы [2, 4]; он позволит определять мгновенные значения экстинкции в направлении, не отличающемся более чем на $7,5^\circ$ от направления на изучаемый объект.

Список звезд, которые должны войти в такой каталог, был подготовлен Е. Рыбкой. В каждой площадке Каптейна или в ее непосредственном соседстве (не далее чем в 5° от центра) было выбрано по две звезды около 6-й визуальной величины, не переменных, не двойных и с непременной лучевой скоростью, принадлежащих соответственно спектральным классам A и K, точнее, лежащих в интервалах B5—A5 и G5—K5. Программа охватывала все северное небо от склонений $+90^\circ$ до 0° , всего 115 площадок. Для звезд каталога были приняты обозначения: номер площадки и грубый спектральный класс; так, например, 35K соответствует фотометрической опорной звезде в SA 35, принадлежащей к классу K.

Работа над каталогом была начата Е. Рыбкой во Вроцлавской обсерватории (Польша) еще в 1951 г. и велась им по методу дифференциальных привязок [2, 5]. Были получены величины звезд в фотометрических системах, весьма близких к международным, — фотографической и фотовизуальной, для звезд около SA 1—S 19 [5]. Дальнейшая работа над каталогом была прекращена в связи с переходом Е. Рыбки в Краковскую обсерваторию, где пока нет возможностей для ее выполнения.

Настоящая работа была первоначально запланирована как совместная наблюдательная работа Вроцлавской и Крымской обсерваторий, проводимая параллельно, но различными методами, что должно было обеспечить наиболее полный и совершенно независимый контроль. Однако в связи с указанными выше обстоятельствами наблюдения проводились только в Крымской обсерватории. При этом было решено начать работу заново и проводить ее уже в трехцветной системе, которая может быть надежно приведена к системе *UBV*.

В настоящее время нами поставлен вопрос о наблюдении всех опорных фотометрических звезд, расположенных близ площадок Каптейна, до склонения -15° , всего в 139 площадках. В дальнейшем мы считаем необходимым распространить наблюдения и на южное полушарие, покрыв всю небесную сферу сеткой опорных фотометрических звезд, наблюдаемых в единой фотометрической системе.

При выполнении многих фотометрических работ весьма важно иметь и более слабые фотометрические стандарты — порядка 9—11^m и даже слабее. Получение таких вторичных стандартов на основе настоящего катало-

га, дающего сетку звезд 6-й величины спектральных классов А и К, не представит трудностей и может быть выполнено с большой точностью на основе небольшого материала наблюдений.

Приступая заново к созданию фундаментального фотометрического каталога по единой программе, было естественно поставить вопрос о наиболее правильном методе его построения. Такой метод должен удовлетворять следующим основным требованиям: быть свободным от систематических ошибок; обеспечивать достаточную точность при получении внеатмосферных значений величин и цветов звезд (средняя квадратичная ошибка одного каталожного значения не должна превышать $\pm 0^m,01$); обеспечивать надежный контроль за постоянством фотометрической системы (в процессе наблюдения каталога), а также надежный переход к международной фотоэлектрической системе *UBV*. Весьма существенно и требование экономичности метода (по затратам времени наблюдений).

Мы считали, что следует критически рассмотреть и сопоставить два метода: метод чисто дифференциальных привязок, предложенный Е. Рыбкой [5] и примененный им, как уже отмечалось выше, при предварительных работах над настоящим каталогом, а также метод В. Б. Никонова [6—8], применявшийся при построении фотометрических каталогов в Крымской [9], Абастуманской [7], Бюраканской [10] и Энгельгардтовской [11] обсерваториях (в последней совместно с ГАИШ).

Здесь мы дадим лишь самое общее представление об этих методах, отсылая за всеми подробностями к цитированной литературе.

В методе дифференциальных привязок Е. Рыбки каждая пара звезд (iA и iK), расположенных вблизи некоторой i -й площадки Кантейна (SA_i), находящейся на определенном поясе склонения, привязывается к парам звезд, расположенным в соседних площадках на том же поясе, а также к парам в ближайших площадках на соседних поясах. Все площадки дополнительно привязываются к околополярной ($SA\ 1$), принимаемой за основную, опорной площадке.

Каждая привязка одной площадки (i -й) к другой (j -й) содержит два непосредственных фотометрических сравнения звезд ($iA - jA$), ($iK - jK$), выполняемых во всех фильтрах. Кроме того, в каждой площадке производится непосредственная привязка обеих звезд ($iA - iK$). Каждая пара звезд привязывается не менее чем 2 раза.

Звезды $1A$ и $1K$ в $SA\ 1$ являются исходными для определения всей системы звездных величин. В ночи с хорошей, устойчивой прозрачностью проводятся специальные наблюдения [1], позволяющие определять внеатмосферные значения разности блеска $1A$ и $1K$ с радиоактивным люминофором — световым стандартом электрофотометра. Дифференциальная экстинкция для звезд зоны $+75^\circ$ вводится с помощью этих внеатмосферных разностей. Разности блеска для последующих зон ($+60^\circ$, $+45^\circ$ и т. д.) исправляются по предварительно определенным внеатмосферным величинам (разностям блеска с люминофором) ближайших звезд из более северной зоны. Окончательные значения внеатмосферных звездных величин (по отношению к люминофору) получаются при применении того или иного метода выравнивания. Затем остается установить нуль-пункт шка-

лы звездных величин для получаемых фотометрических систем, придавая звезде 1A соответствующие значения блеска. Этим определяются и внеатмосферные звездные величины всех программных звезд.

В методе В. Б. Никонова наблюдение каждой программной звезды редуцируется за экстинкцию, пользуясь мгновенным ее значением, определяемым из ряда наблюдений некоторой стандартной звезды. Необходимое для этого значение внеатмосферной разности величин стандартной звезды и люминофора находится из соответственно расположенных наблюдений программных звезд, без проведения каких-либо специальных, дополнительных наблюдений.

Для постоянного контроля за фотометрической системой в программу наблюдений включаются контрольные звезды различных спектральных типов, имеющие хорошо определенные величины в системе UBV . Эти звезды обеспечивают уверенную редукцию к указанной фотометрической системе. Обычно определяются звездные величины в одной из систем (V) и два цветовые эквивалента ($B - V$) и ($U - B$).

Сравнивая оба метода, можно сразу же утверждать, что первый является гораздо более трудоемким. В нем в среднем на каждую звезду приходится по три-четыре определения разности блеска, каждая из которых состоит из наблюдений двух звезд, выполняемых по схемам:

1) для пары звезд одного спектрального класса, например $iA - jA$:
 $1A; iA; jA; jA; iA; 1A$ — 6 наблюдений;

2) для пары звезд различных спектральных классов, например $iA - jK$:
 $1A; 1K; iA; jK; jK; iA; 1K; 1A$ — 8 наблюдений. Звезды $1A$ и $1K$ наблюдаются для учета экстинкции. Кроме того, необходимы специальные, периодически повторяемые, переопределения (два раза в год) внеатмосферных разностей величин звезд $1A$ и $1K$.

Во втором методе для достижения требуемой точности достаточно лишь четырех наблюдений каждой программной звезды. Но здесь необходимо вести дополнительные наблюдения стандартной звезды для учета мгновенной экстинкции (порядка четырех-пяти наблюдений за ночь).

При применении каждого способа необходимо проводить также наблюдения контрольных звезд — для обеспечения редукций к системе UBV и контроля фотометрической системы.

Требования к стабильности цветовой системы гораздо выше в первом способе. Что же касается опасности внесения систематических ошибок и, главное, точности окончательного результата, то оценить это заранее чрезвычайно затруднительно. Исходя из этого, мы посчитали необходимым до начала работы над каталогом провести ряд наблюдений, расположенных таким образом, чтобы они могли быть обработаны обоими способами. Это позволит дать сравнительную оценку обоих методов, которая будет совершенно объективна, так как исходный материал наблюдений будет одним и тем же. Попутно представлялось целесообразным уточнить некоторые вопросы, возникающие при построении фундаментальных фотометрических каталогов. Сюда относятся вопросы о стабильности экстинкции в месте наблюдения, возможность допущения постоянства градиента зависимости экстинкции от цвета звезды и т. д.

При сравнении методов мы ограничились проведением наблюдений в двух фильтрах — в системе, близкой к *BV*, так как в это время в нашем распоряжении был 20-сантиметровый менисковый телескоп (типа АЗТ-7), оптика которого значительно поглощала ультрафиолетовую часть спектра. По окончании методического исследования, составляющего первую часть работы по построению каталога, мениск был удален и телескоп переделан в чисто зеркальную систему типа Кассегрена, но со сферическим главным зеркалом. Это обеспечивало выполнение основной программы в системе *UBV*.

§ 4. Программа наблюдений, аппаратура

Для сравнения рассмотренных выше методов были взяты 7 наиболее северных площадок Каптейна (SA 1 — SA 7), содержащих 14 опорных фотометрических звезд. Кроме того, для привязки к системе *BV* и контроля за фотометрической системой прибора было взято 17 звезд спектрального класса от B0 до M2 из списка Джонсона [12]. В качестве стандартных звезд при применении метода В. Б. Никонова использовались 69A (BD + 15°177) и 69K (BD + 18°189).

Как уже отмечалось, для наблюдений применялся менисковый телескоп типа АЗТ-7, серийно выпускаемый нашей промышленностью. Его светосила в кассегреновском фокусе равна 1 : 10, а световой диаметр 200 мм.

Фотоэлектрические наблюдения велись на серийном же электрофотометре типа АФМ-3, входящем в комплект телескопа АЗТ-7 и предназначенном для изучения мерцания звезд. Этот фотометр был переделан в мастерских Крымской обсерватории для выполнения обычных фотометрических измерений*; он снабжен, в частности, и фотометрическим стандартом — люминофором постоянного действия.

Светоприемником служил отечественный сурьмяно-цезиевый фотоумножитель типа ФЭУ-17 [13]. Для получения системы, достаточно близкой к системе *BV*, применялись светофильтры: желтый ЖС-17 (1 мм) (отечественный) и синий ВГ-25 (1 мм) (Шотта), которые в сочетании с фотоумножителем давали эффективные длины волн, приблизительно равные 5200 и 4200 Å соответственно (отнесенные к источнику с равномерным распределением энергии).

Фототок усиливался двухкаскадным балансным усилителем фотометра АФМ-3, в котором были произведены некоторые незначительные изменения. Вместо плавной регулировки чувствительности введена дискретная; изменена схема компенсации темнового тока и добавлено устройство для градуировки усилителя; питание накала усилителя переведено на аккумуляторы; регистрация усиленного фототока осуществляется с помощью пишущего электронного потенциометра типа Brown Recorder, аналогичного отечественному ЭПП-09.

Программа наблюдений была построена таким образом, чтобы обеспечить их обработку обоими рассматриваемыми методами. Для этого

* Описание переделанного прибора будет опубликовано отдельно.

наблюдения велись по парам, согласно методу Е. Рыбки, причем каждая пара, как уже указывалось выше, привязывалась к опорным звездам 1А и 1К. Внеатмосферные разности блеска с люминофором определялись для этих опорных звезд с помощью специальных наблюдений. Для обеспечения независимой редукции за атмосферную экстинкцию каждого наблюдения, согласно методу В. Б. Никонова, все они привязывались к люминофору. Наблюдение каждой звезды велось в следующем порядке чередования фильтров: желтый — синий — синий — желтый.

Среди наблюдений пар звезд были вкраплены наблюдения стандартных (69А и 69К), а также контрольных звезд. Моменты повторных наблюдений последних подбирались так, чтобы обеспечить определение внеатмосферных разностей блеска стандартных звезд с люминофором по методу В. Б. Никонова; одни звезды зоны $+75^\circ$ не обеспечивают возможности эффективного применения этого метода. Контрольные звезды служат, как уже отмечалось выше, и для редукции наблюдений к системе BV.

Все наблюдения были выполнены в течение периода с 19 сентября по 24 декабря 1958 г.

§ 2. Обработка наблюдений, сопоставление двух методов

При обработке по методу Е. Рыбки в найденные значения разности величин пар звезд вводились поправки за мгновенную экстинкцию, интерполированные по наблюдениям опорных звезд 1А и 1К, которые всегда наблюдались до и после каждой пары, причем для звезд типа А экстинкция бралась по звезде 1А, а для звезд К — по 1К.

Необходимые для определения экстинкции внеатмосферные разности блеска звезд с люминофором для 1А и 1К были получены по наблюдениям 11—12.XI 1958 г., выполненным по методу, указанному в [2, 5].

Для этих разностей были получены следующие значения:

желтый фильтр	синий фильтр
$1A + 0^m,292 \pm 0^m,008$	$-0^m,692 \pm 0^m,010$
$1K + 0^m,108 \pm 0^m,008$	$+0^m,312 \pm 0^m,010$

Внутренняя точность одной разности блеска пары звезд, получающаяся как отклонение от среднего значения из симметричных наблюдений

$$\begin{aligned} & \text{или} \\ & (jA, iA; iA, jA) \\ & (jK, iK; iK, jK), \end{aligned}$$

оказалась для желтого фильтра $\pm 0^m,011$ и для синего $\pm 0^m,012$. Средняя же квадратичная ошибка одного определения внеатмосферной разности блеска пары составила $\pm 0^m,010$ и $\pm 0^m,013$ для желтого и синего фильтров соответственно.

Имея разности блеска пар звезд, находим их звездные величины, применяя метод наименьших квадратов. Таким образом и были получены окончательные величины для 14 звезд в SA 1 — SA 7. Результаты приведены в первой половине табл. 1, в которой даны последовательно: наше обозначение звезды, ее номер по каталогу HD, округленные до $0^m,01$

Таблица 1

Звезда	Метод Е. Рыбки				Метод В. В. Никонова				$(m_1 - m_2)_{\text{ж}}$	$C_{\alpha 1} - C_{\alpha 2}$
	HD	$m_{1\text{ж}}$	C_{01}	n	$m_{2\text{ж}}$	C_{02}	n			
1A	5914	$+0^m29 \pm 0^m00$	$-1^m05 \pm 0^m01$	26	$+0^m31 \pm 0^m00$	$-1^m04 \pm 0^m00$	83	-0^m02	-0^m01	
1K	6319	$+0,11,01$	$+0,20,00$	22	$+0,11,00$	$+0,21,00$	81	$,00$	$,01$	
2A	222386	$-0,19,02$	$-1,04,01$	12	$-0,19,00$	$-1,02,00$	16	$,00$	$,02$	
2K	2589	$+0,08,01$	$+0,09,00$	12	$+0,08,00$	$+0,10,00$	14	$,00$	$,01$	
3A	21610	$+0,42,01$	$-1,15,02$	12	$+0,43,00$	$-1,14,00$	14	$,01$	$,01$	
3K	21970	$+0,14,00$	$+0,04,01$	14	$+0,13,00$	$+0,04,00$	22	$+0,01$	$,00$	
4A	78935	$-0,25,01$	$-0,94,01$	6	$-0,22,01$	$-0,96,00$	4	$-0,03$	$+0,02$	
4K	64307	$-0,74,02$	$+0,63,02$	10	$-0,72,00$	$+0,63,01$	10	$-0,02$	$,00$	
5A	106053	$+0,57,01$	$-1,13,01$	10	$+0,58,00$	$-1,15,00$	8	$-0,01$	$+0,02$	
5K	113049	$-0,11,01$	$+0,09,02$	10	$-0,11,00$	$+0,09,01$	11	$,00$	$,00$	
6A	147321	$-0,14,01$	$-1,08,01$	12	$-0,16,02$	$-1,08,01$	12	$+0,02$	$,00$	
6K	150010	$+0,19,02$	$+0,45,00$	14	$+0,18,00$	$+0,45,00$	13	$+0,01$	$,00$	
7A	201908	$-0,24,01$	$-1,24,01$	16	$-0,24,00$	$-1,26,00$	16	$,00$	$+0,02$	
7K	196142	$+0,15,01$	$+0,52,01$	14	$+0,14,00$	$+0,53,01$	18	$+0,01$	$-0,01$	

внеатмосферные значения блеска в желтом фильтре (отнесенные к люминофору), цветовой эквивалент $C_0 = m_c - m_{ж}$, а также и число наблюдений n .

Во второй половине табл. 1 даны результаты обработки по методу В. Б. Никонова, к рассмотрению которых мы и переходим.

Приближенные значения внеатмосферных разностей блеска стандартных звезд и люминофора (необходимые для применения рассматриваемого метода [7, 9]) были получены методом Буге из текущих наблюдений этих звезд.

Выше указывалось, что в качестве стандартных звезд были приняты 69А и 69К. Наблюдения, выполненные в течение восьми ночей, дали следующие предварительные значения блеска и цвета этих звезд:

$$69 \text{ А} \quad m'_{ж} = -0^m,206, \quad C'_0 = -1^m,264;$$

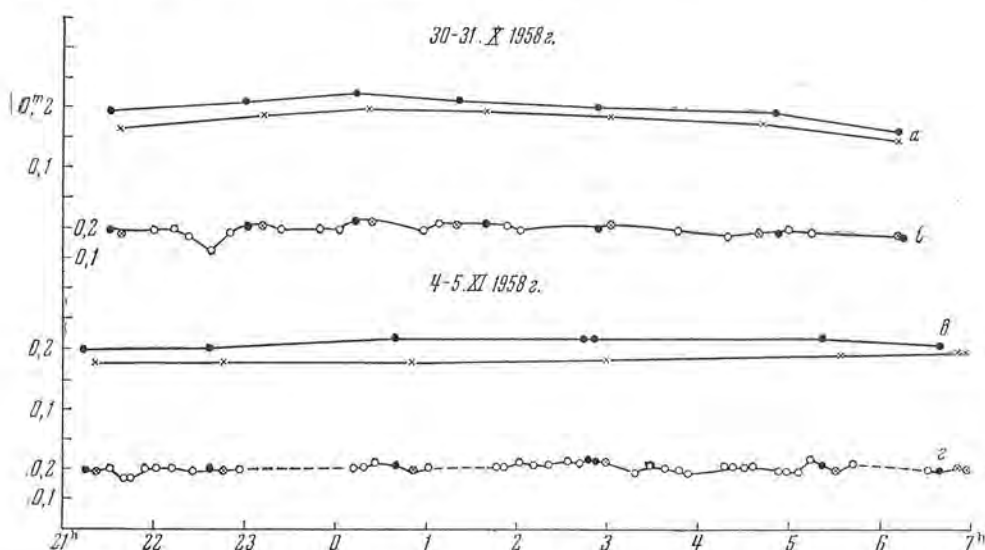
$$69 \text{ К} \quad m'_{ж} = +0^m,616, \quad C'_0 = -0^m,223.$$

Эти предварительные значения были уточнены на основании наблюдений контрольных звезд. В результате были получены следующие поправки к приведенным выше значениям:

$$69 \text{ А} \quad \delta m_{ж} = +0^m,006 \pm 0^m,003, \quad \delta C_0 = -0^m,003 \pm 0^m,002;$$

$$69 \text{ К} \quad \delta m_{ж} = -0^m,005 \pm 0^m,005, \quad \delta C_0 = +0^m,003 \pm 0^m,004.$$

Отсюда видим, что предварительные значения оказались весьма точными и могут быть приняты как окончательные.



Фиг. 1. Кривые хода прозрачности, полученные по стандартным звездам 69А (точки) и 69К (крестики)

a — для ночи 30—31.X.1958 г.; $в$ — для ночи 4—5.XI.1958 г.; $б$ и $г$ — кривые прозрачности, построенные по всем звездам для тех же ночей

Наличие двух стандартных звезд типов А и К позволило строить для каждой ночи наблюдений две кривые хода экстинкции, использованные для редукций звезд А и К соответственно (кривые a и $в$ на фиг. 1). Не-

большие поправки за зависимость экстинкции от цвета в пределах каждой группы близких по цвету звезд вводились со средним значением величины

$$\gamma = \frac{d\alpha(C)}{dC},$$

дающей значение градиента фактора экстинкции в зависимости от цвета звезд. Значения $\bar{\gamma}$ были определены как по методу В. Б. Никонова [9], так и непосредственно на основании сопоставления хода экстинкции для звезд 69A и 69K. Оба способа дали одинаковые результаты:

$$\text{для желтых величин } \bar{\gamma}_{\text{жк}} = -0^{\text{m}}016 \pm 0^{\text{m}}002,$$

$$\text{для показателей цвета } \gamma_{\text{св}} = -0^{\text{m}}029 \pm 0^{\text{m}}003.$$

Правильность средних значений, полученных для $\bar{\gamma}_{\text{жк}}$ и $\bar{\gamma}_{\text{св}}$, была проверена по определению величины и цвета звезд 1A и 1K (наблюдавшихся повторно много раз). Расхождения между определениями, выполненными по различным стандартным звездам, не превышают $0^{\text{m}}005$ (табл. 2).

Т а б л и ц а 2

	$m_{\text{жк}}$ по 69A	$m_{\text{жк}}$ по 69K	C_0 по 69A	C_0 по 69K	n
1A	$+0^{\text{m}}307 \pm 0^{\text{m}}002$	$+0^{\text{m}}302 \pm 0^{\text{m}}003$	$-1^{\text{m}}045 \pm 0^{\text{m}}002$	$-1^{\text{m}}041 \pm 0^{\text{m}}002$	65
1K	$+0,095 \pm 0,002$	$+0,100 \pm 0,002$	$+0,206 \pm 0,005$	$+0,206 \pm 0,002$	75

Результаты определения внеатмосферного блеска звезд с желтым фильтром и цветовых эквивалентов приведены во второй части табл. 1, построенной совершенно аналогично первой.

Сопоставление результатов обработки одних и тех же исходных наблюдений, выполненных рассматриваемыми методами при использовании экстинкции, определенной по стандартным звездам, позволяют заключить, что каждый метод может вносить некоторые ошибки (внутренняя точность метода несколько выше, чем получающаяся из сравнения результатов, полученных различными методами). Средняя внутренняя точность несколько выше для второго метода. Среднее расхождение между результатами, полученными сравниваемыми методами, составляет $0^{\text{m}}01$ (по абсолютной величине). Это показывает, что сотая звездной величины может быть надежно обеспечена лишь при весьма тщательно проведенных и хорошо спланированных наблюдениях, лучше всего — при сопоставлении каталогов, выполненных совершенно независимо в разных обсерваториях.

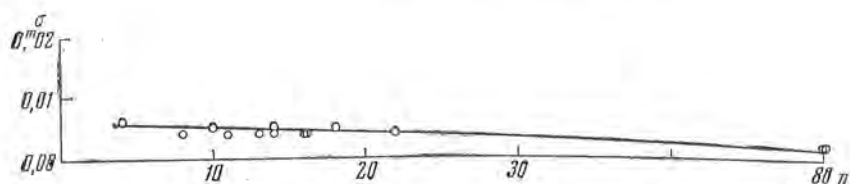
Что касается необходимого числа наблюдений, то наш материал, основанный на весьма большом числе повторных наблюдений, показывает, что реальная точность каталожного значения растет с числом наблюдений очень медленно. Это иллюстрируется фиг. 2. Практически нет смысла (при отсутствии грубых расхождений) делать более четырех повторных наблюдений каждой звезды.

Наблюдения, обработанные по второму методу, приведены и к системе В, V Джонсона и Моргана, поскольку нами наблюдались контрольные звезды, для которых имеются данные в этой последней системе.

Для соответствующих редукций были получены следующие формулы:

$$V = 6^m,149 + 1^m,000 m_{\text{ж}}; \\ \pm 0^m,013 \pm 0,008$$

$$B - V = + 0^m,958 + 0^m,768 C_0 - 0^m,040 C_0^2; \\ \pm 0^m,005 \pm 0,008 \pm 0,007.$$



Фиг. 2. Зависимость точности σ каталожного значения показателя цвета от числа наблюдений n

Т а б л и ц а 3

Звезда	HD	Спектр	$m_{\text{ж}}$ в системе V	C_0 в системе B - V	n
1A	5914	A2	$6^m,45 \pm 0^m,00$	$+0^m,11 \pm 0^m,00$	83
1K	6319	K0	6,25 ,00	+1,12 ,00	81
2A	222386	A2	5,95 ,00	+0,13 ,00	16
2K	2589	G5	6,22 ,00	+0,85 ,00	14
3A	21610	A0	6,57 ,00	+0,03 ,00	14
3K	21970	G5	6,27 ,00	+0,97 ,00	22
4A	78935	A2	5,96 ,01	+0,18 ,00	4
4K	64307	K0	5,42 ,00	+1,42 ,01	10
5A	106053	A0	6,72 ,00	+0,02 ,00	8
5K	113049	K0	6,03 ,00	+0,98 ,01	11
6A	147321	A0	5,98 ,02	+0,08 ,01	12
6K	150010	K0	6,32 ,00	+1,32 ,00	13
7A	201908	B9	5,90 ,00	-0,07 ,00	16
7K	196142	K2	6,28 ,00	+1,35 ,01	18

В табл. 3 даны результаты наблюдений, приведенные к системе V и B - V. Отдельные графы этой таблицы очевидны и пояснений не требуют.

Величины и цвета контрольных звезд в системе B, V и их сопоставление с данными Джонсона и Моргана [12, 14] даны в табл. 4, в которой третий и четвертый столбцы относятся к нашим наблюдениям, а шестой и седьмой — к наблюдениям американских авторов.

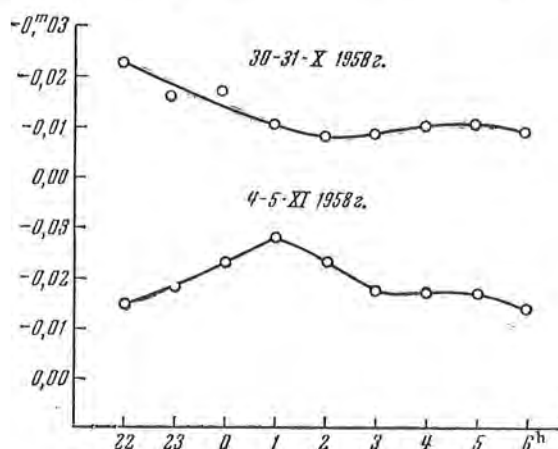
Данные табл. 4 показывают, что среднее расхождение по звездной величине составляет $0^m,008$, а по цвету $0^m,007$ (абсолютные значения).

§ 3. Некоторые методические замечания

Наличие наблюдений двух стандартных звезд, сильно различающихся по цвету, а также большое число повторных наблюдений позволяют рас-

HD	Спектр	m_{HK} в системе V	C_0 в системе B-V	n	m_v	B-V
1280	A2 V	$4^m60 \pm 0^m00$	$\pm 0^m07 \pm 0^m00$	7	4^m61	$\pm 0^m06$
9826	F8 V	4,09 ,00	$\pm 0,54$	4	4,08	$\pm 0,54$
17094	F0 IV	4,25 ,01	$\pm,031$	1	4,25	$\pm 0,31$
15318	B9 III	4,26 ,00	-0,06	1	4,28	-0,06
20630	G5 V	4,85 ,02	$\pm 0,68$	0	4,82	$\pm 0,68$
23753	B8 V	5,44 ,00	-0,07	0	5,44	-0,07
35299	B2 V	5,68 ,00	-0,22	0	5,70	-0,22
41117	B2 Ia	4,62 ,01	$\pm 0,27$	1	4,63	$\pm 0,27$
43112	B1 V	5,92 ,00	-0,20	0	5,90	-0,24
164259	F3 V	4,58 —	$\pm 0,37$	—	4,62	$\pm 0,38$
157214	G0 V	5,39 ,01	$\pm 0,61$	2	5,39	$\pm 0,62$
165908	F7 V	5,04 ,00	$\pm 0,52$	1	5,04	$\pm 0,52$
173667	F6 V	4,20 ,01	$\pm 0,46$	1	4,20	$\pm 0,46$
184915	B0,5 III	4,93 ,00	-0,02	1	4,96	-0,01
203504	K1 III	4,08 ,03	$\pm 1,11$	0	4,09	$\pm 1,10$
214680	O9 V	4,84 ,01	-0,22	0	4,88	-0,20
218329	M2 III	4,54 ,01	$\pm 1,56$	0	4,50	$\pm 1,56$

смотреть некоторые методические вопросы, представляющие интерес при построении фундаментальных фотометрических каталогов, например во-



Фиг. 3. Изменение фактора γ за ночи 30—31. X 1958 г. и 4—5. XI 1958 г.

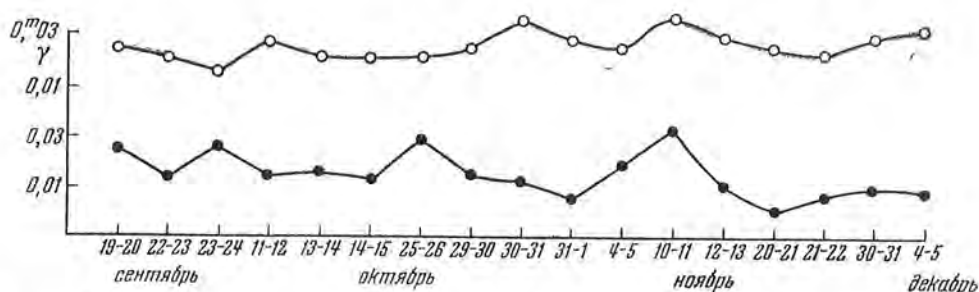
прос об изменении градиента зависимости фактора экстинкции от цвета звезды (величина $\bar{\gamma}$) как в течение ночи, так и от ночи к ночи. Как известно, в большинстве случаев берется либо среднее значение $\bar{\gamma}$ за сезон, либо, в лучшем случае, среднее за ночь. Законность этого не может вызывать особых сомнений при наблюдении достаточно близких по цвету звезд, но как быть, когда каталог охватывает звезды с широким диапазоном цветов?

Примеры изменений γ , наблюдаемых нами в течение ночи, приведены на фиг. 3. Изменение же средних значений $\bar{\gamma}$ за ночь в течение всего наблюдательного сезона видно из фиг. 4. Рассмотрение этих рисунков показывает, что предположение о постоянстве γ может в некоторых случаях привести к существенным ошибкам. Действительно, наши наблюдения дают для среднего значения дисперсии γ за ночь значение $\pm 0^m,003$, а за

сезон $\pm 0^m,007$. При наиболее неблагоприятных условиях (разность цвета стандартной и наблюдаемой звезды $\sim 1^m,0$, наблюдение их на воздушной массе, равной $F(z) = 2$) поправка за неточность в γ , равная $\pm 0^m,007$, даст соответствующую погрешность во внеатмосферной величине (или внеатмосферном цвете)

$$\Delta m_{\text{ж}} = \Delta C_{\text{с-ж}} = 0^m,014.$$

Мы видим, следовательно, что при построении каталогов звезд, обладающих большой дисперсией цветов, весьма существенно вести учет экстинкции с мгновенными значениями γ . Для этого желательно использо-



Фиг. 4. Изменение фактора γ за весь период наблюдений. Светлые кружки — для цвета, темные — для звездной величины

вать две сильно различающиеся по цвету стандартные звезды. Связанная с этим некоторая потеря времени окупится получением значительно более точных результатов.

В некоторых случаях целесообразно вести обработку наблюдений в двух приближениях. В первом приближении ход экстинкции за ночь определяется лишь по стандартным звездам. Во втором приближении, когда уже имеются надежно определенные внеатмосферные значения для ряда звезд (например, контрольных), кривая хода экстинкции может быть существенно уточнена. Примером служат кривые *б* и *г* на фиг. 1, которые построены на основании наблюдений всех надежно определенных величин звезд; они приведены к стандартной 69A со средним значением $\bar{\gamma}$. Плавный ход подобных кривых указывает и на отсутствие заметного асимутального эффекта в экстинкции.

Следует отметить существенное уточнение хода экстинкции при втором приближении.

Построение уточненных кривых экстинкции может служить и для последующего выявления и исправления ошибочно определенных внеатмосферных величин и цветов звезд. При систематическом отклонении значения экстинкции для какой-либо звезды от плавных кривых можно предположить, что она обусловлена ошибкой в δm , дающей

$$\delta \alpha = \frac{\delta m}{F(z)}.$$

Имея ряд таких значений $\delta \alpha$, можно определить из них и δm .

Заключение



Сопоставление двух рассмотренных методов построения фотометрических каталогов, основанное на обработке одного и того же исходного материала наблюдений, приводит к заключению, что как метод Е. Рыбки, так и метод В. Б. Никонова дают результаты одного порядка точности. Однако последний метод значительно более экономичен по затратам времени наблюдения и позволяет в то же время надежно контролировать постоянство фотометрической системы. Поэтому для дальнейшей работы над каталогом мы решили остановиться на этом методе.

В заключение приносим нашу благодарность лаборантам Крымской астрофизической обсерватории АН СССР А. И. Брунс и Л. Н. Шваюк за помощь в наблюдениях и их обработке.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. Е. Рыбка. *Acta Astron.*, 5, 40, 1953.
2. Е. Рыбка. *Vistas in Astronomy*, 2, 1111, 1956.
3. Т. Коглашвили. *Бюлл. Абастум. обс.*, № 11, 73, 1950.
4. *Trans. IAU*, 10, 386, 1960.
5. Е. Рыбка. *Acta Astron.*, 7, 65, 1957.
6. В. Б. Никонов. *Докл. АН СССР*, 45, 151, 1944.
7. В. Б. Никонов. *Бюлл. Абастум. обс.*, № 14, 1953.
8. В. Б. Никонов, Е. К. Никонова. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 9, 135, 1952.
9. В. Б. Никонов, С. В. Некрасова, Н. С. Полосухина, Д. Н. Рачковский, К. К. Чуваев. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 17, 1957.
10. К. Григорян. *Сообщ. Бюраканской обс.*, № 22, 1957.
11. А. С. Шаров. *Труды ГАИШ*, 29, 1958.
12. Н. Л. Johnson. *Ann. Astroph.*, 18, 292, 1955.
13. И. О. Чечик, С. М. Файнштейн, Т. М. Лифшиц. *Электронные умножители*. М., 1957, стр. 299—316.
14. Н. Л. Johnson and W. W. Morgan. *Ap. J.*, 117, 313, 1953.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ АТМОСФЕР
ГОРЯЧИХ СВЕРХГИГАНТОВ

I. СВЕРХГИГАНТЫ B8—A0

«Э. А. Витриченко, И. М. Копылов

Методом кривой роста проведен анализ физических условий и химического состава атмосфер восьми сверхгигантов классов светимости Ib — Ia в спектральном интервале B8—A0.

