

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXII



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА — 1960

Редакционная коллегия:

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

НЕКОТОРЫЕ УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ МАГНИТОГРАФА КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Н. С. Никуллин

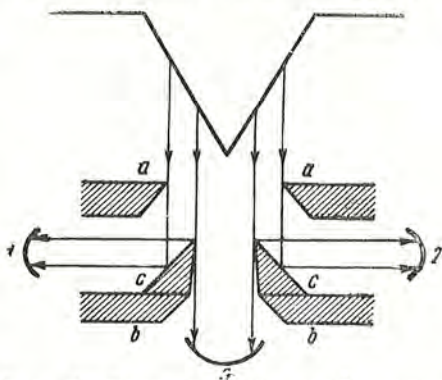
В статье описаны изменения, внесенные в конструкцию магнитографа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [1], позволившие значительно улучшить его параметры.

В магнитографе установлены ФЭУ фирмы ЕМІ, обладающие высокой чувствительностью и малыми значениями темнового тока. Это позволило увеличить разрешающую силу магнитографа до $1'' \times 1''$. Значительно увеличены стабильность работы и чувствительность компенсатора лучевых скоростей. Новый магнитограф одновременно регистрирует магнитные поля, лучевые скорости и яркость.

SOME IMPROVEMENTS OF THE MAGNETOGRAPH OF THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by *N. S. Nikulin*.—The changes made in the construction of the magnetograph of the Crimean Astrophysical Observatory [1], which enabled better performance, are described.

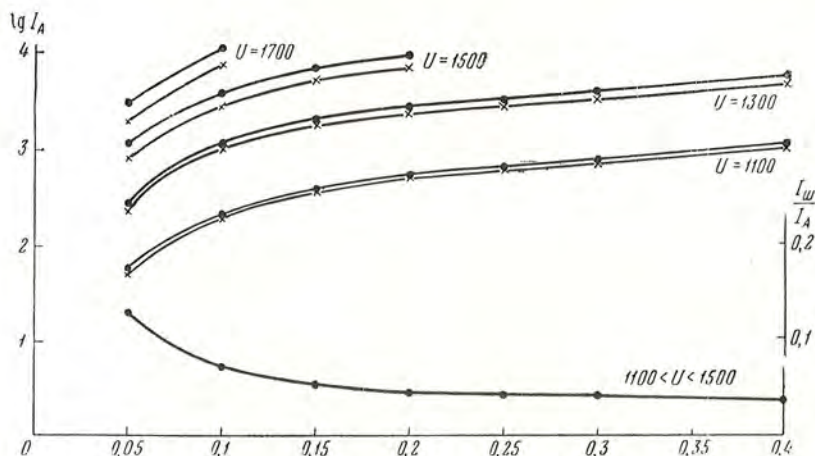
The EMI photomultipliers of high sensitivity and small value of the dark current has been installed, thereby making possible an increase of the resolving power to $1'' \times 1''$. The stability of operation and sensitivity of the compensator of radial velocities have increased considerably. The new magnetograph simultaneously records magnetic fields, radial velocities and brightness.

Новый магнитограф установлен на спектрографе [1] с фокусным расстоянием 20 м. Увеличение фокусного расстояния с 10 до 20 м позволило в два раза увеличить дисперсию. Вследствие этого к конструкции выходной щели спектрографа могут быть предъявлены менее жесткие требования. Схематическое изображение выходной щели спектрографа (сконструированной А. И. Лобановым) приведено на фиг. 1. Она состоит из двух обычных щелей, отцентрированных с большой точностью относительно друг друга. Щечки первой щели (*a*) обрезают крылья линии. Ядро линии проваливается между призмами (*c*), укрепленными на щечках второй щели (*b*).



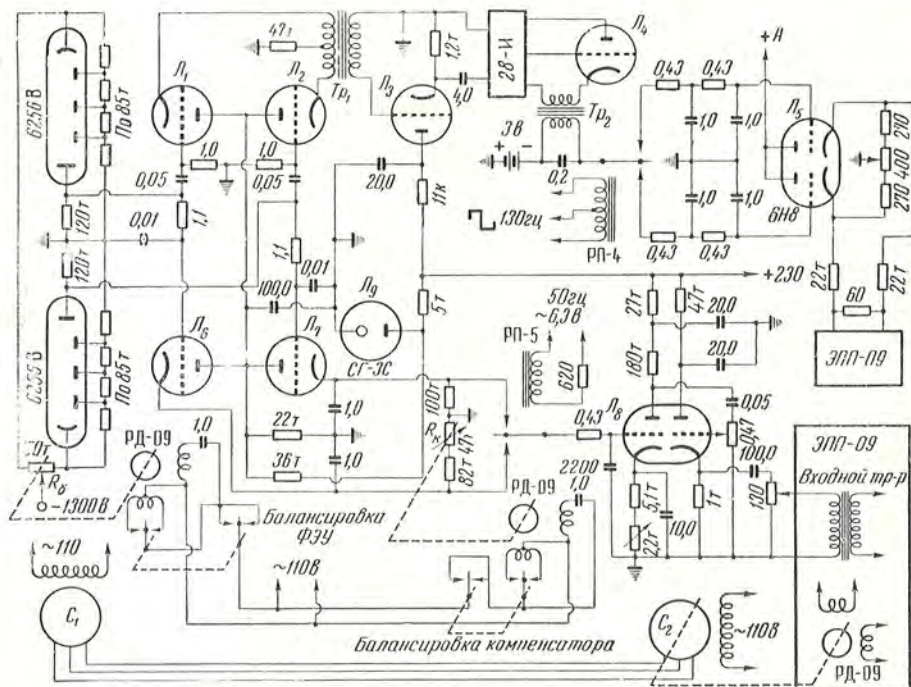
Фиг. 1. Схематическое изображение выходной щели спектрографа.

Пучки света от средней, наиболее крутой части контура линии (наверху), отражаясь от призм (*c*), падают на катоды ФЭУ (1 и 2), а пучок,



Фиг. 2. Световые характеристики английских ФЭУ 6256В, снятые при различных значениях напряжения на делителях:

Нижняя кривая характеризует отношение шум — сигнал.



Фиг. 3. Схема магнитографа и компенсатора лучевых скоростей.

прошедший между призмами, падает на катод третьего ФЭУ (3), который используется для регистрации яркости. Такая конструкция щели надежна в работе и позволяет быстро и в довольно широких пределах изменять размеры щелей, что бывает необходимо при переходе от узкой линии к более широкой.

Размеры щелей изменяются в пределах: для щели a — a 0—4 мм и для щели b — b 0,5—4 мм, что соответствует участкам спектра 0—0,4 Å и 0,05—0,4 Å (для зеленой области в пятом порядке).

В магнитографе установлены ФЭУ английской фирмы EMI типа 6256В, сочетающие высокую чувствительность (2000 A/L) со сравнительно небольшим темновым током ($2,0 \cdot 10^{-8}a$). Если чувствительность ФЭУ 6256В и ВЭИ-1, работавших в прежнем магнитографе, привести к одной величине, равной 1 A/L , то их темновые токи будут иметь такие значения: 6256В — $1 \cdot 10^{-11}a$ и ВЭИ-1 — $5 \cdot 10^{-10}a$.

Отношение практических шумов к теоретическим в среднем около 2,3 для ФЭУ EMI 6256В и около 3 для ФЭУ ВЭИ-1.

На фиг. 2 приведены экспериментально снятые световые характеристики двух ФЭУ типа 6256В при различных значениях напряжения на их делителях. По оси абсцисс отложена ширина входной щели спектрографа в миллиметрах, по оси ординат $\lg I_A$ в произвольных единицах. Кривые двух ФЭУ при одинаковом напряжении на их делителях идут параллельно и близко одна к другой, что гарантирует стабильную работу компенсатора лучевых скоростей при изменениях интенсивности светового потока.

На этом же графике (внизу) приведена кривая, характеризующая отношение шум — сигнал. Это отношение несколько ухудшается при уменьшении величины светового потока, что вполне закономерно, но ход ее остается практически неизменным при изменении напряжения на делителях.

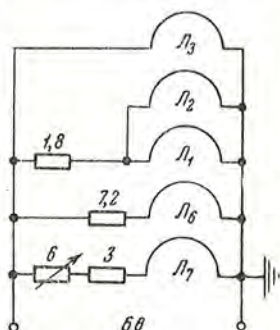
ФЭУ питаются от стабилизированного выпрямителя ВС-10. Напряжение на делителях составляет 1300 в при общем потребляемом токе 2 ма.

На фиг. 3 в несколько упрощенном виде приведена схема магнитографа и компенсатора лучевых скоростей. Катодные повторители вынесены из фотометра ввиду недостатка места. Работают они на лампах 6Ж1Ж в режиме, близком к электрометрическому. Экранные и антиднатронные сетки этих ламп соединены с анодами и поэтому на схеме они вычерчены триодами.

На сетки ламп L_1 и L_2 поступают только переменные составляющие анодных токов ФЭУ. В цепи катодов этих ламп включен трансформатор TP_1 . Он выполняет две функции: во-первых, суммируются два напряжения, приложенные в противофазе к концам первичной обмотки, и, во-вторых, это удвоенное напряжение значительно увеличивается по амплитуде за счет того, что коэффициент трансформации этого трансформатора равен 1 : 10. Между вторичной обмоткой трансформатора TP_1 и основным усилителем 28-И для согласования включен катодный повторитель на лампе 6С1П (L_3).

Основное достоинство этого усилителя заключается в том, что он обладает более высокой симметрией в сравнении с прежним [1]; его коэффициент усиления практически не зависит от изменений напряжения источников питания, и, кроме того, он сохраняет практически линейную амплитудную характеристику вплоть до входного напряжения порядка 0,5—0,7 в.

В усилитель 28-И вмонтирована лампа 6С1П (L_4), включенная катодным повторителем на его выходе. В цепи катода этой лампы включен



Фиг. 4. Схема подключения накальных цепей ламп к стабилизированному накальному выпрямителю.

разделительный трансформатор TP_2 , который необходим для устранения непосредственной связи по постоянному току между катодом лампы L_4 , имеющим положительный потенциал по отношению к земле, и сетками лампы L_5 , имеющими отрицательный потенциал по отношению к земле.

Благодаря введению этого трансформатора дрейф нуля ЭПП-09 практически отсутствует. Схема демодулятора в основном осталась без изменений. Для более четкой работы демодулятора обмотка возбуждения поляризованного реле типа РП-4 питается током, близким по форме к прямоугольным импульсам.

Компенсатор лучевых скоростей работает на лампах L_6 , L_7 и L_8 . Лампы L_6 и L_7 являются катодными повторителями. Для максимально возможного ограничения сеточных токов эти лампы поставлены в режим, близкий к электрометрическому. В цепях сеток и катодов этих ламп пмеются RC -фильтры, срезающие переменные составляющие анодных токов ФЭУ. На сопротивлениях, включенных в цепи катодов, выделяется напряжение, возникающее при разбалансировке анодных токов ФЭУ. Сопротивление R_k служит для балансировки катодных повторителей. Его ось вращается при помощи электродвигателя РД-09, как и у сопротивления R_6 , служащего для балансировки анодных токов ФЭУ. Благодаря этому все регулировки удалось сосредоточить на пульте управления. Балансировка катодных повторителей производится при закрытом затворе входной щели спектрографа. Когда катодные повторители оказываются сбалансированными, стрелка регистрирующего прибора компенсатора (ЭПП-09) остается в пределах шкалы. Для грубой балансировки в цепи накала лампы L_7 включено переменное сопротивление (фиг. 4). Им приходится пользоваться в случае замены одной из ламп.

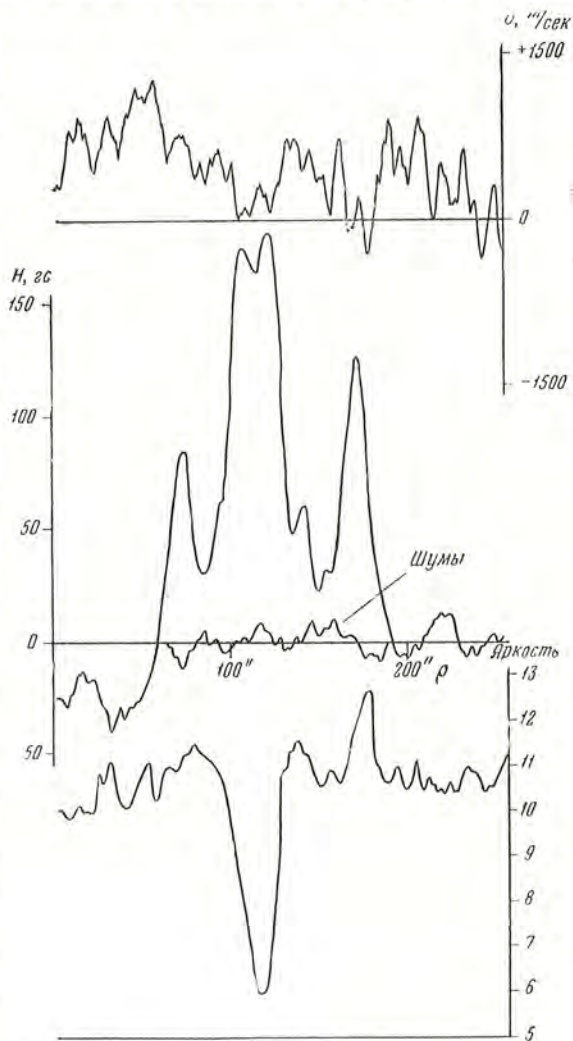
Напряжение, выделяющееся на катодных сопротивлениях, подается на контакты поляризованного реле РП-5. Затем уже промодулированное напряжение подается на предварительный усилитель переменного тока с катодным повторителем на выходе, работающий на лампе 6Н2П (L_8).

При помощи переменного сопротивления, включенного в цепи катода левого триода 6Н2П, устанавливается минимальное значение сеточного тока этой лампы. Переменное напряжение с выхода предварительного

усилителя подается прямо на первичную обмотку входного трансформатора ЭПП-09. Время пробега кареткой всей шкалы прибора должно быть минимальным. Установленный у нас ЭПП-09 имеет время пробега 1 сек. Реохорд и вибрационный преобразователь удалены из прибора. На одну ось с реверсивным двигателем ЭПП-09 вместо удаленного реохорда установлен сельсин (C_2), электрически связанный с другим сельсином (C_1), установленным перед входной щелью спектрографа. На оси сельсина C_1 закреплена плоскопараллельная пластинка, с помощью которой линия удерживается на выходной щели спектрографа. Компенсатор лучевых скоростей, собранный по описанной схеме, работает очень устойчиво. Дрейф нуля практически отсутствует. Запас чувствительности у него вполне достаточный, что позволяет работать при очень малых размерах входной щели спектрографа.

ЭПП-09 используется в компенсаторе и как один из узлов следящей системы, и как прибор, регистрирующий угол поворота плоскопараллельной пластинки, т. е. сдвиги или асимметрию линии на выходной щели спектрографа, что позволяет одновременно и в одной и той же точке поверхности Солнца регистрировать магнитные поля и лучевые скорости.

Компенсатор лучевых скоростей, помимо своего прямого назначения, может быть использован для калибровки магнитных полей [2]. Для этого необходимо выключить усилитель ЭПП-09, но оставить включенными сельсины. Передвигая вправо или влево по шкале ЭПП-09 стрелку, мы тем самым будем поворачивать на определенный угол плоскопараллельную пластинку компенсатора, т. е. искусственно сдвигать линию на



Фиг. 5. Записи лучевых скоростей, магнитных полей и яркости, произведенные одновременно в линии Na D_1 . Яркость прокалибрована в относительных единицах.

выходной щели спектрографа. Угол поворота плоскопараллельной пластинки калибруется в лучевых скоростях по вращению Солнца или расчетным путем. Затем можно производить калибровку магнитных полей обычным образом, но линия на выходной щели спектрографа смещается не перемещением изображения диска Солнца на входной щели спектрографа при фиксированном положении плоскопараллельной пластинки [1], а поворотом плоскопараллельной пластинки на определенный угол вправо и влево от среднего положения при неподвижном изображении Солнца.

Анодные цепи ламп $L_1 - L_8$ (фиг. 3) питаются от стабилизированного выпрямителя ВС-11, а накальные (фиг. 4) — от стабилизированного накального выпрямителя ВС-13. Кроме этого, весь магнитограф подключен к сети переменного тока через феррорезонансный стабилизатор.

В регистраторе яркости применен метод модуляции анодного тока ФЭУ при помощи поляризованного режэ [3]. В регистраторе яркости установлен ФЭУ фирмы ЕМІ типа 9502В. Напряжение на его делитель подается с того же стабилизированного выпрямителя ВС-10, от которого питаются ФЭУ 6256В.

Для примера на фиг. 5 приведен один из разрезов, сделанных 1 ноября 1958 г. Все три записи произведены одновременно в линии $\text{Na } D_1$. Верхняя кривая — запись лучевых скоростей, средняя кривая — магнитных полей и нижняя — яркости. Яркость прокалибрована в относительных единицах.

Шумы, приведенные на фиг. 5, записаны при выключенном напряжении на кристалле. Этот метод записи шумов более удобен, чем метод, предложенный Бэбкоком, по линии $\lambda 5123,7$, не отягощенной Зеeman-эффектом [2].

Ввиду того, что ФЭУ ЕМІ 6256В обладают меньшим значением темнового тока, чем ФЭУ ВЭИ-1, удалось повысить разрешающую силу магнитографа до $1'' \times 1''$.

В заключение выражаю искреннюю благодарность А. Б. Северному и В. Е. Степанову за ценные советы и помощь при конструировании и налаживании магнитографа.

Л и т е р а т у р а

1. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 3, 1958.
2. Н. W. Вабсеск. Ар. J., 118, 387, 1953.
3. Н. А. Димов. Наст. том, стр. 9.

ПРИМЕНЕНИЕ МОДУЛЯЦИИ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ФОТОУМНОЖИТЕЛЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СЛАБЫХ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ

И. А. Димов

Предложен способ модуляции коэффициента усиления фотоумножителя, основанный на нарушении распределения межкаскадных потенциалов, который исключает нестабильность нуля, связанную с утечками по стеклу фотоумножителя. Модуляция достигается замыканием двух соседних динодов посредством поляризованного реле, питающегося от сети переменного тока.

Применение этого приема позволяет заменить при усилении фототоков усилитель постоянного тока с характерным для него дрейфом нуля, усилителем переменного тока.

THE APPLICATION OF THE MODULATION OF THE AMPLIFICATION FACTOR OF A PHOTOMULTIPLIER FOR THE MEASUREMENT OF WEAK LIGHT FLUXES, by *N. A. Dimov*.— A method for modulating the amplification factor of a photomultiplier is proposed. It is based on the variations of the dynode potentials, excluding the nonstability of the zero-point connected with the leakage on the glass of the photomultiplier. Modulation is attained by the shortage of two dynodes by means of a polarizing relay fed by a. c.

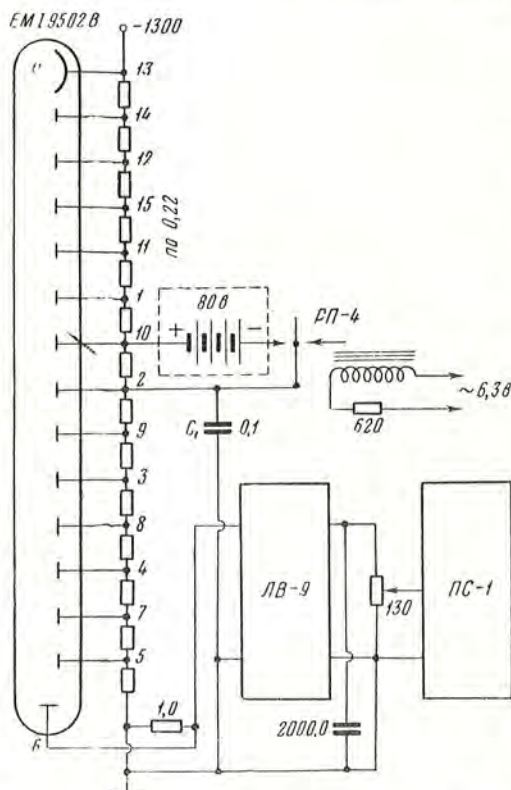
When amplifying the photocurrents this method permits the amplifier of direct current (with its characteristic zero-drift) to be replaced by an amplifier of alternating current.

При длительных измерениях яркости спектральных линий на солнечном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории требовалось стабильное усиление фототоков. Нестабильность нуля усилителей постоянного тока является основной причиной, затрудняющей их применение. Усложнение схем таких усилителей позволяет уменьшить этот недостаток. Однако при продолжительных измерениях остающаяся нестабильность все же может заметно сказываться на результатах. Необходимость длительных измерений световых потоков при большом усилении по напряжению во многих случаях вынуждает исследователей применять усиление по переменному току, используя различные способы модуляции входного сигнала. Нередко используемая модуляция светового потока обтюратором на оси мотора создает значительные магнитные помехи и представляет собою громоздкую и неудобную в работе систему. Остальные способы модуляции сигнала на входе усилителя не исключают нестабильности нуля как за счет самого усилителя, так и вследствие утечек по стеклу фотоумножителя [1].

не зависит от утечек в области анода, так как последние не модулируются. Частота повторения импульсов определяется частотой переменного тока, питающего поляризованное реле. После усиления и детектирования импульсы фототока подаются на регистрирующий прибор. Показания выходного прибора в широких пределах не зависят от частоты переменного тока, питающего обмотку поляризованного реле. Не влияет на результат и скорость переброски реле, зависящая от подаваемого на него напряжения. Схема установки показана на фигуре.

Проведенные опыты показали, что для 13-каскадного фотумножителя наибольший коэффициент модуляции и получается при замыкании сопротивления между диодами 6 и 7. Конденсатор C_1 служит для исключения узких импуль-

сов, возникающих на выходе фотоумножителя при отсутствии света на катоде. В данной схеме испытывались фотоумножители типа ФЭУ-49, ФЭУ-47, ФЭУ-Р_з и ВЭИ-1. Однако для фотоумножителей ЕМ1 модуляция в приведенной схеме оказалась неполной, и при применении этих фотоумножителей Н. С. Никулин включил дополнительное напряжение в цепь замыкания поляризованного реле (на фигуре показано пунктиром). Напряжение порядка 20—80 в включается так, чтобы полярность его при разомкнутых контактах была обратной



Принципиальная схема модуляции коэффициента усиления фотумножителя

полярности напряжения на сопротивлении делителя. В этом случае получается 100% модуляции коэффициента усиления фотопумножителя. Для усиления фототоков применяется усилитель лампового вольтметра типа ЛВ9-2, на выходе которого после детектора включен самописец типа ПСО1-02. Описанный фотометр применяется в системе солнечного магнитографа Крымской обсерватории для измерения интенсивности спектральных линий [2].

Л и т е р а т у р а

1. Б. А. Л о п а т и н. Ламповые гальванометры постоянного тока. Госэнергоиздат, 1952.
2. Н. С. Н и к у л и н. Наст. том, стр. 3.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ,
СВЯЗАННЫХ СО ВСПЫШКАМИ НА СОЛНЦЕ

А. Б. Северный

Задача исследования — проверить полученные автором выводы [1] о возникновении вспышек в нейтральных точках поля (н. т.) и об уничтожении вспышками магнитных полей в их окрестности.

С помощью существенно усовершенствованного солнечного магнитографа [2] получено 20 записей магнитного поля активных групп, из которых 8 дают сведения только о расположении вспышек, а 12 позволяют, кроме того, судить и об изменениях поля при вспышках (см. табл. 4). Запись поля велась в линии λ 4886 (Fe I) и иногда в этой линии и в H_{β} .

Рассмотрен вопрос о калибровке поля обеих этих линий. Имеется сходство в общем характере распределения поля в H_{β} и λ 4886 особенно над группами пятен, хотя в деталях наблюдаются заметные отличия. Сопоставления положения основных, наиболее интенсивных очагов вспышек в момент их возникновения с положением нейтральных точек для 61 случая показывают (см. карты поля — фиг. 4—17), что в 46 случаях вспышки практически возникли в нейтральных точках, в 8 случаях расхождение положения вспышки и нейтральной точки может быть связано с ошибками и в 7 — оно выходит за пределы ошибок, но может быть связано с незнанием топографии поля и с отличием высоты образования вспышки от фотосферы. Ни разу не наблюдались вспышки в районе магнитных полюсов или на нейтральной линии вдали от сильных, скрещенных полей. Соответствие положения вспышек и нейтральных точек улучшается, если рассматривать поле, записанное в самом ядре H_{β} , относящееся к хромосфере. Напряженность полей в хромосфере в пределах активной группы того же порядка, что и в фотосфере (см. [3]).

Сравнение карт магнитных полей, сделанных до и после (а иногда также во время) вспышек, показывает в семи случаях из восьми, что после вспышек магнитные поля упрощаются и в окрестности вспышек (нейтральных точек) уничтожаются (исчезают или далеко уходят в сторону отдельные полюса, исчезают нейтральные точки) и уменьшается градиент поля.

Градиенты поля в районе вспышек обычно составляют от $\sim 0,02$ до $0,1$ гс/км. Возникающие при развитии вспышек яркие волокна стремятся располагаться вдоль (или параллельно) нейтральным линиям.