Для этой цели использовано 38 спектрограмм звезд, полученных на 122-сантиметровом рефлекторе Крымской обсерватории в 1958—1960 гг. Дисперсия спектрограмм $23,4 \text{ \AA/мм}$ в области $H\gamma$. Эквивалентные ширины были определены для всех линий в интервале $\lambda\lambda 3750\text{—}5050 \text{ \AA}$.

Турбулентные скорости для изученных звезд заключены в пределах от 5 до 25 км/сек.

Рассмотрен вопрос о возможной зависимости температуры возбуждения, получаемой на основе кривой роста, от потенциала возбуждения элементов, используемых для нахождения $T_{\text{в}}$.

Подтверждено отмечавшееся ранее значительное различие между величинами электронного давления в атмосферах звезд, определяемыми по водородным линиям и линиям металлов.

Сравнение относительного химического состава атмосфер изученных сверхгигантов со «стандартным» химическим составом звезд и Солнца не выявило никаких аномалий, выходящих за пределы обычных ошибок определения химического состава звездных атмосфер.

A QUANTITATIVE ANALYSIS OF THE ATMOSPHERES OF HOT SUPERGIANTS. I. B8 — A0 SUPERGIANTS by E. A. Vitrichenko and I. M. Kopylov. — The physical conditions and chemical composition of atmospheres of 8 B8 — A0 supergiant (luminosity classes Ib — Ia) have been analyzed by the curve of growth method. Altogether 38 spectrograms of stars were used. These were obtained with the 122 cm reflector of the Crimean Observatory during 1958—1960, the dispersion being $23.4 \text{ \AA/mm}$ at $H\gamma$.

The equivalent widths are found for all the lines in the spectral region $\lambda\lambda 3750\text{—}5050 \text{ \AA}$. The turbulent velocities of the studied stars are within the limits 5 to 25 km/sec.

The possibility is considered of a relationship between the excitation temperature, derived from the curve of growth, and the excitation potential of elements, used for determining $T_{\text{в}}$.

The previously noted considerable difference between the electron pressure in stellar atmospheres found from the hydrogen lines and metallic lines is confirmed.

A comparison of the relative chemical composition of the studied supergiants with the «standard» chemical composition of stars and the sun did not reveal any anomalies, which were not within the usual errors of determination of the chemical composition of stellar atmospheres.

Хорошо известно, что атмосферы сверхгигантов ранних спектральных классов нестационарны. Наблюдения показывают, что все достаточно хорошо исследованные сверхгиганты классов светимости Ia — Ib обнаруживают переменность блеска, лучевых скоростей, интенсивностей и вида контуров спектральных линий и других характеристик. Подробное изучение этого вопроса и обширная библиография даются в [1] (см. также, например, [2—4]). Можно полагать, что нестационарность атмосфер сверхгигантов, являющихся по всем признакам молодыми звездами, связана с их быстрой эволюцией.

Известно кроме того, что в спектрах горячих сверхгигантов линии различных атомов и ионов показывают дифференциальные систематические смещения, достигающие нескольких километров в секунду. Весьма интересны результаты работы Г. А. Шайна и П. Ф. Шайн [5], касающиеся изучения этого вопроса для 67 Oph, β Ori и α Cyg. Наличие таких дифференциальных смещений можно интерпретировать как свидетельство систематических движений и стратификации в распределении атомов и ионов в протяженных атмосферах сверхгигантов.

Далее, если принять во внимание исследования движений в атмосферах сверхгигантов, выполненные к настоящему времени на основании анализа кривых роста и контуров спектральных линий, то можно с уверенностью говорить о наличии движений газовых потоков разного масштаба в атмосферах сверхгигантов, причем обычно эти движения интерпретируются как «турбулентные». Различие турбулентных скоростей, определяемых по линиям различных атомов и ионов на основании кривой роста, а также существенное отличие средних турбулентных скоростей, определяемых по кривой роста, от скоростей, определяемых по виду контуров спектральных линий — обстоятельство, неоднократно отмечавшееся ранее, — одна из интереснейших особенностей протяженных атмосфер сверхгигантов.

Определение относительного химического состава атмосфер горячих сверхгигантов также представляет собой весьма важную задачу.

Сопоставление относительного обилия химических элементов в атмосферах сверхгигантов с обилием для других звезд дает возможность сделать некоторые заключения о составе первичной межзвездной среды, из которой сформировались сверхгиганты, а также получить материал для изучения вопроса о перемешивании вещества в звездах в процессе эволюции и о стратификации атомов в звездных атмосферах.

Несколько обстоятельств заслуживают, по нашему мнению, упоминания в связи с определением химического состава атмосфер горячих сверхгигантов,

1. До сих пор различными авторами изучен химический состав и физические условия в атмосферах примерно 10 сверхгигантов O9 — F8, причем не приходится говорить о достаточной однородности полученных результатов, так как обычно используются спектрограммы с разной дисперсией и различные типы кривых роста. Ознакомление с последними

обзорами работ по определению химического состава и физических условий в атмосферах звезд [6—8] показывает, что в некоторых спектральных интервалах, таких как В5 — В9 и А3 — А7, не изучен в этом отношении ни один сверхгигант.

2. Имеются некоторые свидетельства того, что химический состав атмосфер сверхгигантов может отличаться от химического состава атмосфер звезд главной последовательности того же спектрального интервала. В частности, М. Хак отмечает [7], что в атмосферах сверхгигантов О9 — В3 содержание легких элементов (He, C, N и O) по отношению к водороду примерно вдвое больше, чем в атмосферах звезд О — В главной последовательности. Хотя требуется дальнейшее подтверждение реальности таких различий и может оказаться, что они возникают вследствие несовершенства применяемой методики определения относительного обилия химических элементов в звездных атмосферах, тем не менее задача выяснения причин этих различий, какова бы ни была их природа, представляется весьма важной.

3. Изучая атмосферы четырех сверхгигантов F0 Ia — F3 Ia, два из которых расположены вблизи галактической плоскости, а два других, при любых разумных предположениях об их светимостях, возвышаются над галактической плоскостью на несколько килопарсек, Г. Абт пришел к следующему интересному выводу [9]. Сверхгиганты, расположенные на больших галактических широтах, имеют по сравнению со сверхгигантами в галактической плоскости существенный дефицит некоторых элементов, таких как Sc, Ti, Zr, La, Ce, по отношению к Fe. Обнаружение такой любопытной аномалии в химическом составе сверхгигантов, связанной с положением этих звезд в Галактике, поставило перед космогонистами и астрофизиками весьма интересную проблему.

4. Несмотря на значительные успехи теории звездных атмосфер мы все еще далеки даже от приблизительного решения вопроса о природе «турбулентных» движений в звездных атмосферах, о характере изменения «турбулентных» скоростей с высотой в атмосфере, о законе, связывающем скорости «турбулентных» движений с температурой, плотностью и структурой атмосфер звезд и более глубоких слоев. Получение однородного эмпирического материала о турбулентных скоростях в атмосферах большого числа звезд, расположенных вдоль определенной спектральной последовательности, могло бы, по нашему мнению, содействовать решению этого вопроса.

Некоторые из этих соображений и послужили причиной того, что в 1958 г. в Крымской астрофизической обсерватории было начато получение спектроскопического материала для сверхгигантов классов светимости Ia — Ib в спектральном интервале О9 — F2. В течение двух лет было получено около 140 спектрограмм 26 сверхгигантов, более или менее равномерно расположенных вдоль спектральной последовательности.

Вся программа изучения количественных характеристик атмосфер сверхгигантов была разделена на три части.

Десять сверхгигантов О9 — В5 были отнесены к первой группе и изучались совместно. Спектры этих сверхгигантов, как известно, характе-

ризуются, помимо линий водорода и гелия, многочисленными и сравнительно интенсивными линиями ионов легких элементов, присущими спектрам высокотемпературных звезд. В этом спектральном интервале к настоящему времени проведен количественный анализ атмосфер, по крайней мере, шести-семи сверхгигантов.

Ко второй группе были отнесены восемь сверхгигантов спектрального интервала A2 — F2. Для спектров этих сверхгигантов характерно огромное число линий атомов и ионов, относящихся в основном к группе железа и более тяжелых элементов. В этом спектральном интервале количественно изучены спектры нескольких сверхгигантов, причем некоторые из них, например сверхгиганты ϵ Aur и α Cyg, исследовались неоднократно и различными методами.

Наконец, к третьей группе, занимающей промежуточное положение между первыми двумя, были отнесены восемь сверхгигантов B8 — A0. В спектрах сверхгигантов этой группы, наряду с большим числом сравнительно слабых линий, характерных для спектров более поздних звезд, наблюдаются также довольно слабые линии элементов, характерные для звезд первой группы. Это в основном линии He I и C II.

Общими и достаточно сильными в спектрах звезд всех трех групп являются линии H, Mg II и Si II. В спектральном интервале B8 — A0 количественным методом изучены спектры трех сверхгигантов — η Leo, 13 Mon и 3H Cam и уникальной звезды ν Sgr.

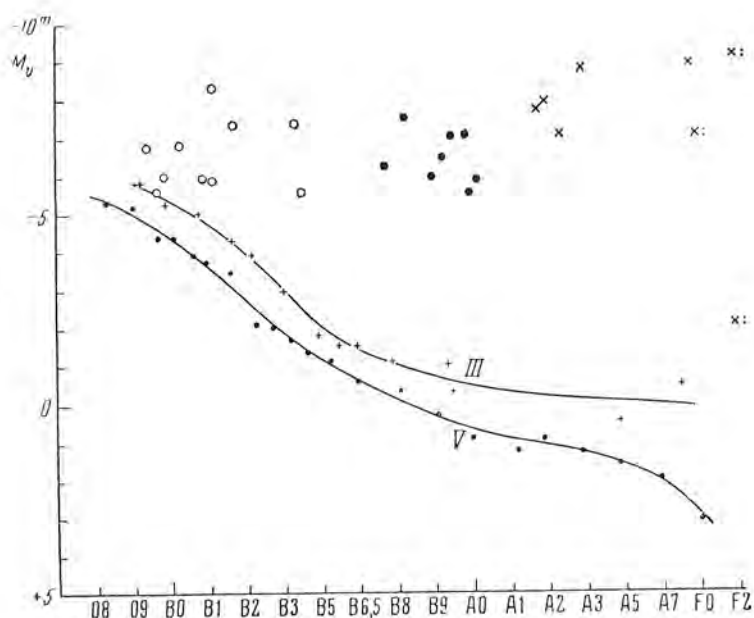
Количественный анализ атмосфер сверхгигантов B8 — A0 представляется, вследствие относительной слабости подавляющего большинства линий, довольно трудным делом. Однако, учитывая недостаточность полученных из наблюдений данных о характеристиках атмосфер сверхгигантов этого типа, мы предприняли попытку провести такой анализ на основе нашего материала наблюдений.

Фиг. 1 представляет собой диаграмму спектр — абсолютная величина для 26 сверхгигантов O9 — F2, отобранных нами для количественного анализа их атмосфер. Здесь показан общий ход последовательностей III и V (главная последовательность) и отмечены положения 26 изучаемых сверхгигантов. M_v и спектральные классы определены количественным спектральным методом. Сверхгиганты, у которых M_v найдены косвенными методами и имеют меньшую точность, отмечены двоеточием. Черными кружками показаны восемь сверхгигантов B8 — A0, изучаемых в данной статье.

§ 1. Наблюдения

Для восьми сверхгигантов спектральных классов B8 — A0 и классов светимости Ia — Ib в течение 1958—1960 гг. было получено 38 спектрограмм с дисперсией 23,4 Å/мм у Нγ.

Спектрограммы были получены на 122-сантиметровом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории при помощи однопризменного спектрографа. Спектры звезд обычно расширялись до 0,8—1,0 мм. Использовались пластинки 0a — O и 103A — O. Общие сведения об изученных сверхгигантах приведены в табл. 1. В ее столбцах последовательно



Фиг. 1. Диаграмма спектр — абсолютная величина для 26 сверх-гигантов O9,5 — F2, включенных в программу исследования

даются номер звезды по каталогу HD, название звезды, спектральный класс и класс светимости в системе МК и спектральный класс и абсолютная

Таблица I

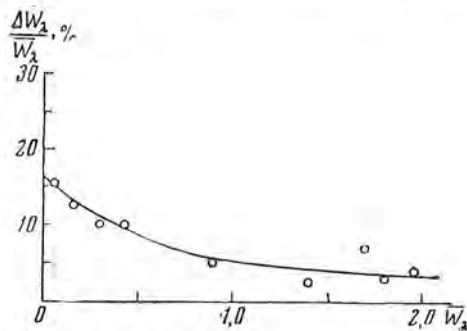
HD	Звезда	МК	Sp'	M_v'	Sp	M_v
12301	53 Cas	B8 Ib	—		B7,6	$-6^m,25$
34085	β Ori	B8 Ia	B8,2	$-7^m,45$	B8,3	$-7,75$
215593	4 Lac	B9 Iab	B9,1	$-6,12$	B9,0	$-5,92$
202850	σ Cyg	B9 Iab	B9,3	$-6,50$	B9,3	$-6,46$
21291	3H Cam	A0 Ia	B9,3	$-6,92$	B9,5	$-7,00$
21389	1H Cam	A0 Ia	B9,9	$-7,01$	B9,9	$-7,00$
46300	13 Mon	A0 Ib	—	$-5,39$	A0,0	$-5,51$
87737	η Leo	A0 Ib	A0,0	$-5,05$	A0,2	$-5,82$

величина звезды, определенные методом количественной спектральной классификации [10]. В последних двух столбцах приводятся для сравнения спектральные классы и M_v , определенные для этих звезд по эквивалентным ширинам линий, полученным в настоящей работе.

В табл. 2 для этих же звезд приведены краткие сведения о материале наблюдений: m_v — видимая величина звезды, n — число полученных и обработанных спектрограмм для каждой звезды, номера спектрограмм, дата наблюдений, продолжительность экспозиций и сорта использовавшихся фотографических эмульсий.

Звезда	m_v	n	Номера спектрограмм	Дата	Экспозиция	Сорт пластинок
53 Cas	5 ^m .62	3	58.61; 1, 2	9.IX 1958	1 ^h 30 ^m 1 ^h 40 ^m	103A-O
			58.62; 1	9.IX 1958	1 ^h 50 ^m	103A-O
β Ori	0,08	2	58.14; 1, 2	16.II 1958	10 ^m 15 ^m	0a-O
4 Lac	4,64	2	58.61; 3, 4	9.XI 1958	1 ^h 45 ^m	103A-O
σ Cyg	4,28	2	59.111; 1, 2	16.VIII 1959	40 ^m 35 ^m	103A-O
3H Cam	4,23	7	58.42; 1, 2	13.IX 1958	50 ^m 50 ^m	103A-O
			58.52; 1, 2	6.X 1958	50 ^m 35 ^m	103A-O
			58.71; 1, 2, 3	9.XII 1958	38 ^m 37 ^m 35 ^m	103A-O
1H Cam	4,76	4	58.55; 1, 2, 3, 4	12.X 1958	40 ^m 50 ^m 40 ^m 43 ^m	103A-O
			58.71; 4, 5, 6	9.XII 1958	35 ^m 35 ^m 30 ^m	103A-O
			58.72; 1, 2	9.XII 1958	42 ^m 55 ^m	103A-O
13 Mon	4,50	5	59.92; 1, 2	9.IV 1959	55 ^m 45 ^m	103A-O
η Leo	3,58	5	58.12; 1, 2	26.III 1958	1 ^h 40 ^m 1 ^h 30 ^m	0a-O
			58.72; 3, 4, 5, 6, 7	9.XII 1958	25 ^m 10 ^m 10 ^m 12 ^m 12 ^m	103A-O
			60.142; 1, 2, 3	14.IV 1960	50 ^m 30 ^m 40 ^m	103A-O
			58.41; 1	18.III 1958	2 ^h 05 ^m	0a-O

Регистрограммы спектров были получены на микрофотометре Молля и затем обрабатывались обычным способом. Для всех линий, которые удалось обнаружить и отождествить на полученных спектрограммах, были определены эквивалентные ширины. Значения W_λ , определенные для



Фиг. 2. Зависимость относительных ошибок $\frac{\Delta \bar{W}_\lambda}{\bar{W}_\lambda}$ от $\bar{W}_\lambda$

каждой звезды по различным регистрограммам, осреднялись. Точность определения средних W_λ зависит в значительной степени от самой величины W_λ и быстро уменьшается с ее уменьшением. Некоторое представление об относительных ошибках определения W_λ дает фиг. 2, где приведена зависимость средних относительных ошибок в полученных $\bar{W}_\lambda$ от величины $\bar{W}_\lambda$.

Результаты определения эквивалентных шириин абсорбционных линий (кроме линий водорода и гелия) в спектрах изучаемых звезд приведены в табл. 3. Здесь в столбцах последовательно приводятся: 1) длина волны (λ), 2) элемент, которому принадлежит линия, 3) номер мультиплета, 4) $\lg gf\lambda$, взятые из работы М. Е. Боярчук и А. А. Боярчука [11], 5) потенциал возбуждения нижнего уровня ϵ_i . В столбцах с 6-го по 13-й даны значения $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ для восьми звезд, названия которых указаны в таблице. Эквивалентные ширины линий водорода и гелия приведены в табл. 4.

Для каждой звезды была также определена величина R_c — центральная глубина наиболее глубокой линии в спектре.

§ 2. Построение кривых роста и определение турбулентных скоростей

В качестве основного метода количественного анализа физических условий и химического состава атмосфер сверхгигантов служил метод кривых роста.

Учитывая то обстоятельство, что дисперсия наших спектрограмм сравнительно невысока, а большинство линий в спектрах изучаемых звезд довольно слабы, мы остановились на типе кривой роста, предложенном А. Унзо́льдом [12], как наиболее удобном для построения и использования. При этом мы имели в виду, что сравнительный анализ параметров звездных атмосфер (полученных по различным кривым роста), проведенный Л. Аллером [13] и К. Хунгером [14], показывает, что кривая роста А. Унзо́льда дает результаты, достаточно близкие к получаемым по более рафинированным кривым роста.

Для всех нейтральных атомов и ионов мы строили единую кривую роста. При этом за основу брались линии Fe II как наиболее многочисленные и интенсивные. В спектрах звезд данного спектрального класса низованное железо наиболее полно представлено линиями мультиплетов, возникающих с уровней b^1P , b^1F и a^6S , т. е. мультиплетов 26 — 29, 36 — 39 и 42 — 44 соответственно. Линии остальных элементов были сравнительно слабыми, и большинство мультиплетов было представлено малым числом линий, что не давало возможности построить кривые роста для отдельных элементов или групп элементов.

Кривые роста строились обычным способом. По оси абсцисс откладывались величины $\lg gf \lambda$, по оси ординат $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ из табл. 3, а затем смещением отдельных отрезков кривой вдоль оси абсцисс формировалась единая кривая роста.

Кривые роста для каждой из восьми изученных звезд представлены на фиг. 3 и 4.

Эмпирические кривые роста для каждой звезды совмещались с теоретическими. Величина вертикального сдвига дает возможность определить доплеровские скорости в атмосферах исследуемых звезд v' , а затем,

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	Мультиплет	$\lg g/\lambda$	$\varepsilon, \%$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$							
					η Leo	13 Mon	411 Cam	311 Cam	σ Cyg	4 Lac	β Ori	53 Cas
5056,0	Si II	5		10,03			1,96	1,85	1,90	1,64		
5041,0	Si II	5		10,03			1,58	1,74				
5018,4	Fe II	42	3,33	2,88		1,70	2,00	1,92	1,90	1,83		
4991,0	Ti II?	38		0,83		1,27	1,26	1,27				
4953,2	Ni I	111	2,51	3,72		0,99	1,28	1,21				
4923,9	Fe II	42	3,15	2,88	1,40	1,63	2,17	1,97	1,98	1,91	1,61	1,74
4911,2	Ti II	114	1,43	3,11			1,28	1,26				
4906,9	O II	28	4,45	26,19		1,34	0,92	1,19				
4899,9	Y II?	22	2,78	1,03		1,39	1,10	1,17				
4886,7	Y II	22		1,03	1,06	0,48	1,16	1,31	0,83	0,95		
4884,6	Cr II	30	2,25	3,83		1,12	1,35	1,18	1,26	0,88		
4886,5	Cr II	30	2,83	3,85	1,18	1,13	1,35	1,31	1,26			
4871,3	Fe I	318	3,90	2,85	1,30	1,24	1,22	1,16				
4868,3	Ti I	231	0,48	2,23	1,59	0,75		0,96				
4854,6	Mn I	43		3,84		1,14	1,14	1,31				
4851,1	Mg II?	25		11,58		1,16	0,77	1,14				
4848,3	Cr II (Ti II)	30	2,92	3,85	1,54	1,26	1,17	1,29	0,90	1,06	1,01	0,96
4836,2	Cr II	30	2,83	3,84	1,23	1,80	1,23	1,21	1,02	1,02	1,08	1,17
4824,1	Cr II	30	2,24	3,85	1,21	1,29	1,22	1,40	1,08	1,25	1,20	1,03
4812,4	Cr II	30		3,85				1,10	1,15	1,25		
4805,1	Ti II	92	1,40	2,05	0,91	1,60		1,22	0,75	1,03	0,88	0,91
4780,0	Ti II (Fe II)	92	0,59	2,04	1,29	1,23		1,32	0,85	0,81	0,55	0,74
4755,9	Mn II	5	6,12	5,37		1,24		1,44	0,94	1,26	1,33	1,08
4731,4	Fe II	43	1,84	2,88	1,22	1,33	1,23	1,37	0,83	0,76	0,94	0,71
4666,7	Fe II	37	1,72	2,82		1,44	1,24		1,04	1,20		
4657,0	Fe II (Ti II)	43	1,81	2,88	1,19	1,34	1,21	1,20	1,49	1,34	1,24	0,82
4635,3	Fe II	186	3,78	5,93	1,44	1,44	1,49	1,57	0,77	1,16	0,75	0,90
4629,3	Fe II	37	2,33	2,79	1,54	1,54	1,72	1,66	1,45	1,52	0,72	1,26
4620,5	Fe II	38	1,59	2,82	1,28	1,19		1,34	0,82	1,10	0,62	0,72
4596,0	Fe II (Fe I)	38	0,87	2,84	1,13	1,02	1,13	1,23	0,70	0,83	0,91	0,83
4592,1	Cr II	44	2,96	4,06	0,91	0,91		1,09	0,92	0,88	1,04	0,68
4588,2	Cr II	44	3,50	4,05	1,21	1,42	1,42	1,32	1,38	1,01	1,11	0,91
4583,9	Fe II	38	2,79	2,79	1,77	1,74	1,93	1,74	1,68	1,80	1,10	1,42
4579,5	Fe II (Cr I)	26	1,07	2,57	0,98	0,72		1,17	0,84	1,42	0,96	0,70
4576,3	Fe II	38	1,83	2,83	1,45	1,04		1,24	0,87	0,94	0,54	0,62
4572,0	Ti II	82	1,79	1,56	1,29	1,12		1,04	0,84	1,06	0,62	0,62
4568,3	Ti II	60	0,71	1,22	0,97	0,88		0,96	0,64	0,98	0,99	0,86
4558,7	Cr II	44	3,79	4,06	1,42	1,34	1,52	1,18	1,16	1,29	0,90	0,75
4555,9	Fe II	37	2,42	2,82	1,55	1,49	1,66	1,42	1,54	1,96	1,38	0,87
4549,5	Fe II (Ti II)	38	2,59	2,82	1,91	1,80	1,92	1,75	1,69	1,95	1,46	1,29
4541,5	Fe II	38	1,93	2,84	1,32	1,19	1,26	1,16	1,20	1,55	0,89	0,83
4534,0	Ti II	50	1,78	1,23	1,55	1,39	1,35	1,21	0,87	1,09	0,87	0,69
4522,6	Fe II	38	2,68	2,83	1,73	1,63	1,73	1,63	1,57	1,75	1,00	1,22
4519,8	Fe II (Cr I)	37	2,17	2,79	1,46	1,35	1,43	1,39	1,39	1,30	0,58	0,99
4515,3	Fe II	37	2,24	2,83	1,51	1,49	1,46	1,39	0,91	1,50	0,80	0,95
4508,3	Fe II	38	2,30	2,84	1,57	1,55	1,71	1,50	1,25	1,46	0,89	0,95
4501,3	Ti II	31	1,23	1,11	1,46	1,51	1,27	1,31	0,86	1,05	0,81	0,88
4495,5	Fe II (Ti II)	147	(0,19)	4,71	0,55	1,18		1,14	0,39	0,67	0,81	0,68

Таблица 3 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	Мультиплет	$\lg g/f\lambda$	$\varepsilon_i, \text{\AA}$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$							
					η Leo	ϵ Mon	ϵ Cam	ϵ Cam	ϵ Cyg	ϵ Lac	β Ori	ϵ Cas
4493,5	Ti II	18	-0,92	1,08	0,75	0,97		1,07	0,05	0,75	0,81	0,78
4491,4	Fe II	37	1,99	2,84	1,33	1,18	1,39	1,27	1,09	0,99	0,67	0,83
4488,4	Ti II	115	1,99	3,11	1,31	1,35	1,13	1,07	0,86	0,78	1,15	0,67
4487,3	Fe I (Y I)	824			0,55	0,50			0,55	0,78	0,65	0,63
4483,5	Ti II (V II)	39	-0,49	1,16	0,55	0,60			0,55	0,55	0,88	0,71
4481,3	Mg II	4	8,51	8,83	2,07	2,03	2,19	2,14	2,11	2,16	2,00	2,16
4474,2	Fe II	171	2,57	5,55	0,95	0,87			0,76	0,65		
4468,5	Ti II	31	1,25	1,13	1,35	1,07			0,67			
4455,9	Ca I	4	2,41	1,89	0,60	0,94		1,10	0,55	0,84	0,81	0,65
4454,7	Ca I (Sc II)	4	2,93	1,89		1,00		1,20	0,35	1,08		
4450,5	Ti II	19	0,68	1,08	0,78	1,15			0,76	0,92	0,96	0,90
4446,2	Fe II	187	2,70	5,93		0,81			0,66		1,22	0,92
4443,8	Ti II	19	1,21	1,08	1,27	1,21			0,76	0,61	0,51	0,74
4434,0	Mg II	9	6,94	9,96		1,22		1,16				
4430,6	Fe I	68	2,44	2,21				1,08				
4428,0	Mg II	9	6,63	9,95		1,40		1,11	0,84	0,92	0,85	1,06
4423,2	Ti II (Cr I)	61	-0,37	1,23	0,76	0,95			0,54	0,66	0,72	0,89
4419,8	Fe I	644		3,29	1,01	1,26			0,54	0,84	0,56	1,09
4416,8	Fe II	27	2,16	2,77	1,66	1,47	1,58	1,40	1,27	1,68	0,68	0,92
4402,9	Fe II (S II)	(43)			0,81	0,84			0,47	0,76	0,89	0,58
4395,0	Ti II	19	1,42	1,08	1,54	1,36		1,25	0,86	1,01		
4390,5	Mg II	10	7,45	9,96	1,04	1,31	1,33		0,89	1,74	1,03	1,12
4384,6	Mg II (Fe I)	10	6,97	9,95	1,81	1,64	1,22	1,44	1,52	1,64	1,00	1,09
4357,6	Fe II (Fe I)	(904)			0,93	1,08		1,01	0,74	0,82	0,76	0,51
4356,7	Al II	60		15,24	0,93	0,86		1,02			0,76	1,06
4354,4	Fe II	213	4,45	7,62	0,72	1,00		1,44			0,79	0,93
4351,8	Fe II	27	2,64	2,69	1,75	1,79	1,82	1,67	1,60	1,69	1,01	1,19
4347,2	Fe I	2	-1,73	0,00	1,13	0,97	0,85	0,85	0,27	0,85	0,80	0,86
4330,7	Ti II	41	-0,52	1,18	1,01	1,18			0,91	0,94	0,55	0,85
4325,7	Fe I	42	3,49	1,60	1,19	1,26		1,05	0,52	0,73	0,75	0,73
4303,2	Fe II	27	2,28	2,69	1,57	1,40		1,52	1,37	1,37	0,92	0,78
4300,0	Ti II	41	1,55	1,18	1,32	1,14	1,57	1,37				
4296,5	Fe II	28	2,11	2,69	1,15	1,31	1,23	1,24	1,04	1,09		
4294,1	Ti II	20	0,82	1,08	1,17	1,15	1,16		0,82	0,97		
4290,2	Ti II	41	1,24	1,16	1,01	1,29		1,17	0,60	1,07		
4284,2	Cr II	31	2,62	3,84	1,06	0,97			0,41	0,41		
4279,2	Fe I (Y II)	993			0,82	0,95		1,03	0,55	0,63	0,69	0,60
4278,1	Fe II	32	0,97	2,68	0,37	0,85			0,55	0,77	0,81	0,67
4275,6	Cr II	31	2,74	3,84	1,09	0,87			0,87	0,22	0,22	0,41
4274,8	Cr I	1	0,96	0,00	1,17	1,19		1,09	0,80	0,41	0,48	1,11
4271,8	Fe I	42	3,26	1,48	0,85	1,16	1,08		0,80	0,75	0,69	0,67
4269,3	Cr II	31	2,63	3,84		1,03	0,85		0,71	0,82		
4267,3	C II	6		17,97	0,67	0,80	1,27	1,37	1,12	1,37	1,60	1,62
4258,2	Fe II	28	1,70	2,69	1,11	1,08		1,26	0,69	1,02	0,77	0,60
4250,8	Fe I	42	2,96	1,55	1,14	0,83			0,49	0,49	0,68	1,04
4242,4	Cr II	31	3,11	3,85	1,18	1,24	1,16	1,03	0,96	0,87	0,77	0,74
4235,9	Fe I (Cr I)	150	3,73	2,41		0,72		1,06	0,49	0,55		
4233,2	Fe II (Cr II)	27	2,95	2,57	1,84	1,78	1,94	1,83	1,83	1,81	1,37	1,49

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	Мультиплет	$\lg g/\lambda$	$\varepsilon_i, \%$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$							
					η Leo	13 Mon	1H Cam	3H Cam	σ Cyg	λ Lac	β Ori	53 Cas
4226,8	Ca I	2	2,44	0,00	1,07	0,98			0,63	0,53		
4215,5	Sr II	1		0,00	1,10	0,91		0,92	0,78	0,68	0,84	0,23
4210,5	Fe I	152	3,14	2,47		1,11	0,68				0,66	0,56
4206,5	Mn II	7	5,66	5,37	0,81	0,90	0,98	0,81	0,69	0,92	1,04	0,00
4202,0	Fe I	42	3,11	1,48	0,91	0,68	0,68		0,59	0,68	0,74	0,23
4198,2	Si II (Fe I)	693	5,06	3,35	1,22	1,29		1,16	0,63	0,93	0,74	0,00
4191,7	Fe I	355	2,79	2,85	0,81	0,87	0,68		0,92	0,93		
4187,8	Fe I	152	3,75	2,41	0,91	0,95	0,98		0,89	0,78	0,77	0,46
4184,3	Ti II	21			0,81	0,78			0,29	0,53	0,69	0,42
4179,1	Fe II (Cr II?)	28	2,26	2,57	1,84	1,70	1,76	1,63	1,61	1,61		
4173,5	Fe II	27	2,36	2,57	1,76	1,72	1,70	1,59	1,63	1,59	0,75	0,92
4171,9	Ti II	105	2,00	2,59		1,05	0,98	0,85				
4167,1	Mg I	15	5,60	4,33	1,03	0,92	0,98	0,98	0,38	0,49	0,83	0,92
4162,7	S II	44,65					0,98	1,03	0,92	0,49		
4161,5	Cr II (Ti II)	127		4,90	0,94	1,31	0,98	1,14				
4159,5	Al II	71		15,24	0,99	1,02			0,08	0,78		
4156,8	Fe I	354	3,35	2,82		1,05	0,86				0,87	0,56
4154,8	Fe I	355	3,50	3,40	0,85	0,93	0,69		0,70	0,64		
4145,2	S II	44		15,80	0,67	1,04			0,69	0,79		
4140,4	Fe I (Ti I)	694	2,61	3,38	1,00	0,89		1,05	0,50	0,56	0,83	1,07
4133,0	Fe I (Sc I)	44	1,86	1,60	0,79	0,80		0,88	0,30	0,67	0,53	0,57
4130,9	Si II	3	7,12	9,80	1,77	1,73	1,95	1,81	1,90	1,83	1,78	1,75
4128,0	Si II	3	7,02	9,80	1,69	1,64	1,92	1,87	1,92	1,79	1,64	1,67
4124,8	Fe II	22	0,79	2,53	1,15	1,10	0,69		0,93	0,34	0,43	0,43
4122,6	Fe II	28	1,56	2,57	1,30	1,10	0,99	1,08	1,05	0,97	0,39	0,76
4097,3	O II	20		25,72	1,04	0,75	1,17	1,08			0,92	0,84
4094,9	Ca I	25	2,69	2,51	0,96	0,64	0,99	1,09	0,67	0,79	1,10	
4093,1	Cr I	260		3,83		0,87		1,06	0,67	0,79	0,47	0,53
4090,1	Fe I	700		3,38		0,62	0,69				0,57	0,53
4087,2	O II	48		28,55		0,75	1,09					
4083,6	Mn I	5		2,15		0,75	0,87	0,62				
4081,9	Mn I (Fe I)	5	2,89	2,17		0,69	0,99	0,59			0,72	0,93
4067,1	Ni II	11		4,01	1,29	1,22	1,39	1,32	1,17	1,25		
4065,1	V II	215	3,22	0,00?		0,84	1,09	0,67		0,39		
4064,2	Ti II (Ti I)	106	0,90	2,59		1,12	1,09	0,91	0,54	0,39		
4057,4	Fe II	212	4,46	7,24		0,82	0,69	1,00				
4048,8	Fe II	172	3,20	5,54		1,14	1,16	0,89	1,14	0,54	0,91	
4044,0	Fe II	172	3,00	5,55		1,12	1,00	0,85	0,35	0,88	0,90	1,05
4041,4	Mn I	5	2,68	2,17			0,70	0,63			0,87	0,58
4038,0	Cr II	194	4,71	6,46		1,21	0,70	0,86				
4033,2	Fe I (O II)	218		2,55		1,16	1,00	0,88	0,88	0,25		
4023,4	V II	32	2,45	0,00?		0,70	0,88		0,76	0,25	0,71	0,71
4021,8	Fe I (Ti I)	278	3,32	2,75		0,76		0,68	0,76	0,25	0,35	0,30
4020,5	Fe I (Co I)	913		3,63				0,78			—0,12	0,55
4012,4	Ti II	11		0,57	1,26	1,17	1,10	0,92	1,10	1,03	0,55	1,10
4007,1	Cr II	194		6,46	0,74	0,90		0,98	0,51	0,65	—0,12	0,90
4005,7	V II	32	2,79	0,00	1,02	0,76	1,10	0,72	0,76	0,99	0,65	0,78
4003,3	Cr II	194	4,13	6,46	1,08	1,01	1,10	0,80	0,82	0,40	0,72	0,91

Таблица 3 (окончание)

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	Мультиплет	$\lg g/\lambda$	$\epsilon_i, \%$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$							
					η Leo	43 Mon	111 Cam	3H Cam	σ Cyg	4 Lac	β Ori	53 Cas
4002,1	Fe II	29	1,31	2,77	1,33	1,01		0,94	0,88	0,58	-0,12	0,98
3997,4	V II	9		1,47		1,04		0,91	0,76	0,40	0,65	0,72
3980,2	Fe I	153	0,76	2,41	1,65		0,88	0,82			0,94	1,16
3979,5	Cr II	183		5,65		1,19	0,88	0,82	1,04	0,60	0,94	1,16
3977,7	V II (Fe I)	10	2,83	1,47	1,37		1,00	0,78			0,99	1,20
3976,6	Fe I (Cr I)	655	3,67	3,24		1,07	1,00	0,96	0,60	0,95	0,90	0,60
3975,1	Fe II (Fe I)	191		5,93	1,29	1,08		0,92			1,25	0,80
3974,2	Fe II	29		2,69		1,20	0,88	1,15	0,65	0,80	1,15	0,74
3972,9	O II (Fe I)	6	-4,36	23,34		1,20	1,10		0,80	1,08		
3968,5	Ca II	1		0,00								
3966,1	Fe I	45		1,60	1,18	0,97	1,10	1,05	0,74	0,35	1,04	1,76
3961,5	Al I	1		0,014		1,32	1,00	1,02	1,01	0,58	1,11	1,10
3958,1	Cr I (Ti I)	307		4,44				0,88			0,65	0,91
3956,7	Fe I	278		2,68	1,05	1,13	1,00	0,80	0,60	0,48	0,58	0,60
3947,6	Fe I	361, 426		2,82		1,13	1,01	1,26				
3939,0	Fe II	190	2,64	5,89		1,23	1,26	1,01	0,95	0,72	0,44	0,44
3938,3	Fe II	3	1,20	1,66		1,44	1,11	0,70	1,12	1,27		
3937,0	Cr II	128	2,77	4,92			0,70				0,90	0,49
3933,6	Ca II	1		0,00	2,02							
3920,7	C II	4		16,26		1,21	1,59	1,09	0,90	0,84	1,30	1,15
3919,3	C II	4		16,26		1,36	1,36	1,09	1,11	0,58	0,94	1,19
3905,6	Cr II	167	4,13	5,31		1,61	1,56	1,26	1,29	1,20	1,11	1,01
3900,5	Ti II	34	1,75	1,13		1,77	1,44	0,95	1,09	1,04	1,11	
3892,2	S II, Cr II	50		16,07		1,32	1,11	1,26			0,61	1,31
3881,9	Ni II (Zr II)	13		8,22			1,00	0,59	1,22	0,79		
3862,6	Si II	1	5,80	6,83	1,71	1,71	2,06	2,00	2,03	1,92	1,56	1,66
3856,0	Si II	1	6,12	6,83	1,65		2,17	2,08	2,08	1,94	1,61	1,77
3853,8	Si II	1		6,83	1,41		1,84	1,65	1,80	1,62		
3820,4	Fe I	20	3,36	0,86			1,27	0,71				

после исправления v' за тепловое движение атомов, и скорости турбулентных движений v_t .