Отмечен также интересный случай образования вспышки вдоль замкнутой нейтральной линии, который истолкован как пинч-эффект, возникающий при прорыве трубки одной полярности в область сильного поля другой полярности.

Таким образом, настоящая работа подтверждает все основные выводы, сделанные ранее в [1].

AN INVESTIGATION OF MAGNETIC FIELDS CONNECTED WITH SOLAR FLARES, by A. B. Severny. — The investigation was made in order to check the conclusions [1], obtained previously by the author, on the appearance of flares in neutral points of the field and the destruction of the surrounding fields by a flare.

With an essentially improved solar magnetograph [2] 20 record were made of the magnetic fields of active groups. Eight of these only give data on the location of the flares in magnetic fields, while 12 also permit some conclusions to be made on the changes of the field due to the flare (see table 4). The fields were recorded in λ 4886 (Fe I) and sometimes in λ 4886 and H_{β} . The calibration of the field in both these lines is considered (§ 4). There is a similarity in the general character of the distribution of the field in both of these lines, especially over spot groups. However pronounced differences are observed in the details. The comparison of the positions of the main brightest centers of flares at the moment of their appearance with the positions of neutral points in 61 cases shows (see the magnetic maps on figs. 4—17) that in 46 cases the flares appear practically in neutral points, in 8 cases the discrepancy in the positions can be attributed to the errors and in 7 the discrepancy is larger than the errors (this may be connected either with lack of data on the topography of the field or with the difference between the height of the flare and the photosphere). Not once was there observed a flare in the region of a magnetic pole or on the neutral line remote from crossed magnetic fields. The accordance between the positions of the flares and neutral points improves if one considers the field recorded in the core of H_{β} , which is related to the chromosphere itself. The field strength in the chromosphere above the active group is of the same order as in the photosphere (see [3]).

The comparison of magnetic maps obtained before and after (and sometimes during) the flare shows that in 7 cases out of 8, the magnetic fields tend to be more simple after the flare and in the vicinity of flares (or neutral points) the magnetic poles (or hills) disappear or run far away, the neutral points sometimes disappear and the gradients of field strength are reduced. Usually these gradients equal from 0.02 to 0.1 gauss/cm in the region of flares. The bright filaments developing during flares tend to be located along or parallel to the neutral lines.

An interesting case has been observed of the appearance of a flare along a closed neutral line. This phenomenon has been explained as a pinch-effect arising after the breach caused by the intrusion of a magnetic tube of one polarity into the region of an intense field of opposite polarity.

Thus the present investigation confirms all the main conclusions arrived at previously in [1].

§ 1. ЗАМЕЧАНИЯ О МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ (КАЛИБРОВКА ПОЛЯ И ДР.)

Метод фотоэлектрических измерений магнитных полей в активных областях на диске Солнца, принятый в настоящей работе, принципиально тот же, что и в нашей предыдущей работе [1], за исключением некоторых существенных усовершенствований самого магнитографа, описанных в [2]. Основное улучшение связано с применением новых фотоумножителей ЕМІ, обладающих высокой чувствительностью при малом темновом токе, что позволило применять при записях малые размеры входной щели спектрографа (до 1 кв. сек.), т. е. повысить разрешающую силу записей поля и выявлять более тонкую структуру магнитных полей. Обычно применяемые при систематической записи полей в группах размеры входной щели спектрографа: ширина, равная пяти нормальным ($\sim 0,15$ мм), высота — 0,5—1,0 мм для изображения Солнца 220 мм соответствуют области с площадью от 5 до 10 кв. сек. (1 мм — $8'',2$). Так как дрожание при записях нередко составляет $2''$ (0,25 мм), то временами можно было брать и несколько большие размеры щели. В случае очень хороших изображений (дрожание $\sim 0'',5-0'',0$) можно было делать записи при разрешающей силе 1—2 кв. сек. Однако для целей настоящей работы такая разрешающая сила не нужна.

Для записи поля, так же как и в [1], использовалась в основном линия λ 4886 и в отдельных случаях — линия H_{β} (предварительные результаты записей поля с помощью линии λ 4886 см. в [1] и [3]).

Рассмотрим более подробно картину зеемановского расщепления для этих линий. Имеются две линии FeI с длиной волны λ 4886, указанные в табл. 1, содержащей данные каталога Мур:

Таблица 1

λ	№ Мульти.	Интенс.	Потенциал		J	Мульти.	Примечание
			нижн.	верхн.			
4886,17	467	⊙	3,10	5,62	0—1	$c^3P - x^3D$	Предсказ. λ
4886,34	1066	(1)	4,14	6,66	3—2	$y^5D^0 - {}^5D$	Mt. Wils. Contr., № 202

Первая из них λ 4886,17 — триплет, так что $2S + 1 = 3$, $S = 1$ и для уровней имеем следующие данные:

$$\begin{aligned} \text{нижний } c^3P_0: L = 1, J = 0, S = 1, \\ \text{верхний } x^3D_1^0: L = 2, J = 1, S = 1. \end{aligned}$$

Фактор Ланде:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1.1)$$

будет $\frac{0}{0}$ для нижнего уровня 3P_0 (для которого магнитный момент равен нулю, так как здесь вектора L и S одинаковы по величине и противоположны по знаку) и $g = \frac{1}{2}$ для верхнего уровня. Картина Зеемана будет представлять собой нормальный триплет ($m = 0; \pm 1$ для верхнего и $m = 0$ для нижнего) с расщеплением $\Delta\lambda_H$ в $\frac{1}{2}$ нормального расщепления ($g = 1$). Так как

$$\Delta\lambda_H = \pm 4,7 \cdot 10^{-5} g \lambda^2 H, \quad (1.2)$$

а величина $g\lambda^2 = 1,19 \cdot 10^{-9}$, то для λ 4886,17

$$\Delta\lambda_H = \pm 0,56 \cdot 10^{-13} H = \pm 0,56 \cdot 10^{-3} H (\text{\AA}), \quad (1.3)$$

т. е. значение, которое было нами использовано в [1].

Для квинтета λ 4886,34, $2S + 1 = 5$, $S = 2$ и переход совершается между уровнями с одинаковым $L = 2$. Согласно (1.1), в этом случае $g_{\text{верх}} = g_{\text{нижн}} = 1,5$, и расщепление линии

$$\Delta\lambda_H = \pm H \frac{\mu\lambda^2}{hc} [m_2 g_2 - m_1 g_1] = \pm 1,5 \Delta\lambda_{\text{норм}} (m_2 - m_1), \quad (1.4)$$

где m_2 и m_1 — магнитные числа для верхнего и нижнего уровня, $m_2 - m_1 = 0; \pm 1$. В данном случае картина будет нормальной, хотя π и обе σ представляют из себя бленды, полученные от наложения нескольких компонент ($m_2 = \pm 3; \pm 2; \pm 1; 0$, а $m_1 = \pm 2; \pm 1; 0$).

Для верхнего термина $y^5D_3^0$ имеется измеренное значение $g_{\text{изм}} = 1,492$ [4], тогда как для нижнего измерений нет; для сходного термина 5D_4 измеренное значение $g = 1,435$. Вероятно, значение $g_{\text{изм}}$ для нижнего термина близ-

* Автор благодарен В. К. Прокофьеву, указавшему на эти измерения.

ко к этим измеренным, так что наиболее правильным представляется взять среднее из приведенных измеренных значений

$$g = 1,460.$$

Это означает, что картина расщепления будет близка к нормальной, но σ - и π -компоненты будут несколько диффузными из-за малого отличия в факторах g для верхнего и нижнего уровней. С этим значением фактора g величина расщепления (1.2) будет ($g\lambda^2 = 1,5 \cdot 10^{-9}$):

$$\Delta\lambda_H = 1,6 \cdot 10^{-5} H \text{ (Å)}, \quad (1.5)$$

т. е. в $\sim 2,7$ раза больше, чем для линии λ 4886,17.

Опираясь на приведенные в табл. 1 данные Мур, отождествляющие линию λ 4886,17 с солнечной линией, мы использовали в [1] расщепление согласно (1,3). В то же время в каталоге Роуланда указаны следующие линии в этом участке длин волн:

Таблица 2

$\lambda\lambda$	Элемент	Интенс.	$\lambda\lambda$	Элемент	Интенс.
4886,088	—	—3	4886,577	—	—3
179			719	—	—2
339m	Fe	3	847	(C-)	—3

Атлас Миннаэрта также показывает в этом участке только линию λ 4886,3 (а также λ 4886,7, слабую). Наши измерения проводились с помощью этой сильной линии, отмеченной в каталоге Роуланда как λ 4886,339, причем это значение λ базируется на трех независимых измерениях, на что указывает значок m . С другой стороны, разницу длин волн рассматриваемых двух линий Fe I, равную 0,16 Å, никак нельзя отнести за счет различия лабораторной и солнечной системы длин волн, которая в интересующей нас области спектра не превосходит 0,05 Å. Если даже различие длин волн этих линий достигало бы 0,1 Å, то не только на спектрографе Башенного солнечного телескопа, но и в атласе Миннаэрта обе линии были бы заметны как отдельные. В то же время никакой линии возле λ 4886,339 нет, кроме очень слабой с интенсивностью —3 бленды $\lambda\lambda$ 4886,088; 4886,179. Таким образом, отождествление Мур линии λ 4886,17 с солнечной линией, приведенное в табл. 1, является, по-видимому, ошибочным. Солнечной линией является линия λ 4886,34, принадлежащая мультиплету № 1066, а не мультиплету № 467, а линия λ 4886,17 если и присутствует, то является практически незаметной. В связи с этим возникло подозрение, что наша калибровка поля по λ 4886, использованная в [1] и вычисленная для λ 4886,17, является неправильной и ведет к занижению полей в $1,6/0,56 \approx 2,5$ раза. Чтобы убедиться в этом, мы сравнили для ряда пятен зеemanовское расщепление в λ 4886,334 и линиях λ 6302,508; λ 5250,212, которые используются для регулярных фотографических наблюдений полей пятен. В среднем для отношения измеренных расщеплений мы получили:

$$\frac{\Delta\lambda_H(6302)}{\Delta\lambda_H(4886)} = 3,20; \quad \frac{\Delta\lambda_H(5250)}{\Delta\lambda_H(4886)} = 2,50. \quad (1.6)$$

С другой стороны, теоретическое расщепление для этих линий:

$$\Delta\lambda_H(6302) = 4,65 \cdot 10^{-5} H; \quad (g = 2,5),$$

$$\Delta\lambda_H(5250) = 3,88 \cdot 10^{-5} H; \quad (g = 3,0),$$

так что, используя формулу (1.5) для λ 4886,34, получим теоретические значения 2,90 и 2,42 для λ 6302 и λ 5250 соответственно в х о р о ш е м с о г л а с и и с н а б л ю д е н и я м и. Если принять теперь за исходные наблюдаемые значения этих отношений, которые пропорциональны $g\lambda^2$, то можно подсчитать факторы g для λ 4886,34 из наблюдений, что дает $g = 1,31$ и $g = 1,38$ соответственно для λ 6302 и λ 5250, или в среднем 1,34 вместо 1,46 измеренного в лаборатории. Измеренное в лаборатории $g = 2,507$ для λ 6302 [4] практически совпадает с теоретическим. Поэтому лучше опираться на измеренное нами отношение расщеплений λ 4886 и λ 6302, т. е. считать g -фактор ближе к 1,3. Это дает выражение для расщепления:

$$\Delta\lambda_H = 1,43 \cdot 10^{-5} H, \quad (1.7)$$

которое и было окончательно принято при калибровке фотоэлектрических записей магнитных полей. Таким образом, калибровка полей, приведенная в [1], должна быть исправлена: измеренные поля всюду следует уменьшить в 2,5 раза. Это никак не сказывается на полученных в [1] результатах, но изменяет оценку предельно слабого и предельно сильного поля: шумы таким образом соответствуют полям ~ 10 гс, а предельно сильное поле, измеряемое без заметных искажений (из-за нелинейности), ~ 300 —500 гс. Так как сигнал магнитографа пропорционален $2 \Delta\lambda_H$ (при измерениях магнитного поля) с одной стороны и сдвигу спектральной линии $\Delta\lambda_v$ при измерениях лучевой скорости с другой стороны, то для калибровки поля можно использовать измерения, при той же чувствительности схемы, лучевой скорости вращения на одном и другом краю Солнца, у экватора. Поскольку при измерениях скорости происходит ослабление света примерно на 30% из-за установки на модулятор (кристалл гидрофосфата аммония и поляризатор) дополнительно $1/4$ -волновой пластинки и поляроида, то для равных сигналов при измерениях поля и скорости будем иметь очевидное соотношение:

$$2\Delta\lambda_H \approx \frac{1}{3} \Delta\lambda_v, \quad \text{или} \quad \Delta\lambda_H \approx \frac{1}{6} \Delta\lambda_v. \quad (1.8)$$

Например, для λ 4886, $\Delta\lambda_v = 1,62 \cdot 10^{-2} v$ (Å), где v — в км/сек, а $\Delta\lambda_H$ определяется (1.7), так что

$$H \approx 0,189 \cdot 10^3 v \text{ (км/сек)}, \quad (1.9)$$

т. е. на краю Солнца ($v \approx 2$ км/сек) отброс эквивалентен ~ 320 гс.

Рассмотрим теперь картину расщепления в H_β с учетом ее тонкой структуры (см. схему переходов на фиг. 1). Для атомов с одним электроном $S = 1/2$, $j = l \pm 1/2$, и при переходах должно выполняться условие: $\Delta l = \pm 1$, $\Delta j = 0; \pm 1$. Фактор Ланде в этом случае (см. (1.1))

$$g = \frac{j + 1/2}{l + 1/2}, \quad (1.10)$$

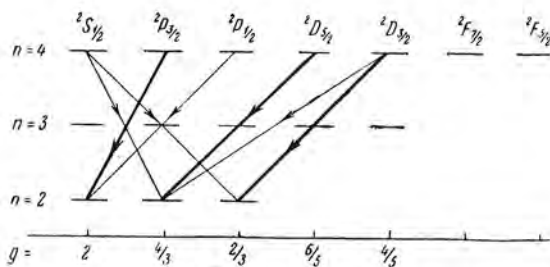
и для не очень сильного поля (пока сохраняется (L, S) -связь и эффект Пашен-Бака не играет роли) расщепление, соответствующее переходу $2-1$, дается той же формулой (1.4) или (см. [5]):

$$\Delta\lambda_H = \pm H \frac{\mu\lambda^2}{hc} [m_2 g_2(l, j) - m_1 g_1(l, j)] \equiv \pm H \frac{\mu\lambda^2}{hc} z. \quad (1.11)$$

Наиболее сильные компоненты тонкой структуры H_β суть (см. [6]):

$$\left. \begin{aligned} 2^2P_{3/2} - 4^2D_{3/2} &= I a, \text{ согласно [6]} \\ 2^2S_{1/2} - 4^2P_{3/2} & \\ 2^2P_{1/2} - 4^2D_{3/2} &= II b, \text{ согласно [6]} \end{aligned} \right\}; \quad (1.12)$$

они указаны на фиг. 1 жирными стрелками. Расщепление для этих компонент и будет в основном определять картину Зеемана для H_β . В случае не сильного поля* правило отбора $\Delta m = 0; \pm 1$ сохраняется ($\Delta m = 0$ для π -компоненты и $\Delta m = \pm 1$ для σ -компоненты, причем знак $\pm$



Фиг. 1. Схема переходов для H_β .

соответствует правой и левой поляризации по кругу для продольного поля). С помощью значений g для термов наиболее сильных составляющих тонкой структуры и формулы (1.11) можно определить картину расщепления для этих составляющих. Замечая, что m может иметь значения $\pm l; \pm(l-1); \dots; 0$ имеем для переходов $4^2D_{3/2} - 2^2P_{3/2}$ и $4^2D_{3/2} - 2^2P_{1/2}$ следующую схему возможных Δm :

$$\left. \begin{array}{ccccc} m_2 = 2 & 1 & 0 & -1 & -2 \\ & \diagdown & \diagup & \diagdown & \diagup \\ & 1 & 0 & -1 & 2 \\ m_1 = 1 & & & & \end{array} \right\}, \quad (1.13)$$

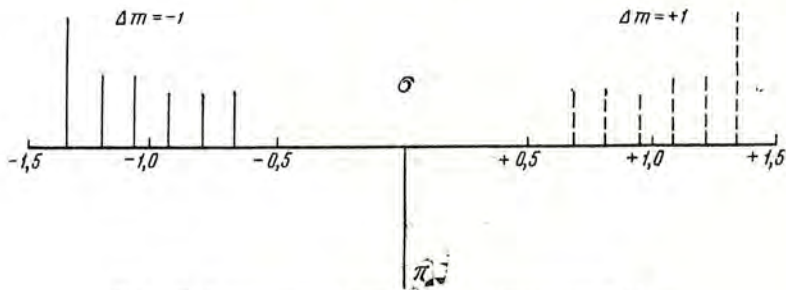
тогда как для перехода $4^2P_{3/2} - 2^2S_{1/2}$ реализуется нормальный триплет с расщеплением $1 \cdot g_2 - 0 \cdot g_1 = g_2 = 3/2$ нормального расщепления. В этой схеме комбинации по вертикали дают π -компоненты, а комбинация по диагонали — σ -компоненты. В табл. 3 собраны значения z -фактора расщепления для обоих указанных переходов, вычисленные согласно формулам (1.11) и схеме (1.13), а на фиг. 2 приведена картина расщепления, причем принято, что составляющие группы II b в $\sim 1,3$ раза сильнее, чем те же I a (см. [6]). Кроме того, σ -составляющие перехода $4^2P_{3/2} - 2^2S_{1/2}$ складываются с теми же составляющими для перехода $4^2D_{3/2} -$

* Расщепление меньше тонкой структуры.

(m_2, m_1)	Δm	$4^2D_{3/2} - 2^2P_{1/2}$	$4^2D_{5/2} - 2^2P_{3/2}$	(m_2, m_1)	Δm	$4^2D_{3/2} - 2^2P_{1/2}$	$4^2D_{5/2} - 2^2P_{3/2}$
(2,1)	+1	14/15	16/15	(0,-1)	+1	+10/15	+20/15
(1,1)	0	2/15	-2/15	(-1,0)	-1	-12/15	-18/15
(1,0)	+1	12/15	18/15	(-1,-1)	0	-2/15	+2/15
(0,1)	-1	-10/15	-20/15	(-2,-1)	-1	-14/15	-16/15
(0,0)	0	0	0				

$-2^2P_{3/2}$ при $(m_2, m_1) = (0, \pm 1)$, что дает интенсивность в 2,6 раза большую.

Так как факторы Ланде для верхних уровней во всех рассматриваемых переходах выше, чем у нижних, то знак расщепления $\Delta\lambda_H$ совпадает со знаком Δm , т. е. со знаком поляризации. (При более сильных



Фиг. 2. Структура магнитного расщепления H_β .

полях наступает смещение составляющих разной поляризации, см. [5].) Если пренебречь остальными, не рассмотренными более слабыми компонентами тонкой структуры, то средний взвешенный фактор z будет:

$$z = 1,07.$$

Таким образом, расщепление H_β будет сходно с триплетом Зеемана с весьма диффузными, имеющими кант с внешней стороны σ -компонентами, в среднем удаленными от центральной компоненты на

$$\Delta\lambda_H = \pm 1,20 \cdot 10^{-5} H \text{ (Å)}. \quad (1.14)$$

Это выражение для расщепления было использовано при калибровке записей поля в линии H_β . Применяя выражение (1.8) для H_β , имеем

$$H \approx 0,226 \cdot 10^8 v \text{ (км/сек)}, \quad (1.15)$$

так что сдвиг линии на краю Солнца эквивалентен ~ 450 гс.

§ 2. ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ АКТИВНЫХ ГРУПП. РЕЗУЛЬТАТЫ

Сделаем сначала несколько замечаний об интерпретации результатов получаемых с помощью магнитографа.

Измерения с помощью магнитографа, как известно, дают нам возможность на изображении данного участка поверхности Солнца построить

геометрические места точек одинаковой напряженности поля точнее — составляющей поля $\mathbf{H}$ вдоль луча зрения. Такие карты мы называем картами изогauss, и примеры их даны в [1]. Вопрос же построения фактического магнитного поля с помощью таких карт является довольно сложным, если даже отвлечься от того, что магнитограф дает только вертикальную составляющую. Дело в том, что магнитное поле (в отличие от поля механических сил или электростатического поля) является соленоидальным (силовые линии замкнуты), и считать силовые линии поля ортогональными к геометрическим местам равной, постоянной напряженности ($H = \text{const}$), вообще говоря, нельзя. Поскольку этот вопрос не тривиален и в большинстве руководств по электромагнетизму рассматривается как второстепенный, следует на нем остановиться в виду его практической важности для истолкования результатов измерений и во избежание недоумений.

Если нам задано магнитное поле $\mathbf{H}(x, y, z)$, то силовые линии, как известно, есть линии, направление касательной в каждой точке которых совпадает с направлением поля — векторов $\mathbf{H}$, так что уравнения семейства этих линий суть:

$$\frac{dx}{H_x} = \frac{dy}{H_y} = \frac{dz}{H_z}. \quad (2.1)$$

Легко выяснить, в каких случаях изогaussы ортогональны к силовым линиям поля. В простейшем случае поля, симметричного относительно оси y , изогaussы $H(x, z) = \text{const}$ ортогональны к силовым линиям, если

$$\left(\frac{dz}{dx}\right)_{\text{изог}} = -\frac{1}{\left(\frac{dx}{dz}\right)_{\text{сил. лин}}} = -\frac{H_x}{H_z}; \quad (2.2)$$

но, с другой стороны,

$$\frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{\text{изог}} = 0,$$

так что условие ортогональности (2.2) есть

$$H_z \frac{\partial H}{\partial x} - H_x \frac{\partial H}{\partial z} = 0,$$

или

$$\mathbf{H} \times \nabla H = 0. \quad (2.3)$$

Иначе говоря, если изогaussы ортогональны к силовым линиям поля, то направление роста поля совпадает с направлением поля. Вообще же, необходимым и достаточным условием существования поверхностей, ортогональных к полю вектора $\mathbf{H}$, является (см. [7]):

$$\mathbf{H} \cdot \text{rot } \mathbf{H} = 0, \text{ или } \text{rot } \mathbf{H} = 0; \quad (2.4)$$

но так как

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} = \frac{4\pi\sigma}{c} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} \right),$$

то условие (2.4) означает, что $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}$ или что $\mathbf{j} = 0$. Но, с другой стороны, при выполнении этого условия или условия (2.4) поле вектора $\mathbf{H}$ является квазипотенциальным — существует такой множитель

$\mu(x, y, z)$, что

$$\mu(H_x dx + H_y dy + H_z dz) = dU,$$

т. е. существует потенциал U такой, что

$$\mu H_x = \frac{\partial U}{\partial x}; \mu H_y = \frac{\partial U}{\partial y}; \mu H_z = \frac{\partial U}{\partial z}, \quad \text{т. е. } \mu \mathbf{H} = \nabla U \quad (2.5)$$

и поверхности $U = \text{const}$ являются ортогональными к полю $\mathbf{H}$. Но эти поверхности совпадают с изогауссами, если $U = H$, т. е. если согласно (2.5) направление роста поля ∇H совпадает с направлением поля. Условие $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}$ выполняется в большинстве случаев, но (2.3) не всегда имеет место. Например, в простейших случаях оно нарушается для поля $\mathbf{H}$ вокруг прямолинейного проводника, где силовые линии касательны к изогауссам, но выполняется вблизи оси диполя и оси соленоида или кругового тока. Оно выполняется для силовых трубок с равномерной (по сечению трубки), но изменяющейся вдоль оси трубки плотностью силовых линий (магнитные «бутылки» и «пробки»), в частности — для тороида с аналогичным распределением плотности силовых линий.

Благодаря огромному значению скин-времени солнечные магнитные поля можно практически во всех случаях считать «вмороженными» в плазму, движущуюся, в свою очередь, в основном вдоль силовых линий. Это имеет своим следствием то, что через поверхность, образованную одними и теми же движущимися частицами, магнитный поток сохраняется приблизительно неизменным, т. е. силовые трубки в таких условиях при установившемся движении плазмы являются следом в пространстве, образованным движением одних и тех же частиц. Поэтому вопрос пространственной топографии силовых линий, строго говоря, требует также привлечения данных о движении солнечной плазмы в наблюдаемых у поверхности Солнца магнитных полях. Даже в случае одиночного солнечного пятна подобное одновременное изучение полей и движений представляет большие трудности [8], но оно показывает в первом приближении, что данные наблюдений не противоречат картине, согласно которой движения плазмы в пятне протекают вдоль силовых линий. Так или иначе, пятна представляют собой силовые трубки или клубки (кольца) таких трубок, выход которых на поверхность Солнца дает нам при регистрации поля магнитные «холмы» различных полярностей.

Напряженность поля может быть распределена каким угодно образом по сечению трубки, но при пересечении трубки с поверхностью Солнца неизбежно образуются замкнутые кривые, вдоль которых сохраняется неизменной составляющая поля вдоль луча зрения (изогауссы). Силовые линии могут быть перпендикулярны к этим линиям или наклонены к ним под различными углами (так же как и их проекции на поверхности Солнца), однако силовая трубка должна замкнуться на ближайшем холме противоположной полярности и отклониться от ближайшего холма той же полярности. Это было бы справедливо и в том случае, если бы поля групп были образованы скрещением дипольных полей, т. е. были бы образованы как бы твердыми магнитами. Поэтому мы соединением приблизительно ортогонально к изогауссам холмы противопо-

ложной полярности на картах изогаусс, считая такую линию приближительной проекцией оси силовой трубки. (Для холмов одной полярности такие линии должны расходиться в противоположные стороны.) В таком смысле следует понимать стрелки на картах изогаусс, приведенные ниже, а также приведенные в [1]. Приближенное положение нейтральных точек (для краткости будем их обозначать н. т.) для проекции поля на картинную плоскость определяется по аналогии с приведенными в [1] тремя лабораторными моделями образования этих точек (трехполюсная, четырехполюсная и двухдипольная н. т.), исходя из условий, что н. т. должна 1) лежать на нейтральной линии и 2) находиться в промежутке между тремя или четырьмя полюсами (холмами) примерно симметрично по отношению к ним или несколько ближе к полюсам меньшей напряженности. (Фактическая н. т. может, конечно, отклоняться от этого положения.)

Измерения магнитных полей активных групп выполнены в основном летом 1958 г. (кроме одного — за 15 октября 1957 г.). Данные об этих измерениях и о вспышках, возникавших в группах, собраны в табл. 4. В пяти случаях сделано по несколько измерений в течение дня для выяснения возможных изменений поля в результате вспышек; в остальных семи случаях таких повторных записей нет — или из-за низкой активности группы (16—20 сентября) и внезапности появления вспышки (13 июня 1958 г.), или из-за неблагоприятных условий наблюдений (слишком малая высота Солнца как, например, 26 июня).

Наиболее трудно выбрать правильно момент записи, так как неизвестно, когда появится вспышка; но если группа активная сложной полярности и вспышки в ней уже появлялись в течение дня наблюдений, то по возможности измерения делались неоднократно с таким расчетом, чтобы иметь карты магнитного поля до и после вспышки, а также, если возможно, и во время вспышки. Как и в [1], сканирование участка изображения Солнца, содержащего интересующую нас группу, производилось в одном направлении (по прямому восхождению) через промежутки в 10" (иногда 5"). Записи для каждого разреза после измерений наносились в виде чисел-отбросов электронного потенциометра ЭПП-09 на эскиз данного участка солнечной поверхности (ориентация везде здесь принята такая, что восток слева, а север вверх). Затем места одинаковых показаний потенциометра соединялись плавной линией — изогауссой. Так как почти для каждой записи выполнялась калибровка поля по записи лучевой скорости вращения Солнца на восточном и западном краю (см. § 1), то для каждой магнитной карты получалась калибровка в гауссах (приведена на картах). В среднем запись участка Солнца $5' \times 5'$ занимала около часа, поэтому время начала записи фиксировалось с точностью до 5—10 мин.

Положения нейтральных точек находились на картах указанным выше способом приближенно с ошибкой от 10 до 5" в зависимости от взаимного расстояния между магнитными «полюсами» (холмами), полями которых она образована (нейтральные точки отмечены черными кружками на картах изогаусс, нейтральные линии — пунктиром). Положение вспы-

Дата	Время начала записи	№ записи	Номер группы, магн. класс	Примечания (когда сделана запись)
15. X 1957 г.	а) 14 ^h 0 ^m б) 16 40	б/п	200 (γ)	До всп. а и б После всп. б
13. VI 1958 г.	12 20	61	37 (γ)	" "
14. VI "	а) 10 40 14 50	62	4 (β)	(слабая при записи) До всп. После всп.
26. VI "	7 30	64	12 (γ)	Сразу после всп.
12. VII "	1) 14 0 2) 14 45 3) 16 45	66	117 (β)	До всп. б и в После всп. б " " в
25. VII "	17 0	б/п	36—37 (β)	" " б
20. VIII "	17 0	70	62 (γ)	" "
22. VIII "	а) 14 50 б) 17 20 в) 18 0	71	62 (γ)	До всп. балла 2 После всп. балла 2 После всп. балла 3
23. VIII "	1) 15 50 2) 18 0	72	62 (γ)	До всп. б После всп. б
12. IX "	14 50	73	92 (β)	" "
16. IX "	11 40	74	93 (а) β	В промежутке между вспышками
19. IX "	15	75	93 б (β)	То же
20. IX "	12 0	76	63 б(β)	До всп.

шек, отмеченное знаком плюс на этих картах, наносилось путем проектирования на карту изогаусс (с соответственным увеличением) снятого одновременно с записью этой карты H_{α} -фильма внезатменного коронографа КГ-1. Эти отметки иногда в значительной мере неопределенны, особенно в тех случаях, когда съемка фильма начата с опозданием, после возникновения вспышки. Во всех случаях отмечалось положение вспышки в самом начале съемки фильма. Под положением вспышки понималось место наибольшей яркости в пределах вспышки, особенно в тех случаях, когда вспышка протяженная. Если возникало сразу несколько центров, то отмечалось положение каждого центра *.

Сначала рассмотрим ту группу измерений, которые позволяют судить только о расположении вспышки в магнитном поле.

* Положения вспышек на картах поля отмечались всегда после построения карты и н. т.

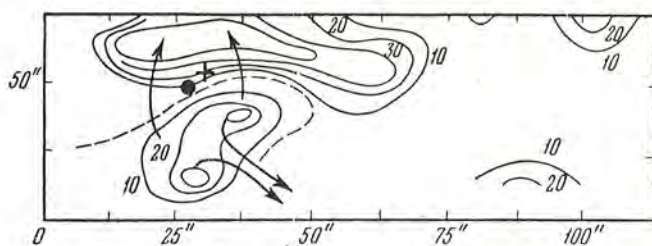
Таблица 4

Вспышки		Где возникла, номер карты поля
время	балл	
а) 15 ^h 58 ^m —16 ^h 11 ^m	1+	Н. т. (фиг. 16)
б) 13 32—16 56	?	Н. т.
10 2	2	Нейтр. замки. линия (фиг. 9)
14 19,5—14 48,5	1,5	Вне н. т. (фиг. 17)
6 16—7 35	3	Два очага в н. т., один вне (фиг. 8)
а) 10 53—11 34	1+—2	Вблизи н. т. (фиг. 11)
б) 14 33—?	1	Нет фильма
в) 16 36—16 41	1	Вблизи н. т.
г) 18 16—18 20	1—?	" " "
а) 13 22—14 48	1	Нет фильма
б) 16 46—17 0	1+	Н. т.
а) 15 0—15 24	1—	Один очаг в н. т., один вне (фиг. 12)
б) 15 48—16 01	1—	То же
а) 8 30—8 50	1+	Очаг α (см. фиг. 13). Вблизи н. т.
б) 8 59—9 50	1+	Очаги β и γ одновременно, оба в н. т.
в) 10 50—11 22	1+	α и β одновременно один в н. т., другой вблизи
а) 16 18—17 03	2	α , β , и γ одновременно два в н. т., третий вблизи н. т.
б) 17 56—19 25	3	α , β , γ и яркие облака между ними; два в н. т., один вблизи
а) 13 19—13 30	1	α , β и γ (?); два в н. т., третий вне (фиг. 15)
б) 17 17—17 40	1+	То же
12 12—12 15	2	Один очаг в н. т., один вне
а) 7 44—?	1—	Два очага в н. т., другой вне
б) 10 40—10 53	1—	То же
в) 18 04—18 14	1	Вне карты
а) 14 04—14 17	1+	Три очага в н. т.
б) 17 07—?	1+	То же
13 39—?	1	Два очага в н. т.

Простейший случай — это поле участка группы 36—37, 25 июля 1958 г., в котором имеются два полюса одной полярности и один противоположной (фиг. 3). Нейтральная линия, отделяющая здесь верхний протяженный полюс от двух нижних, скорее является просто местом, где поле перпендикулярно лучу зрения, особенно если учесть, что один из двух полюсов (восточный) довольно далеко отстоит от верхнего. Н. т. отмечена здесь так, чтобы она находилась на нейтральной линии и была расположена примерно симметрично относительно полюсов. Фактическая же нулевая точка поля из-за эффекта проекции, вероятно, должна находиться несколько ниже, ближе к этим двум полюсам. Поэтому положение самого яркого места вспышки, может быть, и не так точно соответствует н. т., как на фиг. 3.

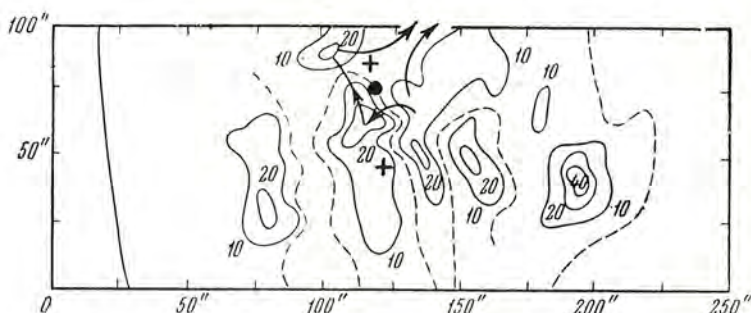
Второй аналогичный случай — на фиг. 4, группа 92, 12 сентября 1958 г. Здесь также н. т. (наверху) образована скрещением поля трех полюсов, и поблизости от нее мы находим отметку наиболее яркого ос-

новного узла вспышки, возникшей за 2 часа до регистрации поля. Вторым, менее яркий узел вспышки отмечен внизу, и остальная светящаяся, менее яркая масса вспышки простиралась между двумя этими узлами

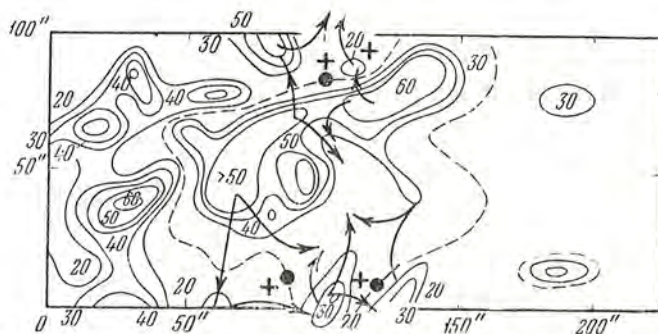


Фиг. 3. Карта магнитного поля группы 36—37, 25.VII 1958 г., $17^{\text{h}}0^{\text{m}}$; калибровка 1 дел. = 9 ес.

вблизи нейтральной линии. Этот второй узел возник несколько позднее, и возможно, что вспыхивающее свечение распространилось из основного узла вдоль нейтральной линии. Полюса, образующие н. т., не связаны с пятнами — они располагались на восток от типичной биполярной группы, которой соответствуют два магнитных холма в правой части фиг. 4.



Фиг. 4. Карта магнитного поля группы 92, 12.IX 1958 г., $14^{\text{h}}50^{\text{m}}$; калибровка 1 дел. = 26 ес.



Фиг. 5. Карта магнитного поля группы 93 b, 19.IX 1958 г., 15^{h} (калибровки нет).

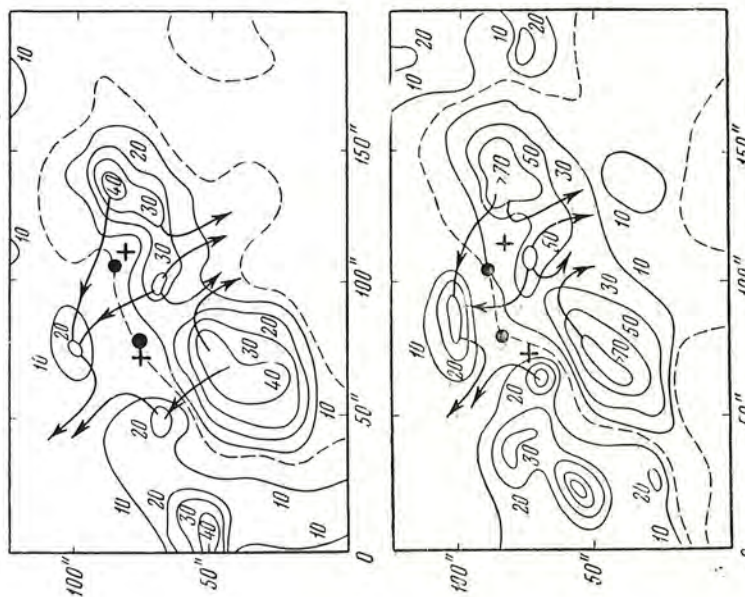
Несколько более сложное поле было вокруг биполярной группы 93 b, 19 сентября 1958 г. (три холма большой напряженности посередине на фиг. 5). Верхняя н. т. здесь (на север от группы) — типичная 4-по-

люсная н. т., образованная при скрещении полей двух полюсов одной полярности и двух — противоположной. Две н. т. внизу — трехполюсные (в восточной части участка также имеются н. т., которые не помечены на фиг. 5). Два очага вспышки возле верхней н. т. возникли в $17^h 7^m$, причем один из них практически совпадал с н. т., другой был на расстоянии $\sim 10''$.

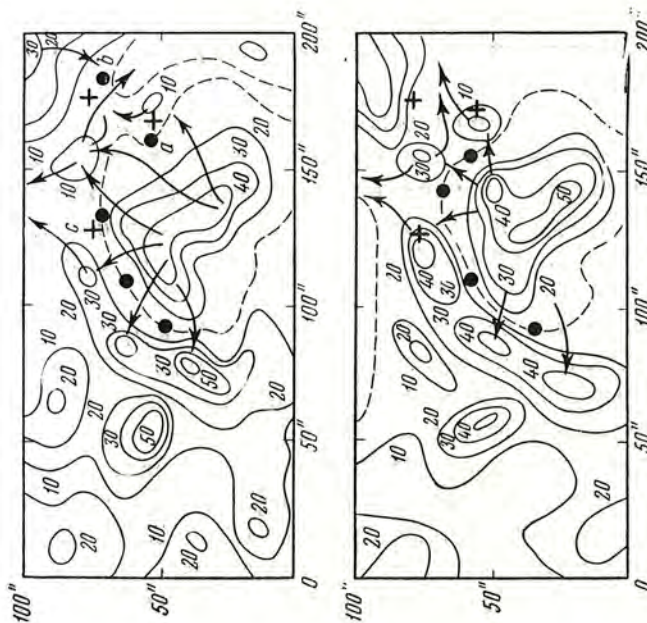
Вспышки в южной части группы (внизу) представляли собой два почти точечных очага, положение которых практически совпадало с н. т., если учесть возможные искажения из-за эффекта проекции. (Фактически оси силовых трубок не лежат в картинной плоскости, стрелки на фиг. 5 в этой области лишь приблизительно отмечают проекцию осей трубок на эту плоскость.)

На фиг. 6 видно, что поле той же группы 93 *b* на другой день, 20 сентября 1958 г., стало более простым. Здесь получены (одна за другой) записи поля в линии $\lambda 4886$ и H_β : мы видим хорошее сходство в общем характере поля для обеих этих линий, хотя расположение очагов вспышки, совпадающее практически с положением н. т. на карте H_β , довольно заметно отличается от положения н. т. на карте $\lambda 4886$ (вспышка в $13^h 39^m$ состояла из двух локализованных очагов). Это вполне естественно, если учесть, что при регистрации поля в H_β щели магнитографа устанавливаются практически на самый центр этой линии ($\pm 0,05 \text{ \AA}$ от центра), так что регистрируется магнитное поле в хромосфере, где в большинстве и возникают вспышки, тогда как запись в $\lambda 4886$ относится к полю в более глубоких, фотосферных слоях. Некоторое различие в абсолютной величине этого поля для одних и тех же магнитных холмов (в H_β систематически $\sim$ в 1,5 раза больше) может быть связано с ненадежностью калибровки. Но, во всяком случае, оно вновь свидетельствует об установленном ранее [3] факте, что значительные, до 500 гс, поля присутствуют в хромосферу в областях, занятых группами пятен. Следует также отметить, что подобное соответствие между полями в H_β и $\lambda 4886$ наблюдается преимущественно в областях групп пятен и теряется для невозмущенных областей. Это заметно, например, на восточном и западном краях карты фиг. 6.

Аналогичным только что рассмотренному является поле очень большого пятна в биполярной группе 93 *a* за 16 сентября 1958 г. (окружено нейтральной линией на фиг. 7). Здесь также расположение вспышек ближе соответствует положению н. т. на карте H_β , нежели на карте $\lambda 4886$, где оно существенно отклоняется от положения н. т., так что некоторые очаги вспышек попадают даже на магнитные холмы. Три наблюдавшиеся здесь за этот день вспышки были слабые (балл 1—, 1): два очага (или поярчания флоккулов) возникли в $7^h 44^m$ к западу (справа) от пятна, причем основной возник возле н. т. *a* и распространялся в сторону н. т. *b* (см. карту H_β). Вообще наличие н. т. *b* является до некоторой степени спорным, так как она слишком близка к краю записанного участка и для надежной локализации здесь силовых трубок не хватает данных. В $10^h 40^m$ возникла вспышка практически точно в нейтральной точке, так как она занимала почти круговой формы область размером около

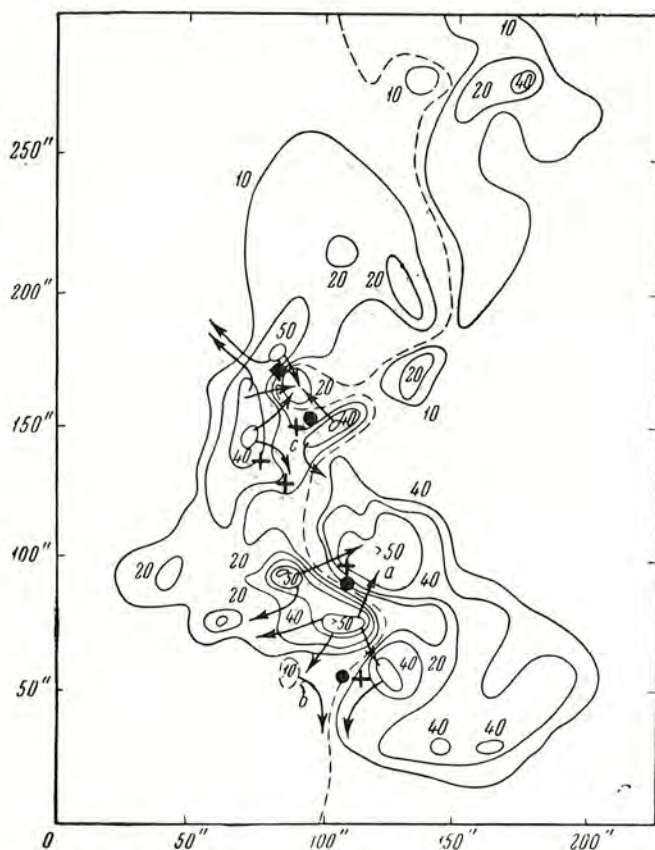


Фиг. 6. Карта магнитного поля группы 93 b, 20.IX 1958 г., 12^h30^m; вверху для H_{β} , внизу для λ 4886; калибровка для H_{β} : 1 дел. = 25 эс; калибровка для λ 4886: 1 дел. = 6,5 эс



Фиг. 7. Карта магнитного поля группы 93a, 16. IX 1958 г., 12^h30^m; вверху для H_{β} , внизу для λ 4886; калибровка H_{β} : 1 дел. = 10 эс, калибровка λ 4886: 1 дел. = 15 эс.

20" — значительно бóльшим, чем неопределенность в локализации н. т. на нейтральной линии. Вспышка, возникшая в 18^h04^m, практически полностью находится вне карты и не отмечена. Наличие двух н. т. к востоку от пятна, где вспышек не наблюдалось, также можно поставить под сомнение, если огибающая пятно с востока от нейтральной линии магнитная



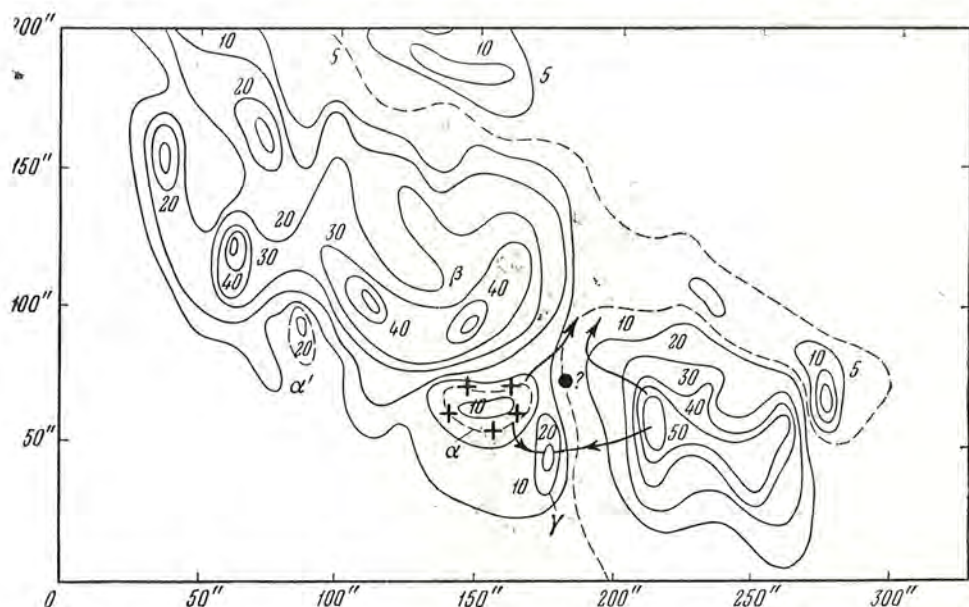
Фиг. 8. Карта магнитного поля группы 12, 26.VI. 1958 г., 7^h30^m; калибровка 1 дел. = 10 гс.

«гряда» не состоит из отдельных магнитных холмов или трубок одинаковой полярности. В этом случае силовые линии большого пятна просто замыкаются на этой гряде противоположной полярности без образования н. т.

Для этой группы также можно отметить значительные (до 500 гс) поля, проникающие в хромосферу (по карте H_β). Здесь абсолютная величина поля в фотосфере и хромосфере практически одинакова, как следует из приведенной на фиг. 7 калибровки.

Более сложная и интересная картина поля наблюдается в мультиполярных группах, как, например, в группе 12, 26 июня 1958 г. (фиг. 8). Очень мощная вспышка балла 3 появилась в этой группе до начала ее киносъемки в 6^h16^m, поэтому судить о местах возникновения вспышки в этом случае трудно. (Известно, что в большинстве случаев

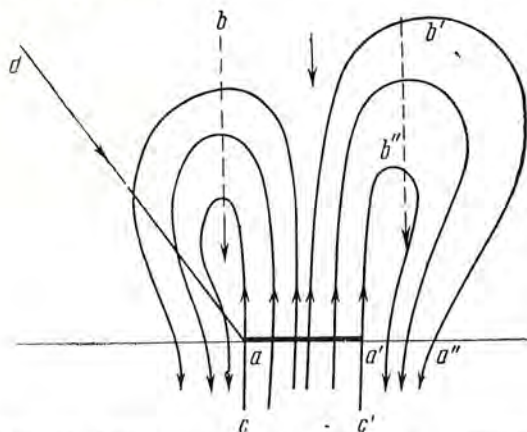
вспышка появляется в отдельных локализованных очагах, а затем ее свечение, порою весьма причудливым образом, распространяется на большую область.) Основной, самый яркий очаг вспышки находился практически в трехполюсной нейтральной точке a . Вторым, довольно яркий очаг также был весьма близок к н. т. b в южной части группы. В северной части было три почти точечных слабых очага, из которых только один совпадал (или почти совпадал) с н. т. Яркое волокно, идущее с севера на юг почти параллельно нейтральной линии, связывало эти очаги с областью замкнутой нейтральной линии (возле b). Образование



Фиг. 9. Карта магнитного поля группы 37, 13.VI 1958 г., $12^h 20^m$; калибровка: 1 дел. = 15 гс.

таких волокон и отдельных ярких облаков происходит в поздней стадии вспышек, и их положение обычно сильно отличается от мест первоначального возникновения вспышек. Поэтому сопоставление их положения с н. т., как отмечено в [1], не характеризует условий образования вспышки, хотя возможно, что в данном случае сказалось наличие поблизости н. т. с. Наиболее характерным здесь является основной, самый яркий очаг вспышки, возникшей в области с очень высоким градиентом поля ~ 1000 гс на отрезке $10''$ (т. е. ~ 8000 км), или $\sim 0,1$ гс/км. Это еще раз подтверждает наш вывод [1] о том, что для возникновения вспышек в н. т. необходим достаточно высокий градиент поля в окрестности н. т. Возможно также, что мощность вспышки возрастает с этим градиентом; на это предварительное заключение указывает сопоставление карты фиг. 8 с рассмотренными выше случаями, где вспышки были сравнительно слабыми, кроме группы 92 за 12 сентября 1958 г.; но в этом случае вспышки балла 2 у края диска, поле почти трансверсальное, что вносит серьезную ошибку в оценку фактического его градиента (здесь он составлял $\sim 0,05$ гс/км).