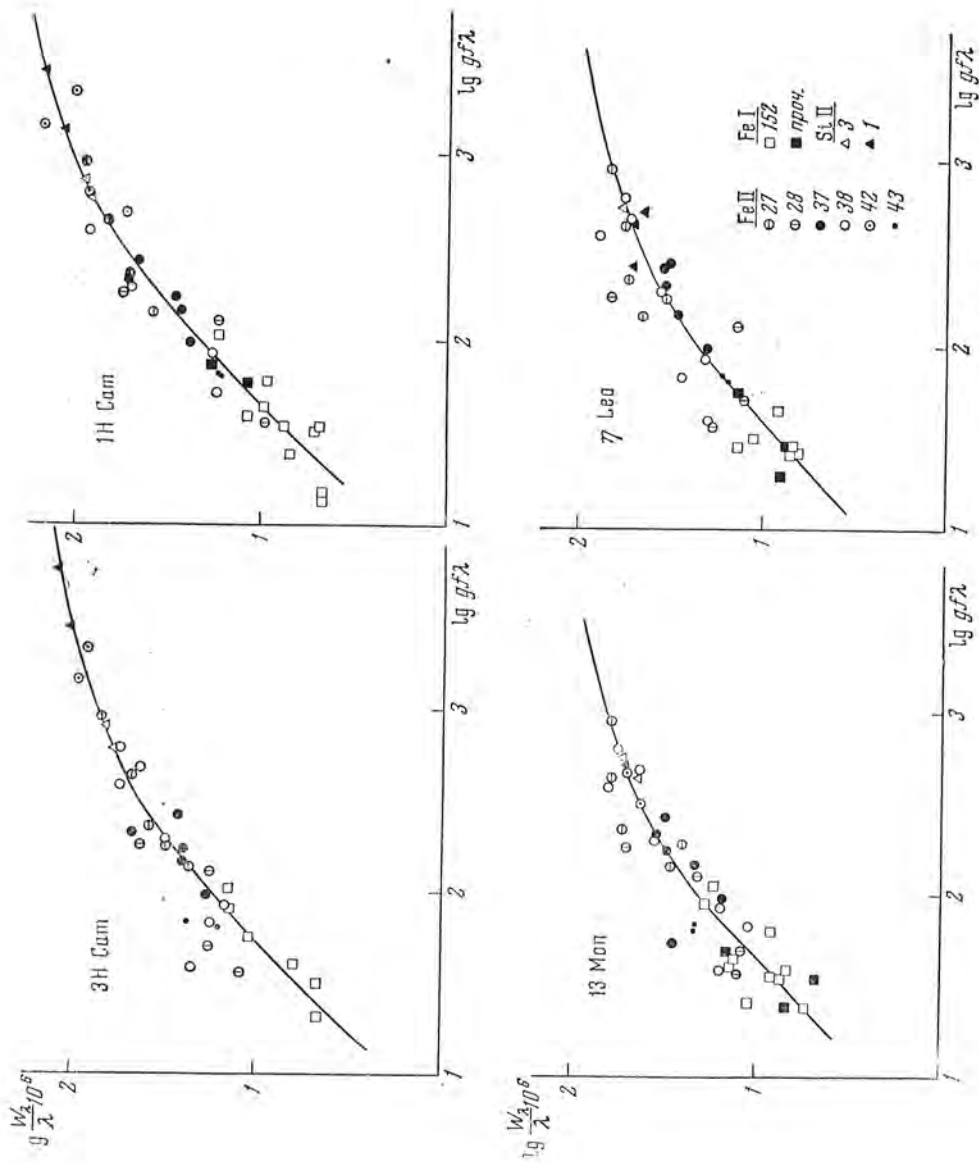
Табл. 5 представляет собой сводку определений этих скоростей. Здесь R_c — максимальная глубина линии в спектре данной звезды, v' — полная доплеровская скорость, полученная из кривой роста, $v_{\text{тепл}}$ — тепловая скорость (принято $T = T_{\text{eff}}$ и $\mu = 56$), v_t — скорость «турбулентных» движений. В последней строке табл. 5 приведены значения $\lg 2R_c v' \pi$, использованные ниже при определении обилия элементов по кривой роста.

Величины турбулентных скоростей, найденные нами по кривым роста сверхгигантов B8 — A0, находятся в хорошем общем согласии с определениями v_t для сверхгигантов поздних подклассов B и класса A. Из сводки определений v_t , приведенной в работе М. Хак [15], видно, что для трех сверхгигантов A2 Ia турбулентные скорости, найденные по кривой

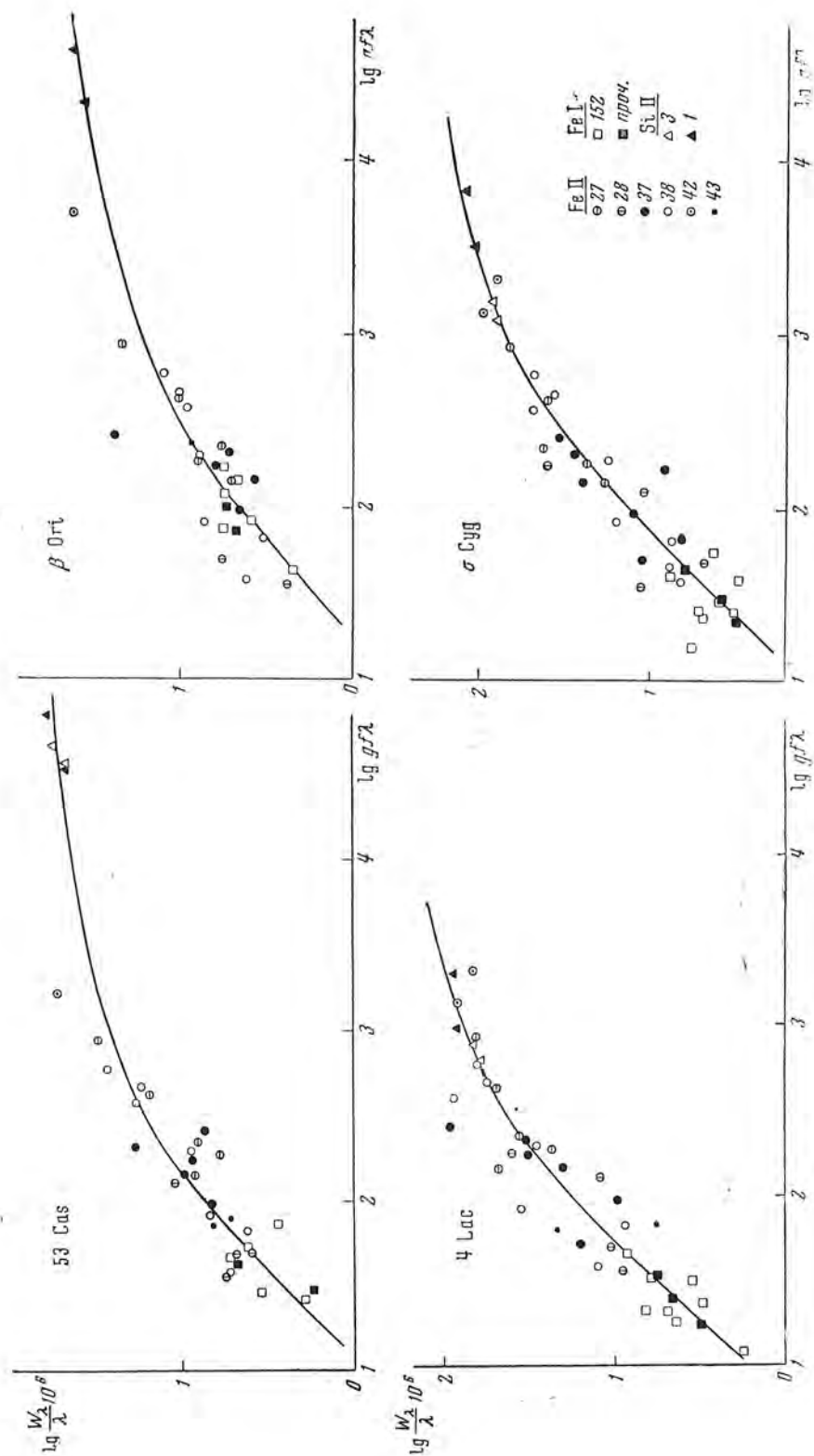
Таблица 4

Линия, терм	η Leo	13 Mon	1H Cam	3H Cam	σ Cyg	δ Lac	β Ori	53 Cas
Эквивалентные ширины линий водорода								
H_{β}	3,63	4,71	1,53	1,81	2,46	3,77	1,23	3,70
H_{γ}	3,73	4,04	1,71	1,82	2,65	3,73	1,04	2,86
H_{δ}	3,62	3,81	1,96	1,81	2,59	3,74	1,33	2,83
H_{ϵ}	3,83	3,68	1,64	1,60	3,31	3,30	1,09	2,36
H_8		3,73	1,79	1,83	3,31	3,30	1,43	1,96
H_9			1,87	1,80	3,35	3,21	1,33	2,03
H_{10}			1,78	1,96	3,00	2,52	1,38	
H_{11}			1,31	1,83	2,78	1,87	1,07	
H_{12}				1,81	2,02	1,57	1,14	
H_{13}				1,70	2,25	1,43	1,08	
H_{14}				1,70	2,02	1,04	1,06	
H_{15}				1,56	2,02	0,99	0,84	
H_{16}				1,46		1,12		
Эквивалентные ширины линий гелия								
$2^3P^0-n^3D$								
4471,5	0,12	0,15	0,26	0,30	0,18	0,43	0,39	0,70
4026,2	0,14	0,13	0,19	0,22	0,30	0,31	0,37	0,58
3819,7			0,14	0,17	0,21	0,25	0,25	
$2^3P^0-n^3S$								
4120,8	0,017:	0,031:	0,05:	0,094	0,049:	0,17	0,063:	0,17
$2^1P^0-n^1D$								
4921,9	0,16	0,11	0,093	0,18			0,34	0,45
4387,9		0,058:	0,093	0,13	0,10	0,32	0,24	0,33
4143,8	0,06:	0,12	0,08	0,13	0,14	0,24	0,12	0,26
4009,3	0,06:	0,054	0,08	0,12	0,13	0,12	0,15	0,25
3926,5		0,027:	0,04:	0,10	0,048:	0,13	0,056:	0,15
3871,8			0,08	0,03:	0,06:	0,028:		
$2^1P^0-n^1S$								
5047,7				0,11				
4437,5	0,039:	0,052:		0,085	0,020:	0,036:		
4169,0	0,030:	0,021:	0,030:		0,038:	0,025:	0,024:	0,021:
4024,0	0,059	0,081	0,080	0,046:	0,080	0,084	0,036:	0,057:
3935,9		0,096	0,060:	0,060:			0,044:	0,029:
3878,2			0,05:	0,030:	0,040:	0,036:		
3838,1			0,05:	0,04:				
$2^1S-n^1P^0$								
5015,7			0,13	0,13	0,16	0,21		
3964,7		0,11	0,10	0,14	0,076	0,048:	0,084	0,24

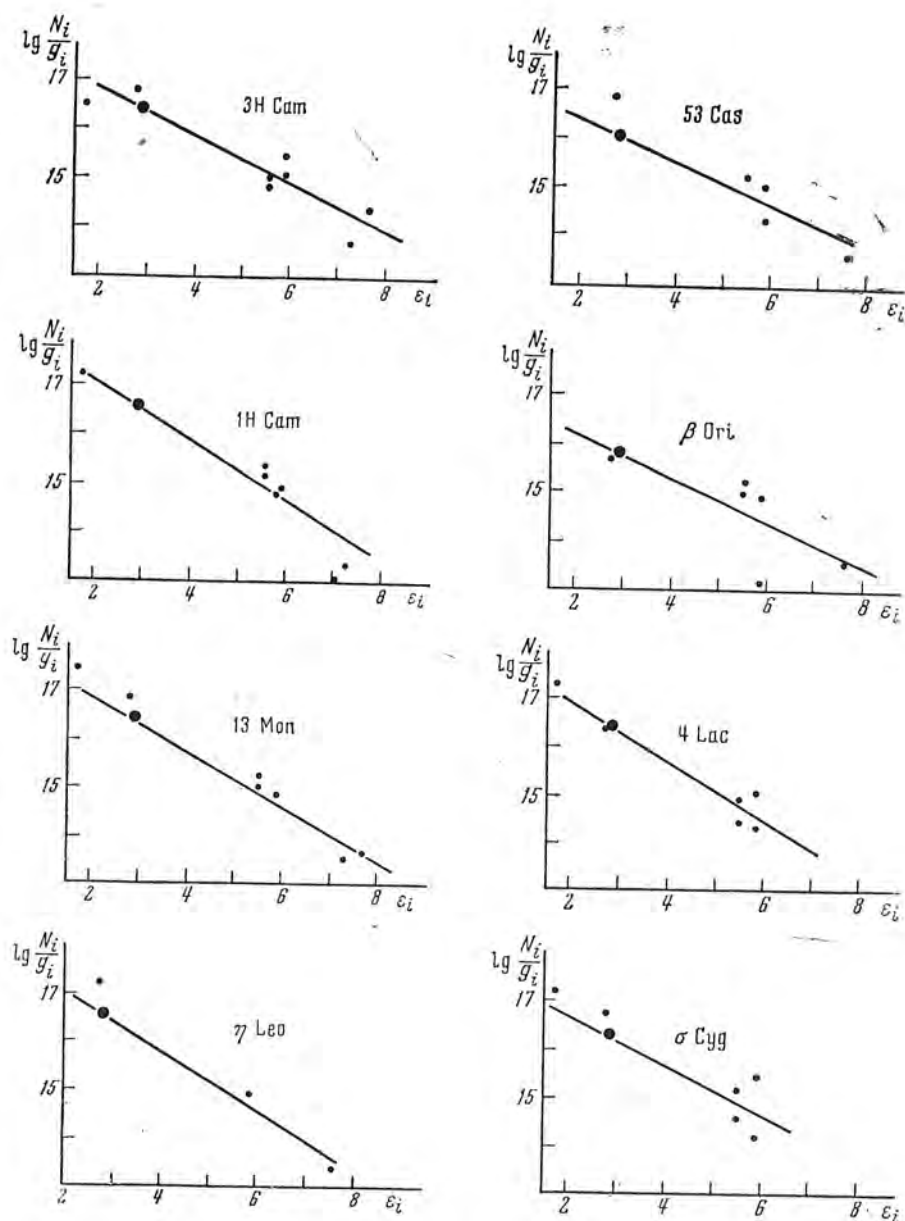
роста, составляют 13,7; 13 и 16 км/сек. Для сверхгиганта β Ori (B8 Ia) скорость, найденная по кривой роста для He I, составляет 5 км/сек [16]. Для трех из изученных в нашей работе сверхгигантов, а именно для η Leo, 13 Mon и 3H Cam, А. А. Боярчуком [17] найдены v_r , равные соответственно 12, 8 и 12 км/сек. (Звезда 3H Cam в работе [17] ошибочно фигурирует под названием 2H Per.)



Фиг. 3. Кривые роста для сверхгигантов 3H Cam, 1H Cam, 13 Mon и 7 Leo



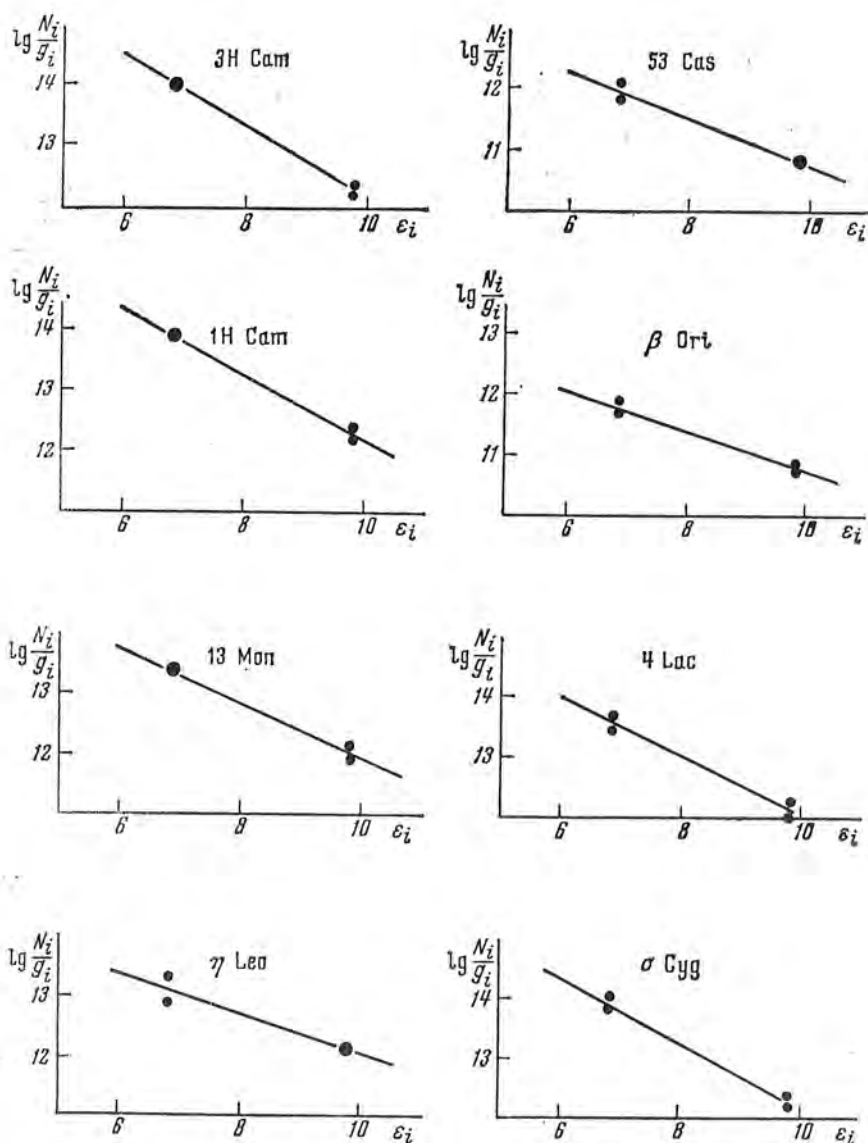
Фиг. 4. Кривые роста для сверхгигантов 53 Cas, $\beta \text{ Ori}$, 4 Lac и $\sigma \text{ Cyg}$



Фиг. 5. Зависимость $\lg \frac{N_i}{g_i}$ от потенциала возбуждения ε_i для Fe II

Таблица 5

	γ Leo	13 Mon	1H Cam	3H Cam	σ Cyg	4 Lac	β Ori	53 Cas
R_c	0,69	0,68	0,68	0,63	0,73	0,70	0,46	0,61
v'	12,0	12,0	24,6	17,4	17,8	16,6	5,2	6,0
$v_{\text{тепл.}}$	1,8	1,8	1,8	1,9	1,9	1,9	2,0	2,0
v_l	11,9	11,9	24,5	17,3	17,7	16,5	4,8	5,7
$\lg 2\pi R_c v'$	1,72	1,71	2,12	1,84	1,91	1,87	1,23	1,37



Фиг. 6. Зависимость $\lg \frac{N_i}{g_i}$ от потенциала возбуждения ϵ_i для Si II

Далее по кривой роста находились для каждой линии по $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ величины $\lg \frac{N_i/\lambda}{2R_c v' \pi}$, из которых с учетом $\lg 2R_c v' \pi$ и $\lg g_i/\lambda$ находились $\lg N_i/g_i$. Далее для элементов, представленных в спектре достаточным числом линий с заметно различающимися потенциалами возбуждения нижних уровней, были построены зависимости $(\lg N_i/g_i, \epsilon_i)$, аппроксимировавшиеся затем прямыми линиями (формула Больцмана). Эти зависимости позволяли определить температуру возбуждения T_v для данного элемента и число атомов в основном состоянии, $\lg \frac{N_0}{g_0}$ (последнее — экстраполяцией к $\epsilon_i = 0$). Такие графики удалось постро-

ить для Fe I, Fe II, Ti II, Cr II, Si II и Mg II. На фиг. 5 и 6 представлены зависимости ($\lg N_i/g_i$, ε_i) для Fe II и Si II. Температуры возбуждения, найденные по таким графикам для Fe II, Cr II, Si II, Ti II, Fe I и Mg II, приведены в табл. 6.

Таблица 6

Звезда	T_v по Fe II	ΔT	T_v по Cr II	ΔT	T_v по Si II	ΔT
53 Cas	11700°	1600°	13300°	4000°	12900°	2500°
β Ori	11700	2700	8400	2400	14600	1700
4 Lac	8400	800	8700	1700	10000	1400
σ Cyg	9900	1400	8000	1000	9500	1000
3H Cam	10100	1300	8400	700	8100	400
1H Cam	9400	2000	7600	2500	9900	600
13 Mon	9000	600	8700	1200	10700	1300
η Leo	8600	1300	10100	900	14800	5500
$\bar{\varepsilon}_i$, $\bar{\sigma}$	4,2		5,1		8,3	

Таблица 6 (продолжение)

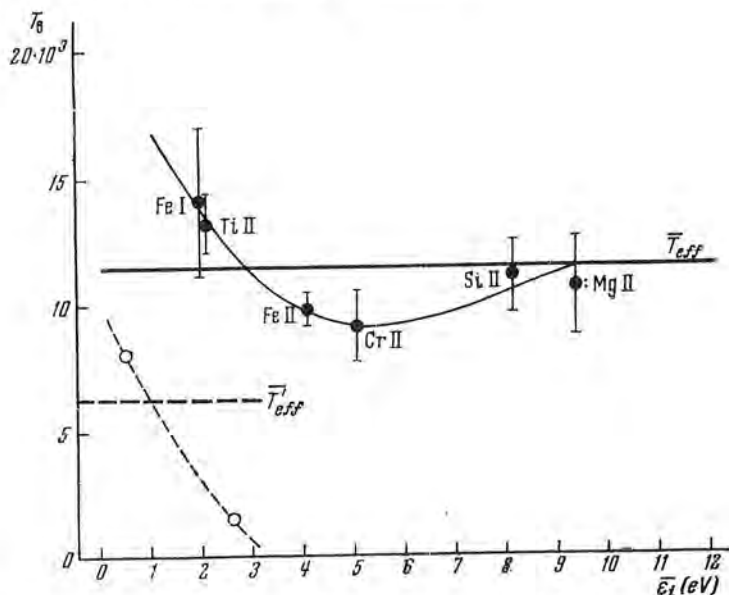
Звезда	T_v по Ti II	ΔT	T_v по Fe I	ΔT	T_v по Mg II	ΔT
53 Cas	18000°	4100°	(20000°)	7000°	—	—
β Ori	13600	4200	(21000)	8500	—	—
4 Lac	14100	2100	10100	2400	11700°	3000°
σ Cyg	13600	500	15300	7500	19000	6000
3H Cam	12000	1700	14400	4500	8700	2000
1H Cam	12600	4000	12800	2400	3200	5000
13 Mon	12600	4200	10100	4500	5000	3000
η Leo	9900	700	9200	3000	6300	3000
$\bar{\varepsilon}_i$, $\bar{\sigma}$	2,1		2,0		9,4	

Легко видеть, что температуры возбуждения, найденные по различным элементам, очень сильно различаются между собой. Обнаруживается определенная связь между T_v и $\bar{\varepsilon}_i$ того элемента, по линиям которого эта температура определялась.

Это обстоятельство ранее неоднократно отмечалось в литературе. В частности, при анализе химического состава атмосфер четырех сверхгигантов F0—F3 класса светимости Ia Г. Абт [9] пришел к следующему выводу. Если пользоваться единой кривой роста для всех химических элементов для данной звезды, то приходится допустить, что T_v зависит от $\bar{\varepsilon}_i$ и меняется для одного из изученных им сверхгигантов от 8100° для $\bar{\varepsilon}_i \approx 0,5 \bar{\sigma}$ до 1600° для $\bar{\varepsilon}_i \approx 2,6 \bar{\sigma}$ при $\bar{T}_v \approx 5200^\circ$.

На фиг. 7 представлена средняя зависимость T_v от $\bar{\varepsilon}_i$ для изученных нами звезд. Зависимости для отдельных звезд были нормированы таким образом, что все звезды приведены к единой (средней) T_{eff} , равной 11 600°. Вертикальной чертой указана средняя ошибка определения

T_v по данному элементу. Здесь же для сравнения приведен ход значений T_v в зависимости от $\bar{\varepsilon}_i$ для сверхгиганта HD 161 796 (F3 Ia) по данным Г. Абта [9] (принято, что $T_{eff} = 6350^\circ$).



Фиг. 7. Средняя для восьми звезд зависимость температуры возбуждения $\overline{T}_v$ от среднего потенциала возбуждения $\bar{\varepsilon}_i$ того элемента, по которому T_v определялась

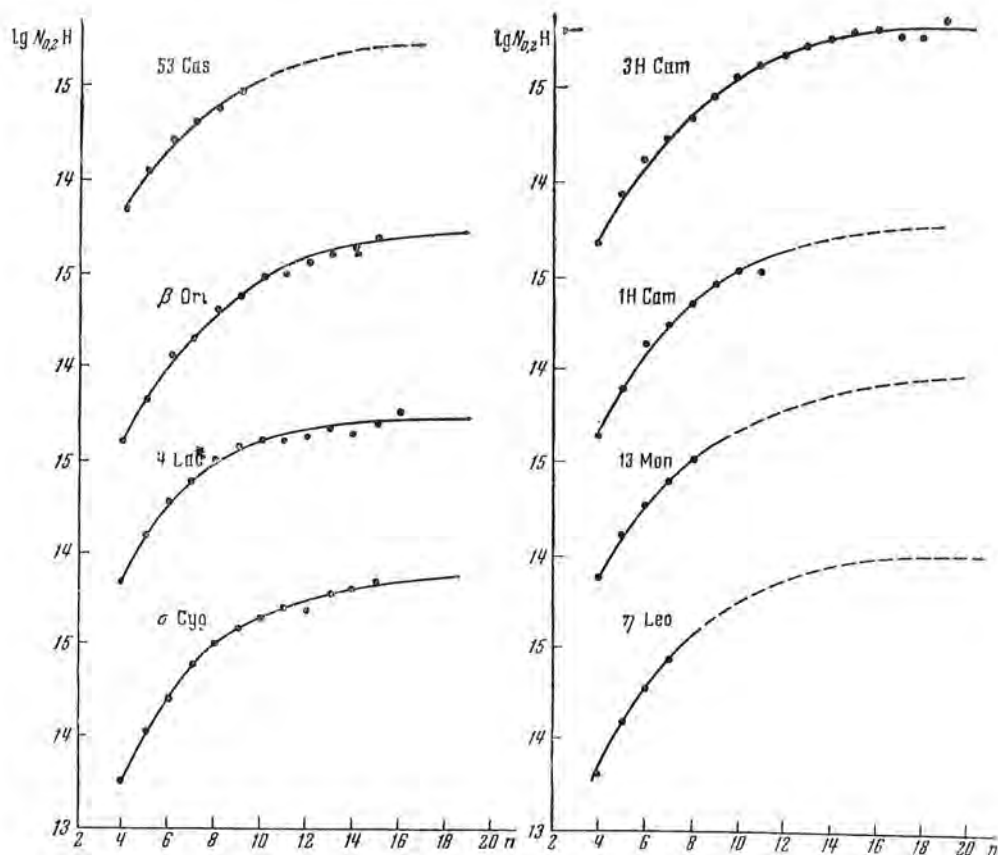
T_{eff} — «средняя» эффективная температура; светлые кружки и пунктирные линии — результаты Г. Абта [9] для сверхгиганта HD 161796 (F3 Ia)

Можно высказать по крайней мере три предположения для объяснения полученной зависимости температуры возбуждения от среднего потенциала возбуждения того химического элемента, по линиям которого температура определялась.

1. Уклонение населенностей возбужденных состояний атомов от определяемых формулой Больцмана.
2. Изменение ν_i с глубиной в атмосфере звезды.
3. Различия в эффективной глубине образования линий с различными потенциалами возбуждения.

Мы не намерены детально рассматривать здесь эти предположения и их относительное влияние на изменение получаемой T_v для различных элементов, так как необходимо более обстоятельно изучить зависимости вида (T_v, ε_i) на основе более обширных и точных определений T_v по большому числу линий различных элементов в спектрах ряда звезд с использованием более точных кривых роста.

Укажем здесь лишь на то обстоятельство, что использование единой кривой роста для всех химических элементов в реальных звездных атмосферах должно привести к возникновению зависимости типа представленной на фиг. 7 (или отмеченной Г. Абтом [9]). Для нас в данном случае важно то, что число атомов в возбужденных состояниях, определяемое непо-



Фиг. 8. Определение величины $\lg(N_{0.2}H)_m$.

средственно по кривой роста, не будет существенно искажено, так как в случае каждого мультиплета середина отрезка кривой роста, создаваемой его линиями, совмещается со средней кривой роста.

§ 3. Электронное давление

Для нахождения полного числа атомов данного элемента во всех стадиях ионизации необходимо знать электронное давление. Мы имели возможность вычислить его двумя способами — по линиям водорода и по линиям, относящимся к какому-либо элементу в двух соседних стадиях ионизации.

Необходимые данные для вычисления $\lg P_e$ по линиям водорода представлены в табл. 7. Здесь для каждой звезды даются значения $\lg N_{0.2}H$, вычисленные для каждой линии, значения $\lg(N_{0.2}H)_m$ (фиг. 8), а также R_c и номер последней наблюдаемой линии бальмеровской серии n_m . В табл. 7 приведены также значения $\lg(N_{0.2}H)_D$, определенные для этих звезд по бальмеровскому скачку методом, описанным в [18].

По $\lg(N_{0.2}H)_m$, R_c и W_λ был определен $\lg n_e$ с помощью обычной формулы

$$W_\lambda^{*1/2} = K N_{0.2} H n_e \left(\frac{R_c}{0.45} \right)^{3/2} \quad (1)$$

	$\lg N_{0,2} \text{ H}$							
	53 Cas	β Ori	4 Lac	σ Cyg	3H Cam	1H Cam	13 Mon	η Leo
Π_{β}	14,16	13,68	14,17	13,98	13,84	13,78	14,26	14,15
Π_{γ}	14,57	14,13	14,68	14,53	14,37	14,34	14,72	14,68
H_{δ}	14,92	14,59	15,04	14,88	14,72	14,76	15,05	15,03
H_{ϵ}	15,11	14,78	15,26	15,26	14,94	14,96	15,30	15,32
H_8	15,25	15,11	15,48	15,48	15,16	15,21	15,53	
H_9	15,45	15,26	15,65	15,66	15,39	15,41		
H_{10}		15,44	15,70	15,77	15,59	15,55		
H_{11}		15,47	15,69	15,88	15,70	15,55		
H_{12}		15,62	15,76	15,86	15,82			
H_{13}		15,71	15,84	16,03	15,91			
H_{14}		15,80	15,80	16,08	16,01			
H_{15}		15,89	15,88	16,18	16,07			
H_{16}			16,01		16,12			
H_{17}					16,03			
H_{18}					16,02			
H_{19}					16,19			
$\lg(N_{0,2} \text{ H})_m$	15,94	15,97	16,25	16,24	16,14	16,01	16,39	16,49
$\lg(N_{0,2} \text{ H})_D$	16,48	16,57	17,29	17,40	17,04	16,68	17,67	18,00
R_c	0,61	0,41	0,70	0,73	0,63	0,68	0,68	0,69
n_m	—	23,5	26,2	25,8	24,2	27,0	24,7	26,6

для линий H_{γ} , H_{δ} и H_{ϵ} , затем найдены $\overline{\lg n_e}$ для каждой звезды и $\lg P_e(\text{H})$.

По номеру последней наблюдаемой линии водорода из табл. 7 с помощью формулы Инглиса — Теллера был вычислен $\lg n_e(n_m)$, а затем $\lg P_e(n_m)$ для каждой звезды. Результаты определения $\lg n_e$ и $\lg P_e$ по линиям водорода приведены в табл. 8.

Таблица 8

	η Leo	13 Mon	1H Cam	3H Cam	σ Cyg	4 Lac	β Ori	53 Cas
$\lg n_e(\text{H}_{\gamma})$	13,75	13,96	13,39	13,39	13,62	14,30	13,17	14,11
$\lg n_e(\text{H}_{\delta})$	13,81	13,97	13,62	13,44	13,67	14,38	13,50	14,16
$\lg n_e(\text{H}_{\epsilon})$	13,90	13,96	13,49	13,36	13,99	14,29	13,34	14,01
$\overline{\lg n_e}$	13,82	13,96	13,50	13,40	13,76	14,32	13,34	14,09
$\lg P_e(\text{H})$	2,00	2,14	1,68	1,59	1,95	2,53	1,58	2,34
$\lg P_e(n_m)$	0,54	0,83	0,54	0,91	0,71	0,57	0,81	0,81
$\lg P_e(\text{Fe})$	2,72	2,65	2,46	2,63	2,62	2,69	3,77	3,21
$\lg P_e(\text{Mg})$	2,21	2,41	2,70	2,40	2,15	1,95	3,31	3,39

Кроме того, мы определили $\lg P_e$ по формуле Саха, применив ее к нейтральному и ионизованному железу и магнию. Полученные два ряда

$\lg P_e$ приведены в двух последних строчках табл. 8. Хотя согласие этих двух рядов очень хорошее, но так как определения $\lg P_e$ по линиям железа более надежны из-за большего числа использованных линий, то в дальнейших вычислениях полных чисел атомов для всех элементов (кроме водорода) использовались определения $\lg P_e$ по линиям железа.

Данные табл. 8 наглядно подтверждают неоднократно отмечавшееся ранее существенное различие в величинах $\lg P_e$, найденных по линиям водорода и линиям металлов.

§ 4. Определение относительного химического состава атмосферы

Для всех химических элементов, кроме водорода и гелия, определение относительного обилия основаны на использовании кривой роста.

По полученным из кривой роста величинам $\lg N_i/g_i$ искали $\lg N_1/g_1$ — числа атомов на нижнем энергетическом уровне.

Числа атомов гелия на уровнях 2^1P^0 и 2^3P^0 определялись так же, как величины $N_{0,2}H$ для водорода (фиг. 9).

Все элементы представлены в спектрах изучаемых звезд линиями ионов или нейтральных атомов. Однако вследствие сравнительно высокой температуры в атмосферах этих звезд доля дважды ионизованных атомов существенна или преобладает практически для всех элементов. Весьма высока степень ионизации и для водорода. Лишь для C II и He I из-за больших потенциалов ионизации не возникла необходимость учитывать долю атомов в следующей стадии ионизации.

При вычислениях полных чисел атомов принимались во внимание, естественно, переходные множители для нормировки относительных сил осцилляторов в соответствии с данными табл. 3 из работы [11]. Для Sr и Y в работе [11] не приведены переходные множители, поэтому найденные нами содержания этих элементов остались ненормированными. Чтобы подчеркнуть это, символы этих двух элементов отмечаются в тексте, в таблицах и рисунках звездочкой.

Следует особо остановиться на определении содержания водорода, так как в этом случае ряд обстоятельств существенно усложняет процедуру определения полного числа атомов водорода в атмосфере по наблюдаемым спектральным характеристикам.

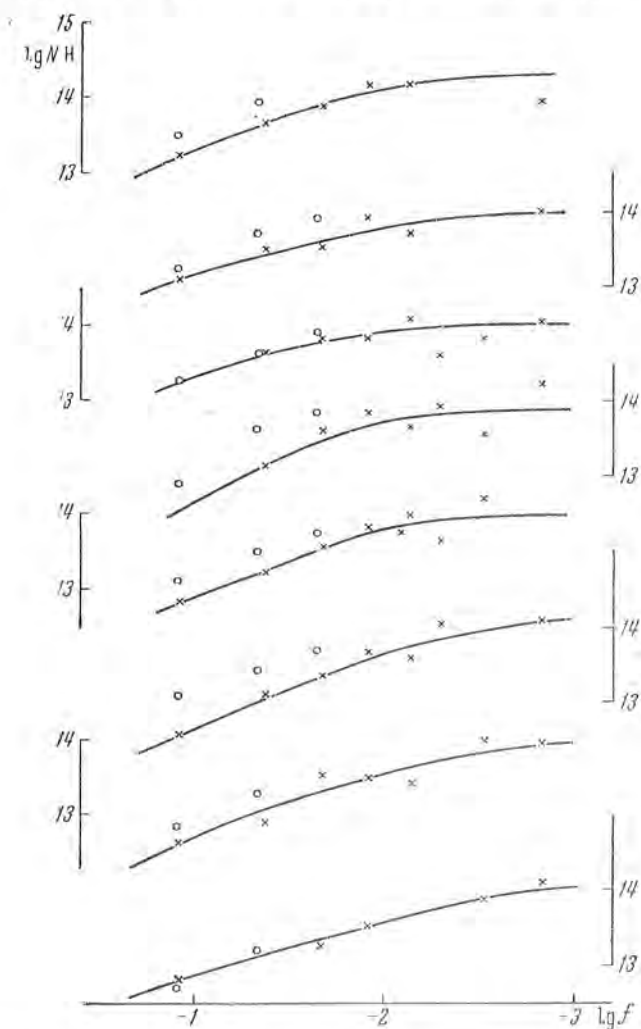
По водородному спектру мы можем определить два типа электронных давлений: $\lg P_e(n_m)$ — по номеру последней наблюдаемой линии и $\lg P_e[(N_{0,2}H)_m]$ — по методу «оптически тонкого слоя».

Известно, однако, что значение $\lg P_e(n_m)$ характеризует сравнительно внешние слои атмосферы звезды с $\bar{\tau} \approx 0,10$, а $\lg P_e[(N_{0,2}H)_m]$ является верхним пределом значения $\lg P_e$ для атмосферы в среднем, так как используемое в формуле (1) значение $\lg (N_{0,2}H)_m$ оказывается заниженным.

С другой стороны, мы имеем возможность определить величину $\lg N_{0,2}H$ в атмосфере звезды по бальмеровскому скачку D . Так как

скачок возникает в среднем в более глубоких слоях атмосферы, чем водородные линии, то значение $\lg(N_{0,2}H)_D$ будет завышенным.

Легко видеть из комбинации формул Больцмана и Саха, что при определении по $\lg N_i/g_i$ в какой-либо стадии ионизации общего числа атомов в следующей стадии ионизации, занижение числа $\lg N_i/g_i$ экви-



Фиг. 9. Определение числа атомов гелия в состояниях 2^1P^0 (крестики) и 2^3P^0 (кружки)

валентно завышению $\lg P_e$. Чаще всего при «грубом анализе» для определения полного числа атомов водорода используются значения $\lg(N_{0,2}H)_m$ и $\lg P_e(n_m)$ (см., например, [17]), что в какой-то мере оправдано, так как обе эти величины, найденные указанными способами, занижены по сравнению со средними их значениями для атмосферы в целом и полное число атомов (особенно, если T_H велика и водород в значительной мере ионизован) не будет существенно искажаться.

В дополнение к этому методу определения числа атомов ионизованного водорода мы применили иную комбинацию $\lg N_{0,2}H$ и $\lg P_e$,

а именно $\lg(N_{0,2}H)_D$ и $\lg P_e[(N_{0,2}H)_m]$, которые, как легко видеть из сказанного, завышены.

Таким образом было получено два ряда определений $\lg N^+$ для водорода. Они приведены вместе с $\lg N^+$ в табл. 9. Согласие $\lg N^+$ в этих двух рядах вполне удовлетворительное. В дальнейшем для каждой звезды использовалось простое среднее из двух определений $\lg N^+$. Заметим, что вследствие высокой степени ионизации водорода $\lg N^+ \approx \lg N$.

Таблица 9

	η Leo	43 Mon	411 Cam	311 Cam	σ Cyg	4 Lac	β Ori	53 Cas
$\lg N^+ [(N_{0,2} H)_m, P_e(n_m)]$	23,42	23,03	22,96	22,80	23,04	23,00	22,99	23,00
$\lg N^+ [(N_{0,2} H)_D, P_e(N_{0,2}H)_m]$	23,45	23,02	22,49	23,02	23,02	23,01	22,82	22,01
$\lg N^+$	23,43	23,02	22,72	22,91	23,03	23,00	22,90	22,50
	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$	$\pm 0,24$	$\pm 0,11$	$\pm 0,01$	$\pm 0,01$	$\pm 0,09$	$\pm 0,50$

Полученные содержания водорода и гелия были нормированы. Способ нормирования был обычным (см., например, [8]).

Полученные относительные содержания химических элементов приведены в табл. 10. Здесь для каждой звезды и каждого элемента указано число атомов в наблюдаемых и вычисленных по формуле Саха стадиях ионизации (кроме водорода, для которого $\lg N_0$ не приводится) и полное число атомов данного элемента в атмосфере — $\lg N$.

Далее для каждой звезды в отдельности относительное содержание элементов было нормировано к «стандартному» способом образования разностей $\delta = \lg N - \lg N_{ст}$ для отдельных элементов, нахождения средней по всем элементам разности $\bar{\delta}$ и введения этой поправки в $\lg N$ для каждого элемента. Эти значения нормировочной поправки $\bar{\delta}$ приведены для каждой звезды в первой строке табл. 10.

Окончательно принятые данные об относительном химическом составе для восьми изученных звезд приведены в табл. 11 и представлены графически на фиг. 10.

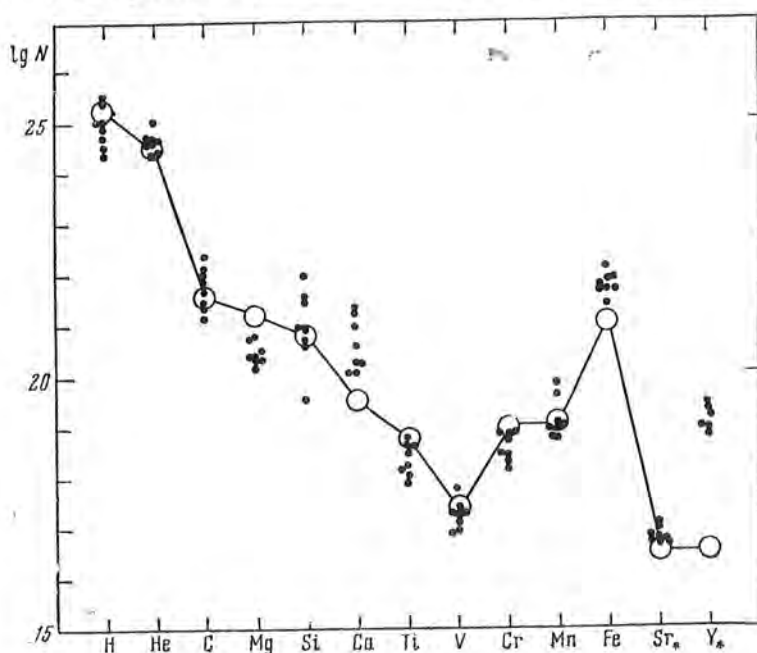
При определении нормировочной поправки $\bar{\delta}$ значения $\lg N$ для Sr_* и Y_* не использовались по упоминавшимся выше причинам.

Анализ табл. 11 и фиг. 10, а также сравнение точности наших результатов определения химического состава сверхгигантов с точностью определений, выполненных другими авторами, показывают, что в пределах ошибок определения химический состав восьми сверхгигантов B8 — A0 не отличается от «среднего химического состава», найденного примерно по 50 звездам различных типов. Малому отношению H/He по сравнению со стандартным не стоит придавать большого значения, так как точность определения $\lg N(H)$ и $\lg N(He)$ весьма невысока. Особенно велики ошибки в случае гелия, так как вследствие большого потенциала возбуждения ($\epsilon_i = 21,43$ эв) произведение $\theta \epsilon_i$, входящее в $\lg N$ как слагаемое, при сравнительно небольшой ошибке в T_{eff} может существенно повлиять

	η Leo	13 Mon	1 H Cam	3 H Cam	σ Cyg	4 Lac	β Ori	53 Cas
$\bar{\delta}$	+0,14	+0,02	-0,38	-0,37	-0,01	-0,07	+0,30	+0,00
H lg N^+	25,43	25,02	24,72	24,91	25,03	25,01	24,90	24,50
He lg N_0	24,93	24,74	24,97	24,37	24,79	24,76	24,10	24,20
C lg N^+	21,01	21,98	22,35	21,82	21,66	21,44	21,43	21,88
Mg lg N_0	16,31	16,18	16,34	16,15	15,53	15,61	15,82	15,85
lg N^+	20,33	20,00	20,02	20,13	19,76	20,13	19,48	19,42
lg N^{++}	20,38	20,12	20,39	20,59	20,23	20,69	19,50	20,13
lg N	20,66	20,37	20,54	20,72	20,36	20,80	19,79	20,21
Si lg N^+	19,35	20,49	21,17	22,21	21,34	20,87	20,64	21,37
lg N^{++}	18,32	19,53	20,48	21,61	20,75	20,39	19,64	21,08
lg N	19,39	20,54	21,25	22,30	21,44	20,99	20,68	21,55
Ca lg N_0	15,14	15,08	15,85	15,25	14,75	15,00	15,40	15,16
lg N^+	18,67	18,69	19,73	20,13	18,64	18,92	18,63	19,02
lg N^{++}	19,91	20,00	21,29	21,71	20,23	20,59	19,66	20,94
lg N	19,93	20,02	21,30	21,72	20,24	20,60	19,70	20,95
Ti lg N^+	17,79	17,75	17,67	17,55	16,86	17,12	17,67	13,20
lg N^{++}	18,33	18,36	18,53	18,48	17,80	18,03	18,10	18,31
lg N	18,44	18,46	18,59	18,53	17,85	18,08	18,24	18,34
V lg N^+	16,46	16,26	16,52	16,31	16,32	16,25	16,29	16,37
lg N^{++}	16,98	16,85	17,37	17,22	17,24	17,25	16,72	17,48
lg N	17,10	16,95	17,43	17,27	17,29	17,29	16,86	17,51
Cr lg N_0	16,04	16,07	16,04	16,01	15,64	15,32	15,32	16,10
lg N^+	17,88	18,43	18,82	18,34	18,38	17,98	18,10	17,18
lg N^{++}	17,73	18,35	18,99	18,62	18,67	18,37	18,01	17,78
lg N	18,16	18,69	19,21	18,80	18,85	18,52	18,36	17,88
Mn lg N^+	18,61	18,65	18,85	18,61	18,23	18,48	19,22	18,85
lg N^{++}	18,55	18,66	19,13	18,97	18,60	18,95	19,17	19,50
lg N	18,88	18,96	19,31	19,13	18,75	19,07	19,50	19,59
Fe lg N_0	18,44	18,18	17,98	17,78	17,54	17,80	17,45	17,20
lg N^+	21,86	21,67	21,71	21,54	21,31	21,69	20,66	20,94
lg N^{++}	21,50	21,38	21,68	21,63	21,41	21,59	20,36	21,33
lg N	22,02	21,85	22,00	21,99	21,66	21,94	20,84	21,48
Sr _* lg N^+	15,31	15,08	15,10	15,12	14,94	14,88	15,11	14,40
lg N^{++}	16,87	16,71	16,97	17,01	16,74	16,84	16,41	16,36
lg N	16,88	16,71	16,97	17,01	16,74	16,84	16,43	16,36
Y _* lg N^+	17,87	17,36	17,66	17,67	17,59	17,73	—	—
lg N^{++}	19,14	18,70	19,25	19,29	19,22	19,47	—	—
lg N	19,16	18,72	19,26	19,30	19,23	19,48	—	—

на величину $\lg N$ (He), получаемую по формуле Больцмана. Частично по той же причине велик разброс в значениях $\lg N$ для углерода. Большой разброс значений $\lg N$ для кремния связан в значительной мере с тем, что для определения содержания кремния было использовано малое число линий, лежащих к тому же на пологую часть кривой роста. Однако не исключена возможность того, что частично этот разброс обусловлен аномалиями в относительном содержании кремния в атмосферах изучаемых звезд. Для определения полного числа атомов кальция мы вынуждены были дважды применять формулу Саха, так как в спектрах наших звезд были

измерены только линии нейтрального кальция, а большинство атомов кальция в атмосферах этих звезд находится в дважды ионизованном состоянии. Это также привело к большим ошибкам в значении $\lg N$ для кальция.



Фиг. 10. Относительный химический состав для восьми сверхгигантов В8 — А0. Большие светлые кружки — «стандартный химический состав» [8]

Сравнение наших определений относительного обилия элементов в звездах η Leo, 13 Mon и 3H Cam с определениями А. А. Боярчука для этих же звезд [17] показало довольно хорошее согласие, однако имеются значительные различия в $\lg N$ для Fe (до 1,5), которым мы не смогли найти сколько-нибудь удовлетворительного объяснения.

Таблица 11

Элемент	«Стандарт»	η Leo	13 Mon	1H Cam	3H Cam	σ Cyg	4 Lac	β Ori	53 Cas
H	25,25	25,57	25,04	24,34	24,54	25,02	24,94	25,22	24,50
He	24,47	25,07	24,76	24,59	24,40	24,78	24,69	24,42	24,20
C	21,55	21,15	22,00	22,37	21,45	21,65	21,37	21,73	21,88
Mg	21,20	20,80	20,39	20,16	20,35	20,35	20,73	20,09	20,21
Si	20,80	19,53	20,56	20,87	21,93	21,43	20,92	20,98	21,55
Ca	19,50	20,07	20,04	20,92	21,35	20,23	20,53	20,00	20,95
Ti	18,80	19,58	18,48	18,21	18,16	17,84	18,01	18,54	18,34
V	17,35	17,24	16,97	17,05	16,90	17,28	17,22	17,16	17,51
Cr	18,97	18,30	18,71	18,83	18,43	18,84	18,45	18,66	17,88
Mn	19,05	19,02	18,98	18,93	18,76	18,74	19,00	19,80	19,59
Fe	21,05	22,16	21,87	21,62	21,62	21,65	21,87	21,14	21,48
Sr*	16,50	17,02	16,73	16,59	16,64	16,71	16,77	16,73	16,36
Y*	16,50	19,30	18,74	18,88	18,93	19,22	19,41		

	η Leo		13 Mon		3H Cam	
	эта работа	[17]	эта работа	[17]	эта работа	[17]
$\lg (N_{0,2} \text{ H})_{\max}$	16,49	16,45	16,39	16,40	16,14	16,30
R_c	0,69	0,85	0,68	0,80	0,63	0,65
$\lg 2R_c v_l$	1,22	1,32	1,21	1,41	1,34	1,20
v_l	12	12	12	8	17	12
$\lg N_{2P}(\text{He})$	13,71	13,50	13,52	13,70	13,96	13,70
$\lg n_e(n_m)$	12,36	12,72	12,65	12,75	12,72	12,20
$\bar{T}_w$	9800°	9400°	9400°	9700°	10300°	10300°

В табл. 12 представлено сравнение некоторых параметров атмосфер трех общих звезд по определениям А. А. Боярчука и нашим.

Большинство изученных нами сверхгигантов расположено вблизи галактической плоскости, в пределах слоя, образуемого объектами плоских подсистем Галактики. Единственным исключением в этом отношении, возможно, является звезда η Leo, имеющая $b = 55^\circ$ и $z = 600$ пс. Однако эта звезда не показывает явных аномалий в химическом составе, подобных тем, которые обнаружены Г. Абтом у сверхгигантов, находящихся на больших расстояниях от галактической плоскости. Правда, примерно для половины элементов, представленных на фиг. 10, точки, относящиеся к η Leo, занимают экстремальное положение по отношению к остальным звездам, но и для этих элементов отклонения $\lg N$ от среднего $\overline{\lg N}$ для всех звезд (возможно, за исключением кремния) порядка обычных ошибок в определении $\lg N$.

Июнь 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. A. Abt. Ap. J., 126, 138, 1957.
2. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 6, 84, 1951.
3. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 54, 1959.
4. E. Böhm-Vitense. Publ. Astr. Soc. Pacif., 68, 56, 1956.
5. Г. А. Шайн, П. Ф. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обс., 4, 49, 1949.
6. M. G. J. Minnaert. M. N. R. A. S., 117, 315, 1957.
7. M. Hack. Mem. Soc. Astr. Italiana, 30, 3, 1959.
8. А. А. Боярчук. Вопросы космогонии, 7, 217, 1960.
9. H. A. Abt. Ap. J., 131, 99, 1960.
10. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 148, 1960.
11. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 234, 1960.
12. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер, ИЛ, 1949, стр. 288.
13. L. H. Aller. Ap. J., 123, 117, 1956.
14. K. Hunger. Zs. f. Ap., 39, 36, 1956.
15. M. Hack. Mem. Soc. Astr. Italiana, 27, No 4, 1956.
16. L. Goldberg. Ap. J., 89, 623, 1939.
17. А. А. Боярчук. Астр. журн., 36, 766, 1959.
18. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 232, 1961.

ЭФФЕКТ ЯРКИХ ПОЛОС В СПЕКТРЕ НОВОЙ ГЕРКУЛЕСА
1960 ГОДА И ЗАКОН ИЗМЕНЕНИЯ ЕЕ БЛЕСКА

И. Ф. Чугайнов

Изучено влияние ярких полос в спектре Новой Геркулеса 1960 на ее блеск — так называемый «эффект ярких полос». Фотометрические наблюдения были получены автором [3]. Спектрофотометрический материал для участка $\lambda\lambda$ 3500—5000 Å взят из [4]. Яркие полосы в участке спектра Новой $\lambda\lambda$ 5000—6560 Å измерены по спектрограммам с объективной призмой, полученным М. В. Савельевой.

Построены логарифмические кривые величины U, B, V и B^*, V^* , исправленных за эффект ярких полос. Первые три из них обнаруживают излом вблизи значения $\lg t = 1.5$. Соответствующее падение блеска по отношению к максимальному $\Delta m = 4.1$ в синих лучах. По-видимому, в этот момент Новая вступила в переходную стадию.

Проведена экстраполяция логарифмических кривых к моменту максимума блеска.

Освобожденный от влияния ярких полос показатель цвета $B^* - V^*$ Новой в промежутке времени, охваченном наблюдениями, изменялся от $+0^m,7$ до $+0^m,9$, что соответствует изменению спектрофотометрической температуры от 6000 до 5000°.

THE BRIGHT BANDS EFFECT IN THE SPECTRUM OF N HER 1960 AND REGULARITIES OF ITS LIGHT VARIATIONS, by P. F. Chugainov.— The influence of bright bands in the spectrum of N Her 1960 on its magnitude, the so-called «bright bands effect», has been studied. Spectrophotometric data for the spectral region λ 3500—5000 Å were taken from [4]. The bright bands in the region λ 5000—6560 Å were measured on spectrograms of N Her taken with an objective prism by M. V. Savelyeva.

Logarithmic U, B, V curves and also B^*, V^* , corrected for the bright bands effect are obtained. The first three show a break near $\lg t = 1.5$. The corresponding decrease in brightness relative to the maximum $\Delta m = 4.1$ in blue light. Apparently at this moment the Nova entered the transitional stage.

The logarithmic curves are extrapolated to the moment of brightness maximum. The color index $B^* - V^*$ (corrected for the bright bands effect) of the Nova in the interval of time covered by observations changed from $0.^m7$ to $0.^m9$, which corresponds to a change in the spectrophotometric temperature from 6000° to 5000°.

Изменение блеска новой звезды после максимума блеска объясняется, как известно, уменьшением излучения в ее непрерывном спектре и изменениями интенсивностей ярких полос. Для изучения происходящих при этом физических процессов наилучшими исходными данными являются абсолютные спектрофотометрические измерения. Из них могут быть получены кривые изменения энергетического потока излучения в непрерывном спектре и в каждой из ярких полос [1].

Другой метод состоит в определении спектрофотометрической температуры, эквивалентных ширин полос и кривой блеска новой. Поток излучения в непрерывном спектре находят вычитанием из полученного фотометрическим путем интегрального потока той относительной доли излучения, которая вносится яркими полосами. Используя эти данные, можно найти также энергетические потоки излучения в каждой из ярких полос.

Влияние ярких полос в спектрах новых звезд на их блеск впервые было изучено Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [2], назвавшим его «эффектом ярких полос». В настоящей работе при использовании данных фотометрических и спектрофотометрических наблюдений Новой Геркулеса 1960 г. исследован эффект ярких полос в ее спектре и закон изменения ее блеска.

Фотометрический материал взят из нашей предыдущей работы [3]. Интенсивности ярких полос в спектре Новой изучены Э. Р. Мустелем, И. М. Копыловым, Л. С. Галкиным, Р. Н. Кумайгородской и Т. М. Барташ [4]. Авторы предоставили в наше распоряжение также весь полученный ими спектрофотометрический материал, по которому мы, дополнив их измерения, вывели эквивалентные ширины всех ярких полос и бленд в участке спектра $\lambda\lambda$ 3650—5000 Å. Участок спектра $\lambda\lambda$ 5000—6560 Å был изучен по спектрограммам, полученным М. В. Савельевой с объективной призмой на телескопе АЗТ-5 Южной станции ГАИШ (дисперсия 200 Å/мм у Н_γ). По 30 спектрограммам, полученным с 11 марта по 28 апреля, были выведены эквивалентные ширины всех полос и бленд в этом участке, кроме Н_α, которая всюду была передержана. М. В. Савельева любезно разрешила использовать эти данные для нашей работы.

Эквивалентная ширина Н_α была оценена по бальмеровскому декременту, который дан в [4], и по измерениям с интерференционным фильтром, выполненным В. В. Прокофьевой [5]. Оба способа дают среднее значение эквивалентной ширины около 5000 Å в период с середины марта по конец апреля.

Формулы для учета влияния ярких полос в спектре новой звезды на ее звездную величину выведены Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [2]. Если m обозначает наблюдаемую звездную величину в какой-либо цветовой системе и m^* — звездную величину, освобожденную от влияния ярких полос, то

$$m^* - m = 2,5 \lg \frac{\sum p_{\lambda} W_{\lambda} + L}{L},$$

$$L = \int_0^{\infty} p_{\lambda} d\lambda,$$

$$p_{\lambda} = \frac{\varepsilon(\lambda) \varphi(\lambda) \psi(\lambda) \chi(\lambda)}{[\varepsilon(\lambda) \varphi(\lambda) \psi(\lambda) \chi(\lambda)]_{\max}},$$

где W_{λ} — эквивалентная ширина полосы; $\varepsilon(\lambda)$ — функция распределения энергии в непрерывном спектре; $\varphi(\lambda)$ — спектральная чувствительность приемника излучения — фотумножитель плюс фильтр; $\psi(\lambda)$ — коэффициент прозрачности земной атмосферы; $\chi(\lambda)$ — коэффициент пропускания оптики; p_{λ} и L — соответственно монохроматический и интегральный

действующие потоки лучистой энергии, относящиеся к излучению в непрерывном спектре Новой и выраженные в относительных единицах [6].

Распределение энергии в непрерывном спектре Новой Геркулеса 1960 г. было изучено в [4, 7]. Судя по кривым $\lg E (1/\lambda)$, приведенным в [4], спектрофотометрическая температура Новой в период с середины марта по конец апреля составляла около 7000° (без учета влияния межзвездного поглощения). Согласно [7] она была равна $10\,000^\circ$ 17 марта и 6500° 20 марта. Для вычисления величины p_λ нами было принято, что распределение энергии в непрерывном спектре Новой в интервале $\lambda\lambda\ 3650\text{--}6560\ \text{\AA}$ соответствовало температуре 7000° . Чтобы оценить ошибки, вносимые неточным знанием спектрофотометрической температуры, все вычисления были проведены также для температур 9000 и 5000° .

Поскольку наши фотометрические наблюдения были редуцированы к системе U, B, V , мы использовали данные о спектральной чувствительности аппаратуры из работы Х. Джонсона [8]. Такая процедура была бы достаточно строгой, если бы рассматриваемые звезды имели чисто непрерывный спектр излучения. Наличие ярких полос в спектре может внести в нее некоторую неопределенность. Однако, поскольку наша цветовая система физически довольно близка к системе Джонсона, вносимые такой процедурой ошибки, по-видимому, небольшие.

Коэффициент прозрачности земной атмосферы был взят из статьи В. А. Крата [9].

Эффект ярких полос был вычислен нами для звездных величин, полученных с фильтрами B и V . В области спектра, охватываемой фильтром U , согласно данным спектральных наблюдений не было заметных ярких полос, за исключением сливающихся высших членов серии Бальмера в участке $\lambda\lambda\ 4050\text{--}3650\ \text{\AA}$. Можно считать, что звездные величины, полученные с фильтром U , характеризуют в основном непрерывное излучение в интервале $\lambda\lambda\ 4050\text{--}3000\ \text{\AA}$.

Результаты вычислений величин p_λ для всех полос и бленд, находящихся в участках спектра, охватываемых фильтрами B и V , приведены в табл. 1 и 2. В первом и втором столбцах даны длины волн полос λ и их идентификация. Для тесно блендирующихся полос принималось среднее весовое значение длины волны $\bar{\lambda}$ — столбец третий. В последующих столбцах приведены величины p_λ , полученные при трех значениях спектрофотометрической температуры Новой: 5000 , 7000 и 9000° . В последних строчках таблиц даны значения величины L в ангстремах, полученные численным интегрированием.

В табл. 3 и 4 приведены результаты вычислений величины $m^* - m$ для фильтров B и V . Значения эквивалентных ширин полос осреднялись по нескольким последовательным ночам наблюдений. В первом столбце дана средняя дата, в последующих — значения величины $p_\lambda W_\lambda$ для соответствующих полос и бленд, в последнем столбце — величина $m^* - m$.

Величины $m^* - m$ были вычислены также для значений спектрофотометрической температуры Новой 5000 и 9000° . Максимальные различия по сравнению со значениями $m^* - m$, приведенными в табл. 3, 4, оказались $\pm 0^m,02$ в синих и $\pm 0^m,04$ в желтых лучах. Можно, по-видимому,

считать, что некоторая неуверенность в принятом значении температуры не вносила существенных ошибок.

В связи с тем, что в предыдущих работах по новым звездам эффект ярких полос изучался только в фотографических лучах, интересно отметить, что полученные нами для Новой Геркулеса 1960 г. значения m^* — m значительно больше в синих лучах, чем в желтых.

Рассмотрим особенности кривой блеска Новой Геркулеса 1960 г.

Как было показано Б. А. Воронцовым-Вельяминовым, падение блеска новых звезд после максимума в течение определенного промежутка времени может быть представлено формулой вида

$$m = m_0 + b_1 \lg t,$$

где m — звездная величина в данный момент t , отсчитываемый в сутках от момента максимума, а m_0 и b_1 — постоянные. Затем значение коэффициента b скачкообразно изменяется и дальнейшее изменение звездной величины происходит по закону

$$m = m_1 + b_2 \lg t,$$

и т. д. [40]. Величина m_0 соответствует звездной величине в максимуме, если ее приписывать моменту, следующему через одни сутки после реального максимума ($\lg t = 0$). Это вызвано тем, что при $t = 0$ приведенные формулы теряют смысл. Согласно Б. А. Воронцову-Вельяминову, можно, однако, считать, что в пределах одних суток после достижения максимума блеск новой постоянен.

У Новой Геркулеса 1960 г. восходящая часть кривой блеска была, как известно, пропущена. Первые оценки блеска, данные С. Кахо [11], следующие.

Дата, $U. T.$	m_{pg}
Март 4,85	3,0
Март 5,82	3,5
Март 7,81	4,4

На пластинке, полученной 27 февраля, Новая была слабее 10^m . Таким образом, максимум был достигнут между 27 февраля и 4 марта, а с самого начала наблюдений блеск Новой падал. Мы приняли за момент максимума дату март 3,8 с тем, чтобы date март 4,8 соответствовал $\lg t = 0$.