Особый интерес представляют измерения поля в мультиполярной активной группе 37 за 13 июня 1958 г. (фиг. 9), произведенные после возникновения в ней компактной вспышки балла 2. Эта вспышка образовалась т о ч н о в области замкнутой нейтральной линии α , причем 4 или 5 ярких узлов, соединенных яркой оболочкой, лежали точно на этой пунктирной линии (в местах, отмеченных плюсами), а остальная светящаяся часть вспышки в виде яркого, толстого волокна пересекала холм южной полярности внутри этой области (к сожалению, самое начало вспышки не зафиксировано). Эта область окружена сильным полем



Фиг. 10. Возможная структура поля в трубке конвективного тока.

п р о т и в о п о л о ж н о й полярности группы β и пятна γ и представляет собой довольно редкий случай «п р о р ы в а» узкой силовой трубки о д н о й полярности в большую область интенсивного поля п р о т и в о п о л о ж н о й полярности. Силовые линии такой трубки замыкаются в этом случае тут же в круговой окрестности трубки, образуя в вертикальном сечении картину, близкую к той, что на фиг. 10. На замкнутой кривой bb' (если смотреть в направлении, указанном стрелкой), будет наблюдаться чисто поперечное поле, и на карте изогаусс получится нейтральная линия. Однако в более глубоких слоях на замкнутой кривой, представляющей пересечение трубки с поверхностью Солнца (условно), встретятся силовые линии противоположных направлений, в результате чего цилиндрическая поверхность $sa, c'a'$ будет нейтральной поверхностью, где поле исчезает и где может возникнуть пинч-эффект п о в с е й п о в е р х н о с т и цилиндра. Стягивание плазмы на этой поверхности из-за пинч-эффекта едва ли может быть равномерным и симметричным вследствие неравномерности распределения градиента поля на этой поверхности (большой градиент вызывает более интенсивное сжатие и свечение), в результате чего сжатая, нагретая плазма должна раздробиться на куски, расположенные приблизительно вдоль нейтральной линии, что фактически и наблюдается. (Измеренная нейтральная линия bb' лишь приблизительно должна в этом случае соответствовать той поверхности aa' , на которой развивается пинч-эффект.) При таком истол-

ковании эта вспышка должна залегать в сравнительно глубоких слоях (под хромосферой), что подтверждается ее принадлежностью к классу «статических» вспышек (см. [9]): эта вспышка все время находилась в одной и той же области, ограниченной замкнутым контуром, и не показывала никаких движений, как если бы возможности ее распространения были сильно ограничены торможением в плотных, глубоких слоях.

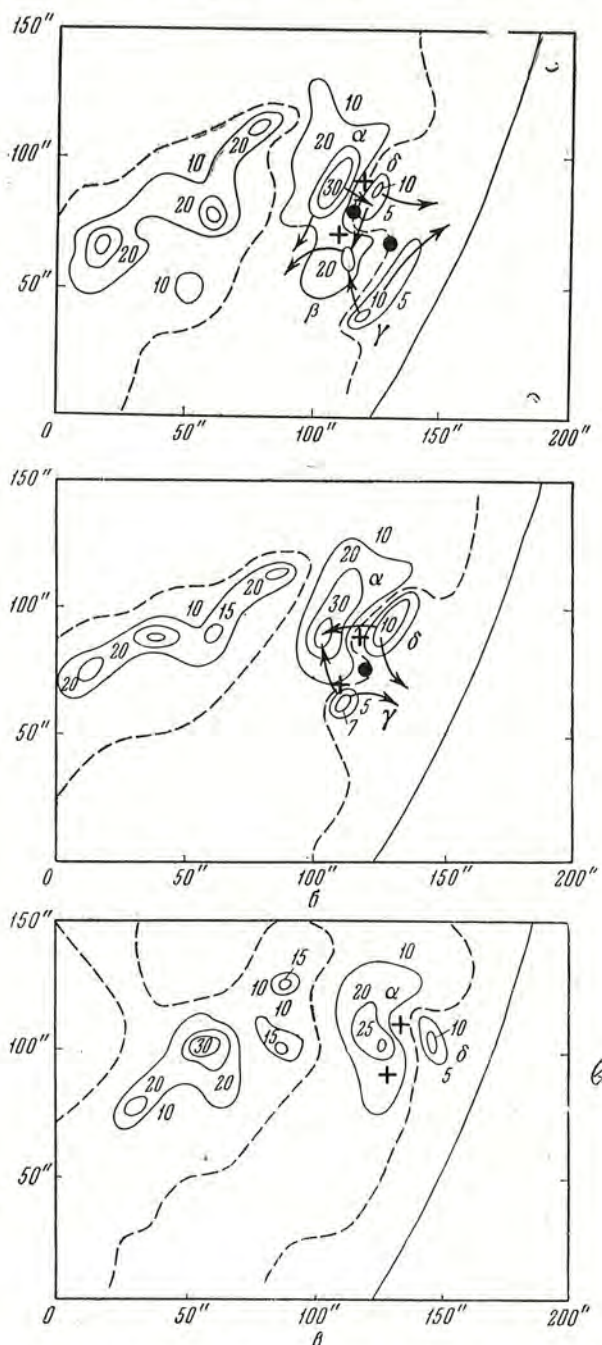
Возможно, что весь класс характерных вспышек, имеющих форму, близкую к кольцу или дугам, а также кругообразные флоккулы связаны с образованием такого рода магнитных полей. Такого рода поле может быть связано с конвективным током, выходящим из глубины и увлекающим за собой оттуда вмороженное в него магнитное поле или просто движущимся вдоль силовых линий типа фиг. 10. Выйдя на поверхность, ток растекается несколько в горизонтальном направлении вместе с силовыми линиями и опять уходит под поверхность в кругообразной области по соседству с трубкой выходящего тока. В этом случае картина распределения измеряемой нами вертикальной компоненты поля будет очень близкой к наблюдаемой: в центре (на оси тока и по близости от оси) будет продольное поле одного знака, слабеющее к границам, затем нейтральная линия, где ток растекается горизонтально, и затем будет располагаться примерно симметрично вокруг этой линии поле другого знака. Если на боковой поверхности выходящей струи может возникать (при большом градиенте поля по нормали к ней) пинч-эффект, то плазма, выталкиваемая при этом процессе вдоль нейтральной поверхности в направлении, перпендикулярном сжатию (ac и $a's'$), не может быть выброшена с поверхности Солица на значительное расстояние, так как при выталкивании она встретит поперечное поле, которое затормозит этот выброс и заставит его вернуться обратно (т. е. струя окажется в магнитном «мешке» $a'b''a''$). Возможно, что с этим связано явление возвратных выбросов, возникающих в непосредственной близости от вспышек. Характерно также, что некоторые униполярные пятна также окружены нейтральной линией, что, может быть, свидетельствует о выходящем из них конвективном токе рассмотренного типа. Если это так, то вдоль луча зрения da наблюдатель зафиксирует две противоположные скорости движения газов в некоторых местах, окружающих пятно. Возможно, что с этим связаны некоторые черты Эвершед-эффекта, или явления резкого излома линии в полосках непрерывной эмиссии и усов, возникающих возле слабых пятен (см. [10]). Однако этот вопрос требует одновременного изучения движения плазмы в магнитном поле пятен, что является предметом самостоятельного исследования (см. [8]).

Другая возможная интерпретация появления поля α состоит в том, что нейтральная линия есть просто замкнутая, силовая линия поля, подобная круговой силовой линии магнитного поля прямолинейного проводника, на которую мы смотрим в направлении тока. Однако в этом случае очень трудно понять, почему мы не наблюдаем по соседству других таких же линий, т. е. не наблюдаем целую нейтральную область в виде круга или кругового кольца. Если в плазме возник вихрь,

увлекающий за собой силовые линии, и мы смотрим по оси вихря, то на его краю силовая линия может быть кругом, и мы зарегистрируем с помощью магнитографа нулевое поле на краю вихря. Но для объяснения отличного от нуля поля внутри вихря нужно считать, что силовые линии здесь не замкнуты (если только поле не многосвязно) и вихрь образует спираль, подобную часовой пружине, которая возле центра выпрямляется и уходит вверх (торнадо). Но в этом случае силовые линии, уходящие кверху, все равно должны замкнуться где-либо по соседству от вихря, и картина опять будет сходной с картиной фиг. 10. Однако такое рассмотрение довольно искусственно для того, чтобы его принять.

Интересно отметить наличие аналогичной области α' (к востоку от рассмотренной), окруженной, правда, более слабым полем противоположной полярности. Наличие простой трехполюсной и т., отмеченное на фиг. 9, является спорным, так как скорее всего все силовые трубки и линии, исходящие из области α , замыкаются поблизости к области противоположной полярности. Выпешек в области этой точки не наблюдалось.

Обратимся теперь к тем случаям, когда имеются измерения, позво-



Фиг. 11. Карта магнитного поля группы 17, 12.VII 1958 г.:

α — в $14^{\text{h}}0^{\text{m}}$ (до выпешки); β — в $14^{\text{h}}45^{\text{m}}$ (после выпешки δ); γ — в $16^{\text{h}}45^{\text{m}}$ (после выпешки ϵ); калибровка: 1 дел. = 10 ес.

ляющие судить об изменениях поля в результате вспышек.

Наиболее отчетливым примером типичных изменений поля в группе, где возникают вспышки, является группа 17, для которой сделано три измерения поля 12 июля 1958 г. Из четырех вспышек, наблюдавшихся в этот день и указанных в табл. 4, для двух (*б* и *в*) имеются измерения до их появления и после исчезновения, а одно измерение — во время вспышки *в* (фиг. 11). Что касается мощной вспышки *а*, длившейся с 10^h53^m до 11^h34^m, то сравнение фильмов, снятых в этот промежуток времени, со снятыми для последующих моментов показало, что эта вспышка *а*, располагалась практически в тех же местах, что и остальные, т. е. все эти вспышки были рекуррентными. Два основных очага вспышки *а*, отмеченные крестами на всех трех картах фиг. 11, возникали в окрестности н. т., образованной тремя полюсами α , β , γ^* , и были соединены ярким волокном, идущим примерно параллельно нейтральной линии.

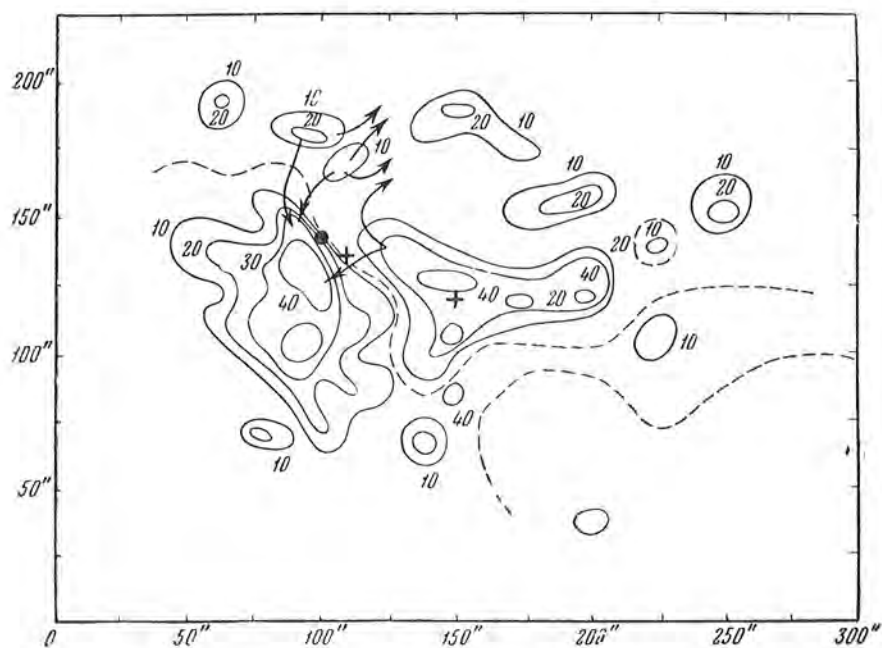
Даже при беглом рассмотрении трех карт фиг. 11 бросается в глаза тот факт, что структура поля все более и более упрощается после каждой вспышки. Действительно, мы видим, что до вспышки *б* в 14^h0^m существовало 4 магнитных полюса α , β , γ и δ ; после вспышки *б* исчез полюс β и уменьшилась интенсивность полюса γ (средний момент карт *б* и *в* отстоит на $\sim 20^m$ и 40^m соответственно от начала вспышек), а после вспышки *в* исчез полюс γ . Если на карте *а* имеется по крайней мере две н. т., а на карте *б* находится по крайней мере одна н. т., то на карте *в* трудно заподозрить наличие н. т. В то же время в соседней области противоположной полярности, где не было вспышек (в восточной части карты), структура и интенсивность поля остаются при этом неизменными или даже немного усложняются структура и усиливается поле. Если градиент поля возле н. т. на карте *а* $\sim 0,05$ гс/км, то на карте *б* он составляет $\sim 0,025$ гс/км, на карте *в* $\sim 0,02$ гс/км. Таким образом, трудно избежать заключения о том, что появление вспышек в этой группе приводило к уничтожению магнитных полей, создающих большие градиенты в окрестности н. т.; это приводило в свою очередь к упрощению поля, исчезновению н. т., т. е. к некоторым стационарным условиям, в которых вспышки возникать не могут.

Сходный с только что рассмотренным случаем представляет собой случай группы 62, для которой прослежены изменения поля за три дня: 20, 22 и 23 августа 1958 г. — в дни, когда в этой группе наиболее интенсивно появлялись вспышки. Магнитная карта этой крайне активной группы за 20 августа 1958 г. (фиг. 12) получена после появления в ней

* Из-за искажения эффектом проекции, на краю положение вспышки здесь фиксировалось путем совмещения двух пятен биполярной группы 17 с магнитными холмами α и γ .

Этот эффект проекции, искажающий топографию силовых трубок и возможное различие высот образования вспышки и уровня, к которому относятся измерения поля (эффект, выступающий на картах фиг. 6 и 7), вполне может вызвать некоторое расхождение в положении очагов вспышек и н. т., которое имеется на фиг. 11.

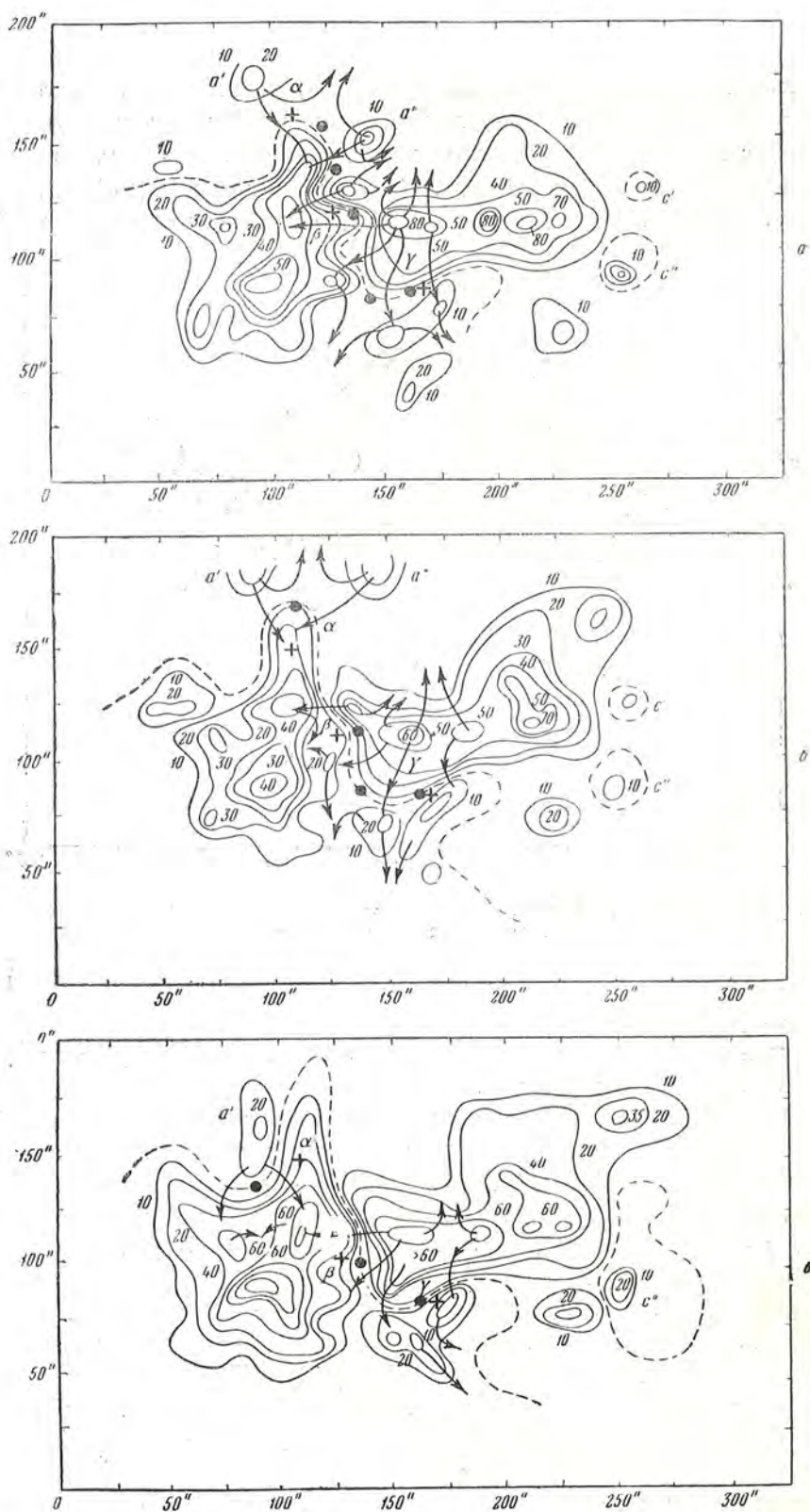
двух слабых вспышек, указанных в табл. 4, которые скорее являются поярчанием стационарных флоккулов, наблюдавшихся там весь день. Поэтому сопоставление этих образований с положением н. т. непоказательно, хотя один из этих флоккулов (в восточной части карты) находился поблизости от н. т. За последующие два дня картина поля стала крайне



Фиг. 12. Карта магнитного поля группы 62, 20.VIII 1958 г., $17^h 0^m$; калибровка: 1 дел. = 17 эс.

сложной (ср. фиг. 13, а с фиг. 12): более 10 полюсов высокой напряженности при скрещении их полей образуют здесь очень сложное переплетение силовых трубок, при котором возникает по крайней мере пять н. т.

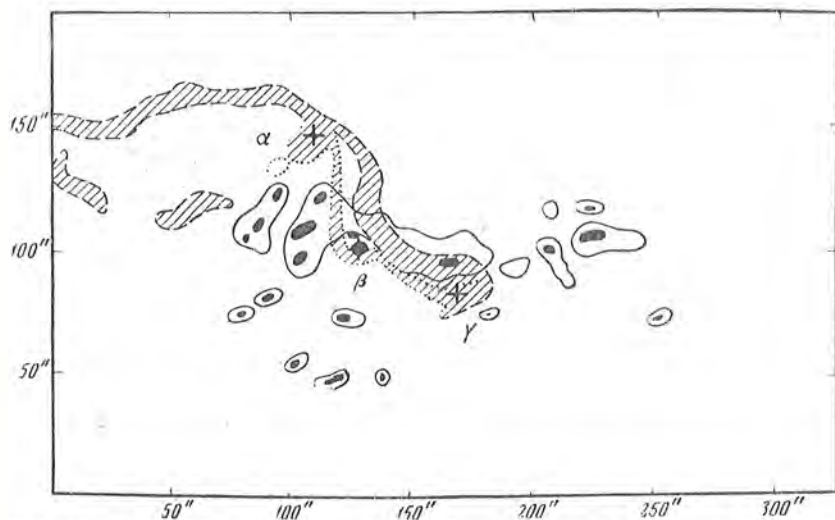
Все указанные в табл. 4 за этот день вспышки имели три основных действующих очага α , β и γ , которые отмечены крестами на каждой из трех полученных за этот день карт: карты *a* — снятой до появления сильных вспышек балла 2 и 3, карты *b* — снятой после вспышки балла 2 и карты *в* — снятой после появления вспышки балла 3 (см. табл. 4, где указано также, в каких очагах появлялись вспышки). Положение главных очагов вспышек α , β , γ хорошо согласуется с положением н. т. поля, измеренного до возникновения вспышки, если учесть, что сами очаги были довольно протяженными ($\sim 15''$). После вспышки балла 3 на карте *в* видно, например, сильное отклонение в положении н. т. от очага α , где возникла вспышка, но очевидно, что сама вспышка могла сильно деформировать поле, так что сопоставление расположения вспышки с картой, снятой после ее возникновения, следует делать с осторожностью (средний момент карты *в* соответствует $\sim 18^h 40^m$). В то же время очаг α той же вспышки балла 3 соответствует, хотя и приближенно, н. т.



Фиг. 13. Карты магнитного поля группы 62, 22.VIII 1958 г.:

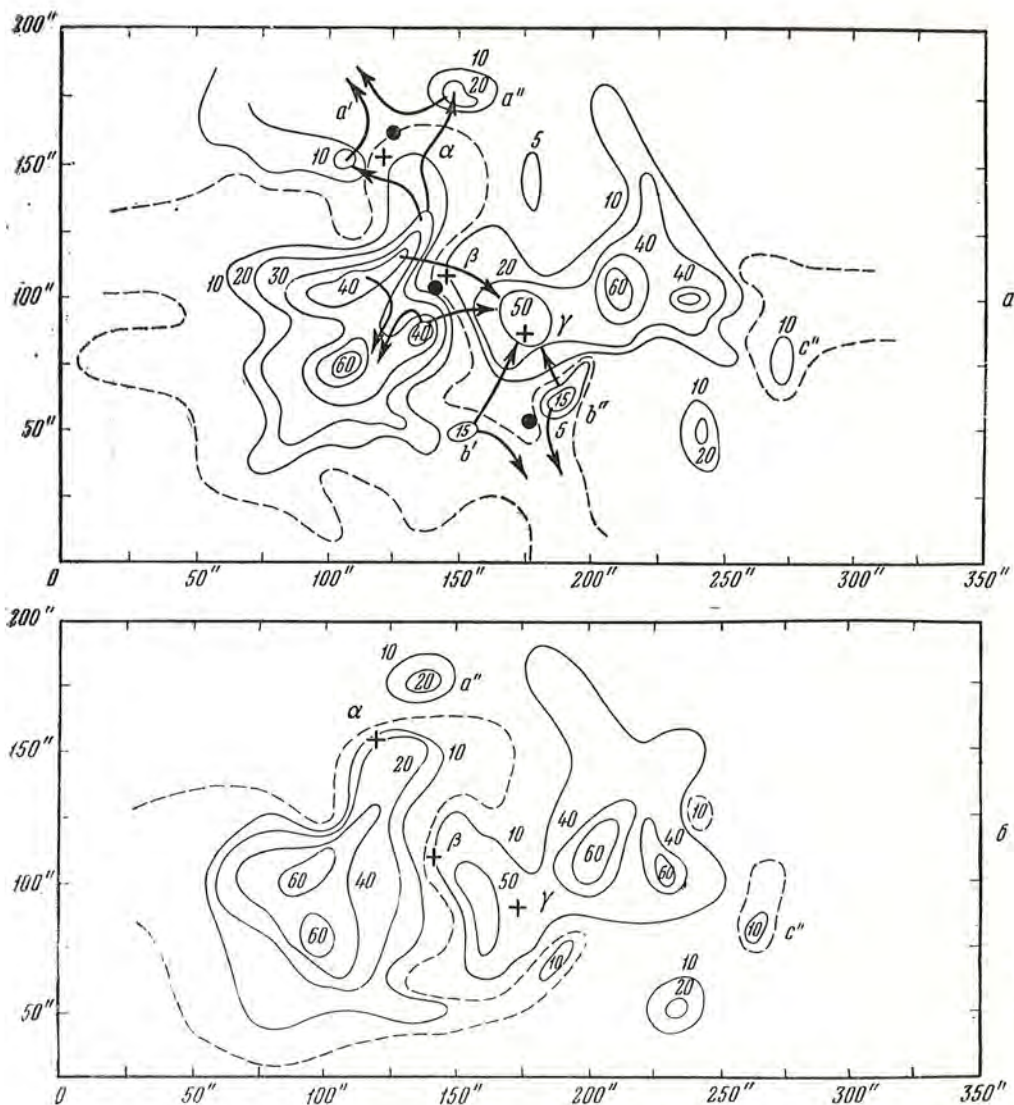
а — в $14^{\text{h}}50^{\text{m}}$ (до возникновения сильных вспышек); б — в $17^{\text{h}}20^{\text{m}}$ (после вспышки балла 2); в — в $18^{\text{h}}0^{\text{m}}$ (после возникновения вспышки балла 3); калибровка 1 дел. = 10 ес.

на карте, снятой до появления вспышки. Для вспышки балла 2 отклонение н. т. от очага α (в пределах его площади) на карте a вполне может быть связано с неуверенностью ее локализации, так как магнитные холмы здесь разнесены на большое ($>50''$) расстояние. Очаги β и γ вспышек практически совпадают с н. т.



Фиг. 14. Эскиз участка поверхности Солнца, содержащего группу 62 и вспышки за 22.VIII 1958 г. Основные узлы вспышек — α , β , γ ; заштрихованы области, занятые яркими волокнами и облаками вспышек.