На фиг. 1 и 2 приведена зависимость полученных нами [3] звездных величин Новой в системе U, B, V и исправленных за эффект ярких полос B^* и V^* от $\lg t$. Как и у других новых звезд, эта зависимость состоит из участков прямых. Наклон прямых, представляющих изменение звездных величин U, B, V , скачкообразно увеличивается вблизи значения $\lg t = 1,5$. Соответствующее изменение звездной величины Новой по отношению к ее максимальному блеску $\Delta m = 4,1$ в синих лучах. Б. А. Воронцов-Вельяминов отметил 7 новых звезд (из 23 изученных), у которых происходило изменение коэффициента b_1 вблизи $\Delta m = 3,8$ [40]. С другой стороны, согласно Д. Мак Лафлину [12], приблизительно такому же значению Δm соответствует начало переходной стадии на кривых блеска новых.

Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	Идентификация	$\bar{\lambda}, \text{Å}$	P_{λ}		
			$T_c = 5000^\circ$	$T_c = 7000^\circ$	$T_c = 9000^\circ$
3732	H ₁₀ , H ₁₁ ... H _c	3732	0,03	0,04	0,05
3835	H ₉	3835	0,17	0,22	0,25
3889	H ₈	3889	0,41	0,50	0,54
3934	K Ca II	3934	0,62	0,74	0,80
3970	H _ε	3970	0,71	0,83	0,89
4009	He I	4026	0,79	0,90	0,96
4026	He I				
4072	O II				
4075	O II	4070	0,84	0,94	0,98
4068	[S II]				
4075	[S II]				
4101	H _δ	4101	0,88	0,96	0,99
4138	?	4138	0,91	0,98	1,00
4177	Fe II	4187	0,94	0,99	1,00
4187	?				
4195	N III				
4200	He II, N III	4233	0,97	1,00	1,00
4233	Fe II				
4267	C II				
4287	[Fe II]	4287	0,98	0,99	0,97
4301	Fe II	4301	0,99	0,98	0,97
4340	H _γ	4340	1,00	0,98	0,96
4363	[O III]	4375	1,00	0,97	0,94
4388	He I				
4416	O II				
4437	He I	4437	0,99	0,94	0,89
4471	He I	4471	0,98	0,92	0,87
4481	Mg II	4481	0,98	0,91	0,86
4510	N III	4555	0,94	0,84	0,79
4518	Fe II				
4534	N III				
4549	Fe II	4640	0,86	0,76	0,69
4586	Fe II				
4596	?				
4634	N III	4686	0,83	0,72	0,65
4640	N III				
4686	He II				
4798	O IV ?	4798	0,70	0,58	0,51
4861	H _β	4861	0,64	0,51	0,45
4922	He I	4934	0,55	0,43	0,38
4924	Fe II				
4959	[O III]				
5007	[O III]	5012	0,47	0,36	0,31
5015	He I				
5018	Fe II				
5169	Fe II	5169	0,30	0,22	0,18
5235	Fe II				
5273	[Fe II]				
5276	Fe II	5306	0,16	0,11	0,10
5317	Fe II				
5412	He II				
$L, \text{Å}$			1050	994	960

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	Идентификация	$\bar{\lambda}, \text{Å}$	p_{λ}		
			$T_c = 5000^\circ$	$T_c = 7000^\circ$	$T_c = 9000^\circ$
4861	H β	4861	0,04	0,04	0,04
4922	He I	4934	0,17	0,19	0,20
4924	Fe II				
4959	[O III]				
5007	[O III]				
5015	He I	5012	0,38	0,42	0,44
5018	Fe II				
5169	Fe II				
5235	Fe II				
5273	[Fe II]	5306	0,99	1,00	1,00
5276	Fe II				
5317	Fe II				
5412	He II				
5530	N II	5532	0,92	0,88	0,85
5535	N II				
5535	Fe II				
5577	[O I]?				
5667	N II	5670	0,73	0,72	0,68
5680	N II				
5755	[N III]				
5876	He I				
5991	Fe II	5990	0,41	0,37	0,34
6004	?				
6146	?				
6242	N II				
6248	Fe II	6245	0,20	0,17	0,15
6300	[O I]				
6364	[O I]				
6563	H α				
$L, \text{Å}$			886	867	846

У большинства из них в этой стадии наблюдаются быстрые колебания блеска или глубокий провал его с последующим вторичным максимумом.

На кривой блеска Новой Геркулеса 1960 г. моменту изменения логарифмического коэффициента соответствовала задержка падения блеска, как уже отмечалось в нашей работе [3].

В работе [4] в этом промежутке времени (последние дни марта) отмечено резкое усиление полос $\lambda 4640$ N III и $\lambda 4686$ He II.

Наблюдения блеска Новой в линии H α , выполненные В. В. Прокофьевой, также позволили обнаружить резкое изменение наклона логарифмической кривой вблизи значения $\lg t = 1,5$ [5].

Коэффициенты b_1 и b_2 логарифмических кривых блеска Новой в ультрафиолетовых, синих и желтых лучах (U, B, V — соответственно) приведены в табл. 5. Логарифмические кривые исправленных за эффект ярких

Таблица 3

Дата, U. T.	$p_{\lambda} W_{\lambda}$																												$m^* - m$		
	3732	3835	3889	3934	3970	4026	4070	4101	4138	4187	4233	4267	4287	4301	4340	4375	4437	4471	4481	4555	4640	4686	4798	4861	4934	5012	5169	5306		5412	
Март	14,1	8	7	20	10	51	18	11	108	7	18	26			14	235	13		10	7	87	38	24	2	417	15	22	10	6		+0,85
	19,0	8	11	32	8	71	27	15	184	6	18	17	19	19	3	448	12	3	17	18	112	239	66	2	883	20	29	9	7	1	+1,30
	27,5	15	17	47	4	110	43	11	216	2	17	12	27	22	9	377	15	3	27	17	94	249	111	7	740	43	56	11	6	1	+1,30
Апрель	30,5	19	16	51	3	76	43	12	195		20	14	28	14	1	220	16	6	26	23	103	241	157	12	729	42	56	7	5	1	+1,25
	9,5	19	17	53	2	84	37	15	259	3	18	14	32	20	1	273	26	8	32	21	113	302	238	10	748	38	49	6	3		+1,35
	15,5	19	21	63		98	36	11	283	1	23	20	36	31		387	62	11	40	22	124	327	352	8	779	50	70	6	2	1	+1,48
23,0	23	22	72		100	31	14	396	3	23	16	34	30		480	48	8	48	14	137	356	238	6	760	50	70	6	2	1		+1,51

Таблица 4

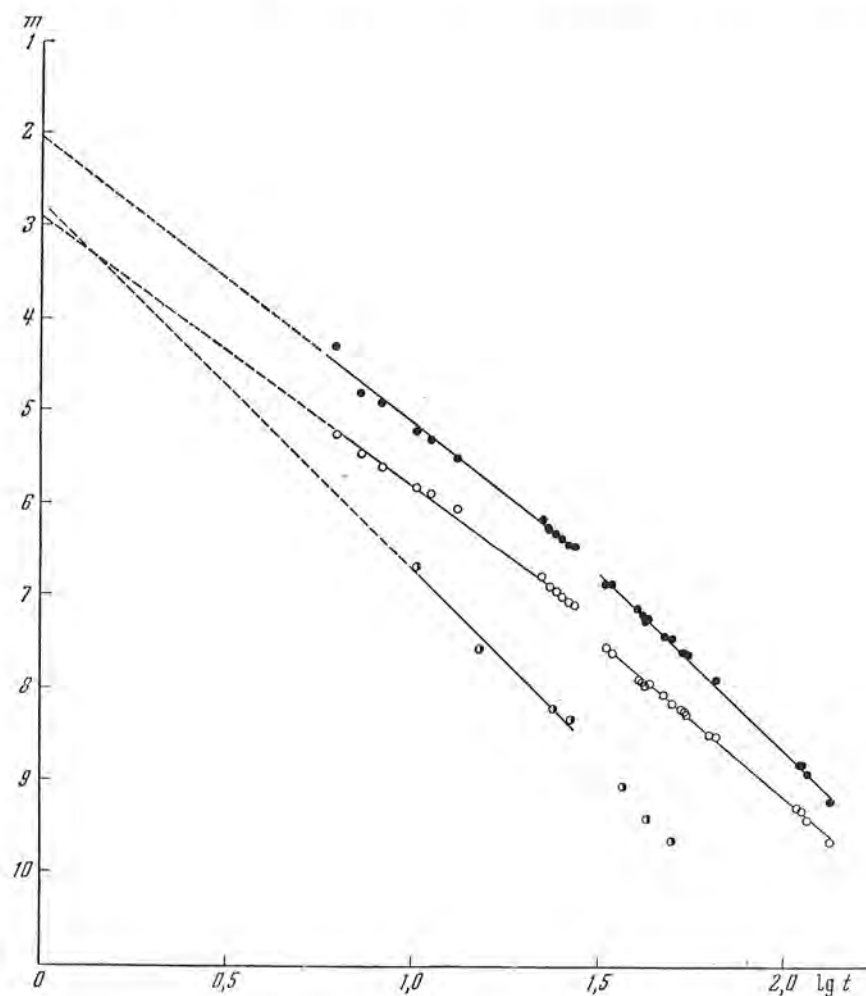
Дата, U. T.	$p_{\lambda} W_{\lambda}$																$m^* - m$
	4861	4934	5012	5169	5306	5412	5532 -	5670	5755	5876	5990	6146	6245	6355	6563		
Март 11,7 14,5 18,2 26,5 29,4	32	7	28	48	73	10	13	11	5	20	4	6			90	+0,37	
	32	7	26	36	54	14	14	10	7	28	4	2			90	+0,35	
	56	9	34	35	68	13	15	23	40	58	7	3	1	1	150	+0,48	
	56	18	60	48	58	10	18	35	26	129	13	4		3	150	+0,59	
	56	19	70	38	53	15	21	52	30	113	7	4		5	150	+0,60	
Апрель 13,0	56	20	63	23	22	9	14	24	46	76	4	3		5	150	+0,51	

полос (B^* и V^*) звездных величин в синих и желтых лучах охватывают меньший промежуток времени. Для них были вычислены только коэффициенты b_1 , соответствующие значениям $\lg t < 1,5$. Они также содержатся в табл. 5.

Таблица 5

	U	B	V	B^*	V^*
b_1	3,08	2,91	3,04	3,96	3,61
b_2	3,84	3,35	3,87		

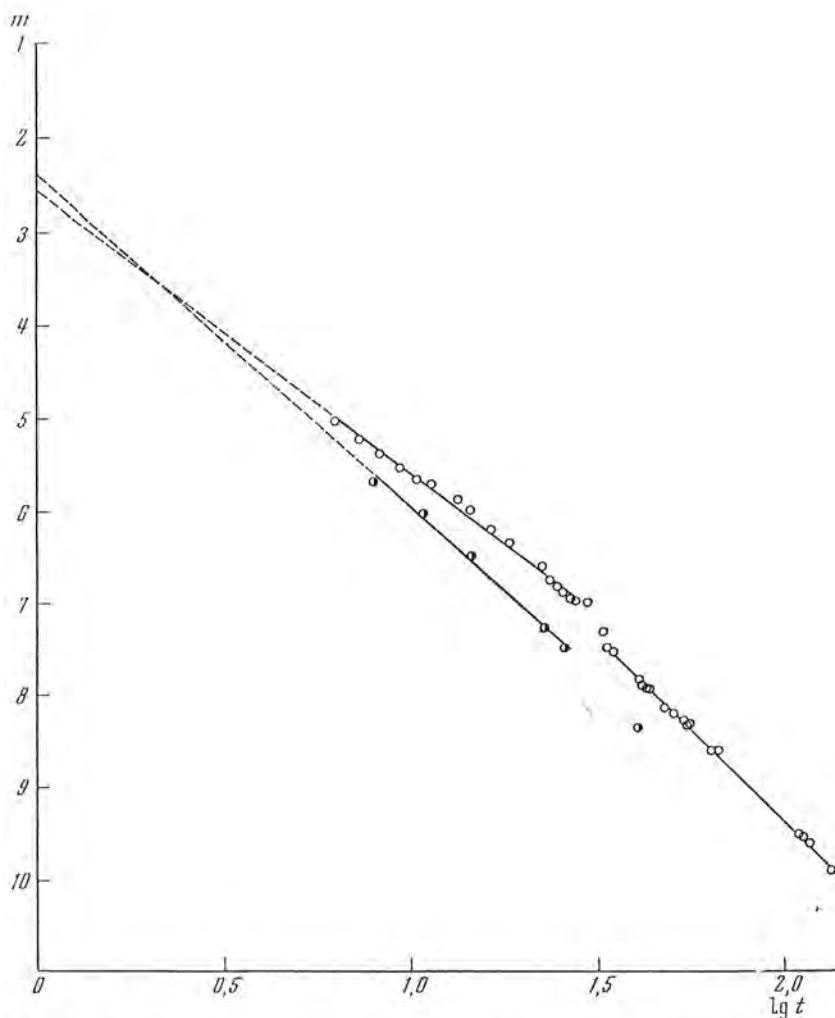
Чтобы определить блеск Новой в максимуме в синих, желтых и ультрафиолетовых лучах, была произведена экстраполяция участков кривых,



Фиг. 1. Логарифмические кривые звездных величин U (черные кружки), B (светлые кружки) и B^* (полузачерненные кружки)

характеризуемых коэффициентами b_1 , к значению $\lg t = 0$. Результат оказался следующим:

$V_{\max} = 2^m 58$; $B_{\max} = 2^m 89$; $U_{\max} = 2^m 03$; $V^*_{\max} = 2^m 38$; $B^*_{\max} = 2^m 75$. Тот факт, что значение $B_{\max} = 2^m 89$ оказалось весьма близким к значению $m_{pg, \max} = 3^m 0$, полученному С. Кахо, указывает на допустимость



Фиг. 2. Логарифмические кривые звездных величин V (светлые кружки) и V^* (полузачерненные кружки)

проведенной экстраполяции. Достаточно уверенное определение коэффициентов b_1 логарифмических кривых величин B^* , V^* , освобожденных от влияния ярких полос, подтверждается тем, что эти кривые сходятся вблизи значения $\lg t = 0$ с соответствующими кривыми величин B , V . Действительно, в момент максимума новых звезд яркие полосы еще отсутствуют или слабы и их эффект должен быть близок к нулю.

Можно оценить также показатели цвета Новой в максимуме. Получаются значения $(B - V)_{\max} = +0^m 31$; $(U - B)_{\max} = -0^m 86$. Трудно

судить, в какой мере они реальны и характеризуют цвет звезды. Межзвездное поглощение должно было исказить истинные показатели цвета. Если использовать оценку поглощения $A_v = 2^m$ [4], то получают значения показателей $(B - V)_{0, \max} = -0^m.36$; $(U - B)_{0, \max} = -1^m.34$. Мало вероятно, чтобы новая звезда, обычно имеющая в максимуме спектральный тип A — F, могла обладать такими показателями цвета. Возможно, что оценка поглощения сильно завышена и истинный показатель цвета $B - V$ был в действительности близок к нулю. Следует также иметь в виду, что если максимум блеска Новой происходит в момент, когда оптическая толща оболочки в видимой части непрерывного спектра становится малой, то за пределом серии Бальмера оптическая толща будет еще достаточно большой и максимум блеска в ультрафиолетовых лучах наступит позже. В этом случае проведенная нами экстраполяция звездных величин U будет неправильной.

Интересно отметить, что наклон логарифмических кривых звездных величин B^* , V^* , исправленных за эффект ярких полос, довольно сильно отличается. Как видно из табл. 5, значения коэффициента b_1 равны 3,96 для кривой величин B^* и 3,61 для кривой V^* . Можно, по-видимому, считать, что начиная с максимума показатель цвета $B^* - V^*$ непрерывно увеличивался, т. е. спектрофотометрическая температура Новой падала. В промежутке времени, охваченном наблюдениями ($\lg t = 1,0 - 1,5$), $B^* - V^*$ изменялся от $0^m.7$ до $0^m.9$. Такие значения показателя цвета соответствуют спектральным классам G5 V — K2 V. Спектрофотометрическая температура звезд этих типов — от 6000 до 5000°. Таким образом, вычисления показателя цвета $B^* - V^*$ подтверждают непосредственные определения температуры Новой.

В заключение пользуюсь случаем выразить благодарность И. М. Копылову, Р. Н. Кумайгородской, Л. С. Галкину, Э. Р. Мустелю, Т. М. Барташ за предоставление спектрофотометрического материала, а также М. В. Савельевой, разрешившей использовать результаты обработки полученных ею спектрограмм Новой.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. F. L. Whipple, C. Payne-Gaposchkin. Harv. Circ., No 414, 1937.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Zs. f. Aph., 10, 353, 1935.
3. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 217, 1961.
4. Э. Р. Мустель, И. М. Копылов, Л. С. Галкин, Р. Н. Кумайгородская, Т. М. Барташ. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 181, 1961.
5. В. В. Прокофьева, Т. С. Белякина. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 220, 1961.
6. В. Б. Никонов. Бюлл. Абастуман. астрофиз. обс., № 14, 47, 1953.
7. Н. Иванова, Р. Оганесян. Астр. циркуляр, № 211, 1960.
8. H. L. Johnson. Ann. d'Aph., 18, 292, 1955.
9. В. А. Крат. Курс астрофизики и звездной астрономии. Гостехиздат, 1, 1951, стр. 490.
10. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Бюлл. ГАИШ, № 1, 1940.
11. S. Kato. Circ. IAU, № 1716, 1960.
12. D. B. McLaughlin. Pop. Astr., 47, 410, 1939.

КОЛЕБАНИЯ БЛЕСКА НОВОЙ ГЕРКУЛЕСА 1960 ГОДА

В. В. Прокофьева, С. В. Некрасова,
П. Ф. Чугайнов

Фотоэлектрические наблюдения Новой Геркулеса 1960 г., проводившиеся в видимой, ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра, позволили в течение отдельных ночей обнаружить изменения блеска и цвета звезды со скоростью $\pm(0^m,03-0^m,05)$ в час.

LIGHT VARIATIONS OF N HER 1960, by V. V. Prokofyeva, S. V. Nekrasova and P. F. Chugainov.— Photoelectric observations of N Her 1960 made in the visual, ultra-violet and infrared spectral regions permitted the detection of light and color variations of the star with a velocity of $\pm(0^m.03-0^m.05)$ per hour during separate nights.

При исследовании физической природы свечения новых звезд большое значение имеет выявление характера спада блеска новой. Интересен вопрос о наличии быстрых флуктуаций Новой как в интегральном свете, так и в различных спектральных областях, а также и в отдельных спектральных линиях. Эти флуктуации блеска, если они небольшие по амплитуде и быстрые по времени, могут быть замечены только по фотоэлектрическим наблюдениям.

Весной 1960 г. в Крымской астрофизической обсерватории нами проводились фотоэлектрические наблюдения Новой Геркулеса 1960 г. в видимой, ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. В видимой и ультрафиолетовой областях звезда наблюдалась на телескопах МТМ-200 и АЗТ-7 ($D = 20$ см), а в инфракрасной — на телескопе МТМ-500 ($D = 50$ см).

Цветовые системы фотометров на 20-сантиметровых телескопах физически близки к системе U, B, V [1—3]. Поэтому редукция в этой системе, по-видимому, не вносила существенных ошибок, которые могли быть вызваны яркими полосами в спектре Новой. Цветовая система фотометра на 50-сантиметровом телескопе описана подробно ранее [4, 5].

Одной из задач, поставленных при этих наблюдениях, было выявление быстрых флуктуаций блеска Новой. Для этого в программу, кроме обычных наблюдений Новой и звезд сравнения, была включена непрерывная регистрация ее блеска в фильтрах U, B, V (телескоп АЗТ-7) и в интерференционном фильтре, выделяющем область вблизи линии H_{α} (телескоп

МТМ-500). Первые же ночи наблюдений показали, что особенно быстрых колебаний блеска (с периодом в несколько минут) не наблюдается. Поэтому в дальнейшем непрерывная регистрация блеска Новой не проводилась. Однако последующая обработка наблюдений Новой показала, что в течение некоторых ночей наблюдались медленные колебания ее блеска. Поскольку задача исследования таких колебаний не ставилась, в нашем распоряжении оказалось лишь небольшое число ночей, когда эти колебания могли быть выявлены.

Таблица 1

Дата	Интервал наблюдений, U, T .	n	$\frac{dU}{dt}$	$\frac{dB}{dt}$	$\frac{dV}{dt}$
Март 11—12	1 ^h 23 ^m —2 ^h 50 ^m	7	—0 ^m 04	+0 ^m 03	+0 ^m 04
14—15	0 12 —2 35	10	+0 ^m 01	+0 ^m 03	+0 ^m 04
25—26	23 35 —2 21	10	—0,03	0,00	0,00
26—27	0 30 —2 10	6	0,00	0,00	0,00
27—28	0 21 —2 00	7	—0,04	0,00	0,00

В наших предыдущих работах [1, 4] для каждой ночи были выведены средние значения звездных величин и показателей цвета Новой в различных лучах. В настоящей работе для более подробного исследования были отобраны ночи с устойчивой прозрачностью и числом наблюдений не менее четырех. Таких ночей с наблюдениями в системе U, B, V оказалось пять, в инфракрасной области — шесть и в линии H_α — восемь. Поскольку наблюдения в инфракрасной области были начаты позже, то только для одной ночи имеются одновременные наблюдения в системе U, B, V , в инфракрасной области и в линии H_α .

Наблюдения в системе U, B, V на телескопах МТМ-200 и АЗТ-7 в тех случаях, когда они проводились в одно и то же время, показали полное согласие. При дальнейшем рассмотрении они были объединены.

Таблица 2

Дата	Интервал наблюдений, U, T .	n	$\frac{d\Delta m_s}{dt}$	$\frac{d\Delta m_{s200}}{dt}$	$\frac{d\Delta m_{s400}}{dt}$	$\frac{d\Delta C_{7700/9400}}{dt}$
Март 25—26	0 ^h 56 ^m —2 ^h 28 ^m	5	—0 ^m 05	—	—	—
26—27	0 28 —2 10	4	+0 ^m 05	—	—	—
27—28	0 20 —2 10	—	—0,04 (5)	0 ^m 00(3)	0 ^m 00(6)	—0 ^m 04(3)
29—30	0 30 —2 00	—	+0,02 (5)	+0 ^m 01 (3)	+0 ^m 01 (6)	+0 ^m 03 (3)
Апрель 15—16	0 04 —1 10	4	0,00	—0,03	0,00	—0,04
22—23	23 50 —1 30	4	—0,06	—0,04	—0,05	—0,01
27—28	23 00 —1 30	10	0,00	0,00	+0,01	—0,03
28—29	23 50 —0 35	4	+0,03	0,00	+0,01	—0,02

Для каждой из рассмотренных ночей мы вычислили скорости изменения блеска и показателя цвета Новой в различных лучах. Результаты представлены в табл. 1, 2. В первом, втором и третьем столбцах таблиц приведены даты, интервалы времени и число наблюдений. Для 27—28 и 28—

29 марта, когда было получено разное число наблюдений для разных фильтров, число наблюдений приводится в скобках для каждой величины в четвертом, пятом и шестом столбцах табл. 2. В четвертом, пятом и шестом столбцах табл. 1 указаны скорости изменения блеска Новой в системе U, B, V , выраженные в звездных величинах в час $\left(\frac{dU}{dt}, \frac{dB}{dt}, \frac{dV}{dt}\right)$. В тех же столбцах табл. 2 даны аналогичные скорости изменения разностей звездных величин Новой и звезды сравнения в красной и инфракрасной областях спектра: в области линии $H_\alpha \left(\frac{d\Delta m_\alpha}{dt}\right)$ и областях $\lambda_{\text{эфф}}=8200 \text{ \AA}$ и $\lambda_{\text{эфф}} = 9400 \text{ \AA}$ $\left(\frac{d\Delta m_{8200}}{dt}, \frac{d\Delta m_{9400}}{dt}\right)$. В столбце седьмом табл. 2 приведены скорости изменения показателя цвета $\frac{d\Delta C_{7700/9400}}{dt}$. Способ получения показателя цвета $\Delta C_{7700/9400}$ описан ранее [4, 5].

Наиболее характерные изменения блеска и цвета Новой в течение отдельных ночей иллюстрируются фиг. 1, 2. По оси абсцисс отложено время наблюдений, по оси ординат — внеатмосферные значения звездных величин Новой в системе U, B, V и разностей $\Delta m_{8200}, \Delta m_{9400}$ и показателя цвета $\Delta C_{7700/9400}$.

Рассмотрение данных табл. 1 показывает, что в четырех случаях из пяти в течение ночи наблюдалось изменение блеска Новой со скоростью до $0^m,04$ в час. Интересно, что изменение блеска в лучах U происходило иначе, чем в лучах B и V .

В двух случаях изменения блеска в линии H_α и в фильтре U происходили параллельно, а в одном при постоянном блеске в фильтре U наблюдалось уменьшение блеска в линии H_α . Отметим, что поскольку H_α попадала на край полосы пропускания интерференционного фильтра [4], изменения ее контура могли восприниматься как изменения блеска звезды в линии H_α .

Изменения блеска Новой в фильтрах B и V происходили приблизительно одинаково.

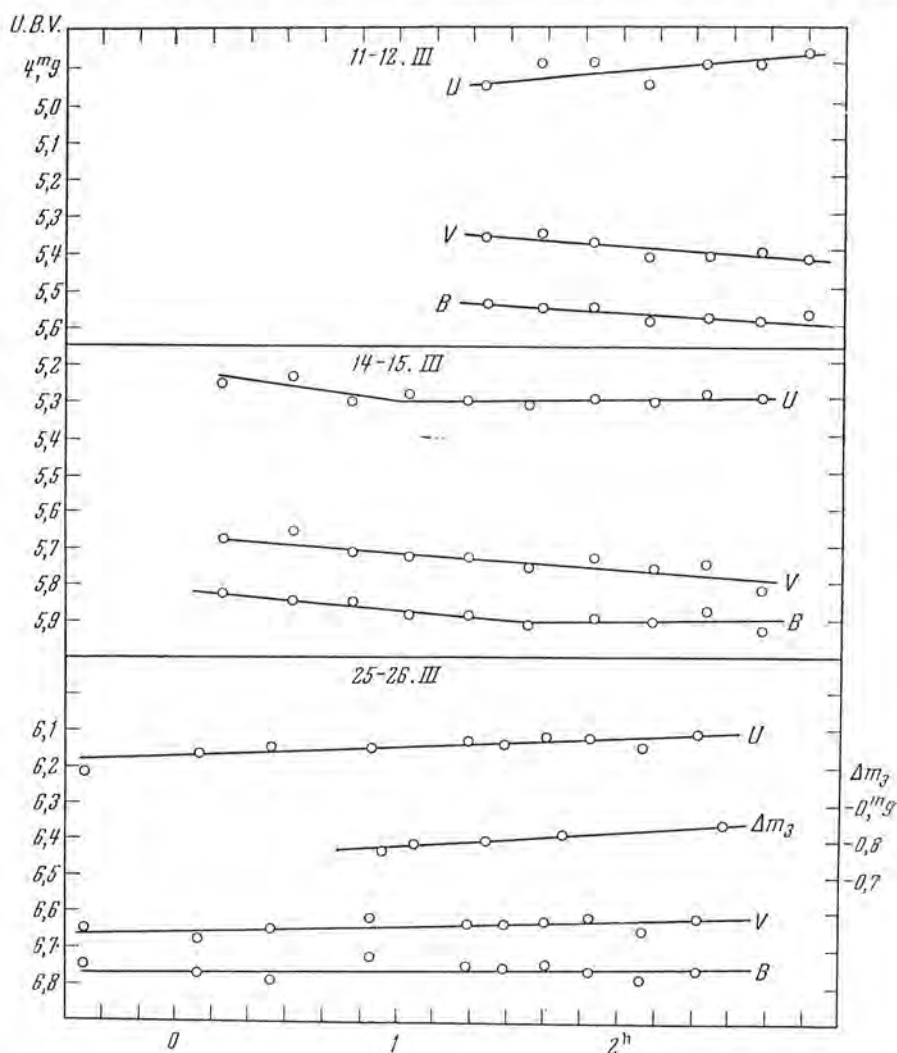
27—28 марта были получены наблюдения в видимой, ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. Из фиг. 2 видно, что блеск Новой оставался постоянным в синей, желтой и инфракрасной областях спектра, но возрастал в фильтре U и в линии H_α . Изменение показателя цвета $\Delta C_{7700/9400}$ соответствовало увеличению излучения за пределом серии Пашена по сравнению с излучением в области $\lambda_{\text{эфф}} = 9400 \text{ \AA}$. Все это, возможно, свидетельствует о том, что изменение эмиссии водорода могло происходить иначе, чем изменение излучения в остальных спектральных областях.

Из данных табл. 2 видно, что ход изменения блеска и цвета звезды в конце марта и в апреле очень разнообразен. Отметим, что к этому времени ее спектр в инфракрасной области значительно усложнился [6] и поэтому изменения излучения в отдельных спектральных областях могли быть вызваны самыми различными факторами.

Так, например, 22—23 апреля наблюдался явный рост излучения Новой как в широкополосных инфракрасных фильтрах, так и в интер-

ференционном (область H_α). Показатель цвета звезды при этом оставался постоянным.

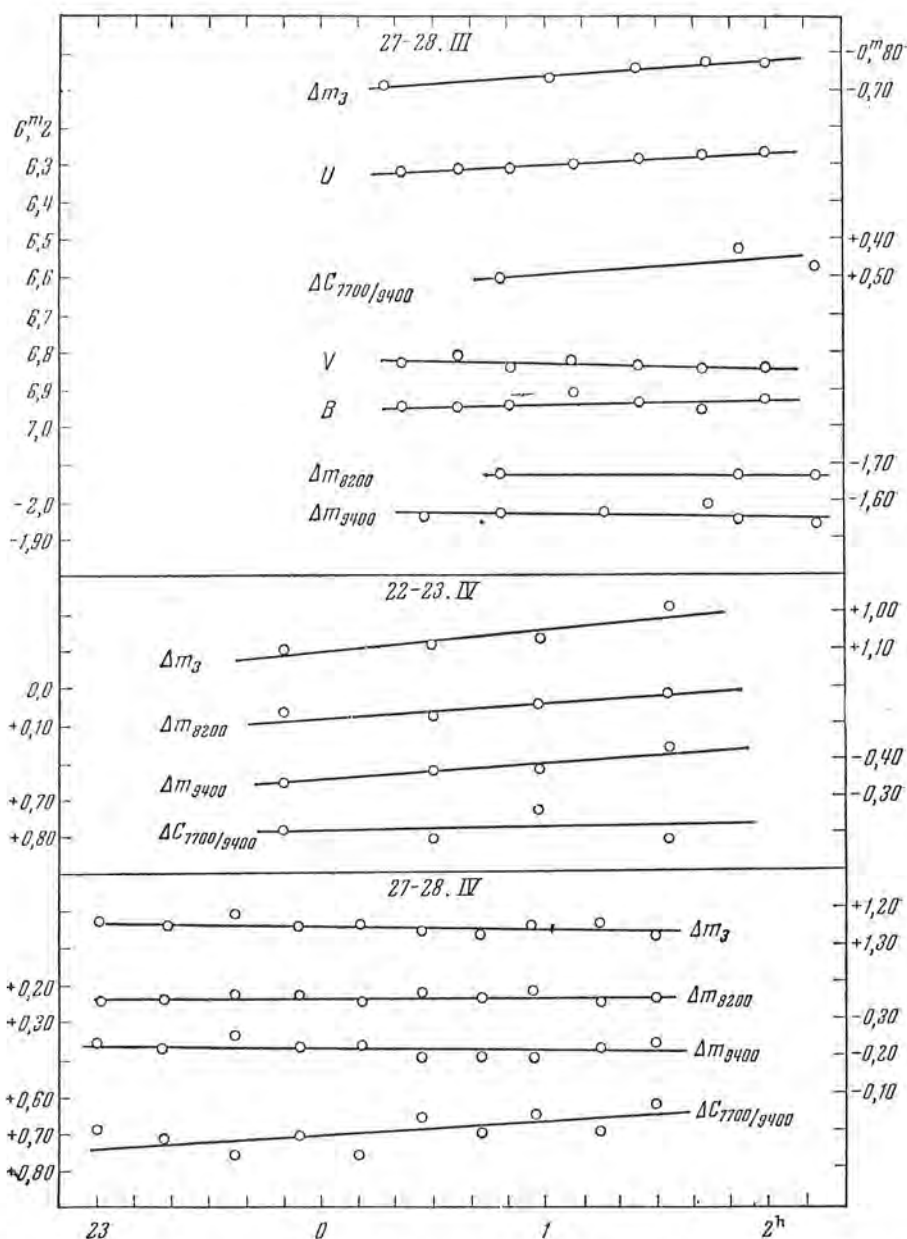
27—28 апреля блеск Новой в линии H_α и в области $\lambda_{\text{эфф}}=8200\text{\AA}$ постоянен, а в области $\lambda_{\text{эфф}}=9400\text{\AA}$ слегка уменьшается. Соответственно этому уменьшается показатель цвета $\Delta C_{7700/9400}$. Интересно, что в эту ночь разброс отдельных наблюдений показателя цвета $\Delta C_{7700/9400}$ Новой (среднее квадратичное отклонение отдельных наблюдений $\sigma = \pm 0^m.035$)



Фиг. 1. Кривые изменения блеска Новой в течение ночей 11—12, 14—15, 25—26 марта 1960 г.

значительно превосходит разброс отдельных наблюдений $\Delta C_{7700/9400}$ для звезды сравнения ($\sigma = \pm 0^m.010$). Это позволяет сделать вывод, что в эту ночь происходили быстрые колебания инфракрасного показателя цвета Новой.

Подводя кратко итог, можно сказать, что падение блеска Новой Геркулеса 1960 г. происходило не плавно. Средняя скорость изменения блеска



Фиг. 2. Кривые изменения блеска и цвета Новой в течение ночей 27—28 марта 22—23, 27—28 апреля 1960 г.