Помимо этих трех основных очагов, при развитии вспышки балла 2 (в 16^h18^m) и особенно следующей за ней балла 3 (17^h56^m) возникали яркие волокна и облака, показанные на эскизе этого участка (фиг. 14). Волокно, возникшее при развитии вспышки балла 2, соединяло все три центра α , β и γ (точечный пункт на фиг. 14), проходя почти точно в д о л ь н е й т р а л ь н о й л и н и и. Наиболее яркое и устойчивое из волокон, возникшее при развитии вспышки балла 3, шло приблизительно п а р а л л е л ь н о н е й т р а л ь н о й л и н и и от центра γ к центру α , несколько отклоняясь от центра β , а по выходе из группы образовывало струю, далеко уходящую на восток (его контур обведен штриховой линией). Так же, как и в предыдущем случае группы 17 за 12 июля 1958 г., наиболее характерным здесь является у п р о щ е н и е с т р у к т у р ы поля при возникновении вспышек. После вспышки балла 2 заметно у м е н ь ш а ю т с я г р а д и е н т ы п о л я: например, уменьшается почти в два раза градиент поля в области н. т. β (от $\sim 0,07$ до $\sim 0,04-0,05$ гс/км); в области очага α магнитные холмы α' , α'' , окружавшие его с севера (на карте a), далеко отходят на север на карте b после вспышки, в результате чего исчезает одна н. т. Однако наиболее сильное изменение поля в сторону у п р о щ е н и я наступает после вспышки балла 3: градиент возле н. т. β уменьшается еще примерно в 2 раза и становится $\sim 0,03$ гс/км, исчезает небольшой магнитный холм, существовавший возле этой н. т. на картах a и b , в результате чего еще,



Фиг. 15. Карта магнитного поля группы 62, 23. VIII 1958 г.:

а — в $15^{\text{h}}50^{\text{m}}$ (до вспышки); б — в $18^{\text{h}}0^{\text{m}}$ (после вспышки); калибровка 1 дел. = 15 гс.

по крайней мере одна н. т. исчезает, а возможно, исчезает и н. т. возле β , так что вместо первоначальных пяти н. т. остаются только две или три. (В области н. т. γ напряженность поля остается все еще довольно большой.) Радикально меняется ситуация возле очага α : после вспышки уничтожается (или далеко уходит за пределы карты) магнитный полюс a' ; поле группы в области очага α далеко прорывается на север, в результате чего возникает новая н. т. в северо-восточной части группы (ср. карты б и в).

Поле рассматриваемой группы на следующий день, 23 августа (фиг. 15), до появления там сравнительно сильной вспышки в $17^{\text{h}}17^{\text{m}}$ (первая вспышка была очень слабой) сходно по своей структуре с полем карты на фиг. 13, б. Эта вспышка также имела три очага α , β , γ , отмечен-

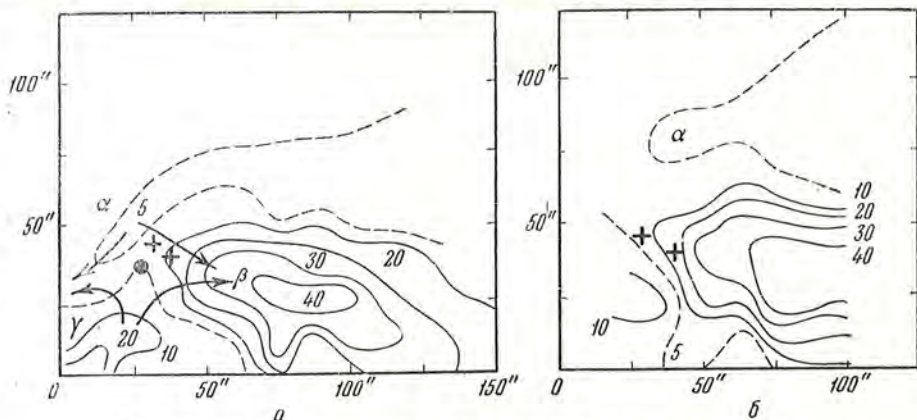
ные на картах 15, а и 15, б. Однако сетка изогаусс здесь более р е д к а я, т. е. градиенты поля значительно м е н ь ш е: например, в области н. т. β и γ градиент поля не более $\sim 0,03$ гс/км (полюсы разнесены на большее расстояние). Интересно отметить появление вновь полюса a'' и маленького по размерам полюса вблизи очага β , которые исчезли перед этим, к вечеру 22 августа, после вспышки балла 3. Однако после появления вспышки балла 1+ поле в н о в ь значительно у п р о с т и л о с ь (фиг. 15, б): в н о в ь и с ч е з э т о т п о л ю с в о з л е β , исчезли полюс a' и маленький полюс b' на юге группы, создававший, возможно, нейтральную точку южнее очага γ (наличие этой точки на карте 15, а довольно спорно ввиду малой напряженности поля полюсов b' и b'' к югу от γ и их удаленности от мощного полюса в центре группы). Это привело к исчезновению двух н. т. возле очагов α и γ и, вероятно, даже третьей н. т. возле β^* , так что поле стало самым простым за все время его регистрации, включая и 20 августа (карта 12). Трудно поэтому избежать вывода об у н и ч т о ж е н и и в с п ы ш к а м и соседних магнитных полей: ведь дело обстоит так, как если бы очаг вспышки в β время от времени у н и ч т о ж а л поле некоторой силовой трубки, непрерывно «поднимающейся» из глубин и создающей нейтральную точку со слишком высоким (для стационарного ее состояния) градиентом поля. То же справедливо и для очага α , уничтожающего по временам то поле трубки a'' (после вспышки балла 2 22 августа, карты 13, б и в), то поле трубки a' (после вспышки балла 1+ 23 августа, карты 15, а и б). Наконец, аналогичное явление наблюдается для очага γ , уничтожившего силовую трубку b' (после той же вспышки).

Представляет также интерес отметить на картах фиг. 15 наличие магнитных холмов, окруженных замкнутой нейтральной линией, подобных отмеченному на карте фиг. 9, где появилась мощная вспышка. Однако если в этом последнем случае такая трубка «прорвалась» в область противоположной полярности с в ы с о к о й напряженностью поля, то трубки c' и c'' находятся в области с н и з к о й напряженностью поля, благодаря чему, вероятно, эти трубки являются более долговременными образованиями (впрочем, силовая трубка c' довольно быстро исчезает). Трубку c'' можно проследить и на другой день на фиг. 15, а и б.

В заключение рассмотрим еще два примера изменения поля при вспышках. В первом случае поле участка группы 200 15 октября 1957 г. измерялось до появления в группе двух вспышек и затем вскоре после исчезновения второй вспышки (см. табл. 4, средний момент второй записи поля $\sim 17^h$). На первой записи (фиг. 16) два очага вспышки находились в 4-полюсной н. т., образованной пересечением поля глубокого «магнитного залива» α с полем двух более или менее стационарных полюсов β и γ противоположных полярностей. Но после вспышек (фиг. 16, б) поле «залива» α в окрестности вспышки было уничтожено и этот залив отошел далеко в сторону, так что нейтральная точка исчезла.

* Градиент возле β понизился после вспышки до $\sim 0,001$ гс/км

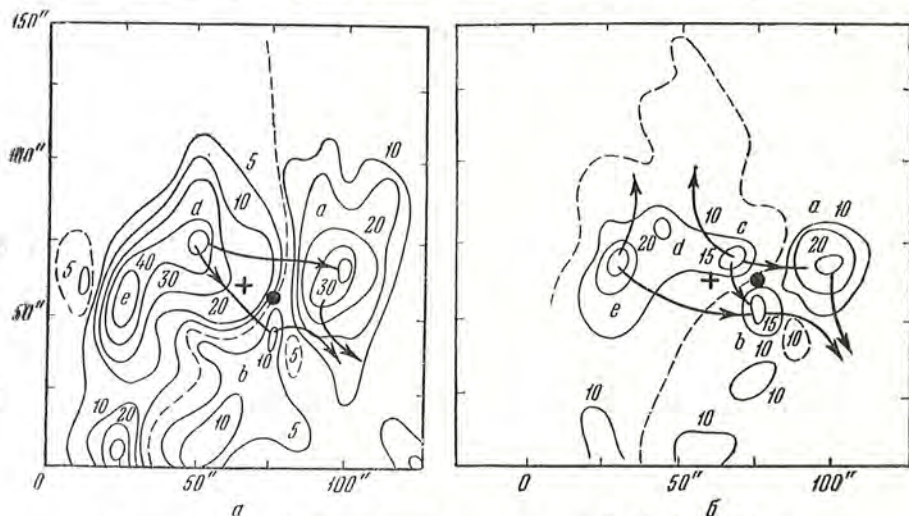
Во втором случае поле группы 4 14 июня 1958 г. измерялось за 4 часа до появления в ней вспышки балла 2 в окрестности н. т. (фиг. 17, а), а затем в конце вспышки (фиг. 17, б). Топография поля после (в конце)



Фиг. 16. Карта магнитного поля группы 200, 15. X 1957 г.:

а — в $14^{\text{h}0^{\text{m}}}$ (до вспышки); б — в $16^{\text{h}40^{\text{m}}}$ (после вспышки), калибровка 1 дел. = 9 гс.

вспышки сходна с той же до вспышки (ср. положение полюсов а, б, d, e на обеих картах), но появился еще один, новый магнитный полюс с, усложнивший поле в окрестности н. т. и создавший здесь значительно больший градиент поля *. (Если на фиг. 17, а градиент возле



Фиг. 17. Карта магнитного поля группы 4, 14. VI 1958 г.

а — в $14^{\text{h}40^{\text{m}}}$ (до вспышки); б — в $14^{\text{h}50^{\text{m}}}$ (после вспышки); калибровка 1 дел. = 13 гс.

н. т. был $\sim 0,015$ гс/км, то на фиг. 17, б он $\sim 0,12$ гс/км, т. е. почти в 10 раз больше). Трудно сказать, возник ли этот полюс перед вспышкой и вспышка появилась в результате его образования или же он появился во время вспышки (к сожалению, нет соответствующих записей

* В целом по группе напряженность поля несколько уменьшилась.

для решения этого вопроса). Если полюс появился в о в р е м я вспышки и в связи с ней, то этот пример пока что является е д и н с т в е н н ы м исключением из той общей последовательности событий, когда вспышка приводит к уничтожению и упрощению поля (уменьшению градиента вокруг н. т. и иногда к уничтожению соседних с н. т. полюсов и самой н. т.).

Действительно, если просуммировать теперь все рассмотренные случаи, характеризующие изменения поля при вспышках, то получается картина, данная в табл. 5. Следует отметить, что, говоря об «уничтожении» поля вокруг н. т., мы подразумеваем, что после вспышки исчезают

Таблица 5

№	Вспышки	Характер изменения поля при вспышке	№	Вспышки	Характер изменения поля при вспышке
1	15.X 1957 г.	Уничтожение поля и н. т.; уменьшение градиента	5	22.VIII 1958 г., <i>а</i>	Уничтожение поля и н. т.; уменьшение градиента
2	12.VII 1958 г., <i>а, б</i>	То же	6	23.VIII 1958 г., <i>б</i>	То же; очень сильное упрощение всего поля группы
3	" " <i>б</i>	"	7	27.VIII 1957 г.	Уничтожение н. т.; уменьшение градиента (см. [1])
4	22.VIII 1958 г., <i>а, б, в, г</i>	Уничтожение н. т.; уменьшение градиента	8	14.VI 1958 г.	Образование поля вокруг н. т.; увеличение градиента (?).

в этой области или отдельные полюса — холмы определенной полярности, или по крайней мере один из холмов отходит далеко в сторону. Таким образом, из восьми случаев в семи мы имеем уничтожение поля или н. т. и уменьшение градиента при вспышках и в одном — обратный процесс, е с л и т о л ь к о в этом последнем случае полюс с не существовал до вспышки, а появился во время ее развития.

Одновременно полезно также просуммировать все имеющиеся теперь данные о п о л о ж е н и и вспышек в магнитном поле (к ним мы приобщили также полученные ранее в [1]). Эти данные содержатся уже в последнем столбце табл. 4, где указано, какие из основных очагов вспышек находились в н. т., вблизи н. т. и вне н. т. При этом мы считаем вспышку «вблизи» н. т. в том случае, когда ее отклонение от н. т. вполне может быть связано с ошибками в нанесении н. т. на карту или отнесено за счет протяженности очага. В тех случаях, когда расхождение нельзя связать с этими причинами (но можно отнести за счет нашего незнания расположения силовых трубок над поверхностью Солнца и различия высот вспышки и фотосферного поля), мы говорим, что очаг находится вне н. т. Таких же случаев, когда вспышка возникла бы в самой силовой трубке — на холмах магнитной полярности или на нейтральной линии вдали от полюсов, нами не наблюдалось ни разу (см. табл. 6).

При подсчете числа случаев мы считали каждый отдельный случай появления вспышек, если даже они были рекуррентными (как в случае

вспышки 22—23 августа 1958 г.). Данные этой таблицы говорят сами за себя: практически все очаги вспышек возникают в нейтральных точках магнитного поля групп.

Таблица 6

Год	Число очагов		
	в н. т.	вблизи н. т.	вне н. т.
1957	28	7	5
1958	18	4	2
Всего . .	46	8	7

Подведем теперь основные итоги нашего рассмотрения магнитных полей в активных группах пятен.

1. Практически все вспышки или основные очаги вспышек в момент их появления возникают в нейтральных точках магнитных полей групп сложной полярности и в отдельных случаях на замкнутых нейтральных линиях.

2. После вспышек магнитные поля упрощаются и в окрестности нейтральных точек уничтожаются, т. е. исчезают отдельные полюса и уменьшается градиент поля по соседству с н. т.

3. Образующиеся при развитии вспышек яркие волокна и облака располагаются нередко вдоль (или параллельно) нейтральным линиям.

4. Градиенты магнитных полей в районе вспышек составляют от $\sim 0,2$ до $0,1$ гс/км.

5. Напряженности полей активных групп в хромосфере того же порядка, что и в нижележащей фотосфере. Соответствие между положением вспышек и нейтральными точками становится еще лучше в хромосферных полях.

В заключение автор выражает глубокую благодарность Н. С. Никулину за неизменную помощь в получении магнитограмм на Башенном солнечном телескопе, особенно существенную при запуске нового магнитографа. Автор благодарен также С. И. Гопасюку за участие в получении отдельных записей поля и А. Н. Коваль и Е. И. Лиморенко за участие в их обработке.

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 22, 1958.
2. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 3, 1958; Н. С. Никулин. Набт. том, стр. 3.
3. А. Б. Северный, В. Бумба. Observatory, 76, № 902, 33, 1958.
4. D. Weeks. Trans. Amer. Phil. Soc., 34, p. II, 181, 1944.

5. Г. Бете. Квантовая механика простейших систем, М.—Л., ОНТИ, 1935; гл. II, § 26, 27.
 6. W. Grotrian. Graphische Darstell. d. Spectr., vol. I, Leipzig, 1928; s. 33.
 7. В. И. Смирнов. Курс высшей математики, т. II, ГТТИ, 1932; § 111.
 8. В. Бумба. Диссертация. М., 1959.
 9. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 3, 1954.
 10. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 17, 129, 1957.
-

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАДИЕНТА МАГНИТНОГО ПОЛЯ
В ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА

В. Е. Степанов

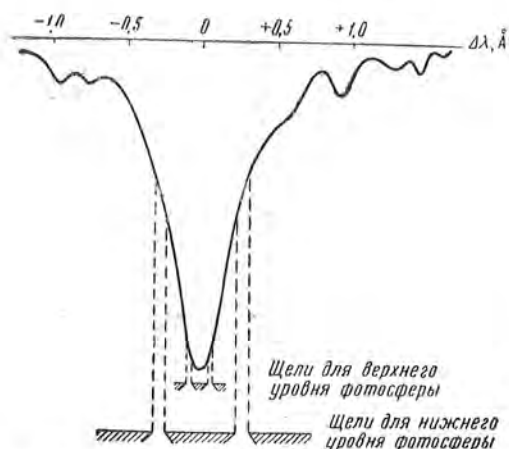
По записям продольной составляющей напряженности магнитного поля в активной области поверхности Солнца, произведенным с помощью магнитографа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, по близким и далеким крыльям линии Na D_1 определяется поле на двух, отличающихся по высоте, уровнях фотосферы. Установлено, что магнитное поле в фотосфере увеличивается с глубиной и его изменение в среднем равно 0,026—0,035 гс/км.

THE DETERMINATION OF THE MAGNETIC FIELD GRADIENT IN THE SOLAR PHOTOSPHERE, by V. E. Stepanov.—The recordings of the longitudinal component of magnetic field strength in an active region of the solar surface, obtained with the magnetograph of the Crimean Astrophysical Observatory, in the far and near wings of the Na line D_1 , were used for determining the field of two photospheric levels at different heights. It was found that the magnetic field in the photosphere increases with depth and its variation equals 0.026—0.035 gauss/cm in the mean.

Изменение поля с высотой в солнечных пятнах измерялось многими авторами [1—4]. Величина градиента напряженности в пятнах изменяется от пятна к пятну в пределах от 0,5 до 2 гс/км. Определение изменения поля с высотой в активной области вне пятен также представляет известный интерес.

Использование для этой цели разных линий поглощения сопряжено с известной потерей точности. Эта неточность возникает при калибровке записей магнитографа, которая производится с применением дополнительной поляризационной насадки к модулятору круговой поляризации [5]. Дополнительная поляризационная насадка состоит из поливинилового поляроида и кварцевой пластинки в $1/4 \lambda$ для λ 5200 Å. Поэтому изменение поляризационных свойств поляроида, его прозрачности с длиной волны используемого света, а также применение одной и той же пластинки в $1/4 \lambda$ для других волн приводит к изменению глубины модуляции и величины полезного сигнала. При недостаточно точном учете этих эффектов неизбежно появляется дополнительная погрешность, которая может привести к ошибочным результатам. Поэтому для определения величины градиента магнитного поля в фотосфере с помощью магнитографа была использована линия Na D_1 (переход $3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}$) с магнитным расщеплением $\frac{-4, (-2), (2), 4}{3}$. Эта линия недавно была применена для определения величины градиента поля в солнечных пятнах

[4]. Так как центральная часть указанной линии образуется на малых глубинах, а крылья на больших, то, выделяя щелями магнитографа участки крыльев линии на различных расстояниях от ее центра, можно получить сведения о величине поля на разных уровнях фотосферы. Для определения поля на нижнем уровне для далеких крыльев была ис-



Фиг. 1. Схема выделения крыльев линии Na D₁ для записи магнитного поля на различных уровнях фотосферы.

пользована щель шириной 4 мм, что при линейной дисперсии спектрографа 6,8 мм/Å составляет 0,59 Å. Ширина участка крыла линии, попадающего в щель фотометра магнитографа, была равна Å 0,074. Для определения поля на верхнем уровне фотосферы ширина щели фотометра была уменьшена до 0,145 Å, а ширина участка крыла, попадающего в щели, составляла 0,032 Å (фиг. 1.)

Таблица

Величина амплитуды записи при сдвиге линии, эквивалентном лучевой скорости 2,41 км/сек

По близким крыльям, мм	По дальним крыльям, мм
133	55
137	64
143	63
139	65
126	73
137	
127	

Средняя 135±2 64±3

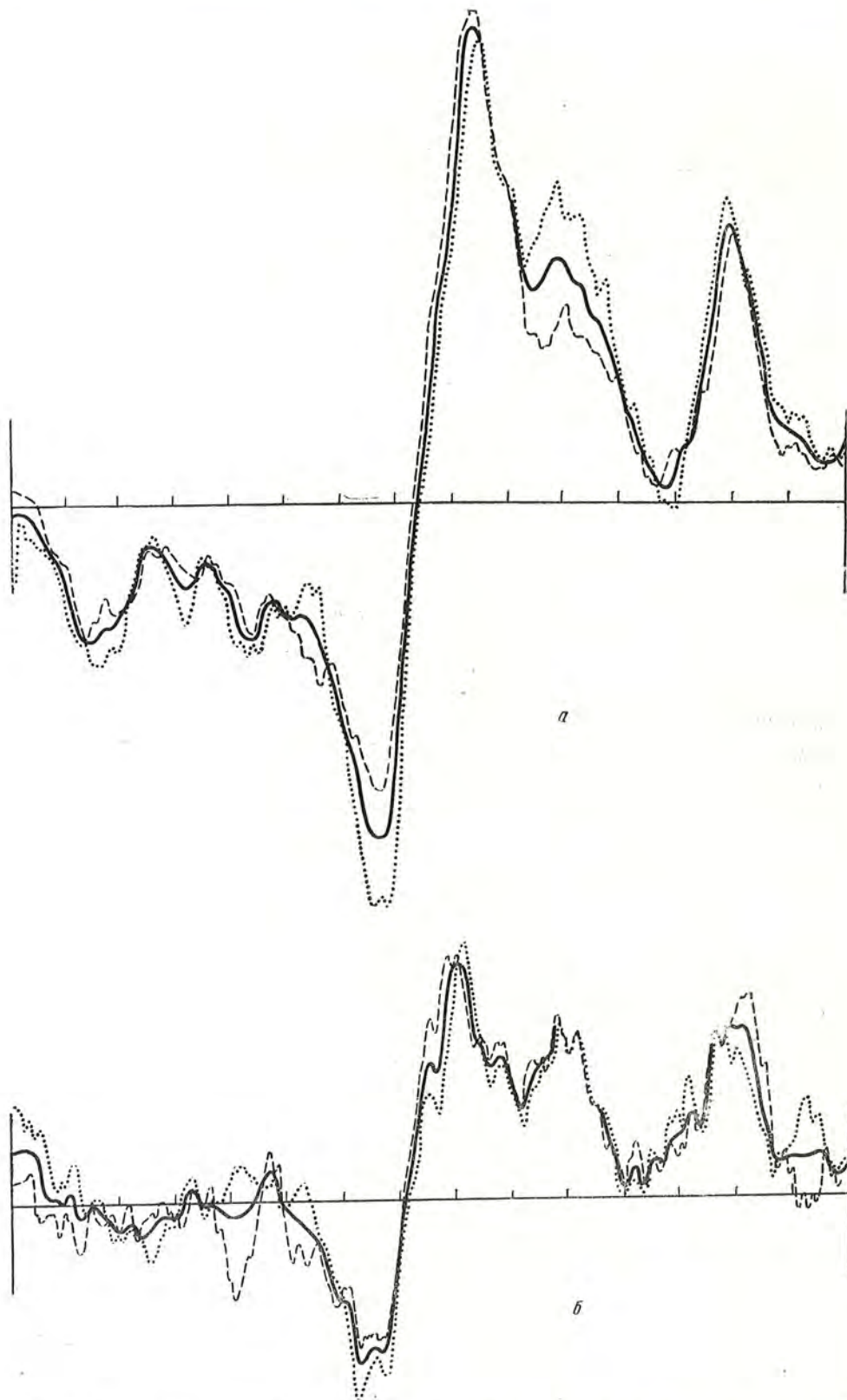
Калибровка записей производилась методом, описанном в статье [6], путем смещения линии наклоном на заданный угол плоскопараллельной пластинки компенсатора лучевых скоростей с последующим пересчетом, используя эффекты Зеемана и Доплера.

Если H выражать в гс, а лучевую скорость v в м/сек, то для линии Na D₁

$$H = 0,453 v.$$

Так как после калибровки дополнительная поляризационная насадка убирается [5], то, учитывая прозрачность поляроида и пластинки $1/4 \lambda$ ($p = 0,318$) и степень поляризации при скрещивании николя с поливиниловым поляроидом ($\delta = 85\%$), исправленное соотношение между лучевой скоростью и напряженностью поля будет равно:

$$H = 0,121 v.$$



Фиг. 2. Пример сведения двух записей в одну для одного из разрезов исследуемой области.

Пунктирные линии — отдельные записи, сплошная линия — средняя. *а* — запись по близким крыльям; *б* — по далеким крыльям.

Всего было сделано 12 калибровок: 7 для близких и 5 для далеких крыльев линии (см. таблицу). В результате калибровок были определены средние масштабы записей. Масштаб записи для верхнего уровня фотосферы оказался равным $1 \text{ мм} - 1,05 \pm 0,025 \text{ гс}$; для нижнего уровня — $1 \text{ мм} - 2,3 \pm 0,10 \text{ гс}$.

Шумы при записи поля по крыльям, близким к центру линии, были небольшими, и средняя квадратическая ошибка в определении поля составила $\mu_1 = \pm 0,79 \text{ гс}$.