Новой в период с середины марта по конец апреля, согласно полученным ранее кривым блеска, не превышала $0^m,01$ в час. Нами отмечены в отдельные ночи изменения блеска и цвета со скоростью до $0^m,04$ в час, причем как в сторону увеличения, так и уменьшения. Иногда такие изменения были одинаковы в широких участках спектра, а иногда наблюдались лишь в отдельных спектральных областях.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 217, 1961.
 2. П. Ф. Чугайнов. Наст. том, стр. 267.
 3. В. Б. Никонов, Е. Рыбка, С. В. Некрасова, Н. С. Полосухина.
Наст. том, стр. 228.
 4. В. В. Прокофьева, Т. С. Белякина. Изв. Крымской астрофиз. обс.,
26, 220, 1961.
 5. В. В. Прокофьева. Переменные звезды, 12, 249, 1959.
 6. J. Dufay, M. Bloch, Y. Andrillat. C. G., 251, 2289, 1960.
-

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ЗВЕЗД В ОБЛАСТИ ЛЕБЕДЯ И SA 40 (ЦЕНТР $l = 52^\circ$, $b = +0^\circ.5$)

Л. П. Метик

На основании каталога автора «Спектральные классы, фотографические величины и показатели цвета 3404 звезд в созвездии Лебедя» [1] и работы [2] изучалось пространственное распределение звезд в области размером 42 кв. градуса, с центром $l = 52^\circ$, $b = +0^\circ.5$.

Видимое распределение звезд по области неравномерно из-за наличия светлых эмиссионных туманностей и темных поглощающих облаков. Всю исследуемую область можно разделить на две части:

1) северная — характеризуется большим количеством звезд и наличием группировок звезд B8—A0;

2) южная — содержит основную массу светлой и темной диффузной материи и относительно близкие звезды A—F, которые проектируются на темные облака.

Область содержит три скопления звезд B8—A0, рассмотренные в [3], и значительное количество эмиссионных звезд согласно [4—6]. В ней очень мало звезд ранних спектральных классов O—B2 и нет O-скоплений. Обнаружены группировки звезд высоких светимостей. Некоторые из них связаны, возможно генетически, с темной материей. Три группировки звезд B8—A0 включают одиночные звезды O—B2 высоких светимостей, что дополнительно подтверждает их физическую реальность.

Определены пространственные плотности звезд B5—F5 (табл. 3). Результаты сопоставлены с данными [9], полученными для областей, смежных с исследуемой. До расстояния 500 пс от Солнца результаты близки. Некоторое несоответствие, наблюдаемое для более далеких расстояний, по-видимому, результат структуры данной области.

Темная материя согласно [2] и настоящей работе начинается в исследуемом направлении примерно с 500 пс — существенно ближе, чем облака нейтрального водорода [11, 12].

A STUDY OF THE SPACE DISTRIBUTION OF STARS IN THE CYGNUS REGION AND SA 40 (CENTER $l = 52^\circ$, $b = +0^\circ.5$), by L. P. Metik. — The space distribution of stars in a region with an area of 42 square degrees (center $l = 52$, $b = +0^\circ.5$) has been studied using the catalogue «Spectral classes, photographic magnitudes and colour indices of 3404 stars in Cygnus» [1] and also [2].

The apparent distribution of stars in the region is non-uniform due to the presence of bright emission and dark nebulae. The investigated area can be divided into two parts:

1) the northern, which is characterized by a large number of stars and the presence of groups of B8—A0 stars.

2) the southern, which contains the main mass of bright and dark diffuse matter and comparatively near A—F stars projected on dark clouds.

The region contains 3 clusters of B8—A0 stars, considered in [3], and a considerable number of emission stars, according to [4—6]. It contains very few O-B2 type stars and

no O clusters. Groups of high luminosity stars have been detected. Some of them are connected, possibly genetically, with dark matter. The three groups of B8—A0 stars include single O—B2 stars of high luminosity, which is an additional confirmation their physical reality.

The space density of B5—F5 stars is found (table 3). The results are compared with data of [9], obtained for an adjacent region. The results are similar to the distance of 500 parsecs. The discordance observed for larger distances is apparently a result of the structure of the studied region.

According to [2] and the present investigation, the dark matter in the studied direction sets in at about 500 parsecs, which is essentially nearer than hydrogen clouds [11, 12].

§ 1. Звездное поле исследуемой области

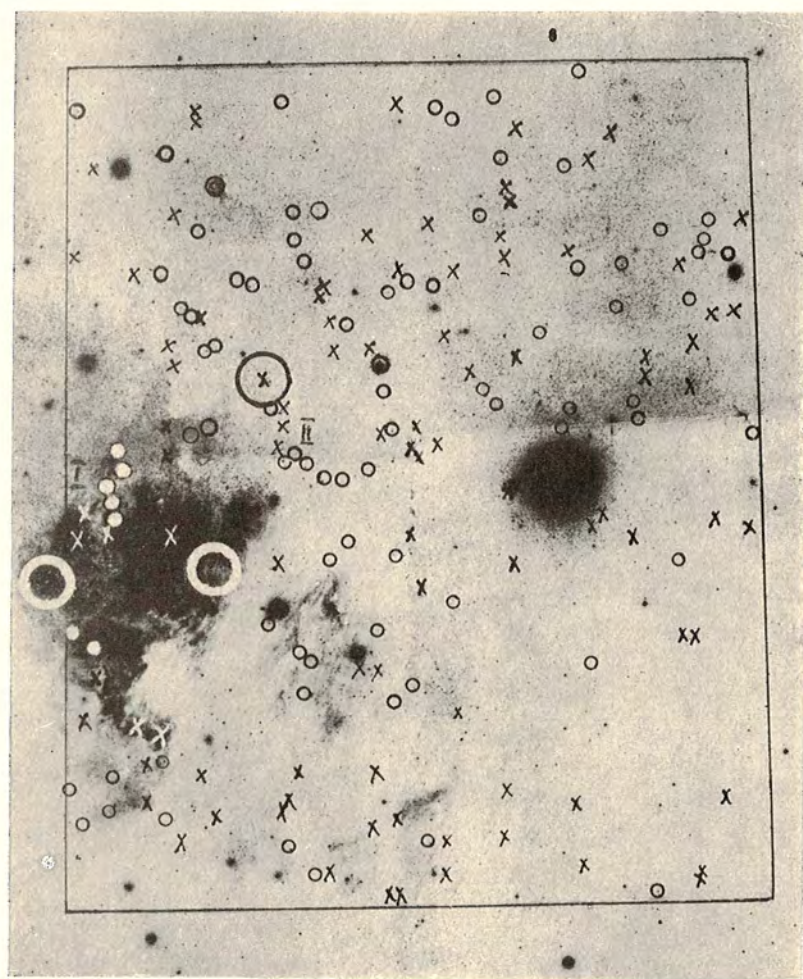
Каталог «Спектральные классы, фотографические величины и показатели цвета 3404 звезд в созвездии Лебедя» [1] позволяет исследовать распределение звезд в направлении $l=52^\circ$, $b=+0^\circ,5$ на площади 42 кв. градуса. В [2] рассмотрено распределение звезд O — B2 и поглощающей материи. Задача настоящей работы — исследование пространственного распределения звезд спектральных классов B3—F8.

Благодаря наличию светлых эмиссионных туманностей и облаков темной материи видимое распределение звезд по области неравномерно. Значительное большинство звезд B8 — A0, например, расположено в северной части области. Это — преимущественно более далекие звезды. Для этой части характерны более равномерный звездный фон и наличие группировок звезд спектральных классов B8 — A0. В южной части области сосредоточена основная масса светлой и темной диффузной материи и видны более близкие звезды A — F, которые как бы проектируются на облака темной материи.

В исследуемой области имеется три скопления звезд, которые подробно изучала К. А. Бархатова [3]; она отметила, что наиболее ранние звезды скоплений имеют спектральный класс B8 — A0 и что скопления погружены в туманность Северная Америка. Эти скопления отмечены на фиг. 1.

Несмотря на то, что исследуемая область расположена вдоль галактического экватора, в ней очень мало ранних звезд O — B2 и не обнаружено O-скоплений. Согласно данным Р. Минковского [4] и Дж. Хербига [5], здесь находится значительное число эмиссионных звезд. Более яркие из них были обнаружены П. Мерриллом и К. Бервелом [6].

Хербиг [5] рассматривает в исследуемом направлении эмиссионные звезды слабее $12^m,5$ звездной величины и считает, что они подразделяются на два вида: Ве-звезды, которые встречаются в относительно прозрачных местах поля на больших расстояниях, и объекты с эмиссионными линиями (большинство — звезды типа Т Тельца), которые могут ассоциироваться с окружающей темной материей. Эмиссионные звезды располагаются по области тоже неравномерно: отмечаются концентрации звезд, например в туманности IC 5070 (Пеликан). Среди звезд этого скопления нет ни одной ранней звезды [5].



Фиг. 1. Карта видимого распределения звезд гигантов и сверхгигантов
Крестики — гиганты, малые кружки — сверхгиганты, большие кружки — скопления
из [3]; I и II — группировки звезд высоких светимостей

§ 2. Звезды высоких светимостей

Среди исследуемых звезд спектральных классов O — F8 выделены звезды высоких светимостей: I — II и III. Основанием для такого разделения на гиганты и сверхгиганты послужили большие значения показателей цвета этих звезд в каталоге [1] и данные о поглощении согласно [2]. Точность такого определения невелика, но для статистики результаты вполне приемлемы. Сверхгиганты выделены более уверенно, так как их показатели цвета намного превышают показатели цвета звезд главной последовательности. В случае гигантов результат можно считать менее точным, поскольку здесь могли сказаться флуктуации в поглощении, особенно заметные для близких звезд класса F.

Таблица 1

Классы светимости	O — B1	B2 — B3	B5	B8 — B9	A0 — A1	A2 — A3	A5 — A8	F0 — F2	F5 — F8
I, II	22,2	14,8	19,6	6,4	2,7	3,8	5,1	0,6	2,7
III	18,5	11,1	8,7	5,1	4,1	2,2	3,6	1,9	4,4

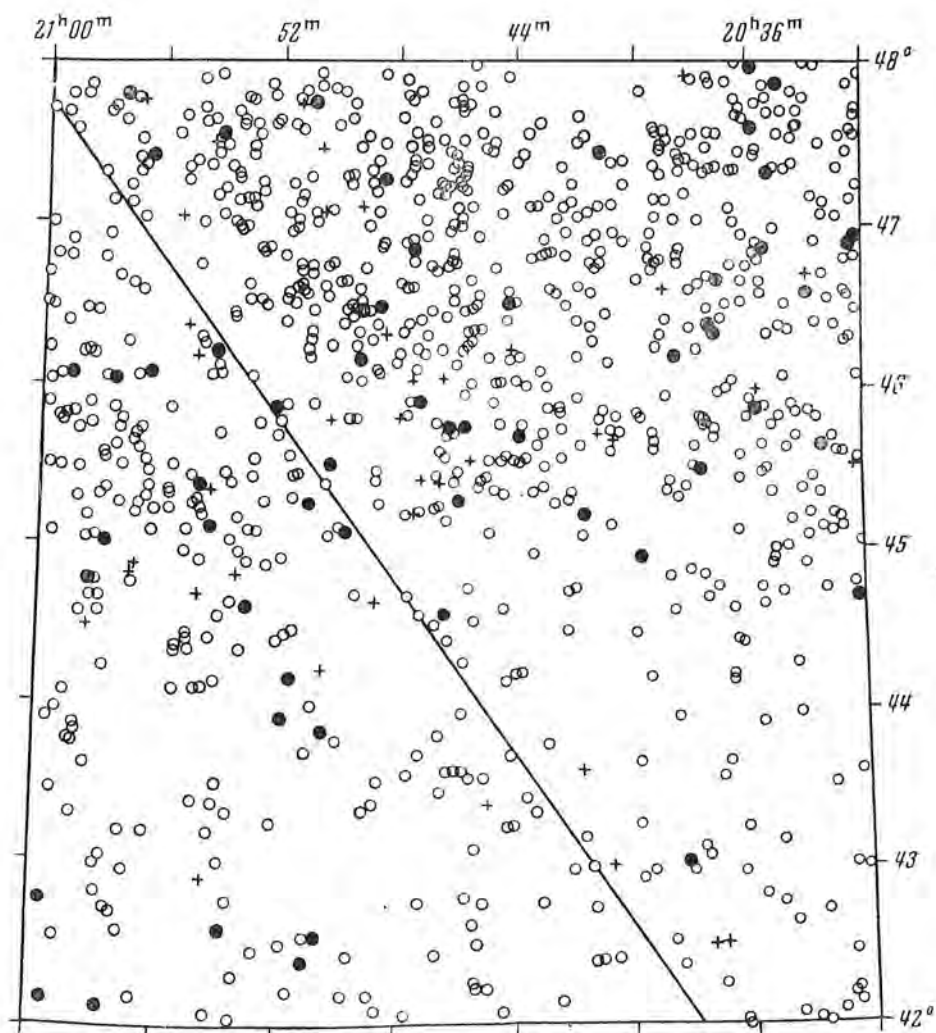
В табл. 1 приведены данные о процентном содержании звезд высоких светимостей в исследуемой области. Сверхгиганты составляют 3,5%, а гиганты — 4% от общего числа исследуемых звезд O — F8.

Из фиг. 1, на которой представлено видимое распределение этих звезд по области, видно, что они иногда образуют группы. Некоторые из видимых группировок реальны, так как модули расстояний звезд, входящих в группировки, имеют небольшой разброс. Таковы, например, две группы (I и II на фиг. 1), расположенные внутри и близ туманности Северная Америка, на расстоянии примерно 1000 пс. На этом же расстоянии находится и облако темной материи [2]. Это дает право заметить, что в исследуемом направлении звезды высоких светимостей спектральных классов B3 — F8, как и более ранних спектральных классов, связаны, возможно генетически, с диффузной материей.

§ 3. Распределение звезд спектральных классов B8 — A0

На фиг. 2 представлена карта видимого распределения ранних звезд до A0 включительно. Звезды B8 — A0 составляют здесь большинство и имеют тенденцию группироваться. Основная масса этих звезд расположена в верхней части области, относительно свободной от темной материи. Поэтому представляется возможным в этом месте проследить распределение звезд B8 — A0 до расстояния 2000 пс (фиг. 3).

Некоторые из группировок звезд B8 — A0, выделяющиеся на фиг. 3, являются пространственными. Более ранние звезды O — B2 высоких светимостей совпадают по положению с местами повышенной плотности звезд B8 — A0.



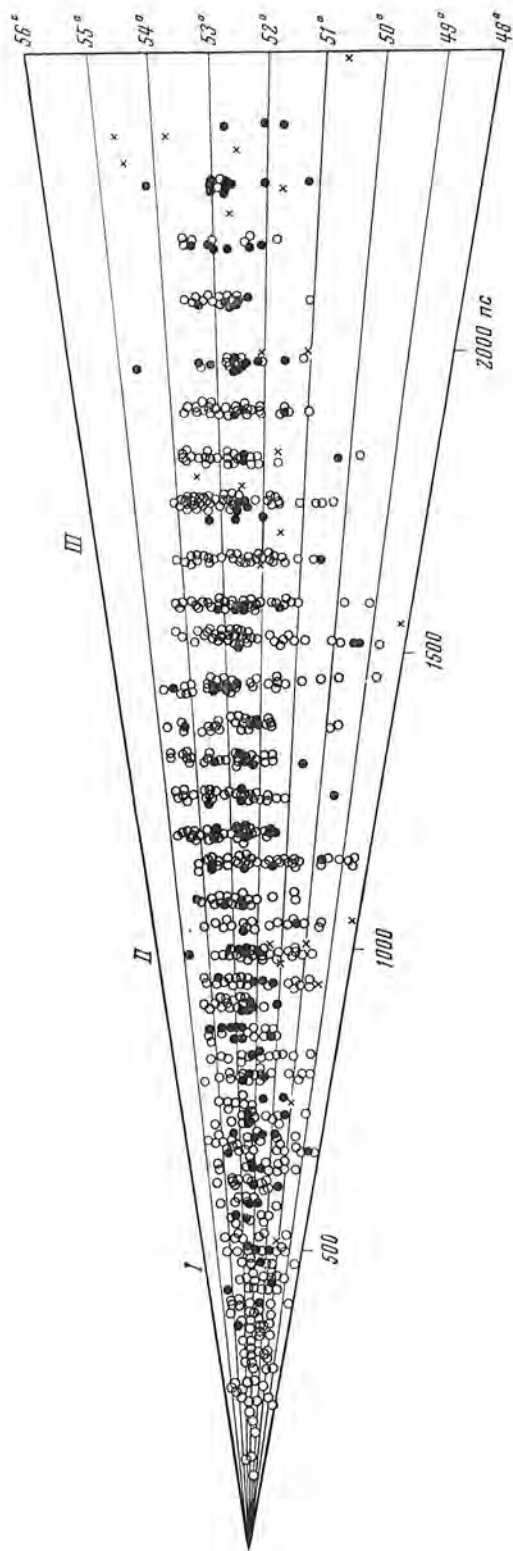
Фиг. 2. Карта видимого распределения ранних звезд до A0 включительно. Крестики — звезды O — B2 светимостей I — III, темные кружки — звезды B3 — B5, светлые кружки — звезды B8 — A0; прямая линия — галактический экватор

Дж. Нассау и У. Морган [7] предполагают, что в группировках ранних звезд звезды O — B2 высоких светимостей составляют небольшую часть, тогда как основная масса — это поздние звезды B низких светимостей.

§ 4. Пространственные плотности звезд B5 — F5

Выше уже отмечалось неравномерное распределение звезд по области.

Данные, приведенные в табл. 3 работы [2], показывают, что для звезд до $12^m,25$ видимой фотографической величины наш материал можно считать полным. Результаты распределения звезд O — F8 по спектральным классам и модулям расстояний приведены в табл. 2. Величины m_0 и M были взяты из [1, 2] с учетом поглощения согласно [2].



Фиг. 3. Схема пространственного распределения ранних звезд

Крестики — звезды O — B2 высоких светимостей, темные кружки — звезды B3 — B5, светлые кружки — звезды B8 — A0; I, II, III — пространственные группировки звезд B8 — A0. Разрыв между «печочками» звезд на схеме — результат определения модуля расстояний с точностью до 0^m,1

Таблица 2

$m_0 - M$	O-B1	B2	B3	B5	B8	B9- -A0	A1- -A3	A5	A8	F0	F2	F5	F8
$\leq 3,00$	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	2
3,01-3,50	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1	—
3,51-4,00	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1	—	—	8
4,01-4,50	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1	—	4	9
4,51-5,00	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1	1	12	1
5,01-5,50	—	—	—	—	—	—	—	1	—	2	6	5	17
5,51-6,00	—	—	—	—	—	2	3	1	3	5	4	11	27
6,01-6,50	—	—	—	—	—	2	3	10	1	—	13	24	66
6,51-7,00	—	—	—	—	—	20	11	—	6	6	17	25	63
7,01-7,50	—	—	1	—	—	15	13	10	8	11	22	52	53
7,51-8,00	—	—	—	—	6	32	15	11	4	5	46	80	47
8,01-8,50	—	—	—	3	4	40	33	19	8	78	102	88	1
8,51-9,00	—	—	1	3	3	49	40	27	14	64	75	28	—
9,01-9,50	3	—	—	5	13	60	33	35	6	11	9	—	—
9,51-10,00	1	—	3	1	15	79	67	23	1	—	—	—	—
10,01-10,50	3	—	2	5	11	127	70	3	—	—	—	—	—
10,51-11,00	—	1	2	4	20	146	14	—	—	—	—	—	—
11,01-11,50	4	1	—	2	17	141	1	—	—	—	—	—	—
11,51-12,00	4	2	1	11	24	29	—	—	—	—	—	—	—
12,01-12,50	4	3	—	4	3	—	—	—	—	—	—	—	—
12,51-13,00	—	3	—	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—
13,01-13,50	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
$\geq 13,51$	1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Для определения пространственных плотностей звезд спектральных классов B5 — F5, расположенных на различных расстояниях от Солнца, использовались формулы, приведенные в книге Б. Бока [8].

Согласно формуле (46) в [8]

$$D(r) = \frac{5 \text{ Mod } A(m)}{\omega r^3},$$

где ω — телесный угол, соответствующий размерам исследуемой площадки, а $A(m)$ — число звезд данной величины, полученное из наблюдений. Расстояния r находились по известной формуле

$$\lg r = \frac{1}{5} [m - 5 - M_0],$$

где m — фотографическая звездная величина, исправленная за поглощение, а

$$M_0 = M(m) - \frac{\sigma^2 dA(m)}{A(m) \cdot dm}$$

согласно формуле (29) в [8]. Здесь $M(m)$ — средняя абсолютная фотографическая величина, взятая из работы С. Мак-Каски [9] для такого же интервала спектральных подклассов, а σ — дисперсия абсолютных величин, также взятая из [9].

Величины D_r , приведенные в табл. 3, дают плотности звезд на 1000 пс^3 (для удобства сопоставления с другими данными [9, 10]). Как следует из табл. 3, для звезд F0 — F5 пространственные плотности определены лишь до расстояния в 400 пс . Наибольшие плотности звезд спектральных классов B5 — A5 приходятся на расстояния до 500 пс ; дальше плотности падают.

Таблица 3

r	B5	B8 — A0	A2 — A5	F0 — F5
50	—	—	—	—
100	—	—	—	1,44
200	—	—	0,258	0,72
300	0,0054	0,194	0,168	0,39
400	0,0050	0,137	0,111	0,53
500	0,0040	0,094	0,070	—
600	0,0030	0,064	0,050	—
700	0,0024	0,044	0,042	—
800	0,0018	0,032	0,035	—
900	0,0012	0,024	0,028	—
1000	0,0010	0,020	0,024	—
1100	0,0009	0,018	—	—
1200	0,0007	0,015	—	—
1300	0,0006	0,012	—	—
1400	0,0005	0,010	—	—
1500	0,0004	0,008	—	—
1600	0,0004	—	—	—

Сравнение наших результатов с результатами Мак-Каски [9], полученными им для областей LF3b и LF4, смежных с исследуемой, показало, что до расстояния 500 пс сравниваемые плотности достаточно близки. На более далеких расстояниях от Солнца наблюдается некоторое несоответствие (более быстрый спад плотностей звезд в исследуемой области после 500 пс). Это может быть вызвано либо особенностями структуры звездного поля данной области, либо, скорее, наличием поглощающих свет облаков в южных ее участках. Последнее обстоятельство могло привести к тому, что звезды, находящиеся в этих участках за темными облаками, не были учтены при определении звездных плотностей.

Облака нейтрального водорода в исследуемом направлении располагаются по данным радионаблюдений [11, 12] на расстоянии примерно 1500 пс . Между тем, по нашим данным (работы [2] и настоящая), облака темной материи начинаются с расстояния 500 пс . Таким образом, если принимать, что отношение количества газа к пыли в Галактике более или менее постоянно, то облака нейтрального водорода должны начинаться с более близких расстояний, чем показали радионаблюдения.

В заключение припошу благодарность Э. С. Бродской и И. И. Проник за советы и замечания, сделанные при обсуждении статьи, В. В. Гаврилову за помощь при обработке материала.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. П. Метник. Изв. Крымской астрофиз. обс., **23**, 60, 1960.
 2. Л. П. Метник. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 386, 1961.
 3. К. А. Бархатова. Астр. журн., **35**, 448, 1958.
 4. R. Minkowsky. Publ. Obs. Michigan, **10**, 25, 1951.
 5. G. H. Herbig. Ap. J., **128**, 259, 1958.
 6. P. W. Merrill and C. G. Burvell. Ap. J., **110**, 387, 1949; **112**, 72, 1950.
 7. J. J. Nassau and W. W. Morgan. Publ. Obs. Michigan, **10**, 43, 1951.
 8. B. J. Bok. The distribution of the stars in space. Chicago, 1937.
 9. S. W. McCusky. Ap. J., **123**, 458, 1956.
 10. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., **23**, 46, 1960.
 11. J. H. Oort, F. T. Kerr, G. Westerhout. M. N., **118**, 379, 1958.
 12. R. D. Davies. M. N., **116**, 443, 1956.
-

ИНТЕГРИРУЮЩИЙ ЗВЕЗДНЫЙ ЭЛЕКТРОПОЛЯРИМЕТР

Н. М. Шаховской, Н. А. Димов

Описывается фотоэлектрическая аппаратура для исследования поляризационных характеристик излучения звезд в широких спектральных интервалах.

Синхронно с вращением анализатора (1 об/сек) переключаются 20 RC-интеграторов. После большого числа оборотов на конденсаторах накапливаются заряды, пропорциональные средней за время наблюдения интенсивности поляризованной составляющей света звезды для каждого положения анализатора. В течение всего времени накопления производится непрерывная регистрация полной интенсивности света звезды. Для контроля чувствительности аппаратуры употребляется световой эталон с постоянной поляризацией.

Описанная методика дает возможность получать результаты, не зависящие от изменений светового потока звезды во время наблюдения. Увеличение времени наблюдения не приводит к дополнительным ошибкам.

Результаты предварительных испытаний поляриметра на 400-миллиметровом рефракторе показали, что средняя квадратичная ошибка одного наблюдения составляет 0,16% в степени поляризации и $1^{\circ},7$ в положении плоскости поляризации при времени накопления 3 мин. Проникающая способность, определяемая яркостью фона ночного неба, равна 11^m .

Сравнение с данными других авторов [16] показывает, что наша аппаратура позволяет получить результаты, не уступающие по точности и проникающей способности наблюдениям с телескопами значительно больших размеров при сравнимом времени наблюдения.

AN INTEGRATING STELLAR ELECTROPOLARIMETER, by N. M. Shakhovskoy and N. A. Dymov.— The photoelectric apparatus used for the study of the polarization characteristics of stars in a wide spectral region and also the procedure of measurement are described. Twenty RC-integrators are switched over synchronously with the rotation of the analyzer (1 rot/sec), each integrator corresponding to a definite position of the analyzer. After a large number of rotations the capacitors accumulate a charge, which is proportional to the mean intensity of the polarization component of the star for each position of the analyzer. During the whole time of accumulation, the total light intensity of the star is registered continuously. A light standard with constant polarization is used in order to control the sensitivity of the apparatus.

The results obtained by the adopted procedure do not depend on the variations of the light flux from the star during observations. An increase in the observing time does not lead to additional errors.

Results of a preliminary test of the polarimeter with the 400 mm refractor show that the mean error of one observation is 0.16% in the degree of polarization and $1^{\circ},7$ in the position of the plane of polarization for an accumulation time of three minutes. The penetrating power, limited by the brightness of the night sky, is 11^m .

A comparison with results of other authors [16] shows that the results, as regard precision and penetrating power, obtained with the described apparatus are not inferior to those derived from observations with considerably larger telescopes (for a comparable observation time).

I. Поляризационные эффекты в излучении звездных атмосфер до настоящего времени остаются почти не изученными. Это объясняется как сравнительно небольшим (10 лет) сроком точных наблюдений поляризации света звезд, так и трудностями отделения эффектов, возникающих в атмосфере звезды, от межзвездной поляризации. Между тем чрезвычайно важно установить, какую дополнительную информацию о физических процессах в атмосферах звезд и о геометрических характеристиках отдельных звезд и звездных систем можно получить из анализа параметров поляризации звездного излучения. В частности, большой интерес представляет возможность изучения пространственной ориентации плоскостей орбит затменно-двойных систем.

Первый шаг к решению этой проблемы — разработка комплекса специальной аппаратуры, включающего приборы для определения параметров плоской и эллиптической поляризации излучения в непрерывном спектре и отдельных спектральных линиях. Одним из приборов этого комплекса является звездный поляриметр, предназначенный для измерения плоской поляризации звездного света в широких спектральных интервалах. Специфические требования к этому прибору следуют из того, что исключение межзвездной поляризации практически можно произвести только для тех звезд, собственная поляризация которых может меняться со временем, т. е. для нестационарных звезд. Наиболее интересны в этом отношении эруптивные переменные с нетепловыми механизмами излучения и некоторые из затменно-двойных. Большинство подобных звезд очень слабы; изменения блеска у них могут быть весьма быстрыми. Отсюда вытекают следующие требования к звездному поляриметру:

1. Независимость результатов измерения от изменений блеска звезды во время наблюдения (как истинных, так и вызванных изменением прозрачности земной атмосферы):

2. Максимально возможная проникающая способность.

3. Малое время измерения (в случае быстро меняющейся поляризации).

Последние два требования нельзя удовлетворить одновременно без потери точности измерения. Действительно, в рамках конкретной методики единственный способ повышения точности измерения или проникающей способности — увеличение времени наблюдения. Однако в большинстве конкретных случаев одно из этих требований является главным. Поэтому возникает необходимость регулирования времени наблюдения в широких пределах без внесения при этом дополнительных погрешностей.

II. Рассмотрим, как соответствуют этим требованиям существующие методы измерения поляризации света звезд.

1. Метод непосредственного измерения светового потока при различных углах поворота анализатора. В принципе для однозначного определения параметров плоской поляризации достаточно трех измерений [1] в соответствии с тремя параметрами Стокса, характеризующими плоскую поляризацию. Д. А. Рожковским [2] было показано, что наиболее выгодны в этом случае углы поворота анализатора, равные 60° и 120° . Но при малых значениях поляризации и большом уровне шумов трех измерений оказывается недостаточно, и все авторы [3, 4], использовавшие этот метод при

наблюдениях звезд, вели измерения в 10—20 различных углах поворота анализатора. При этом время одного полного наблюдения сильно увеличивается и все изменения полного светового потока звезды за это время — как истинные, так и вызванные изменением экстинкции — внесут дополнительные ошибки в результат наблюдения. Это относится и к модификации метода, заключающейся в непрерывной регистрации светового потока при механическом вращении анализатора [5].

2. Метод разделения светового пучка на два луча с взаимно-ортогональными поляризациями при помощи призмы Волластона или аналогичного ей анализатора и сравнения интенсивности этих лучей (применявшийся У. Хилтнером [6] и А. Бером [7]) обладает рядом преимуществ по сравнению с предыдущим методом. Действительно, все изменения полного светового потока одинаково сказываются на интенсивности обоих пучков. Можно показать, что влияние их на разность интенсивностей, непосредственно измеряемую в данном методе, значительно меньше, чем на полную интенсивность. Это дает возможность почти полностью скомпенсировать мерцание звезды и частично — изменения экстинкции. Однако для слабых звезд, когда главным источником шумов является дробовой эффект фототока, этот выигрыш в точности делается несущественным [6].

Для определения всех параметров плоской поляризации необходимо измерить разность интенсивностей двух лучей в нескольких (как минимум — двух) положениях анализатора и полную интенсивность одного из лучей (или суммарную интенсивность обоих лучей). Практически эти величины измеряются для 6—12 положений анализатора. Это приводит к значительному увеличению времени полного наблюдения (до 20—30 мин.), в особенности потому, что вместе с анализатором необходимо поворачивать и приемники излучения, т. е. весь прибор. Применение оптического вращения плоскости поляризации возможно лишь в узком спектральном интервале и может привести к дополнительным ошибкам и потере света. Измерения полных интенсивностей и разностей их относятся к разным моментам времени. Поэтому медленные изменения общего светового потока за время наблюдения могут исказить результаты измерения.

Другой недостаток метода — трудность подбора двух достаточно близких по характеристикам фотоумножителей с хорошими параметрами. Несовпадение характеристик фотоумножителей приводит к дополнительным ошибкам.

3. Модуляционный метод, основанный на отделении и усилении переменной составляющей фототока, получающейся при быстром вращении анализатора. Этот метод также дает возможность компенсировать изменения общего светового потока. При этом исключаются ошибки, возникающие от несовпадения характеристик фотоумножителей. Другое достоинство метода — получение очень малого времени полного наблюдения за счет значительного сокращения продолжительности вспомогательных операций. Следует отметить, что указанные достоинства пока еще не использовались в звездной электрополяриметрии. Главный недостаток метода — зависимость результатов измерения от чувствительности усилителя; это вызывает необходимость специальной калибровки.

В применявшейся Дж. Холлом [8] модификации рассматриваемого метода плоскость поляризации определяется с помощью синхронного детектора со сдвигом частоты между частотой модуляции и частотой опорного напряжения. Можно показать, что сигнал на выходе детектора эквивалентен в этом случае переменной составляющей фототока, получающейся при вращении анализатора с частотой, равной разности частот модуляции и опорного напряжения. Изменение разности фаз сигнала и опорного напряжения соответствует изменению угла поворота анализатора. Отсюда следует, что регистрируемые значения сигнала при различных поворотах анализатора относятся к разным моментам времени. Для калибровки употреблялось специальное приспособление, состоящее из последовательно установленных кристаллического деполяризатора и наклонной плоскопараллельной пластинки, вносящей постоянную и известную поляризацию. При введении этого приспособления в пучок свету измеряемой звезды придавалась постоянная по величине и направлению поляризация, с которой и сравнивалась измеренная действительная поляризация звезды. Полный цикл наблюдений занимает около 10 мин.

Недостаток метода Холла — сильная зависимость результатов измерения от изменения полного светового потока звезды во время наблюдения. В особенности это относится к принятому Холлом способу калибровки, который вообще является основным источником ошибок в данном варианте метода.

III. Из проведенного рассмотрения следует, что ни один из применявшихся до сих пор методов измерения поляризации света звезд не удовлетворяет всем требованиям, которые следуют из поставленной нами задачи.

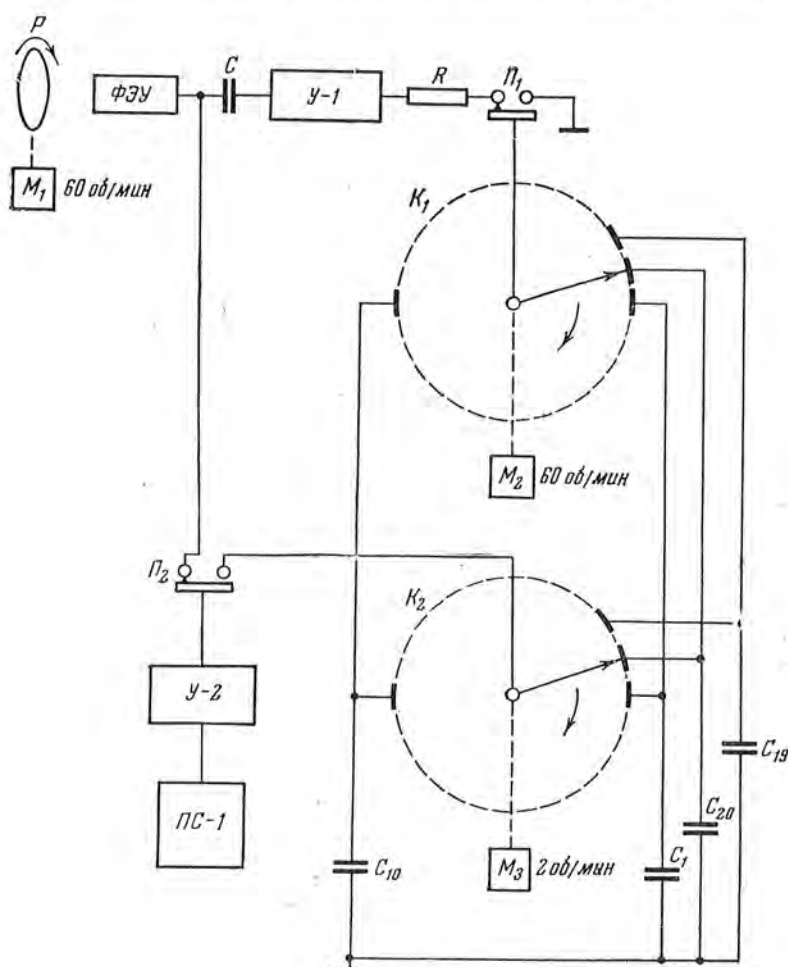
Значительно лучших результатов можно ожидать при автоматическом усреднении результатов ряда полных измерений, каждое из которых занимает короткий промежуток времени. Конечный результат в этом случае практически не будет зависеть от медленных изменений светового потока. Меняя число осредняемых циклов, мы можем в широких пределах изменять общее время наблюдения в соответствии с конкретными требованиями к точности и проникающей способности. Подобная методика в наилучшей степени может удовлетворить требованиям, вытекающим из поставленной задачи.

Практическая возможность осуществления подобной схемы измерения поляризации света звезд появляется при использовании достаточного числа накапливающих (интегрирующих) RC -ячеек. Аналогичные устройства успешно применялись одним из авторов [9, 10] для спектрофотометрических измерений.

На этой основе была выработана следующая методика измерения поляризационных характеристик излучения звезд (фиг. 1).

Перед приемником радиации ($\Phi ЭУ$) помещен непрерывно вращающийся анализатор P . Плоско-поляризованная составляющая света звезды модулируется с частотой, равной удвоенной частоте вращения анализатора. Переменная составляющая фототока отделяется емкостью C и усиливается избирательным усилителем $У-1$. С выхода усилителя сигнал через боль-

шое сопротивление R поступает на коммутатор K_1 , вращающийся синфазно с анализатором. К каждому из 20 контактов коммутатора присоединен соответствующий конденсатор ($C_1 - C_{20}$). При поступлении на коммутатор гармонического сигнала потенциалы отдельных конденсаторов после



Фиг. 1. Блок-схема поляриметра

каждого оборота коммутатора будут возрастать на величину, пропорциональную значению сигнала в данной фазе. Каждый контакт коммутатора однозначно соответствует определенному интервалу положений анализатора. Поэтому после определенного числа оборотов коммутатора потенциал каждого из 20 конденсаторов будет пропорционален среднему за время наблюдения значению переменной составляющей фототока при соответствующем положении анализатора. Эти потенциалы мы можем измерить с помощью медленно вращающегося коммутатора K_2 и электрометрического усилителя У-2 и записать на регистрирующей ленте самопишущего электронного потенциометра. После окончания записи все конденсаторы разряжаются через коммутатор K_1 и переключатель $П_1$.

Амплитуда записанной на регистрограмме синусоиды, построенной по 20 точкам, пропорциональна интенсивности поляризованной составляющей света звезды. Для определения степени поляризации мы должны разделить ее на полную интенсивность прошедшего через анализатор света. Последняя измеряется тем же усилителем постоянного тока У-2. С помощью переключателя Π_2 этот усилитель может подключаться либо к коммутатору K_2 для записи потенциалов конденсаторов, либо к аноду фотоумножителя. Запись постоянной составляющей фототока производится в течение всего времени накопления зарядов на конденсаторах и относится к тому же интервалу времени. Этим достигается независимость получаемого значения степени поляризации от изменений полного светового потока звезды.

Шумы независимо от их источника дают на выходе избирательного усилителя сигнал с беспорядочно изменяющейся фазой. Поэтому вероятности накопления на каждом конденсаторе положительного и отрицательного заряда равны, и при росте времени накопления отношение потенциалов, создаваемых шумами и полезным сигналом, стремится к нулю.

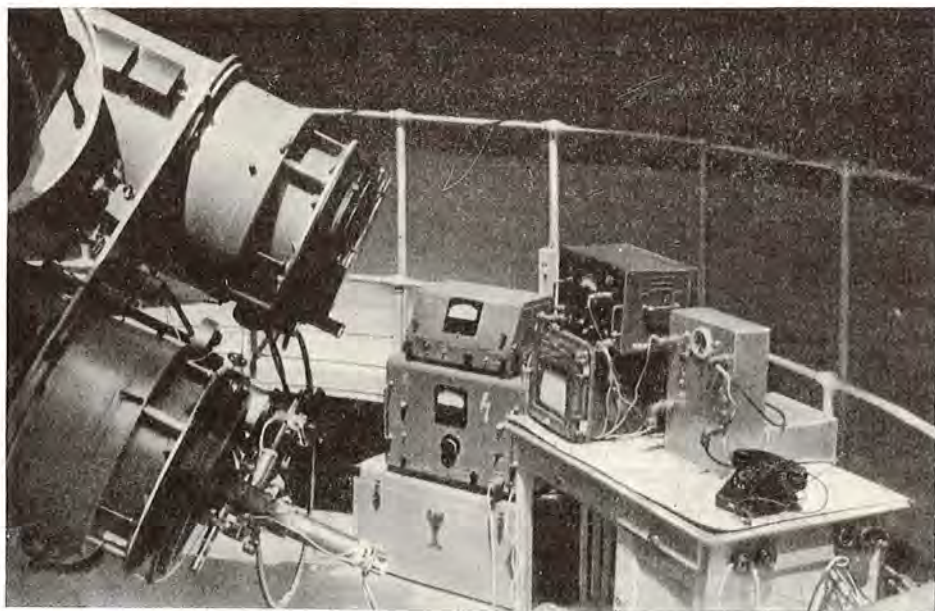
IV. В соответствии с изложенным принципом в Крымской астрофизической обсерватории в 1959—1960 гг. была сконструирована и изготовлена соответствующая установка.

В качестве питающей системы для подобного прибора наиболее подходящим был бы достаточно крупный рефлексор с кассегреновским фокусом. Возможно также использование прямого фокуса большого рефлексора. Однако ни один из находящихся в Крымской обсерватории рефлексоров достаточно большого диаметра не имеет кассегреновского фокуса. Поэтому звездный электрополяриметр был установлен на одной из камер двойного 400-миллиметрового астрографа (фиг. 2). Это приводит к ограничению спектрального интервала и не позволяет полностью использовать проникающую силу прибора, так как из-за большой светосилы (1 : 4) и значительной хроматической аберрации [11] невозможно снизить световой поток от фона ночного неба.

На телескопе установлен оптико-механический блок прибора, включающий оптическую схему и блок фотоумножителя. Конструкция этого блока разработана инженером А. Ф. Лагутиным.

Оптическая схема поляриметра состоит из следующих элементов (фиг. 3).

В фокальной плоскости телескопа установлена сменная диафрагма D . Диаметр обычно используемой при наблюдениях звезд диафрагмы равен 0,5 мм, что соответствует при фокусном расстоянии 1600 мм приблизительно 1'. Диафрагму меньшего размера можно использовать только при сужении используемого спектрального интервала до нескольких сотен ангстрем. Двойная призма Πp во время измерения звезды выведена из пучка. При введении ее свет звезды попадает в контрольный микроскоп, позволяющий проверять положение изображения звезды в диафрагме. Одновременно на фотоумножитель падает свет от светового эталона $Эт$ (радиоактивный фосфор). Свет эталона проходит через жестко закреплен-

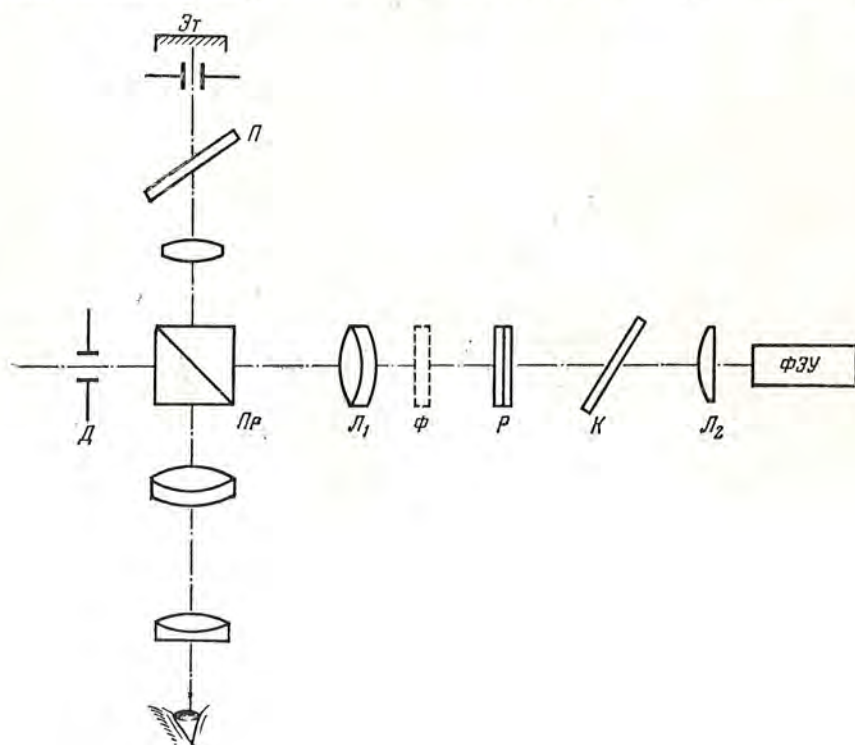


Фиг. 2. Общий вид поляриметра, установленного на двойном 400-миллиметровом астрографе

ную плоско-параллельную пластинку Π , вносящую постоянную поляризацию порядка 2%. Эта поляризация является опорной: с ней непосредственно сравниваются измеренные значения поляризации света звезд. Световой поток эталона соответствует потоку от звезды 7^m .

Коллиматорная линза L_1 делает пучок света звезды близким к параллельному. Это необходимо из-за большой светосилы питающей оптики. В параллельном пучке устанавливаются светофильтры Φ , анализатор и компенсатор инструментальной поляризации. В качестве анализатора в настоящее время используется поливиниловый поляроид P . В конструкции прибора предусмотрена возможность установки вместо поляроида юстируемой поляризационной призмы типа Франк — Риттера или Глан — Томпсона. Анализатор непрерывно вращается в специальном подшипнике с помощью синхронного электродвигателя типа СД-60 с частотой 1 об/сек. Компенсатором инструментальной поляризации служит плоско-параллельная пластинка K , могущая устанавливаться под разными углами к оси пучка. Эта пластинка может вносить в пучок поляризацию от 0 до 2% с любым направлением плоскости поляризации. В частности, ее можно установить так, чтобы вносимая ею поляризация была равна по величине и ортогональна инструментальной поляризации. В результате сложения двух поляризаций мы получим свет, который не будет модулироваться анализатором. Параллельный пучок собирается на катод фотоумножителя линзой Фабри L_2 , установленной так, что плоскость фотокатода совпадает с выходным зрачком оптической системы — изображением объекта, даваемого системой линз $L_1 - L_2$. Размер выходного зрачка около 6 мм.

Приемником радиации служит фотоумножитель фирмы ЕМІ типа 9502. Питание фотоумножителя производится от высоковольтного стабилизированного выпрямителя ВС-16, выходное напряжение которого



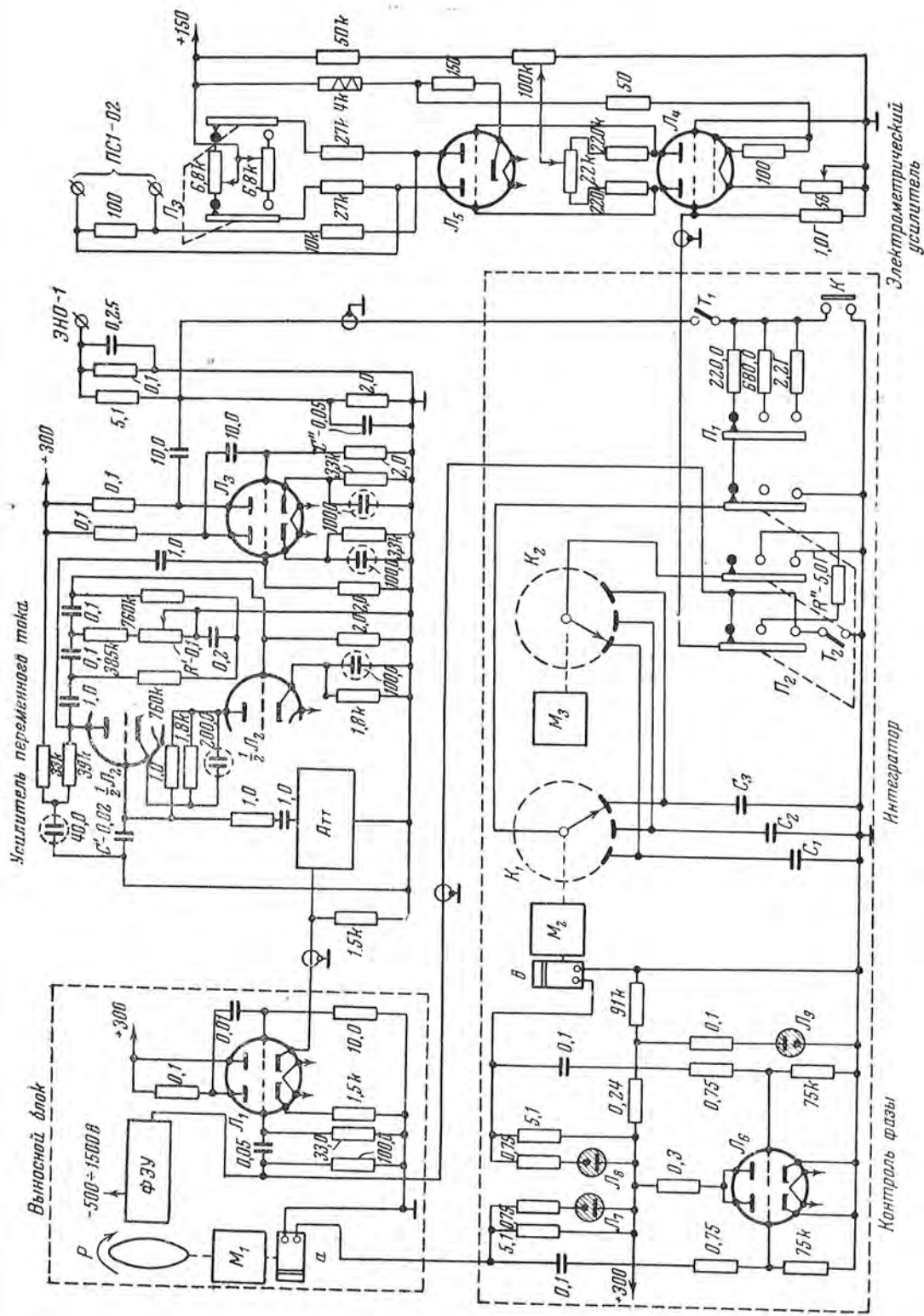
Фиг. 3. Оптическая схема прибора

регулируется в пределах 500—1500 в. Основные характеристики фотоумножителя приведены ниже.

Тип катода	Сурьмяно-цезиевый
Диаметр фотокатода	10 мм
Чувствительность фотокатода	45 мка/лм
Число каскадов	13
При напряжении на аноде 1810 в:	
Интегральная чувствительность	2000 а/лм
Темновой ток	$< 2 \cdot 10^{-8}$ а

V. Принципиальная электрическая схема прибора (без источников питания) изображена на фиг. 4.

Усилитель переменного тока У-1 собран на трех двойных триодах. В первом каскаде усилителя использована лампа 6Н2П (L_1). Вторая половина этой лампы является катодным повторителем. Эти каскады смонтированы непосредственно рядом с фотоумножителем. Избирательный каскад собран на лампе 6Н8С (L_2) по схеме, близкой к описанной в [12], и настроен на частоту модуляции, равную 2 гц. Имеется плавная подстройка частоты. Сопротивление R' служит для изменения ширины полосы. При работе обычно используется полоса с полушириной (по уровню



Фиг. 4. Принципиальная электрическая схема полиметра

амплитуды 0,707) 0,3 гц. Применение более узкой полосы требует специальных мер для стабилизации частоты модуляции и термостатирования усилителя. Кроме того, при чрезмерной узкой полосе время установления усилителя становится сравнимым с временем накопления. При этом шумовые сигналы не будут усредняться на конденсаторах, так как начальная фаза колебаний будет сохраняться в течение большей части времени наблюдения. В выходных каскадах усилителя использована лампа 6Н9С (L_3). Емкости C' и C'' служат для подавления фона 50 гц.

Общий коэффициент усиления усилителя переменного тока составляет 3×10^4 . С помощью десятиступенчатого калиброванного аттенюатора Att он может уменьшаться в соответствии с величиной измеряемой поляризации. При этом амплитуда сигнала на выходе усилителя остается в пределах 30 в. В этом случае нелинейность амплитудной характеристики усилителя не превосходит 0,5%. Такой диапазон выходного напряжения необходим для того, чтобы амплитуда полезного сигнала, накопленного на конденсаторах, всегда значительно превышала амплитуду шумов, появляющихся при вращении коммутатора K_1 . Многократные испытания показали, что даже при 30-минутной работе коммутатора амплитуда его собственных шумов не превышает 50 мв.

С усилителя переменного тока сигнал поступает на коммутатор K_1 через переключатели Π_1 и Π_2 . Переключатель Π_1 изменяет величину сопротивления в RC -интеграторах. Три положения его соответствуют сопротивлениям 220, 680 и 2200 $M\Omega$. При емкости полистироловых конденсаторов $C_1 - C_{20}$ (типа МПГТ), равной 0,5 мкф, это дает значение постоянной времени 110, 340 и 1100 сек. Им соответствуют три стандартных значения полного времени накопления — 3, 10 и 30 мин., или 9, 30 и 90 сек. для каждого из 20 конденсаторов. Отсюда следует, что во всех случаях время накопления не превосходит 0,1 RC .

Переключатель рода работы Π_2 имеет три положения, соответствующие трем основным операциям, из которых складывается полное наблюдение. В первом положении сигнал от усилителя поступает на коммутатор K_1 и накапливается на конденсаторах. Одновременно вход усилителя постоянного тока подключается к фотоумножителю для записи постоянной составляющей фототока. Во втором положении усилитель постоянного тока через сопротивление R'' , служащее для уравнивания амплитуд отклонений и повышения входного сопротивления усилителя, подключается к коммутатору K_2 для считывания потенциалов конденсаторов $C_1 - C_{20}$. В третьем положении все конденсаторы разряжаются через коммутатор K_1 . В этом же положении производится установка чувствительности и записываются нуль усилителя (при замыкании тумблера T_2), темновой ток и фон неба. Оба переключателя собраны на керамических платах. Время накопления задается кнопкой K , заблокированной с секундомером.

Коммутаторы K_1 и K_2 выполнены из органического стекла и установлены соосно, с общими неподвижными контактами. Неподвижные контакты их латунные, а подвижные — серебряные.

Коммутатор K_1 непрерывно вращается синхронным двигателем M_2 типа СД-60. Моторы M_1 и M_2 питаются от сети 50 гц. Для контроля син-

фазности вращения обоих моторов на их осях установлены контакты a и b , замыкающиеся при определенных положениях анализатора и коммутатора K_1 . Совпадение импульсов, возникающих при замыкании обоих контактов, регистрируется схемой совпадений, собранной на лампе 6Н2П (L_6). Индикаторами являются три неоновых лампочки L_7 , L_8 и L_9 типа МН-3. Лампочки L_7 и L_8 зажигаются при замыкании контактов a и b , лампочка L_9 — лишь при точном совпадении моментов замыкания их. Зажигание ее служит надежным критерием синфазности вращения анализатора и коммутатора. Как правило, совпадение моментов замыкания контактов сохраняется в течение весьма длительного времени. Тем не менее контроль производится после каждого наблюдения.

Коммутатор K_2 для считывания зарядов начинает вращаться после окончания накопления зарядов и переключения $П_2$ во второе положение. После одного полного оборота, продолжающегося 1,5 мин., он автоматически останавливается на определенном контакте. Соответствующее этому контакту положение анализатора является нуль-пунктом отсчета позиционного угла плоскости поляризации в инструментальной системе отсчета. Вращение коммутатора осуществляется синхронным двигателем типа СД-2 (M_3).

Электрометрический усилитель постоянного тока собран по схеме, описанной в [9]. При записи постоянной составляющей фототока нуль усилителя устанавливается в начале шкалы регистрирующего прибора. Входное сопротивление усилителя при этом равно 100 $Мом$, постоянная времени порядка 2 сек. При измерении потенциалов конденсаторов C_1 — C_{20} нуль усилителя устанавливается в середине шкалы. Переброска нуля осуществляется переключателем $П_3$. Входное сопротивление усилителя в этом случае равно 6 $Гом$, постоянная времени — порядка 0,2 сек. При емкости конденсаторов C_1 — C_{20} , равной 0,5 $мкф$, это входное сопротивление дает RC около 40 мин. Поэтому разряд конденсаторов за время измерения их потенциалов, равное 4,5 сек. для каждого конденсатора, практически несущественен.

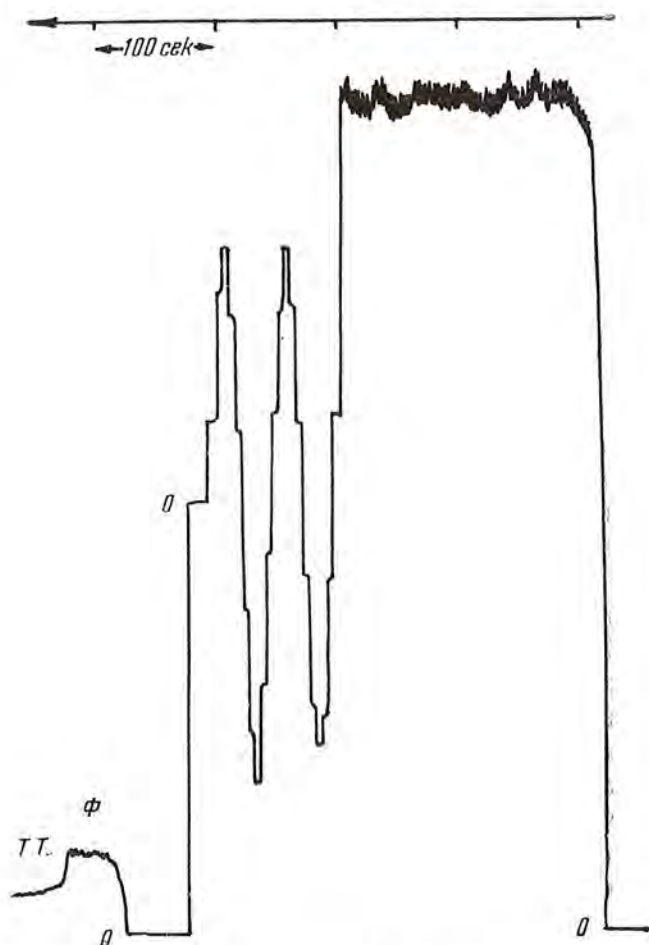
Характеристика усилителя постоянного тока линейна во всем используемом диапазоне входных напряжений от +0,25 до -0,5 в. Дрейф нуля хорошо прогретого усилителя при постоянной температуре окружающего воздуха практически не заметен. Следует также отметить, что медленные изменения чувствительности усилителя не сказываются на результатах измерений, так как влияние их на измеренные значения потенциалов конденсаторов и постоянной составляющей фототока одинаково.

На выходе электрометрического усилителя включен пипущий электронный потенциометр типа ПС1-02, с чувствительностью 10 $мв$ на всю шкалу (при входном сопротивлении 100 $ом$), временем пробега кареткой всей шкалы 2,5 сек., шириной диаграммной ленты 160 $мм$ и скоростью движения регистрограммы 12 $мм/мин$.

Питание усилителей и схемы контроля синфазности вращения моторов производится от стабилизированных выпрямителей типа ВС-11. Выпрямители включаются в сеть через феррорезонансный стабилизатор напряжения.

Общая регулировка чувствительности прибора при измерении звезд различной яркости производится изменением напряжения питания фотомножителя. При этом и постоянная, и переменная составляющие фототока изменяются строго пропорционально. Изменение напряжения от 500 до 1500 в позволяет перекрыть диапазон более чем в 12 звездных величин.

VI. На ленте потенциометра последовательно записываются (фиг. 5, справа налево); нуль для постоянной составляющей; постоянная состав-



Фиг. 5. Запись наблюдения звезды HD 44597; $9^m,0$; $p = 2,14\%$

ляющая во все время накопления; 20 средних значений переменной составляющей при различных углах поворота анализатора (потенциалы 20 конденсаторов); нуль для отсчета этих значений; нуль для постоянной составляющей; темновой ток или фон неба (TT). При многократных измерениях одного и того же объекта темновой ток и фон записываются только в начале и конце серии (если значения их не слишком велики). При 3-минутном времени накопления весь цикл занимает 6—7 мин.

Степень поляризации определяется как отношение амплитуд переменной и постоянной составляющих. Действительно, по определению

$$p = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1)$$

где $I_{\max}$ и $I_{\min}$ — максимальное и минимальное значения интенсивности I прошедшего через анализатор света. Учитывая, что

$$I = \frac{1}{2} I_e + I_p \cos^2(\alpha + \varphi) = \frac{1}{2} (I_e + I_p) - \frac{1}{2} I_p \sin 2(\alpha + \varphi), \quad (2)$$

где I_e и I_p — интенсивности естественной и поляризованной составляющих частично поляризованного света, α — угол поворота анализатора и φ — положение плоскости поляризации в инструментальной системе отсчета, получаем

$$p = \frac{I_p}{I_e + I_p}. \quad (3)$$

Из (2) следует, что постоянная составляющая фототока пропорциональна $I_e + I_p$, а амплитуда переменной составляющей — I_p . Полагая измеренное среднее значение переменной составляющей при угле поворота анализатора α_i равным E_i , имеем

$$E_i = E_p \sin 2(\alpha_i + \varphi) \quad (4)$$

— систему 20 уравнений для определения значений амплитуды переменной составляющей E_p и положения плоскости поляризации φ (с произвольным пока нуль-пунктом). Для решения этой системы введем величины

$$x = E_p \cos 2\varphi; \quad y = E_p \sin 2\varphi; \quad (5)$$

x и y можно рассматривать как координаты вектора $\mathbf{E}_p$ в инструментальной системе координат. Сравнивая их с параметрами Стокса для поляризованного света, мы видим, что значение x пропорционально параметру Q , а y — параметру U . Параметр V для плоско-поляризованного света тождественно равен 0 [13].

Подставляя (5) в (4), получаем систему условных уравнений вида

$$x \sin 2\alpha_i + y \cos 2\alpha_i = E_i \quad (i = 1, 2, \dots, 20). \quad (6)$$

Эту систему решаем методом наименьших квадратов. Благодаря тому, что значения α_i равномерно распределены по окружности через каждые 18° , коэффициенты нормальных уравнений вычисляются весьма просто. Нормальные уравнения имеют вид

$$10x = \sum_{i=1}^{20} E_i \sin 2\alpha_i = S_x; \quad 10y = \sum_{i=1}^{20} E_i \cos 2\alpha_i = S_y. \quad (7)$$

Вычисление S_x и S_y также значительно облегчается повторяемостью отдельных значений $\sin 2\alpha_i$ и $\cos 2\alpha_i$. Практически задача сводится к вычислению пяти сумм вида $\sum E_i$, каждая из которых содержит от четырех до восьми членов.

№ п/п	HD, BD	Название	V	Sp	Бер [14]			Холл [16]		
					p	θ	ω	p	θ	N
1	25443	—	^m 6,7	B0,5 III	—	—	—	^m 0,089	131°	2
2	30614	—	4,4	B0	—	—	—	0,036	141	2
3	+34°1150	—	9,5	B2 V	—	—	—	—	—	—
4	41117	χ ₂ Ori	4,6	B2 Ia	^m 0,0480	176°	3	0,065	177	5
5	44597	—	9,0	O9 V	—	—	—	—	—	—
6	97603	δ Leo	2,6	A4 V	0,0001	143	12	—	—	—
7	129312	31 Boo	5,0	G8 III	0,0067	54	2	—	—	—
8	133124	ω Boo	4,9	K4 III	0,0104	72	5	—	—	—
9	134320	46 Boo	5,7	gK2	0,0138	80	2	—	—	—
10	163472	—	5,7	B3	—	—	—	0,031	70	2
11	164852	96 Her	5,1	B4	0,0197	171	46	0,021	176	4
12	183143	—	6,9	B7 Ia	0,1256	178	23	0,143	179	37
13	194051	—	7,5	B1 Ib	—	—	—	—	—	—

Полученные наимвероятнейшие значения x и y освобождаются от влияния поляризации фона неба путем непосредственного вычитания из них аналогичных значений, полученных из измерений поляризации фона. Для вычисления степени поляризации и положения плоскости поляризации освобожденные от влияния фона значения x и y делятся на среднее за время накопления значение постоянной составляющей, исправленной за фон неба и темновой ток. Так находятся величины, обозначенные нами через X и Y .

При наличии инструментальной поляризации в эти величины должны вноситься соответствующие постоянные поправки. Значения степени поляризации и угла, определяющего положение плоскости поляризации, находятся по формулам

$$p' = \sqrt{X^2 + Y^2}; \quad \varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arccctg} \frac{X}{Y}. \quad (8)$$

Величина p' не зависит от чувствительности фотоумножителя и усилителя постоянного тока и пропорциональна коэффициенту усиления усилителя переменного тока. Для освобождения от возможных изменений этого коэффициента за меру поляризации мы принимаем $P = p'/p_0$, где p_0 — вычисленное таким же способом значение степени поляризации эталона. Определенные таким образом величины P и φ полностью свободны от инструментальных эффектов. Остается лишь перевести их из инструментальной системы отсчета в стандартную, за которую мы принимаем степень поляризации в процентах и позиционный угол плоскости колебаний электрического вектора в экваториальной системе небесных координат (отсчитываемый от севера).

Для подобного перехода необходимо определить в этой системе величину поляризации эталона, служащую единицей в инструментальной системе, и положение нуля-punkта отсчета позиционных углов. Кроме то-

Таблица 1

Хилтнер [15]		$\bar{p}$	$\bar{p}, \%$	$\bar{\theta}$	W	P	φ	n	$p, \%$	θ
p	θ									
m		m								
0,115	136°	0,1076	4,95	134,6	7,0	2,567	43,8	5	5,34	135,2
—	—	0,0360	1,66	141,0	2,0	0,807	47,7	5	1,68	136,7
0,016	41	0,0160	0,74	41,0	5,0	0,372	130,6	8	0,77	39,9
—	—	0,0530	2,44	176,3	15,0	1,126	87,4	5	2,34	176,4
0,047	170	0,0470	2,16	170,0	5,0	1,031	81,6	2	2,14	170,6
—	—	0,0001	0,005	143,0	10,0	0,008	33,4	3	0,02	122,4
—	—	0,0067	0,31	54,0	10,0	0,064	159,4	3	0,13	68,4
—	—	0,0104	0,48	72,0	10,0	0,156	158,0	4	0,33	67,0
—	—	0,0138	0,63	80,0	10,0	0,274	5,6	3	0,57	94,8
—	—	0,0310	1,43	70,0	2,0	0,677	169,5	3	1,41	78,5
—	—	0,0199	0,92	171,8	15,0	0,370	80,9	6	0,77	169,9
0,130	179	0,1310	6,03	178,5	20,0	2,899	89,6	3	6,03	178,6
0,082	73	0,0820	3,78	73,0	5,0	1,646	169,5	3	3,42	73,5

го, необходимо исследовать и исключить инструментальную поляризацию.

VII. Для исследования инструментальной поляризации наблюдался ряд ярких звезд (γ Boo, γ Snc, β CVn, δ Leo, β UMa, ϵ UMa, θ UMa, ϵ Vir), не показавших наличия поляризации по наиболее точным наблюдениям А. Бера [14]. В результате была обнаружена инструментальная поляризация порядка 0,2%. Подбором положения компенсатора, после ряда приближений ее удалось снизить до величины, меньшей 0,05%. Этот нескомпенсированный остаток можно выявить лишь из достаточно большого числа наблюдений. Учитывать его можно путем введения соответствующих постоянных поправок в значения X и Y .

Предварительное определение поляризации эталона и нуля-пункта отсчета углов производилось путем сравнения измеренных нами значений P и φ с данными, содержащимися в каталогах А. Бера [14], У. Хилтнера [15] и Дж. Холла [16]. Подобное сравнение проводилось для 13 звезд, каждая из которых наблюдалась от двух до десяти раз. Наблюдения производились в апреле 1961 г. Большинство наблюдений получено при 3-минутном времени накопления без использования светофильтров. Все данные о наблюдавшихся звездах приводятся в табл. 1.