При использовании далеких крыльев средняя квадратическая ошибка записи составила $\mu_2 = \pm 3,6 \text{ гс}$. Для далеких крыльев точность записи уменьшилась по той причине, что при одной и той же величине полезного сигнала яркость в линии значительно возросла и соответственно возросли шумы. Для устранения эффекта временного изменения поля и для повышения точности одна и та же область поверхности Солнца в течение одного дня (20 ноября 1958 г.) записывалась четыре раза по следующей схеме (время записи указано по мировому времени):

первая запись с	8h 35m	по	9h 20m	по	близким крыльям линии;
вторая " "	10h 30m	"	11h 01m	"	далеким " "
третья " "	11h 07m	"	11h 31m	"	" " "
четвертая " "	11h 55m	"	12h 35m	"	близким " "

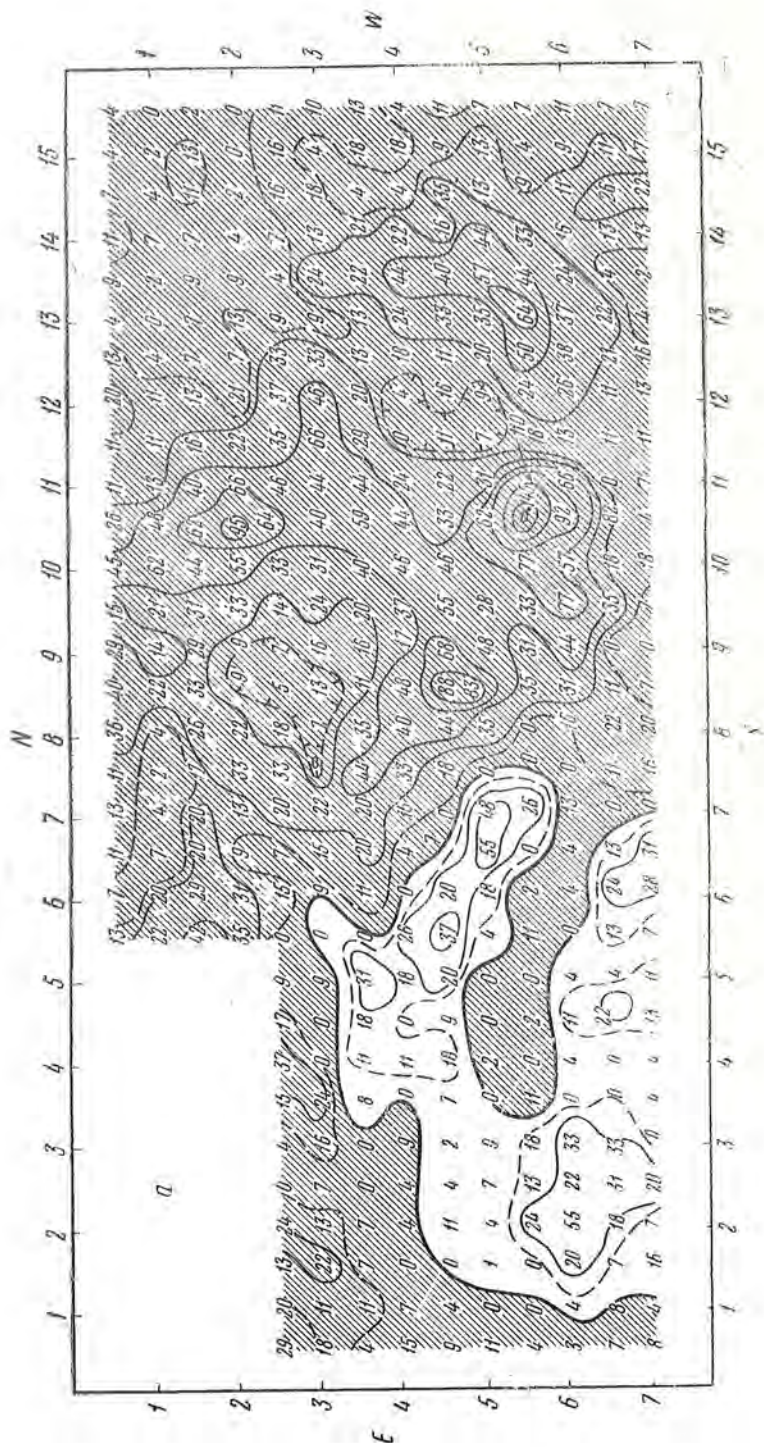
Чтобы уменьшить влияние неточности гидрировки при производстве разрезов, высота щели была выбрана равной $18''$, а каждый разрез исследуемого участка поверхности Солнца отстоял от другого на расстоянии 13,5. Таким образом, поле усреднялось и последующий разрез несколько перекрывал предыдущий. Разрезы делались вдоль суточной параллели с запада на восток.

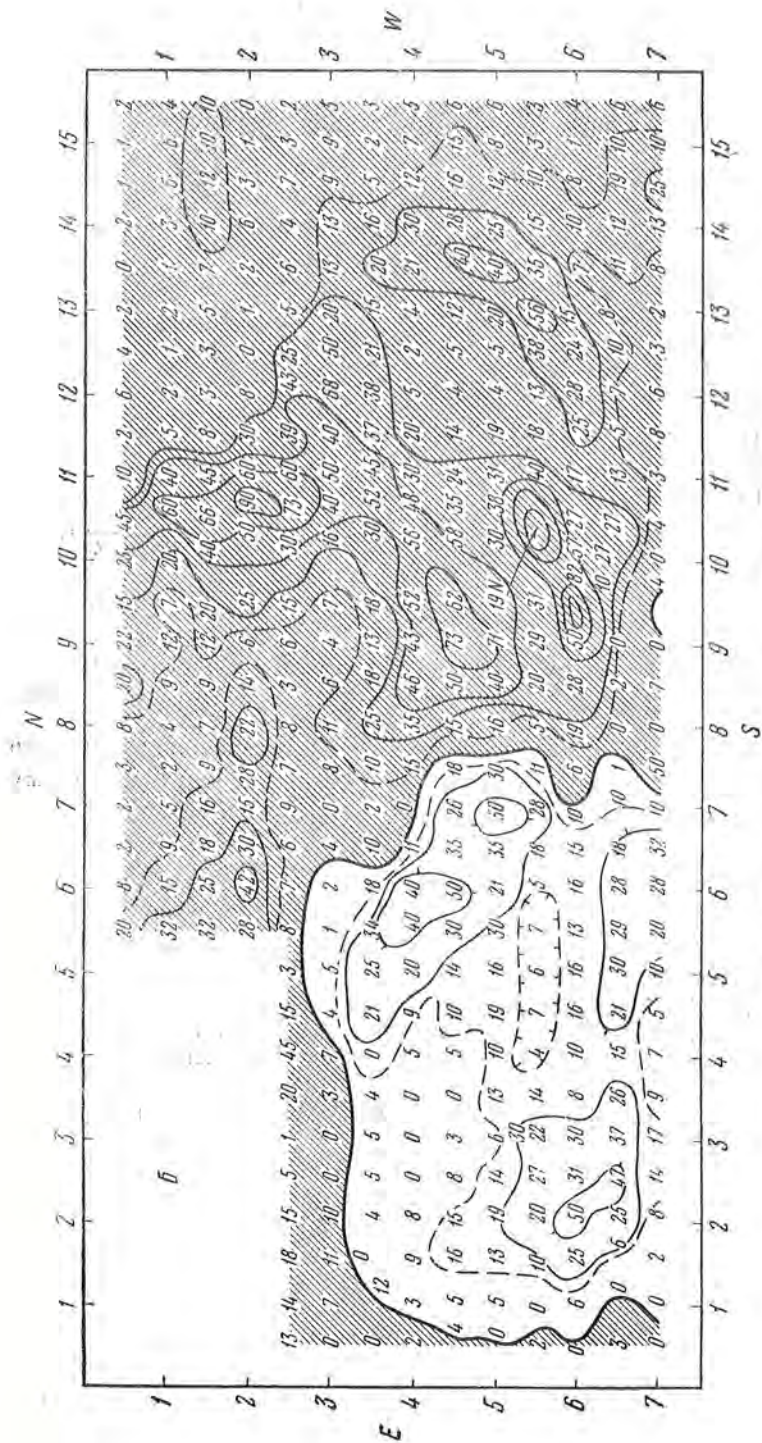
При построении карт магнитных полей для разных уровней фотосферы две записи, принадлежащие одному и тому же уровню, сводились в одну запись. На фиг. 2 приведены регистрограммы поля одного и того же разреза (разрез 4, 5), произведенные в различное время, и примеры сведения двух записей в одну. Карты магнитных полей, построенные по усредненным записям для соответствующих уровней, представлены на фиг. 3.

Как мы видим, поля для нижнего и верхнего уровней фотосферы весьма сходны между собой. Появление в юго-восточной части карты б залива противоположной полярности не является реальным, так как величина напряженности в этой области не превосходит ошибку записи.

В среднем в нижней фотосфере напряженность поля несколько выше. На фиг. 4 представлено соотношение величины $H_{\parallel}$ для этих уровней. Если считать, что различие эффективных высот образования выделенных участков крыльев линии составляет 200—250 км, то получим для градиента поля величину:

$$\frac{dH_{\parallel}}{dh} = 0,028 - 0,035 \text{ гс/км.}$$



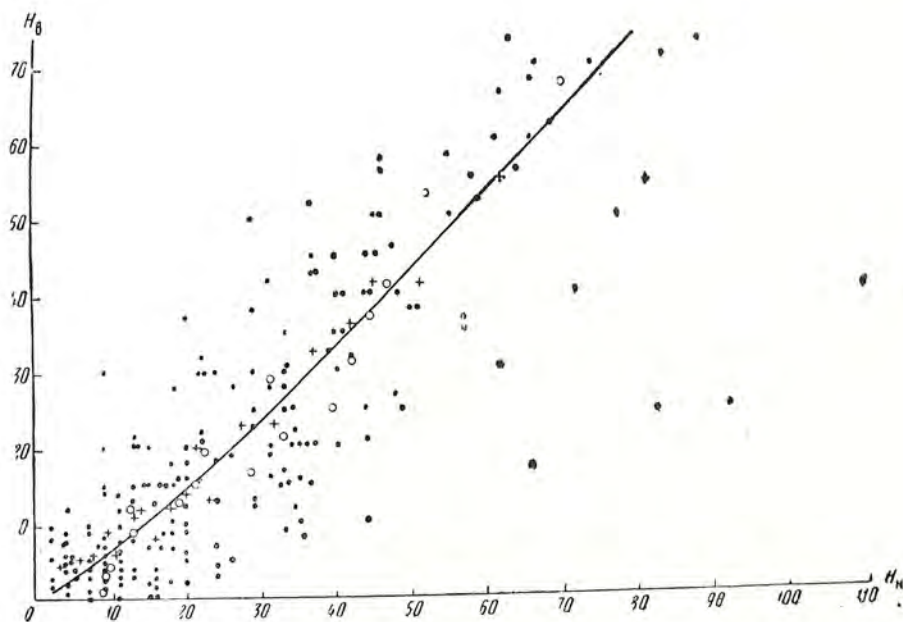


Фиг. 3. Карты магнитных полей за 20 XI 1958 г.

a — для верхнего уровня фотосферы, *б* — для нижнего уровня.

Темные области означают северную полярность, светлые — южную. Изогауссы проведены сыпчатыми линиями через 20 гс, пунктир, штрих — через 10 гс. Цифры на картах указывают напряженность поля в гауссах. Координаты пятна: $\varphi = -8^{\circ}3'$, $L = 211^{\circ}$.

На карте *б* указан магнитное поле и полярность пятна. Масштаб карты: 1 единица соответствует 10 700 км на поверхности Солнца (для центра диска). Стрелка указывает на место расположения пятна.



Фиг. 4. Соотношение величины H для нижнего и верхнего уровней фотосферы. По оси абсцисс отложена напряженность поля (H_n) на нижнем уровне фотосферы, по оси ординат — напряженность на верхнем уровне (H_v). Кружки и крестики означают нормальные места.

Таким образом, в активной области вне солнечных пятен магнитное поле в среднем увеличивается с глубиной в 10 раз медленнее, чем в солнечных пятнах.

Л и т е р а т у р а

1. G. E. Hale, S. B. Nicholson. Magnetic observations of Sunspots 1919—1924. Part «a».
2. R. King. Ap. J., 80, 136, 1934.
3. A. B. Severny, V. Bumba. Observatory, 78, № 902, 33, 1958.
4. Э. А. Барановский, В. Е. Степанов. Изв. Крымскэй астрофиз. обс., 21, 180, 1959.
5. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымскэй астрофиз. обс., 19, 3, 1958.
6. H. W. Babcock. Ap. J., 118, 387, 1953.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
СОЛНЕЧНОЙ ГРАНУЛЯЦИИ

И. В. Стешенко

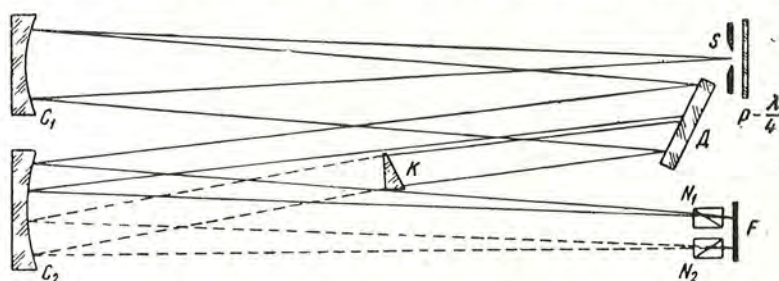
Сообщаются результаты попытки определения магнитных полей гранул в невозмущенных областях Солнца. Обе σ -компоненты зеемановского расщепления фотографировались одновременно, что дало возможность исключить влияние доплеровских сдвигов линий на результаты измерений. Точность измерений ограничивается наличием турбуленции воздуха в спектрографе, вызывающей излом линий на величину, достигающую до $\pm 8\mu$ (что соответствует полю ± 23 гс). Измерение 10 спектрограмм позволяет сделать следующие предварительные выводы: а) продольные магнитные поля отдельных гранул если и существуют, то не превышают 40–60 гс; б) группы гранул имеют продольные поля напряженностью 50–60 гс, совпадающие с местами наибольших лучевых скоростей групп гранул.

ON THE DETERMINATION OF MAGNETIC FIELDS OF SOLAR GRANULATION, by *N. V. Steshenko*.— The results of an attempt to determine the magnetic fields of granules in undisturbed solar regions are given. Both σ -components of the Zeeman splitting were photographed simultaneously, this giving a possibility of excluding the influence of the Doppler line shifts on the results of measurements. The precision of measurements is limited by air turbulence in the spectrograph, which causes the lines to be zigzag up to $\pm 8\mu$ (corresponding to a field of ± 23 Gs). The measurements of 10 spectrograms allow the following preliminary conclusion to be made: a) the longitudinal magnetic fields of separate granules, if they do exist, do not exceed 40–60 Gs; b) groups of granules have longitudinal fields of 50–60 Gs, which coincide with the places of largest radial velocities of granular groups.

Экспериментальные исследования возможного магнитного поля гранул связаны с большими трудностями. В связи с этим в настоящее время нет сведений ни о величине, ни о направлении полей гранул, находящихся вне групп солнечных пятен, хотя эти данные могли бы представить значительный интерес.

В данной работе предпринята попытка оценить хотя бы верхнюю границу продольной составляющей магнитного поля гранул в невозмущенных участках солнечной поверхности. При этом уделялось особое внимание разделению эффектов зеемановского расщепления и доплеровского смещения линий, связанного с наличием значительных лучевых скоростей гранул. Наблюдения производились фотографическим методом на спектрографе башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории. На фиг. 1 показана оптическая схема спектрографа со специальными приспособлениями, позволяющими

получить одновременно два изображения спектра, в одном из которых присутствует только правая, а в другом — только левая σ -компоненты одной и той же спектральной линии. В параллельном (для каждой λ) пучке лучей, идущих от дифракционной решетки D , установлен клин K , отклоняющий половину пучка перпендикулярно дисперсии (вниз) под углом $6'$ к его первоначальному направлению. Клин представляет собой пластинку толщиной 19 мм с углом между гранями $17'$, выполненную с большой точностью из оптического стекла К-8. Не перекрытая клином часть пучка строит с помощью камерного зеркала C_2 одно изображение



Фиг. 1. Схема спектрографа с приспособлением для разделения световых пучков.

спектра, прошедшие же через клин лучи дают второе изображение того же участка спектра. Перед щелью спектрографа S установлена пластинка P в $1/4 \lambda$ для превращения круговой поляризации в линейную, а перед фотопластинкой F помещены поляризационные призмы Аренса N_1 и N_2 . Призмы повернуты так, что в одном спектре полностью гасится левая, а в другом — правая σ -компонента. Ориентация пластинки в четверть волны и поляризационных призм выбрана таким образом, чтобы поляризованный в инструменте свет гасился в одинаковой мере в обоих спектрах. Описанный способ получения двойного изображения спектра не вносит заметных потерь света. Кроме этого, установка клина так, чтобы в создании каждого изображения спектра участвовали все штрихи решетки, не уменьшает разрешающей силы спектрографа (равной 350 000 в четвертом порядке), что весьма существенно при изучении малых расщеплений линий.

Одновременное фотографирование обеих σ -компонент необходимо потому, что даже небольшое перемещение одной и той же гранулы на щели спектрографа может привести к некоторому изменению наблюдаемой лучевой скорости. Изгиб линий, вызванный лучевыми скоростями, значительно больше, чем магнитное расщепление линий. Поэтому небольшое изменение лучевой скорости от одной экспозиции к другой при последовательном фотографировании σ -компонент внесет большую ошибку в измеренные расщепления линий. В случае одновременного фотографирования небольшое дрожание гранулы на щели спектрографа вызовет в обоих изображениях спектра совершенно одинаковую деформацию линии, связанную с изменением лучевых скоростей; поэтому эффект зеемановского расщепления линий может быть выделен в чистом виде.

Для наблюдений выбрана линия железа $\lambda = 6302,508 \text{ \AA}$ с расщеплением $2 \cdot \Delta\lambda = 2 \cdot 4,65 \cdot 10^{-5} \text{ H}$. Фотографирование спектров производилось в четвертом порядке с дисперсией $0,268 \text{ \AA/мм}$ на высокочувствительную фотопленку с экспозицией $0,5-1,0 \text{ сек}$. Ширина щели спектрографа выбиралась в пределах $0,06-0,1 \text{ мм}$ в зависимости от качества изображения Солнца, диаметр изображения Солнца на щели спектрографа равен 200 мм (в 1 мм $9'',5$). Фотографирование спектров производилось при хорошем качестве изображения и дрожании отдельных объектов, не превышающем $0,5-0,8$. В это время на щели спектрографа отчетливо видна гранулярная сетка, а в спектре видны полосы, образуемые отдельными гранулами и группами гранул, и хорошо различается структура (зависящая от доплеровских сдвигов) линии железа.

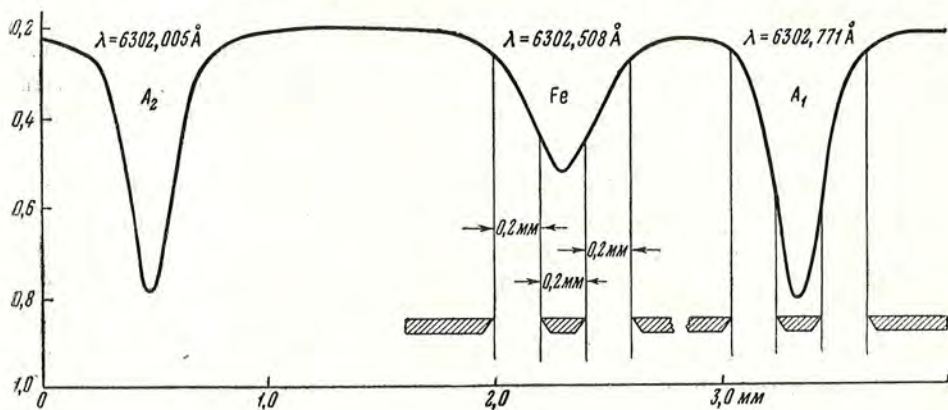
Для обработки использованы 10 спектрограмм, полученных для разных участков Солнца вблизи центра и на расстоянии около половины радиуса диска. В каждом случае обращалось внимание на то, чтобы вблизи щели спектрографа не было пятен или пор.

Измерения спектрограмм производились на двухщелевом микрофотометре-компараторе, принципиальная схема которого предложена А. Б. Северным; прибор изготовлен и подробно описан А. В. Брунсом [1]. Применение фотоэлектрического компаратора дало возможность не только существенно повысить точность наведения на линии по сравнению с визуальным методом, но также позволяет выбрать такую высоту щели компаратора, что измеряемый участок вдоль спектральной линии не превышает нескольких сотых долей миллиметра. При этом сохраняется точность наведения $\pm 1\mu$ совершенно независимо от того, какую форму имеет линия по обе стороны от измеряемого участка. Объективность и точность наведения особенно существенна при измерении мелких изгибов линий, связанных с лучевыми скоростями или магнитными полями отдельных гранул и небольших групп гранул. Для измерений нами взята высота щели компаратора $0,39 \text{ мм}$, что соответствует $0,065 \text{ мм}$ на спектрограмме; измерения вдоль линии сделаны через $0,05 \text{ мм}$ ($\sim 0,5$). Положение линии железа определялось по отношению к двум атмосферным линиям, расположенным по обе стороны от исследуемой линии. На каждом участке по длине линии наведения производились на атмосферную линию, на линию железа, затем на вторую атмосферную линию. Для того чтобы измерения обеих σ -компонент относились к одному и тому же участку Солнца, на щель спектрографа натягивалась нить, которая изображалась в обоих спектрах и служила нуль-пунктом отсчетов вдоль линии. На фиг. 2 показаны взаимное расположение и контуры линий (по оси ординат — пропускание спектрограммы, отнесенное к прозрачности фона) по снимку № 2, 7 октября 1958 г., а также положение и ширины щелей компаратора при наведении на линии.

На фиг. 3 изображен ход отсчетов для отрезка линии $6302,508 \text{ \AA}$ (по спектрограмме № 3, 7 октября), положение которой измерялось относительно близкой атмосферной линии A_1 (слева) и относительно атмосферной линии A_2 (справа). Крестиками и кружочками нанесены точки, соответствующие различным σ -компонентам. На фиг. 4 показан

ход отсчетов для другого отрезка той же линии железа, измеренной относительно A_1 . На этих же рисунках справа от каждой линии железа нанесены отсчеты, полученные на компараторе при наведении на атмосферные линии (значки соответствуют тому или другому спектру, как и в случае σ -компонент).

Прежде всего следует обратить внимание на разброс точек на графиках, изображающих атмосферные линии. Излом этих линий, достигающий в некоторых местах $\pm 8 \mu$, связан с наличием турбулентции воздуха в спектрографе, которая является основной причиной, снижающей точность выбранного метода исследования сравнительно слабых магнитных полей. Две атмосферные линии, находящиеся в спектре даже

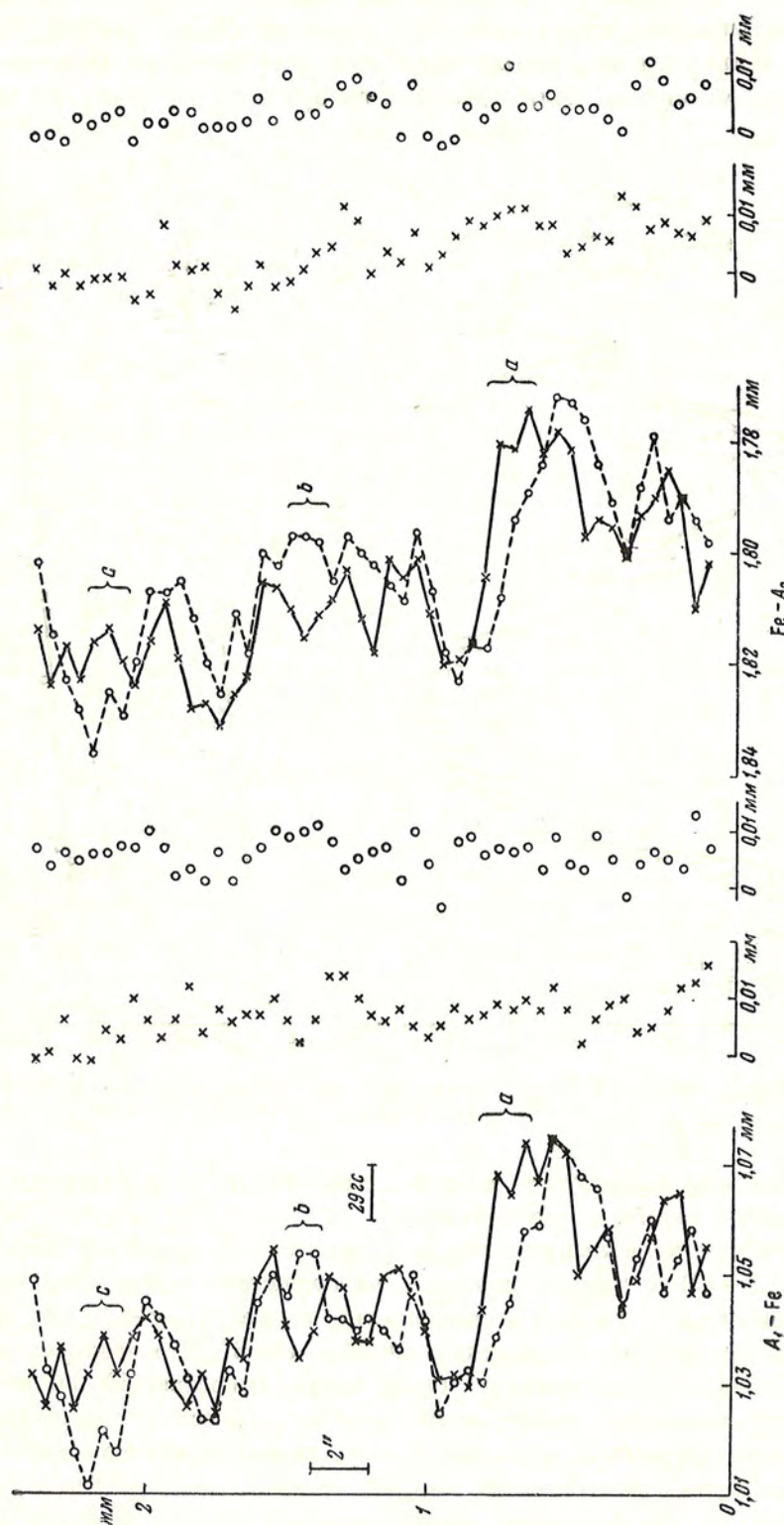


Фиг. 2. Контуры измеряемых линий; положение и ширины щелей компаратора при наведении на линии.