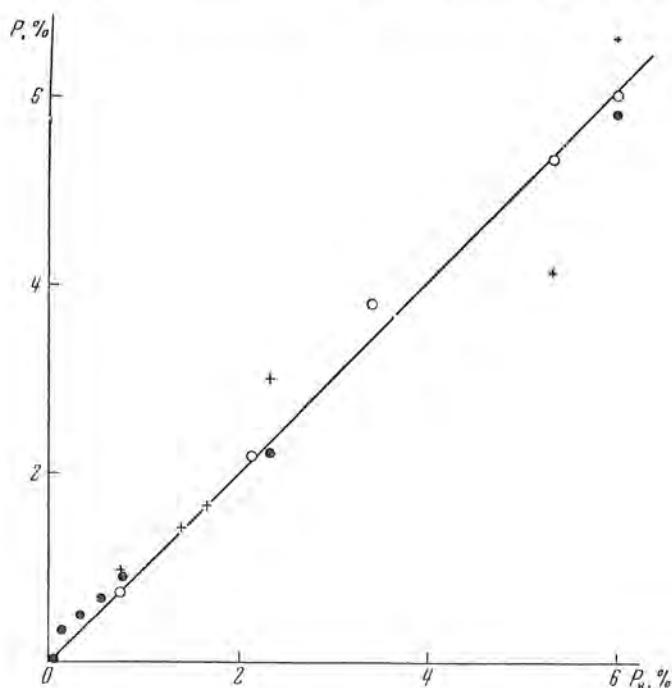
Во втором и третьем столбцах таблицы даются обозначения звезд, в четвертом — визуальная звездная величина, в пятом — спектр. Далее приведены данные из каталогов [14], [16] и [15]. Для звезд, данные которых содержались более чем в одном каталоге, были вычислены средние значения степени и положения плоскости поляризации. При этом вес каталожного значения в каталоге Холла принимался равным числу наблюдений N (исключение составляет звезда HD 183143, для которой был принят вес 5). Вес каталожного значения в каталоге Хилтнера принят равным 5, а в каталоге Бера — 10. Использование весов, приведенных в последнем каталоге, нецелесообразно, так как они характеризуют лишь фор-

мальную точность вычисления поляризации. В следующих столбцах приводятся полученные средние значения степени поляризации $\bar{p}$, позиционного угла $\bar{\theta}$ и вес W , принятый нами для средних значений. Далее указаны полученные нами средние значения P и Φ и число n использованных при этом наблюдений. При выводе средних значений использовались наблюдения, выполненные после оптимальной установки компенсатора инструментальной поляризации. Осреднение велось по величинам X и Y .

По данным табл. 1 была определена поляризация эталона

$$p_0 = 2,08 \pm 0,029 \% = 0^m0452 \pm 0^m0006. \quad (9)$$

Вычисления велись по методу наименьших квадратов с учетом принятых весов и числа использовавшихся наблюдений. При вычислении нуль-



Фиг. 6. Сравнение средних величин степени поляризации, полученных в Крымской астрофизической обсерватории (абсцисса), с данными Бера (темные кружки), Хилтнера (светлые кружки) и Холла (крестики)

пункта отсчета позиционных углов эти веса дополнительно умножались на значения P . Среднее значение нуль-пункта равно

$$\Phi_0 = 89^{\circ}0 \pm 0^{\circ}75. \quad (10)$$

Полученные величины позволяют перевести все наши наблюдения в стандартную систему. Соответствующие значения степени поляризации p в процентах и позиционного угла плоскости поляризации θ в экваториальной системе приведены в 21-м и 22-м столбцах табл. 1. Сравнение этих значений с данными каталогов [14—16] дано на фиг. 6.

VIII. Для оценки точности наших наблюдений использовались откло-

нения индивидуальных значений степени поляризации и позиционных углов от приведенных в табл. 2 средних величин. Для вычисления ошибки в степени поляризации использовались 46 надежных наблюдений 12 звезд. Данные наблюдений слабой звезды BD + 34°1150 были отброшены. В результате средняя квадратичная ошибка одного 3-минутного наблюдения получилась равной

$$\sigma_p = \pm 0,16 \% = 0^m,0034. \quad (11)$$

Ошибка определения позиционного угла вычислялась по 26 наблюдениям 7 звезд с поляризацией более 1%. Средняя квадратичная ошибка одного 3-минутного наблюдения составляет

$$\sigma_\phi = \pm 1,7. \quad (12)$$

Для меньших значений степени поляризации ошибка, как и следовало ожидать, получается значительно большей.

Необходимо отметить, что значительная часть наблюдений, вошедших во все вычисления средних ошибок, производилась при больших зенитных расстояниях. Ошибки 10-минутных наблюдений по предварительным данным значительно меньше величин (11) и (12).

Значения (11) и (12) характеризуют внутреннюю точность наших наблюдений. Их можно сравнить с аналогичными величинами для каталогов Хилтнера и Холла, приведенными в [16]. Сравнение с каталогом Бера провести затруднительно, так как приведенные в нем значения ошибок не являются результатом сравнения повторных наблюдений одних и тех же звезд. Для каталога Хилтнера внутренняя ошибка каталожного значения степени поляризации равна $0^m,0033 = 0,15\%$, т. е. практически совпадает с ошибкой одного нашего наблюдения. Аналогичная величина для каталога Холла значительно больше и составляет в среднем около $0^m,0062 = 0,29\%$. При этом ошибка растет с ростом поляризации, что, очевидно, является следствием ошибок в калибровке. Ошибка каталожного значения позиционного угла для каталога Холла равна $3^\circ,5$ при поляризациях, больших 1,5%.

Внешние ошибки наших наблюдений выводились при сравнении полученных из отдельных наблюдений значений степени поляризации и позиционного угла со средними величинами $\bar{p}$, приведенными в табл. 1. Вычисленные значения внешних ошибок составляют

$$(\sigma_p)_{\text{вн}} = \pm 0,24 \% ; (\sigma_\phi)_{\text{вн}} = \pm 2,5, \quad (13)$$

что значительно меньше аналогичных величин для каталогов Хилтнера и Холла [16].

Проницающая способность нашей аппаратуры практически ограничивается фоном ночного неба. Как уже отмечалось, из-за большой светосилы и значительных аберраций питающей оптики невозможно полностью исключить влияние фона. При обычно используемой диафрагме размером 0,5 мм световой поток от фона неба в безлунную ночь равен потоку от звезды 12-й величины. При этом в ряде случаев наблюдалась значительная (до 3—5%) поляризация излучения фона. Поэтому при наблюдениях звезд слабее $7^m,5$ — 8^m учет поляризации фона становится необходимым.

Уверенно произвести такой учет для звезд слабее $10^m,5 - 11^m$ невозможно. При установке поляриметра на рефлекторе сравнимых с нашим телескопом размеров мы смогли бы уверенно измерить звезды $12-12^m,5$ с 10-минутным временем накопления.

Эти значения проникающей способности превосходят аналогичные значения для аппаратуры Бера и Холла, равные соответственно 8^m и 10^m , и сравнимы с результатами Хилтнера.

При подобном сравнении, как и при сравнении точности наблюдений, следует учитывать, что наблюдения Холла получены с 40-дюймовым, а Хилтнера — с 82-дюймовым рефлекторами. Следовательно, наша аппаратура дает возможность получать на инструментах небольших размеров данные, превосходящие по точности результаты, полученные с крупными телескопами (при меньшем времени полного наблюдения), и не уступающие им по проникающей способности.

IX. В заключение укажем на некоторые возможности дальнейшего совершенствования разработанного метода.

В описанной схеме компенсация мерцаний осуществляется не полностью. Для полной компенсации следует ввести вторую систему накапливающих RC-ячеек для измерения постоянной составляющей фототока. Тогда мы сможем получить значения постоянной составляющей, относящиеся точно к тем же интервалам времени, в которые накапливалась переменная составляющая на каждом из 20 конденсаторов. Очевидно, что при этом мы достигнем большей независимости результатов измерения от быстрых изменений светового потока, чем при использовании среднего за все время накопления значения постоянной составляющей. Это может дать существенный выигрыш в точности при наблюдениях ярких звезд.

Авторы выражают свою благодарность инженеру А. Ф. Лагутину и механику П. Г. Назарову за прекрасно выполненную работу по конструированию и изготовлению механических узлов прибора.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Г. Фесенков. Астр. журн., 12, 39, 1935.
2. Д. А. Рожковский. Астр. циркуляр, № 166, 13, 1956.
3. В. А. Домбровский. Астр. журн., 30, 603, 1953.
4. W. A. Hiltner. Ap. J., 109, 47, 1949.
5. К. А. Григорян. Сообщ. Бюраканской обс., 27, 55, 1959.
6. W. A. Hiltner. Observatory, 71, 237, 1951.
7. A. Behr. Veröff. Univ.-Sternwarte Cöttingen, № 114, 1956.
8. J. S. Hall, A. H. Mikesell. Publ. U. S. Naval Obs., 17, part 1, 1950.
9. Н. А. Димов, В. Б. Никонов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 176, 1960.
10. Н. А. Димов. Астр. журн., 37, 464, 1960.
11. И. И. Проппик. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 208, 1958.
12. А. М. Бонч-Бруевич. Применение электронных ламп в экспериментальной физике. Гостехиздат, 1954, стр. 275.
13. S. Chandrasekhar. Radiative Transfer. Oxford, Clarendon Press, 1950, p. 24. Русский перевод: С. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии. ИЛ, 1953, стр. 33.
14. A. Behr. Nachr. d. Akad. d. Wiss. Göttingen, II math.-phys. Klasse, Nr 7, 1959.
15. W. A. Hiltner. Ap. J., Suppl., Ser. 1, No 24, 1956.
16. J. S. Hall. Publ. U. S. Naval Obs., 17, part VI, 1958.

НОВАЯ СВЕТОСИЛЬНАЯ КАМЕРА СО СФЕРИЧЕСКОЙ ОПТИКОЙ

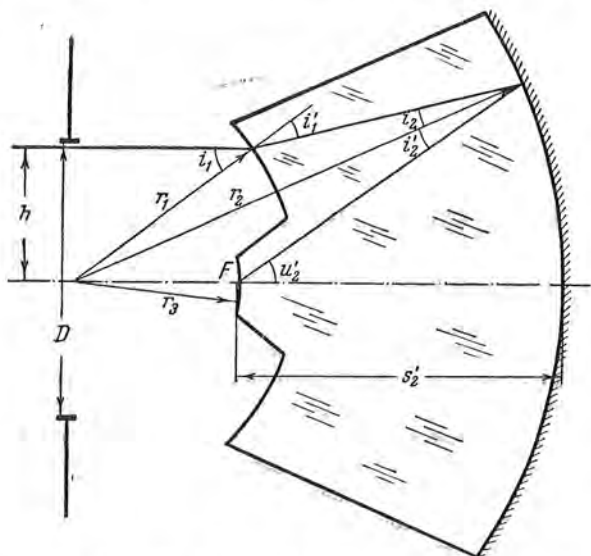
Г. М. Попов

Описана сравнительно простая конструкция светосильной системы со значительным полем, обладающая малыми светопотерями и светорассеиванием. Приведены формулы для вычисления аберраций системы, а также рассмотрены различные модификации системы — ахроматизованная система и система с плоским полем. Результаты расчетов 15 вариантов системы, имеющих различную светосилу и показатель преломления, даны в таблице. Система предназначена для изучения метеоров, туманностей, зодиакального света, свечения ночного неба и т. д.; возможно также использование системы в качестве камеры для спектрографа.

A NEW FAST CAMERA WITH SPHERICAL OPTICS, by G. M. Popov. — A fast camera of comparatively simple design, with a large field and slight losses and scattering to light is described. Formulas are given for computing the aberration of the system. Different modifications of the system (achromatic and plane field) are considered. Results of computation of 15 different schemes with different focal ratios and refractive indices are tabulated. The system can be used for the study of meteors, nebulae, zodiacal light, air-glow, etc. It can also be used as a camera of a spectrograph.

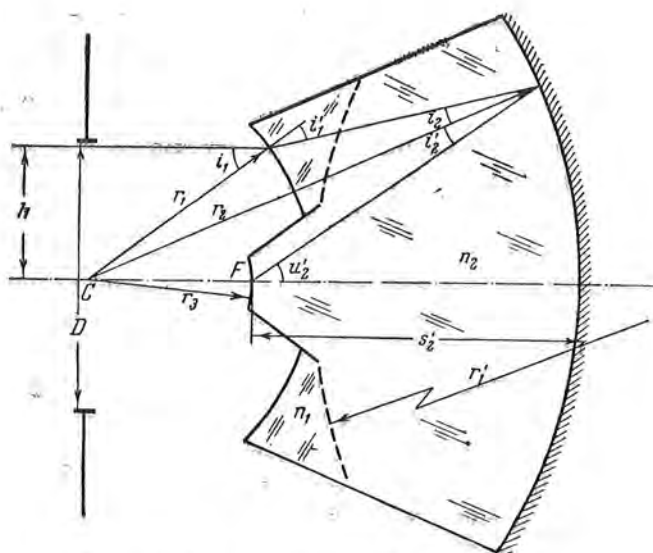
Для фотографирования слабых метеоров, туманностей, зодиакального света, свечения ночного неба, а также для получения спектров этих объектов требуется светосильная оптическая система с достаточно большим полем. Повсеместно используемые в настоящее время менисковые системы Д. Д. Маскутова [1, 2] хорошо работают лишь при не очень больших светосилах, так как остаточная сферическая аберрация ограничивает дальнейшее увеличение светосилы ([2], стр. 323—324). Применение ретушированных систем Маскутова нецелесообразно, так как это усложняет и удорожает изготовление системы. Система Б. Шмидта [3], позволяющая достижение светосилы, близкой к предельной, исключительно трудна в изготовлении. Сплошная система Шмидта, кроме того, обладает дисторсией, а фокус ее труднодоступен. Существуют различные варианты систем, совмещающих в себе идеи и Шмидта и Маскутова. Это, например, система Линфута — Бауверса [4] — менисковая концентрическая система, остаточные аберрации которой компенсируются асферической пластинкой, расположенной в центре кривизны системы. Система И. Бейкера «Супер Шмидт» [5] представляет собой усложненную систему Линфута — Бауверса. Она также содержит асферическую пластинку, имеет сложную конструкцию,

следствием которой являются большие светопотери и светорассеивание; фокус этой системы также труднодоступен. Объективы У. Рейтона и Р. Брейси [6, 7] (увеличенные объективы микроскопа) обладают всеми



Фиг. 1. Основной вариант системы

недостатками, свойственными микрообъективам: они имеют сложную многолинзовую конструкцию и, как следствие, большие светопотери и светорассеивание.



Фиг. 2. Ахроматизованный вариант системы

Автор настоящей статьи предложил сравнительно простую concentрическую систему, обладающую светосилой, близкой к предельной, при значительном поле зрения.

Мы дадим выражения для аберраций, характеризующих качество этой системы. Результаты расчетов большого числа конкретных систем приведены в таблице.

§ 1. Описание системы

Оптическая система, рассматриваемая в настоящей статье, представляет собой кусок прозрачного вещества с показателем преломления n , большим, нежели у окружающей среды, ограниченный тремя сферическими поверхностями с радиусами r_1, r_2, r_3 (фиг. 1). Центры всех трех поверхностей совмещены в одной точке. Ход лучей света — слева направо. Свет от светящейся точки, которая в частном случае может находиться в бесконечности, преломляется через поверхность с радиусом кривизны r_1 , затем отражается от поверхности с радиусом r_2 , покрытой зеркальным слоем, образуя фокус в точке F , лежащей на поверхности с радиусом r_3 . Эта последняя поверхность приводится в непосредственный контакт со светоприемником (иммергируется). Благодаря такой конструкции удастся получить весьма совершенное исправление аберраций; в то же время светосила в такой системе в n^2 раз выше, нежели в системе, светоприемник которой находится в воздухе. Внеосевые аберрации — кома, астигматизм, дисторсия — отсутствуют, если апертурная диафрагма расположена в плоскости, проходящей через центр кривизны системы.

Хроматические аберрации системы — хроматизм положения и сферохроматическая аберрация — остаются не исправленными в такой простейшей конструкции. Хроматическую аберрацию положения можно исправить небольшим усложнением конструкции, применив склейку камеры из двух сортов стекол с одинаковым средним показателем преломления, но различными дисперсиями (на фиг. 2 склейка показана пунктиром). Остаточную сферическую аберрацию при необходимости можно исправить соответственно рассчитанной коррекционной пластинкой, аналогичной пластинке Шмидта, поместив ее в центре кривизны системы; применение такой пластинки может потребоваться лишь при светосилах, близких к предельным.

§ 2. Аберрации системы

В дальнейшем будем использовать общепринятые в отечественной литературе обозначения и правила знаков (см., например, [8]). Из фиг. 1 имеем ([8], стр. 6):

$$u'_2 = -\arcsin \frac{h}{r_1} + \arcsin \frac{h}{nr_1} - 2 \arcsin \frac{h}{nr_2}, \quad (1)$$

$$r_2 - s'_2 = \frac{-h}{n \cdot \sin u'_2}; \quad n > 0. \quad (2)$$

Для параксиальных лучей соответственно получим:

$$(u'_2)_{\text{пар}} = -\frac{h}{r_1} + \frac{h}{nr_1} - \frac{2h}{nr_2}, \quad (3)$$

$$r_2 - (s'_2)_{\text{пар}} = \frac{-h}{n \cdot (u'_2)_{\text{пар}}}; \quad n > 0. \quad (4)$$

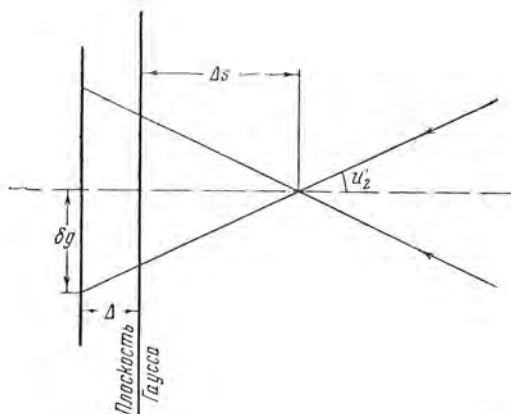
Найдем продольную сферическую абберацию как разность

$$\Delta s = (r_2 - s'_2) - [r_2 - (s'_2)_{\text{пар}}] = \frac{-h}{n} \left[\frac{1}{\sin u'_2} - \frac{1}{(u'_2)_{\text{пар}}} \right]. \quad (5)$$

Для поперечной сферической абберации δg из геометрических соображений получим следующую формулу (фиг. 3):

$$\delta g = (\Delta s + \Delta) \cdot \operatorname{tg} u'_2, \quad (6)$$

где Δ — смещение плоскости установки относительно плоскости Гаусса (дефокусировка).



Фиг. 3. Ход лучей вблизи фокуса системы

Выражение для угловой сферической абберации получим как разность последнего угла $(u'_2)_0$ эквивалентной идеальной системы и последнего угла реальной системы. Последний угол идеальной системы определим из условия

$$\Delta s = \frac{-h}{n} \left[\frac{1}{\sin (u'_2)_0} - \frac{1}{(u'_2)_{\text{пар}}} \right] = 0,$$

так как для идеальной системы $\Delta s = 0$. Отсюда получим

$$(u'_2)_0 = \arcsin (u'_2)_{\text{пар}}.$$

Итак, выражение для угловой сферической абберации η в системе имеет вид:

$$\eta = \arcsin \left(\frac{h}{nr_1} - \frac{h}{r_1} - \frac{2h}{nr_2} \right) + \arcsin \frac{h}{r_1} - \arcsin \frac{h}{nr_1} + \arcsin \frac{h}{nr_2}. \quad (7)$$

Радиус кривизны поля R в концентрической системе, очевидно,

равен $[r_2 - (s'_2)_{\text{пар}}]$, т. е. расстоянию от центра кривизны системы до фокуса:

$$R = r_2 - (s'_2)_{\text{пар}} = \frac{h}{-\frac{h}{r_1} + \frac{nh}{r_1} + \frac{2h}{r_2}} = \frac{1}{\frac{n-1}{r_1} + \frac{2}{r_2}},$$

или, с учетом дефокусировки:

$$R = \frac{1}{\frac{n-1}{r_1} + \frac{2}{r_2}} - \Delta. \quad (8)$$

Продольную хроматическую aberrацию положения системы найдем как разность значений R для двух различных длин волн света λ_1 и λ_2 ; получим:

$$\Delta s_{\text{хр}} = \frac{(n_{\lambda_1} - n_{\lambda_2})}{r_1} \cdot \frac{1}{\left(\frac{n-1}{r_1} + \frac{2}{r_2}\right)^2}, \quad (9)$$

где $\Delta s_{\text{хр}}$ — продольная хроматическая aberrация положения системы, n_{λ_1} и n_{λ_2} — показатели преломления для длин волн λ_1 и λ_2 соответственно.

Для лучей C, F будем иметь

$$\Delta s_{\text{хр}} = \frac{n-1}{\nu \cdot r_1} \cdot \frac{1}{\left(\frac{n-1}{r_1} + \frac{2}{r_2}\right)^2}, \quad (10)$$

где ν — число Аббе.

В спектрографе хроматизм камеры не вредит; впрочем, хроматическую aberrацию в случае необходимости можно исправить применением склейки камеры (см. фиг. 2) из двух сортов стекла с одинаковым средним показателем преломления, но различными дисперсиями. В этом случае радиус склейки определяется условием (расстояние между поверхностями с r_1 , r'_1 равно нулю):

$$r'_1 = r_1 \left[\left(\frac{n_2 - n_1}{n_2} \right)_{\lambda_1} - \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2} \right)_{\lambda_2} \right] \frac{1}{\left(\frac{n_1 - 1}{n_2} \right)_{\lambda_2} - \left(\frac{n_1 - 1}{n_2} \right)_{\lambda_1}}, \quad (11)$$

где r'_1 — радиус склейки.

§ 3. Методика расчета

Считая известными r_1 , n и h , находим r_2 из условия, что сферическая aberrация на некоторой зоне h_1 равна нулю. Обычно это крайняя зона, равная половине отверстия системы, т. е. $h_1 = D/2$. Подставив r_1 , n и h_1 в (5), получим $\sin u'_2 = (u'_2)_{\text{пар}}$. Это трансцендентное уравнение относительно r_2 . В первом приближении решение этого уравнения можно найти графически как точку пересечения кривых $\sin u'_2$ и $(u'_2)_{\text{пар}}$. Более точное значение корня удобнее всего искать по методу Ньютона. Формула для приближений Ньютона в этом случае имеет вид:

$$r_2 = (r_2)_0 - \frac{\frac{n}{h_1} (r_2)_0^2 [(u'_2)_{\text{пар}} - \sin u'_2]}{1 - \left\{ 1 - \left[\frac{h_1}{n (r_2)_0} \right]^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \cdot \cos u'_2}.$$

Таблица

№	r_1	r_2	n_D	D	R	Δs				Δ	δg_{Δ}	Δs_{xp}	$\left \frac{R}{D} \right $	
						$h=-7$	$h=-12$	$h=-17$	$h=-20$					
1	-50,0	-113,635	1,5163 (R8)	34,0	-35,8124	-0,0021	-0,0046	-0,0042	0,0	0,0036	0,00025	-0,206	1,05330	
2	-50,0	-111,36	1,6126 (TR16)	34,0	-33,103	-0,0019	-0,0041	-0,0041	-0,0009	0,0035	0,00022	-0,231	0,973618	
3	-50,0	-109,09	1,7550 (TФ5)	34,0	-29,9123	-0,0012	-0,0027	-0,0024	-0,00023	0,0022	0,00015	-0,490	0,879773	
4	-50,0	-107,434	1,9000 (TФ6)	34,0	-27,3068	-0,00089	-0,0019	-0,0017	+0,00026	0,0016	0,00011	-0,638	0,803141	
5	-50,0	-106,18	2,0361 (CTФ1)	34,0	-25,2810	-0,00082	-0,0019	-0,0019	0,0	0,0016	0,0001	-0,732	0,743558	
№	r_1	r_2	n_D	D	R	Δs				Δ	δg_{Δ}	Δs_{xp}	$\left \frac{R}{D} \right $	
						$h=-10$	$h=-20$	$h=-25$	$h=-30$					
6	-50,0	-111,409	1,5163 (R8)	50,0	-35,386	-0,0106	-0,0286	-0,0264	-0,0007	0,023	0,0023	-0,202	0,707726	
7	-50,0	-109,53	1,6126 (TR16)	50,0	-32,792	-0,0084	-0,0226	-0,0207	-0,0	0,018	0,0020	-0,227	0,655484	
8	-50,0	-107,558	1,7550 (TФ5)	50,0	-29,693	-0,00798	-0,0162	-0,0148	-0,0	0,015	0,0012	-0,45	0,593592	
9	-50,0	-106,0	1,9000 (TФ6)	50,0	-27,135	-0,00532	-0,0140	-0,0139	-0,0041	0,012	0,0011	-0,63	0,54249	
10	-50,0	-105,16	2,0361 (CTФ1)	50,0	-25,169	-0,00344	-0,00936	-0,00858	-0,00206	0,007	0,001	-0,722	0,50324	
№	r_1	r_2	n_D	D	R	Δs				Δ	δg_{Δ}	Δs_{xp}	$\left \frac{R}{D} \right $	$\left \frac{R}{D} \right _{\text{теор.}}$
						$h=-10$	$h=-20$	$h=-30$	$h=-40$					
11	-50,0	-107,86	1,5163 (R8)	60,0	-34,734	-0,0207	-0,075	-0,1145	0,0	0,093	0,015	-0,19	0,57890	0,33
12	-50,0	-106,90	1,6126 (TR16)	60,0	-32,363	-0,0146	-0,0527	-0,0765	0,0	0,063	0,010	-0,22	0,53938	0,31
13	-50,0	-105,14	1,7550 (TФ5)	60,0	-29,359	-0,0125	-0,0432	-0,064	0,0	0,052	0,009	-0,47	0,48845	0,285
14	-50,0	-104,23	1,9000 (TФ6)	60,0	-26,928	-0,0087	-0,0291	-0,045	0,0	0,037	0,006	-0,623	0,4488	0,263
15	-50,0	-103,50	2,0361 (CTФ1)	60,0	-25,001	-0,0069	-0,0232	-0,0352	0,0	0,029	0,005	-0,715	0,41668	0,246

Найдя r_2 (достаточно пяти значащих цифр), вычисляем значение сферической аберрации на промежуточных зонах $0 < |h| < |h_1|$ по одной из формул (5) — (7). Вычисляем также кривизну поля системы по формуле (8) и хроматическую аберрацию, либо (для ахроматизованной системы) находим радиус склейки по формуле (11).

§ 4. Результаты вычислений

Результаты расчетов различных вариантов системы даны в таблице. Здесь приведены: конструктивные элементы системы r_1 , r_2 , n_D (показатель преломления для λ 5893 Å), диаметр апертурной диафрагмы D , радиус кривизны поля R с учетом дефокусировки Δ , абсолютная величина отношения R/D (квадрат его обратно пропорционален светосиле системы; следовательно, эта величина может служить для сравнения светосил у различных систем); даны также значения продольной сферической аберрации Δs для различных значений h (для λ 5893 Å); приведено значение дефокусировки Δ , при которой получается наименьший кружок рассеивания с радиусом δg_Δ ; наконец, дано значение продольной хроматической аберрации Δs_{xp} для лучей C , F . В третьем разделе таблицы приведены для сравнения $\left| \frac{R}{D} \right|_{\text{теор}}$ — предельные теоретические значения $\left| \frac{R}{D} \right|$. Величины Δ и δg_Δ получены графическим путем — посредством вычерчивания хода лучей вблизи фокуса. Все размеры даны в миллиметрах.

Таблица позволяет сделать следующие выводы.

1. Выгодно применять стекла с большим показателем преломления, так как при этом сферическая аберрация уменьшается, а светосила возрастает; в то же время дисперсия стекла должна быть минимальной, чтобы уменьшить хроматизм.

2. Все рассчитанные системы имеют радиус кружка наименьшего рассеивания, не превосходящий 0,015 мм, что соответствует разрешающей способности высокочувствительной фотографической эмульсии. Следует заметить, однако, что значения δg_Δ и Δ для различных цветов различны (сферохроматическая аберрация), а поэтому в ответственных случаях следует вычислять сферическую аберрацию также и для других цветов.

3. Хроматическая аберрация положения значительна, но это не препятствует использованию системы в качестве камеры для спектрографа, для съемок в монохроматических лучах и т. п.

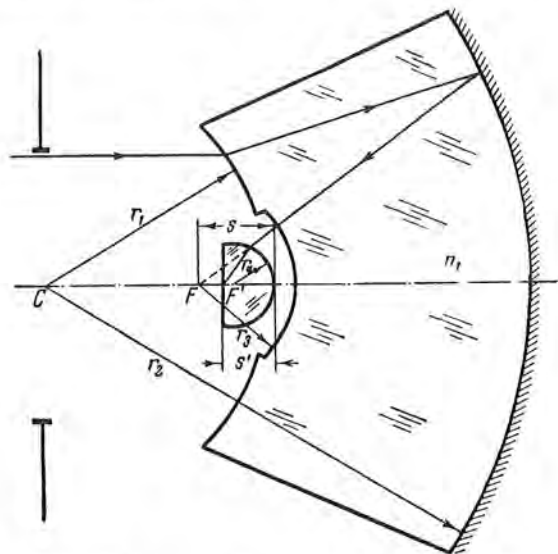
4. Светосила систем 11—15 близка к теоретическому пределу.

5. Целесообразно использовать данную систему как заменитель «сплошной» (да и обычной) камеры Шмидта, трудоемкой в изготовлении и обладающей труднодоступной фокальной поверхностью.

Поле зрения системы практически ограничено лишь экранированием света светоприемником (кассетой) и может достигать 20° и более при потерях на экранирование не выше 25%.

§ 5. Система с плоским полем

Если необходимо получить небольшое, но плоское поле при светосиле, близкой к предельной, то можно применить следующую конструкцию (фиг. 4). Эта конструкция использует в качестве исходной рассмотренную выше систему, но пучок световых лучей выводится в воздух, не достигая фокуса F , с помощью поверхности с радиусом r_3 , центр кривизны которой совпадает с фокусом исходной системы. Таким образом, эта поверхность,



Фиг. 4. Вариант системы с плоским полем

будучи апланатической, не вносит ни сферической аберрации, ни комы. Далее свет преломляется через поверхность с радиусом r_4 , которая также является апланатической и рассчитана так, чтобы исправить кривизну поля всей системы, не меняя в ней остаточной сферической аберрации. Эта линза увеличивает также и апертуру пучка (угловую), что приводит к повышению светосилы системы. Так как конструкция уже не концентрическая, то в ней появляются некоторые аберрации наклонных пучков — хроматизм увеличения и астигматизм; впрочем, это не препятствует использованию системы в качестве камеры для спектрографа. При этом удастся также уменьшить хроматизм положения либо устранить его. Следует заметить, что при одной и той же исходной системе можно применять полевые линзы из стекол с различными показателями преломления, что позволяет варьировать светосилу и фокусное расстояние системы в некоторых пределах.

Методика расчета такова. Рассчитав исходную систему, как описано выше, находим по формуле Петцваля ([8], стр. 99), пренебрегая астигматизмом, следующую формулу для r_4 :

$$r_4 = \frac{1}{\frac{n_2}{n_2 - 1} \left[\frac{n_1 - 1}{n_1} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_3} \right) + \frac{2}{n_1 r_2} \right]}; \quad n_1 > 0; \quad n_2 > 0.$$

Это выражение определяет r_4 лишь в первом приближении, и в ответственных случаях желательно уточнить значение его посредством прямых тригонометрических расчетов хода лучей. Зная r_4 , находим положение полевой линзы относительно фокуса исходной системы по формулам, определяющим положение апланатических точек сферы ([8], стр. 129):

$$s' = \frac{n_2 + 1}{n_2} r_4;$$

$$s = (n_2 + 1) r_4.$$

Совместив фокус исходной системы с точкой, лежащей на расстоянии s от поверхности с r_4 , получим фокус новой системы в точке, находящейся на расстоянии s' от поверхности. Вторая поверхность полевой линзы является плоскостью, к которой непосредственно иммергируется фотопластика.



Фиг. 5. Спектр ночного неба; видна линия λ 5577 (отмечена стрелкой); при печати произведено увеличение порядка $10\times$

Опытный экземпляр системы с плоским полем был изготовлен и испытан в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Эта система предназначена для светосильного спектрографа к 640-миллиметровой зеркально-линзовой камере. Диаметр входного зрачка этой системы $D = 40$ мм, светосила ее эквивалентна светосиле системы, имеющей светоприемник в воздухе и обладающей относительным отверстием $1 : 0,45$; спектральные линии на негативах имеют ширину, не превосходящую $0,03$ мм при диаметре поля зрения 7° (фиг. 5).

Автор выражает свою признательность В. И. Прошкину за помощь в работе, проф. В. К. Прокофьеву за просмотр рукописи и ценные указания.

Май 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. Д. Д. Максудов. Труды ГОИ, вып. 124, 1944.
2. Д. Д. Максудов. Астрономическая оптика. ОГИЗ. 1946.
3. B. S c h m i d t. Mitt. Hamburg-Bergedorf, 7, Nr 36, 45—17, 1932.
4. A. B o u w e r s. Monographs on the Progress of Research in Holland. Achievements in Optics, 1946.
5. J. G. B a k e r. Sky and Telescope, 10, 219, 1951.
6. W. R. R a y t o n. Ap. J., 72, 59—61, 1930.
7. R. J. B r a s e y. Ap. J., 83, 179—186, 1936.
8. Г. Г. С л ю с а р е в. Методы расчета оптических систем. Л.—М., 1937.

Известия
Крымской астрофизической
обсерватории
Т о м XXVII

*

Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР

*

Редактор издательства *Ю. И. Ефремов*
Технический редактор *В. В. Волкова*
Корректор *В. Т. Макаров*

РИСО АН СССР № 55—108 В. Сдано в набор 28/X 1961 г.

Подп. к печати 5/II 1962 г. Формат 70×108^{1/16}.

Печ. л. 20+5 вкл. Усл. печ. л. 28,77. Уч. изд. л. 23,8 (22,7+1,1 вкл.)

Тираж 1200 экз. Т-01157. Изд. № 371 Тип. зак. № 2538

Цена 1 р. 20 к.

Издательство Академии наук СССР
Москва, Б-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография Издательства АН СССР
Москва, Г-99, Шубинский пер., 10