на расстоянии ~ 3 мм одна от другой, как правило, имеют неодинаковые изломы. При получении наблюдательного материала были приняты меры, способствующие уменьшению турбулентции воздуха в спектрографе: спектрограф готовился к работе заранее, и в течение многих часов до наблюдений, а также во время наблюдений в помещение спектрографа наблюдатель не заходил. Если нарушить установившееся состояние воздуха в спектрографе хотя бы за 40—50 мин. до наблюдений, изломы атмосферных линий возрастают почти вдвое.

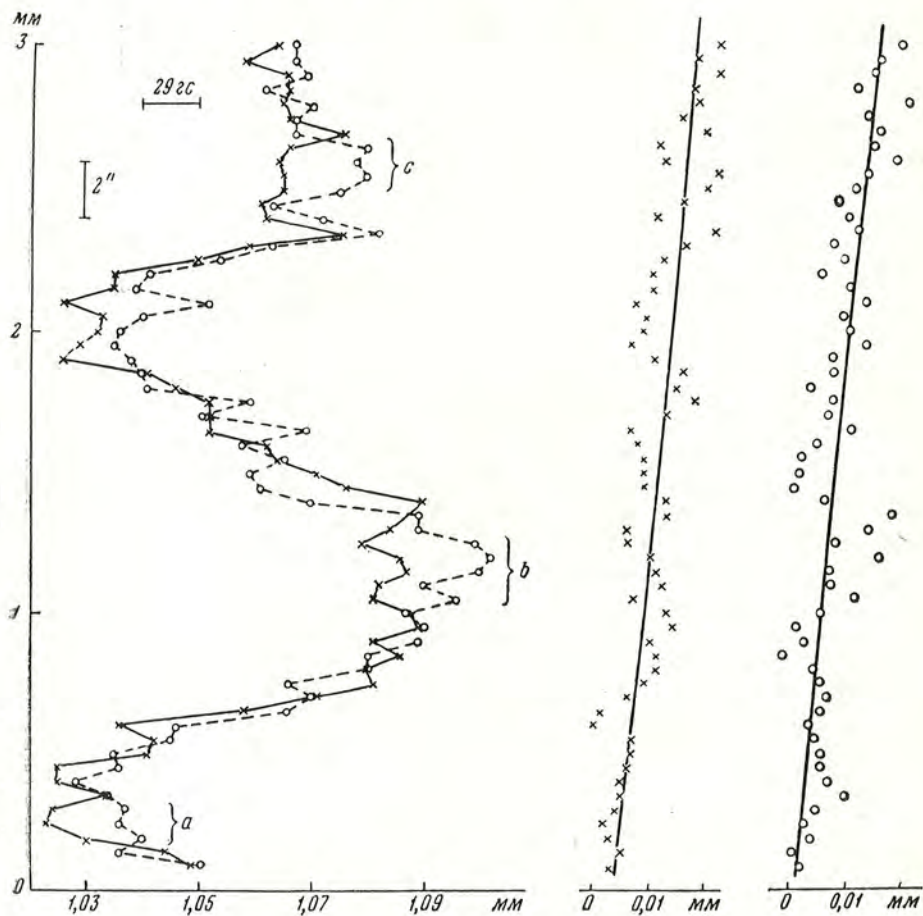
С учетом рассмотренных ошибок, связанных с наличием турбулентции воздуха в спектрографе, следует рассматривать графики, изображающие положение различных точек линии железа. Прежде всего следует отметить отсутствие значительного расхождения между обеими σ -компонентами — в основном они повторяют сдвиги отдельных элементов линии, зависящие от лучевых скоростей гранул или групп гранул. В тех случаях, когда расхождения между σ -компонентами повторяются при измерениях относительно обеих атмосферных линий и это расхождение превышает случайные колебания атмосферных линий из-за турбулентности, можно приписывать данное расхождение магнитному полю (например, участки a , b , c на графиках 3 и 4).

Рассмотрение графиков, построенных по 10 обработанным спектрограммам, позволяет сделать следующие предварительные выводы:



Фиг. 3. Линия железа, измеренная относительно атмосферных линий A₁ (слева) и A₂ (справа).

а) расстояние между σ -компонентами для гранул размером $1'',0-1'',5$ в большинстве случаев лежит в пределах 10μ (обычный разброс точек) и только для отдельных гранул достигает $15-20 \mu$. Это указывает на то, что магнитные поля отдельных гранул в невозмущенных частях



Фиг. 4. Линия железа в спектре участка Солнца с большими лучевыми скоростями групп гранул.

диска если и существуют, то не превышают $40-60 \text{ gs}$ (если только поля гранул не целиком трансверсальные);

б) в местах наибольших лучевых скоростей группы гранул (имеющих размеры $3''-6''$) во многих случаях наблюдаются систематические расхождения между обеими σ -компонентами на величину $\sim 20 \mu$; протяженность расщепленных участков линий $\sim 1''-3''$. Это позволяет предположить наличие продольных полей напряженностью $50-60 \text{ gs}$, совпадающих с местами наибольших лучевых скоростей группы гранул. Поля в невозмущенных областях Солнца могут быть сходными с теми небольшими по протяженности полями, которые обнаружены А. Б. Северным [2] в группах пятен. Запись поля, сделанная им при помощи магнитографа при хороших изображениях Солнца с размерами щели

спектрографа в одну квадратную секунду, указывает на существование элементов поля, имеющих размеры $2''-5''$. Напряженность продольной составляющей поля в них превышает на 50—100 гс напряженность того поля, внутри которого находятся эти элементы.

Точность описанного фотографического метода определения магнитных полей гранул может быть значительно повышена, если свести к минимуму турбуленцию воздуха в спектрографе и применить высококачественные фотографические эмульсии. Следует также обратить внимание на уменьшение рассеянного света в телескопе. Расчеты показывают, что при наличии 10% рассеянного света фотосферы измеренные слабые поля будут занижены на 7—8%.

Автор искренне благодарен А. Б. Северному за ценные советы и Н. В. Годовникову за помощь в обработке наблюдательных данных.

Л и т е р а т у р а

1. А. В. Брунс и В. Бумба. Наст. том, стр. 134.
 2. А. Б. Северный. Отчет на X съезде МАС. М., 1958.
-

ЛИНИИ РЕДКИХ ЗЕМЕЛЬ В СПОКОЙНЫХ И АКТИВНЫХ
ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ

Н. Н. Степанян

Исследовано поведение линий редких земель (р. з.) в спокойных и активных областях на Солнце. Получено, что эквивалентные ширины W и остаточные интенсивности r этих линий уменьшаются при переходе от центра к краю, в то время как для металлических линий W и r к краю увеличиваются.

Измерены сдвиги линий р. з. относительно металлических на краю диска Солнца. На западном краю линии р. з. смещены больше в красную сторону, а на восточном — в синюю.

Во флоккулах и во вспышках р. з. в большинстве случаев повторяют свечение Ca^+ и H. Во вспышках р. з. ярче светятся там, где у H_α крылья меньше. Максимум свечения р. з. во вспышке наступает позднее, чем в Ca^+ и H.

В хромосфере линии р. з. ярче, чем многие металлические линии.

Все эти наблюдаемые факты указывают на то, что линии р. з. образуются где-то верхних слоях фотосферы или в нижней хромосфере.

THE LINES OF RARE EARTHS IN QUIET AND ACTIVE SOLAR REGIONS, by N. N. Stepanyan.— The behavior of the lines of rare earths in quiet and active solar regions was studied. It was found that the equivalent widths W and residual intensities r of these lines decrease from the center to the limb, while W and r for metallic lines increase.

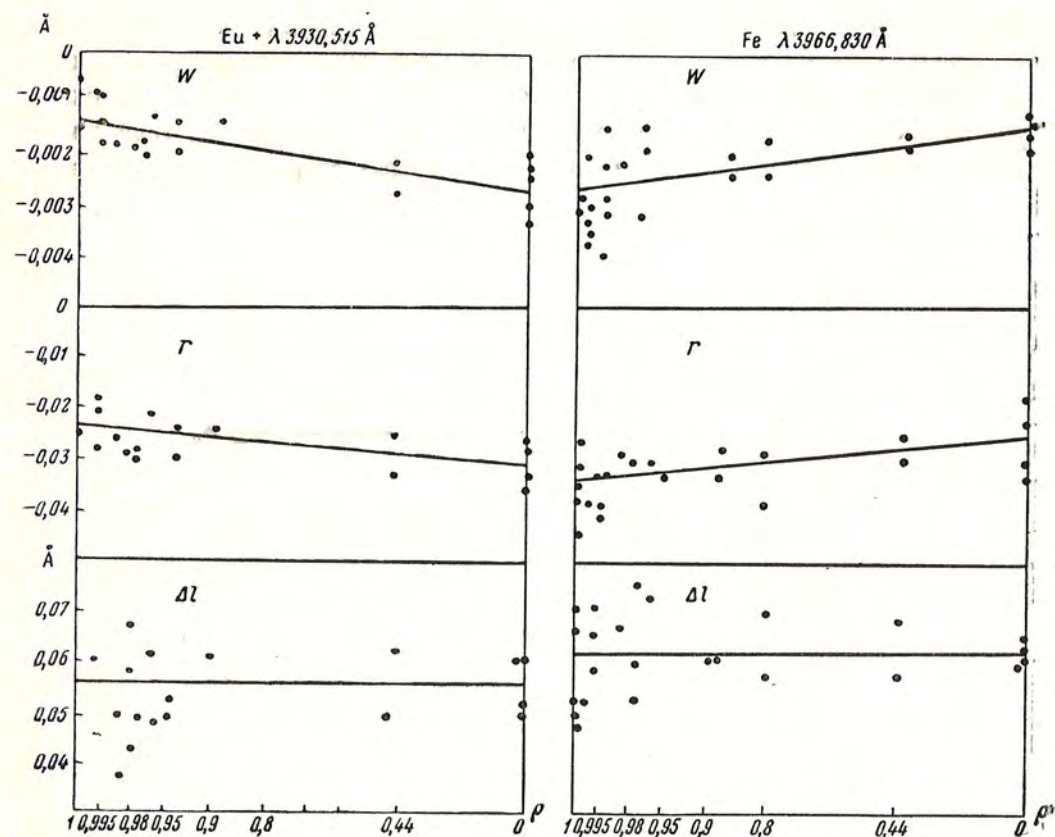
The shifts of the lines of the rare earths relative to the metallic lines were measured at the solar limb. At the west limb the lines of the rare earths are displaced towards the red, at the east — towards the violet.

In flocculi and flares the rare earths in most cases repeat the character of the emission of Ca^+ and H. In flares the emission of the rare earths is stronger there, where the wings of H_α are smaller. The rare earths attain maximum emission in flares later than Ca^+ and H.

In the chromosphere the lines of the rare earths are brighter than many metallic lines.

All these observational facts show that the center of gravity of the lines of rare earths originates somewhere in the upper layers of the photosphere or in the lower chromosphere.

Данная работа является продолжением [1]. Так же, как и в первой работе, обрабатывались спектрограммы, полученные на спектрографе Башенного солнечного телескопа. Наблюдалось 22 линии редких земель и других металлов в области крыльев линий H и K Ca^+ и вне их. Спектры фотографировались на следующих расстояниях от центра диска: $\rho = 0; 0,5; 0,7; 0,8; 0,9; 0,95; 0,98; 0,99; 0,995; 0,998$. Надежность последних двух разрезов невелика и меняется в зависимости от дрожания изо-



Фиг. 1. Эквивалентные ширины (W), полуширины (Δl) и остаточные интенсивности (r) для линий редких земель и металла.

бражения. Спектры получались в четвертом порядке с дисперсией $0,188 \text{ \AA/мм}$.

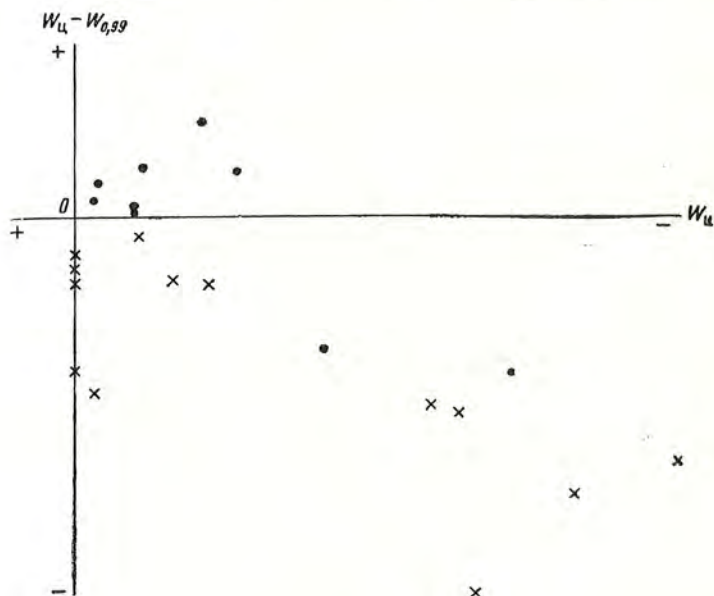
Приводим список наблюдаемых линий

λ	Элемент	λ	Элемент
1. 3929,726	V ⁺	12. 3941,858	Sa ⁺
2. 3930,515	Eu ⁺	13. 3942,018	V
3. 3931,37	Ce ⁺ (?) (нет у Роуланда)	14. 3942,157	Ce ⁺
4. 3931,590	Dy ⁺	15. 3942,748	Ce ⁺
5. 3932,639	Fe	16. 3942,846	Mn
6. 3934,80	Nd ⁺ (нет у Роуланда)	17. 3966,830	Fe
7. 3935,321	Fe	18. 3967,057	Ce ⁺
8. 3936,772	Mn	19. 3967,433	Fe
9. 3938,300		20. 3969,407	Eu ⁺
10. 3939,148	Fe ⁺	21. 3970,666	Eu ⁺
11. 3940,360	Ce ⁺	22. 3971,831	Fe

для которых определялись эквивалентные ширины (W) и полуширины (Δl), в ангстремах и остаточные интенсивности (r) в единицах непрерывного спектра в данном месте Солнца.

Приведем несколько графиков W , r , Δl (фиг. 1). Кроме этого, на фиг. 2 для всех линий приведены ΔW (разность W в центре минус W

при $\rho = 0,99$) в зависимости от $W_{\text{ц}}$. Как видно из графика, для всех линий редких земель точки лежат ниже нуля ($\Delta W < 0$), а для линий металлов (кроме двух) — выше нуля ($\Delta W > 0$). Значит, для линий редких земель эквивалентная ширина от центра к краю уменьшается, если линия по всему диску в поглощении, а в отдельных случаях линии даже



Фиг. 2. Разность эквивалентных ширин в центре и на расстоянии $\rho = 0,99$ от центра для всех наблюдаемых линий.

Точки — линии металлов, крестики — линии редких земель.

переходят в излучение на краю (в близких крыльях Н и К). Полуширины линий Δl практически не меняются вдоль всего диска. И только в некоторых случаях (например, λ 3969,40) можно проследить небольшое увеличение Δl к краю. Для разных линий Δl имеет значение от 0,05 до 0,15 Å. Величина r изменяется почти так же, как и W .

§ 1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СДВИГОВ ЛИНИЙ РЕДКИХ ЗЕМЕЛЬ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ОТ ЦЕНТРА К КРАЮ

На компараторе для измерения длин волн [2] были проведены измерения сдвигов линий редких земель при переходе от центра к краю. Измерения проводились следующим образом.

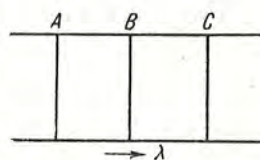
На спектре отмечались несколько линий редких земель и несколько линий металлов примерно с такими же эквивалентными ширинами. Затем на компараторе для измерения λ определялись расстояния между этими линиями (для каждой линии положение ее центра x в произвольной системе, единой для всего спектра). Такие измерения проводились для спектров, снятых на разных расстояниях от центра Солнца на восток или на запад.

Измерено шесть серий от центра на восток и от центра на запад. Затем составлялись разности этих значений x для линий редких земель минус x для линий металлов. Причем линии металлов брались с двух сторон от линий редких земель. На фиг. 3 A и C — линии Fe, а B — линия редкой земли.

Всякий раз находились разности ($A - B$) и ($B - C$), а затем ($A - C$) — разности положений линий Fe. После этого строились графики, где по оси абсцисс отложено расстояние от центра Солнца, а по оси ординат расстояние между двумя линиями в миллиметрах на спектрограмме.

Если $\lambda_A < \lambda_B < \lambda_C$ и при перемещении от центра к западному краю ($A - B$) растет, а ($B - C$) уменьшается и при этом ($A - C$) остается по стоянным, то линия B смещается в красную сторону на западном краю. Это говорит о том, что лучевая скорость удаления от нас для редких земель больше, чем для металлов, и так как лучевая скорость растет с высотой, можно сделать вывод, что линии редких земель образуются выше, чем линии железа. Наиболее надежные из измеренных серий: пл. 1193—1197, 993, 2672—2679.

Приведем результаты этих измерений.



Фиг. 3. Схематическое изображение спектра.

A и C — линии металлов.
 B — линия редких земель

λ	Элемент	Смещение в лучевых скоростях (в красную сторону +, в синюю —), км/сек	λ	Элемент	Смещение в лучевых скоростях (в красную сторону +, в синюю —), км/сек
-----------	---------	---	-----------	---------	---

Пл. 1193—1197

(смещение линий при переходе от центра к западному краю)

1. 3929,726	V	0	10. 3936,772	Mn	0
2. 3930,515	Eu ⁺	+0,8	11. 3938,300		+0,9
3. 3932,639	Fe	0	12. 3939,148	Fe ⁺	0
4. 3935,321	Fe	0	13. 3940,360	Ce ⁺	+0,7
5. 3966,830	Fe	0	14. 3941,858	Sa ⁺	+0,9
6. 3969,407	Eu ⁺	—0,4	15. 3942,018	V	0
7. 3970,666	Eu ⁺	+0,9	16. 3942,157	Ce ⁺	+1,8
8. 3971,831	Fe	0	17. 3942,748	Ce ⁺	+0,9
9. 3971,996	Eu ⁺	—0,4	18. 3942,846	Mn	0

Пл. 2672—2679 (от центра к восточному краю)

1. 3984,153	Mn, Ni	0	10. 3993,834	Ce ⁺	+0,4
2. 3984,338	V, Cr	0	11. 3994,516	Co	0
3. 3984,943		0	12. 3994,685	Nd ⁺	—1,20
4. 3984,967	Ce ⁺	—0,78	13. 3994,814	Pr ⁺	—2,1
5. 3986,298	Nd ⁺	—1,20	14. 3995,753	La ⁺	—1,60
6. 3987,972	Ib	0	15. 3999,249	Ce ⁺	—1,60
7. 3992,648	Fe	0	16. 3999,351	Ti, Fe	0
8. 3993,103	Fe	0	17. 3999,674	Cr	0
9. 3993,307	Sa ⁺	—0,9			

λ	Элемент	Смещение в лучевых скоростях (в красную сторону +, в синюю —), км/сек	λ	Элемент	Смещение в лучевых скоростях (в красную сторону +, в синюю —), км/сек
-----------	---------	--	-----------	---------	--

Пл. 993 (от центра к восточному краю)

1. 3961,014	Co	0	6. 3969,270	Fe	0
2. 3965,230	Co	0	7. 3969,407	Eu ⁺	+1,08
3. 3966,830	Fe	0	8. 3970,666	Eu ⁺	+0,4
4. 3967,057	Ce ⁺	-1,36	9. 3971,831	Fe	0
5. 3967,433	Fe	0			

Разброс точек $\pm 0,15$ км/сек.

Из этих данных видно, что большинство линий редких земель смещено на краю Солнца больше, чем линии металлов (по отношению к центру Солнца). Из 17 измеренных линий редких земель 13 смещаются в красную сторону на западном краю и в синюю сторону на восточном краю.

Линия 3969,407 Eu⁺ смещается в противоположную сторону по двум измерениям, линии 3993,834 Ce⁺ и 3971,996 Eu⁺ — по одному измерению, а линия 3970,666 Eu⁺ показывает и на восточном и на западном краю красное смещение. Измерения последних трех линий (3971,996; 3993,834 и 3970,666) неуверенны; разброс точек у них больше, чем в остальных случаях.

Линии металлов не показывают никаких систематических сдвигов при приближении к краю. Такая разница в лучевых скоростях между линиями металлов (фотосферными) и линиями редких земель указывает на то, что последние образуются выше, чем линии металлов.

§ 2. СВЕЧЕНИЕ РЕДКИХ ЗЕМЕЛЬ ВО ФЛОККУЛАХ И ВСПЫШКАХ

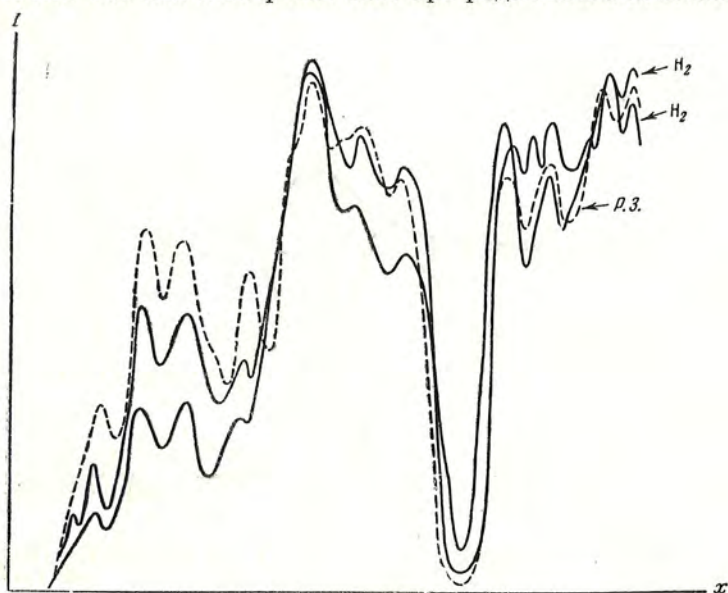
Было рассмотрено большое количество спектрограмм вспышек и флоккулов в линиях H и K Ca⁺. На многих спектрограммах видно свечение линий редких земель (близких к центру H и K). При этом для вспышек и флоккулов, близких к краю ($\rho > 0,8$), редкие земли (р. з.) светятся во всех случаях. Особенно ярка линия 3969,40 Eu⁺.

Для большинства флоккулов линии р. з. повторяют структуру флоккула в линиях H и K (например, пл. 1274, 1423 и др.).

Несколько спектрограмм были обработаны на МФ-4. Разрезы проводились поперек дисперсии в разных точках контура линии H [H₁, H₂ (обе компоненты), H₃] и в линии р. з. Большинство из этих спектров показывает, что линия р. з. повторяет все узлы флоккула в H Ca⁺ (фиг. 4). Но есть случаи, когда р. з. не повторяет свечение в H Ca⁺ (фиг. 5).

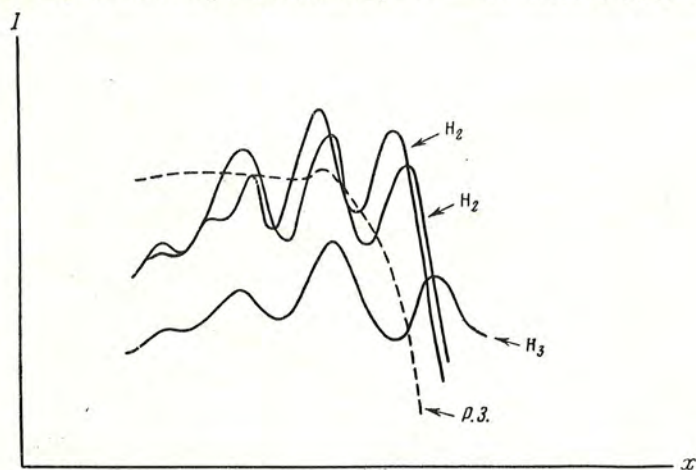
В некоторых случаях на спектрограммах и из измерений видно, что один и тот же узел в р. з. и в H светится на разных расстояниях от края — полоска непрерывной эмиссии становится ярче в H и в р. з. и несколько выгибается к краю, причем на разные расстояния в H и в р. з. Пример такого сдвига — пл. 2133. Результаты измерений представлены на фиг. 6.

По оси абсцисс отложены расстояния вдоль спектра, а по оси ординат — расстояния поперек спектра от края спектра до точки с максимальной интенсивностью. Внизу приведена интенсивность соответствующих точек. Так как спектр был снят при радиальном положении щели,



Фиг. 4. Фотометрический разрез флоккула (пл. 1274) вдоль линии редких земель и H.

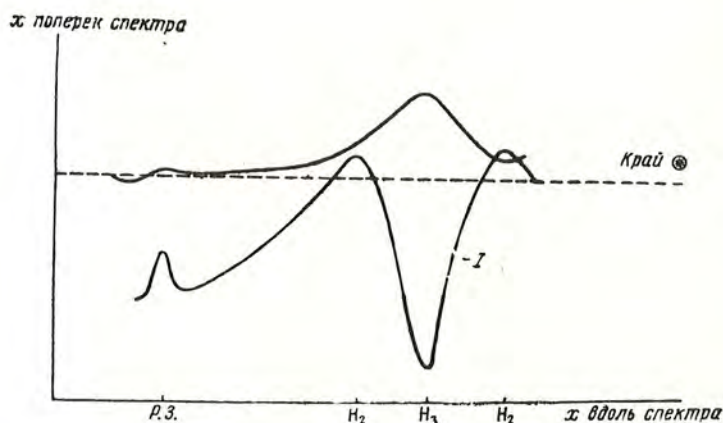
можно легко перевести полученные расстояния от края Солнца в километры. Получается, что максимум свечения H Ca⁺ наблюдается на высоте 10 000 км, а максимум свечения р. з. — на высоте 1000 км. Анало-



Фиг. 5. Фотометрический разрез флоккула (пл. 2136) вдоль линии редких земель и H₂ и H₃.

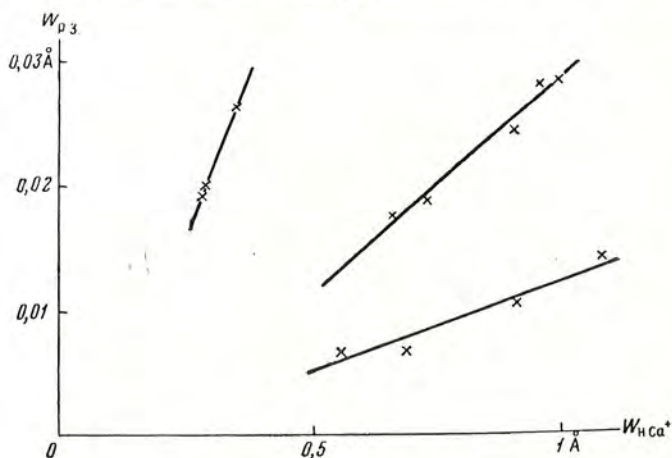
гичные подсчеты дают для пл. 2259 такой результат: р. з. светится на высоте 2000 км, а H Ca⁺ — на высоте 3500 км, а для пл. 1274: р. з. — 2400 км, а H Ca⁺ — 3500 км.

Для нескольких флоккулов проводилось сравнение эквивалентных ширин эмиссии в H Ca^+ и р. з. Для этого были выбраны флоккулы на одном и том же расстоянии от края $\rho = 0,98$. Для каждого флоккула в нескольких точках измерялись эквивалентные ширины линий р. з. и эмиссии в H Ca^+ (разность между H во флоккуле и в невозмущенном



Фиг. 6. Высота максимального свечения в линии H Ca^+ и в линии редких земель (верхняя кривая) и интенсивность этого свечения (нижняя кривая).

месте на том же расстоянии). Результаты приведены на фиг. 7. Для некоторых отдельных флоккулов можно проследить зависимость между $W_{\text{р. з.}}$ и W_{H} , но когда все точки нанесены на один график, эта зависимость исчезает. Если же вместо W брать для H просто I (среднюю для обеих H_2 или полусумму H_2 и H_3), то корреляции вообще не видно.



Фиг. 7. Сравнение свечения линий редких земель и H Ca^+ во флоккулах (эквивалентные ширины эмиссии).

В ряде вспышек сравнивалось свечение в линиях р. з. со свечением в линиях ионизованного кальция и водорода (H_α). Из рассмотрения большого числа вспышек можно сделать вывод, что в той вспышке, у ко-

торой в линии H_{α} имеются большие крылья, линии р. з. светятся слабее, чем у вспышки того же балла, но с меньшими крыльями (например, пл. 2372 и 1890).

Во вспышках, занимающих большую площадь, было замечено, что р. з. ярче светятся в тех местах, где центральная эмиссия в линиях H_{α} , Н и К во вспышке уже (например, пл. 214, 217 и др.).

Для одной вспышки (пл. 2712—2716) была снята серия спектрограмм в Н и К и р. з. на одной пластинке и в H_{α} — на другой.

Одно и то же место вспышки снималось в этих двух спектральных областях через 2—5 мин. По полученным спектрам можно проследить развитие вспышки от начала разгорания и до конца. Анализ спектров показывает, что максимум свечения в р. з. наступает на несколько минут позднее максимума в лучах Ca^{+} и H_{α} .

Многие наблюдатели [3] замечали, что во время солнечного затмения линии р. з. раньше других линий переходят от поглощения в излучение. На наших внезатменных спектрограммах видно, что линии р. з. светятся ярче, чем другие металлические линии. В синей и в зеленой частях спектра почти все наблюдаемые хромосферные линии отождествляются с линиями р. з.

Приводим список и отождествление по Роуланду линий, измеренных на спектрограммах хромосферы (пл. 1265).

Область К	Область Н
1. 3924,85	12. 3957,48
2. 3927,131 Nd^{+}	13. 3958,872 Rh
3. 3931,334 V?	14. 3960,917 Ce^{+}
4. 3931,590 Dy^{+}	15. 3965,351
5. 3931,900	16. 3967,057 Ce^{+}
6. 3934,800 Nd^{+}	17. 3967,12
7. 3938,020 Ti, Fe	18. 3969,407 Eu^{+}
8. 3938,300	19. 3971,996 Eu^{+}
9. 3938,867	20. 3973,280 Fe, Nd^{+}
10. 3940,360 Ce^{+}	21. 3975,059 Ce^{+}
11. 3942,748 Ce^{+}	

В области $\lambda\lambda$ 5130—5490 Å наблюдались следующие линии в излучении в хромосфере:

1. 5125,5	13. 5322,817
2. 5130,590 Nd^{+}	14. 5330,568 Ce^{+}
3. 5163,839 Pb	15. 5331,3
4. 5174,0	16. 5340,675 La^{+}
5. 5187,456 Ce^{+}	17. 5341,5
6. 5192,622 Nb^{+}	18. 5342,0
7. 5245,7	19. 5343,518 Co, Ce^{+}
8. 5249,587	20. 5361,510 Nd^{+}
9. 5259,75 Fe^{+}	21. 5371,931 Nd^{+}
10. 5274,240 Ce^{+}	22. 5385,895 Nd^{+}
11. 5293,172 Nd^{+}	23. 5472,302 Ce^{+}
12. 5316,35	

§ 3. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ВЫВОДЫ

Сформулируем кратко основные результаты наблюдений и обработки.

1. Линии р. з. показывают аномальное изменение w . При переходе от центра к краю w уменьшаются, а в некоторых случаях линии переходят от поглощения к излучению. Аналогично ведут себя остаточные интенсивности. Полуширины линий не меняются. Для линий металлов (Fe, V, Ti, Mn и др.) w и r увеличиваются к краю, что совпадает с результатами других авторов.

2. Измерения сдвигов линий р. з. при переходе от центра к краю показывают, что на западном краю они смещены в красную сторону по отношению к линиям других металлов, а на восточном — в синюю.

3. В активных областях наблюдается повышенное излучение р. з. В большинстве случаев оно повторяет свечение в Ca^+ и в H_α во флоккулах и во вспышках. Во вспышках р. з. ярче светятся там, где у линии H_α крылья меньше. Максимум свечения в р. з. наступает позднее, чем в Ca^+ и H_α .

4. В хромосфере линии р. з. светятся ярче, чем многие металлические линии.

Попытаемся рассмотреть возможности интерпретации полученных результатов. Теккерей [4], Унзольд [5], а затем Рудкибинг [6] считают, что причина свечения четырех линий р. з. в крыльях H и K заключается в том, что эти линии образуются в результате истинного поглощения, а крылья H и K, являющиеся непрерывным спектром для них, — в результате рассеяния. Такое объяснение кажется не вполне удовлетворительным, так как все линии р. з. и вблизи центров H и K и вдали от них показывают одинаковый ход от центра к краю. Причем вдали от центров H и K уменьшение незначительное и не может быть объяснено истинным поглощением.

Попробуем найти другую причину аномального поведения линий р. з. Изменение w от центра к краю может определяться или ходом концентрации элемента в данной степени ионизации с глубиной, или изменением коэффициента поглощения в линии с глубиной.

Рассмотрим первую возможность.

В солнечном спектре наблюдаются только линии ионизованных р. з. Потенциалы первой ионизации для редкоземельных элементов порядка 5—6 эв (La I — 5,61, Eu I — 5,67, Gd I — 6,16, Tb I — 6,25). Потенциалы второй ионизации 11—12 эв, (La II — 11,43, Eu II — 11,24, Tb II — 12). Потенциалы третьей ионизации около 20 эв (La III — 19,1).

По формуле Саха можно подсчитать, что для солнечной фотосферы до $\tau = 1,6$ практически все р. з. ионизованы один раз. Таким образом, из-за изменения температуры в солнечной атмосфере концентрация ионов р. з. не может измениться настолько, чтобы повлиять на распределение w от центра к краю.

Рассмотрим изменение коэффициента поглощения с глубиной, вернее изменение $\eta = \frac{\sigma_v}{\kappa}$ (где σ_v — коэффициент поглощения в линии, а κ — коэффициент непрерывного поглощения).

В работе Суемото [7] рассматривается вопрос об изменении слабых фраунгоферовых линий от центра к краю. Подсчитывается для разных линий η и ее изменение с глубиной. Автор рассматривает три типа зависимости $\eta(\tau)$ для отдельных групп линий (фиг. 8) а затем находит для каждого из этих типов изменение w от центра к краю. Ни один из этих случаев не подходит для р. з. Мы подсчитали, каков должен быть ход η с глубиной, чтобы дать наблюдаемое изменение w от центра к краю. Получилось, что η должно возрастать с глубиной (пунктир на фиг. 8), а не убывать, как во всех трех случаях у Суемото. Затем из хода η с глубиной можно найти ход σ_v с глубиной (все эти величины σ_v , η , κ рассчитаны на единицу массы); κ бралось из работы А. Б. Северного [8].

Возрастание σ_v с глубиной означает увеличение числа поглощающих атомов с τ . Но, как говорилось выше, это число мало меняется в солнечной фотосфере, и физически трудно представить, из-за чего оно может увеличиться.

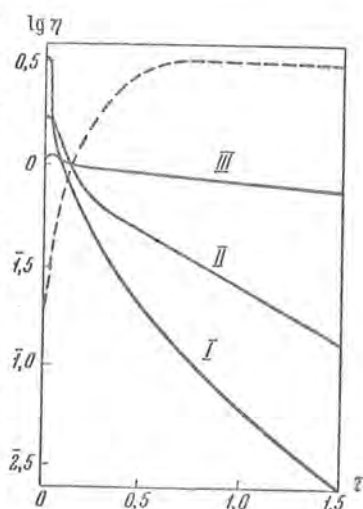
Можно предположить, что в верхней фотосфере (или нижней хромосфере) на некотором уровне существует слой, в котором р. з. находятся в состоянии повышенного возбуждения. Весь наблюдательный материал говорит в пользу того, что центр тяжести линий р. з. образуется в верхних слоях атмосферы Солнца. Больший, чем у фотосферных линий, сдвиг на западном краю в красную сторону, а на восточном — в синюю указывает на то, что линии, р. з. образуются выше фотосферных линий, так как угловая скорость вращения Солнца растет с высотой. По Вальдмайеру [9] разность этих скоростей, определенных по фотосферным и хромосферным линиям, меняется от 1 до 4 км/сек в зависимости от широты места на Солнце. По нашим определениям разность по линиям р. з. и по линиям металлов 1—2 км/сек. К сожалению, у нас нет определений широты наблюдавшегося места. Из-за этого, а также малой точности определений Вальдмайера определить более точно высоту образования центра тяжести линий р. з. нельзя.

Еще одним доводом в пользу хромосферного происхождения р. з. является определение турбулентных скоростей (ξ_t).

Определим $\Delta\lambda_D$ для линий р. з.

Возьмем $\xi_t = 1,5 \text{ км/сек} = 1,5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$ и $T = 5700^\circ$. Тогда $\Delta\lambda_D = 2,25 \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$.

Критерий оптически тонкой линии $\frac{w}{2\Delta\lambda_D} \ll 1$; для нашего случая $\frac{w}{2\Delta\lambda_D} = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{4,5 \cdot 10^{-2}} = 0,11 \ll 1$, т. е. контуры линий р. з. целиком доплеровские.



Фиг. 8. Изменение $\lg \eta$ с глубиной по Суемото (кривые I, II и III) и по нашим вычислениям (пунктирная кривая).

В этом случае наблюдаемые полуширины должны быть равны доплеровским. Наблюдаемые $\Delta\lambda 0,05 - 0,1 \text{ \AA}$, т. е. в 2—5 раз больше $\Delta\lambda_D$. $\Delta\lambda_D$ вычислялось для ξ_i фотосферы $\sim 1,5 \text{ км/сек}$. Объяснить это расхождение можно, если взять $\xi_i = 3-8 \text{ км/сек}$, что соответствует хромосфере.

То, что линии р. з. ярче светятся в области вспышек и флоккулов, также может указывать на повышенное излучение р. з. в хромосфере. Причем то, что в разных случаях они светятся по-разному, говорит или о большой локализации слоя, или о том, что свечение р. з. зависит от фазы вспышки (вспышка на пл. 2711—2716). Наличие такого слоя могло бы объяснить ход от центра к краю.

Причину своеобразного распределения р. з. надо искать, по-видимому, в особенностях строения их атомов. Наличие незаполненной внутренней оболочки 4 f при заполненных 5 s , 5 p и 6 s может привести к тому, что в условиях хромосферы эти атомы будут легко возбуждаться.

В заключение приношу глубокую благодарность руководителю данной работы А. Б. Северному.

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Н. Стефанович. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 191, 1957.
2. А. В. Брунс, В. Бумба. Наст. том, стр. 134.
3. D. H. Menzel. Publ. Lick Obs., 17, 1931.
4. A. D. Thackeray. Ap. J., 81, 333, 1935.
5. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер, ИЛ, 1949.
6. M. Rudkjöbing. Ann. d'Aph., 20, 3, 1953.
7. Z. Suemoto. Tokyo Astr. Bul., Ser. II, № 12, 1948.
8. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 16, 54, 1956.
9. М. Вальдмайер. Результаты и проблемы исследования Солнца. ИЛ, 1950.

О НЕСТАЦИОНАРНОЙ НЕПРЕРЫВНОЙ ЭМИССИИ ВСПЫШЕК

А. Б. Северный

Показано, что нестационарную непрерывную эмиссию (н. э.) вспышек и ядер н. э. можно рассматривать как длинноволновый хвост тормозного излучения быстрых электронов, возникающих вблизи нейтральной области ($H = 0$) при пинч-эффекте во вспышках. Экстраполяция наблюдаемого в видимой части спектра распределения энергии эмиссии в область X -лучей приводит к значениям, согласующимся с данными ракетных измерений. Оценено число быстрых электронов, необходимых для образования наблюдаемой эмиссии ($\sim 0,1\%$ полной электронной плотности), и показано, что если эти электроны выходят из атмосферы Солнца, то их плотность у поверхности Земли будет в пределах $\sim 0,1-10^2 \text{ см}^{-3}$.

ON THE NONSTATIONARY CONTINUOUS EMISSION OF FLARES, by A. B. Severny. — It is shown that nonstationary continuous emission of flares and grains in active faculae regions can be considered as a «long wavelength tail» of Bremsstrahlung of electrons, accelerated in the vicinity of the neutral point ($H = 0$) during the pinch-effect in flares.

The extrapolation of the energy distribution observed in the visual spectral region to the X -ray region leads to values which agree with data of rocket measurements. The number of rapid electrons necessary for producing the observed emission ($\sim 0,1\%$ of the total electron density) was estimated and it is shown that if these electrons can penetrate through the solar atmosphere, then their density at the earth's surface will be within the limits $\sim 0,1-10^2 \text{ cm}^{-3}$.

При «схлопывании» плазмы возле нейтральной точки, возникающем в результате пинч-эффекта и образования сближающихся ударных волн во вспышке, в полости между фронтами этих волн могут на короткое время возникать пучки-потoki быстрых электронов, направленные вдоль оси пинча (в нейтральной плоскости) [1] *.

Рассмотрим тормозное излучение таких электронов для различных значений начальной энергии пучка E_0 .

Очевидно, что это излучение существенно отличается от так называемого излучения релятивистских электронов, возникающего при быстром движении электронов по спиральям в магнитном поле. Это последнее излучение мы здесь не рассматриваем. В нейтральной плоскости, где магнитное поле исчезает, это излучение не играет существенной роли.

Распределение интенсивности тормозного излучения по спектру определяется выражением [2] для эффективного сечения:

* Вопрос образования таких частиц будет рассмотрен в отдельной работе.

$$\Phi_k d\left(\frac{k}{T_0}\right) = \left\{ \begin{array}{l} \overline{\Phi} \frac{3}{8} d\left(\frac{k}{T_0}\right) \frac{m_0 c^2}{k} \lg \frac{V\overline{T_0} + V\overline{T_0 - k}}{k}; \quad E_0 < m_0 c^2; \quad (a) \\ 2\overline{\Phi} d\left(\frac{k}{E_0}\right) \frac{E}{k} \left[-\frac{2}{3} + \frac{E_0^2 + E^2}{EE_0} \right] \left[2 \lg \frac{2E_0 E}{km_0 c^2} - 1 \right]; \quad E_0 \gg m_0 c^2; \quad (b) \end{array} \right\} \quad (1)$$

где $T_0 = E_0 - m_0 c^2$, $k = h\nu$, а

$$\overline{\Phi} = \frac{Z^2 r_0^2}{137} = 5,72 \cdot 10^{-28}; \quad (2)$$

здесь r_0 — классический радиус электрона, а $Z = 1$. Для случая $E_0 > m_0 c^2$, ($T_0 \approx E_0$) введем

$$x = \frac{k}{E_0} = \frac{\nu}{\nu_0}, \quad (3)$$

тогда выражение (1) можно представить в виде

$$\Phi_k dx = \overline{\Phi} F(x) \frac{dx}{x}, \quad (4)$$

где $F(x)$ вычислена в [2] для различных значений E_0 . Это выражение для интенсивности на единичный интервал частот. Для последующего сравнения с данными наблюдений удобнее иметь дело с интенсивностью на единичный интервал длин волн (1 см). Она будет

$$\Phi_k dx = \Phi_k \frac{c}{\nu_0} \frac{d\lambda}{\lambda^2} \equiv \Phi_k \frac{dy}{y^2} = \frac{1}{\lambda_0} x^2 \overline{\Phi}_k d\lambda, \quad (5)$$

где

$$y = \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{1}{x}, \quad \Phi_k = \overline{\Phi} \frac{F(x)}{x}, \quad (6)$$

так что эмиссия на интервал длин волн $\Delta\lambda = 1$ есть

$$\varepsilon_\lambda = \frac{1}{\lambda_0} x^2 \Phi_k(x) = \frac{1}{\lambda_0} x \overline{\Phi} F(x). \quad (7)$$

В области $E \rightarrow 0$ в случае $E_0 > m_0 c^2$ распределение эмиссии дается асимптотическим выражением [2]:

$$\begin{aligned} \Phi_k dx &\approx 2\overline{\Phi} d\left(\frac{k}{E_0}\right) \frac{E}{k} \left[\left(-\frac{2}{3} + \frac{E_0}{E} \right) 2 \lg(183Z^{-\frac{1}{3}}) + \frac{2}{9} \right] \approx \\ &\approx 4\overline{\Phi} \lg(183Z^{-\frac{1}{3}}) \frac{dx}{x}; \quad (E \rightarrow 0), \end{aligned} \quad (8)$$

так что на интервал длин волн $\Delta\lambda = 1$, согласно (5), будем иметь:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{1}{\lambda_0} x^2 \Phi_k(x) = 4\overline{\Phi} \lg(183Z^{-\frac{1}{3}}) \frac{x}{\lambda_0} \approx \frac{5,2 \cdot 10^{-27}}{\lambda_0} x, \quad (x \rightarrow 0), \quad (9)$$

согласно (2), так как $Z = 1$. В качестве примера рассмотрим распределение эмиссии тормозного излучения при начальной энергии пучка $E_0 = 100 m_0 c^2$. Эта эмиссия будет представлять собой полосу непрерывного излучения, резко ограниченную со стороны коротких волн у длины волны

$$\lambda_0 = hc/E_0 = 2,42 \cdot 10^{-12} \text{ см} = 2,42 \cdot 10^{-4} \text{ (Å)};$$

для $\lambda > \lambda_0$ интенсивность эмиссии сначала медленно, а затем быстрее убы-

вадет с возрастанием λ так, что при $\lambda \gg \lambda_0$ она падает как $1/\lambda$. Вблизи границы полосы распределение эмиссии определяется формулой (7), где $F(x)$ приведено в [2], а начиная с некоторого, достаточно большого λ , оно определяется формулой (9).

В табл. 1 приведены значения интенсивности, вычисленные согласно этим формулам и графику $F(x)$, приведенному в [2] и справедливому для любого элемента. Начиная с $\lambda = 100\lambda_0$, вычисления велись по асимптотической формуле (9); при $\lambda = 10\lambda_0$ она дает значения сечения в ~ 4 раза меньше, чем приведенные в [2]. Это расхождение вызвано неточностью формулы (16) в области длинных волн. Поэтому мы смещаем

Т а б л и ц а 1

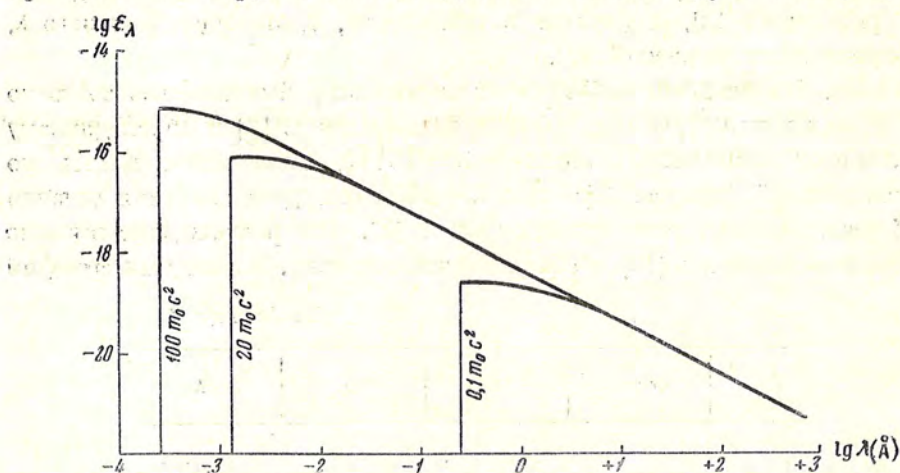
x	$F(x)$	ϵ_λ	$\epsilon_{\lambda \text{ас}}$	$\lambda, \text{Å}$
1,0		$2,40 \cdot 10^{-15}$	—	$2,42 \cdot 10^{-4}$
0,8	12,5	$2,36 \cdot 10^{-15}$	—	$3,03 \cdot 10^{-4}$
0,6	15,05	$2,13 \cdot 10^{-15}$	—	$4,03 \cdot 10^{-4}$
0,4	19,0	$1,79 \cdot 10^{-15}$	—	$6,05 \cdot 10^{-4}$
0,2	$\sim 30,0$	$\sim 1,42 \cdot 10^{-15}$	—	$1,21 \cdot 10^{-3}$
0,1	$\sim 36,0$	$\sim 0,85 \cdot 10^{-15}$	$2,15 \cdot 10^{-16}$	$2,42 \cdot 10^{-3}$
0,05			$1,07 \cdot 10^{-16}$	$4,84 \cdot 10^{-3}$
10^{-2}			$2,15 \cdot 10^{-17}$	$2,42 \cdot 10^{-2}$
10^{-3}			$2,15 \cdot 10^{-18}$	$2,42 \cdot 10^{-1}$
10^{-4}			$2,15 \cdot 10^{-19}$	2,42
10^{-5}			$2,15 \cdot 10^{-20}$	24,2

параллельно кривую ϵ_λ в области высоких энергий до ее совпадения в области $\lambda = 10\lambda_0$ с кривой асимптотического распределения (9). Однако это не имеет никакого серьезного значения для последующих выводов, где речь идет о порядке величины.

Для $E_0 = 20m_0c^2$ в области больших энергий также получаются несколько завышенные сечения. Если их приспособить подобным же образом, то получается зависимость, сходная с приведенной в табл. 1. Обе они представлены на фиг. 1 в осях $\lg \epsilon_\lambda$ и $\lg \lambda$. Мы видим, что отклонение от простой асимптотической зависимости $\epsilon_\lambda \sim 1/\lambda$ существенно сказывается лишь непосредственно у границы полосы и приводит к сечениям приблизительно на порядок большим, чем по этой простой формуле. Очевидно, что асимптотическая зависимость $\epsilon_\lambda \sim 1/\lambda$ одна и та же для всех $E > m_0c^2$.

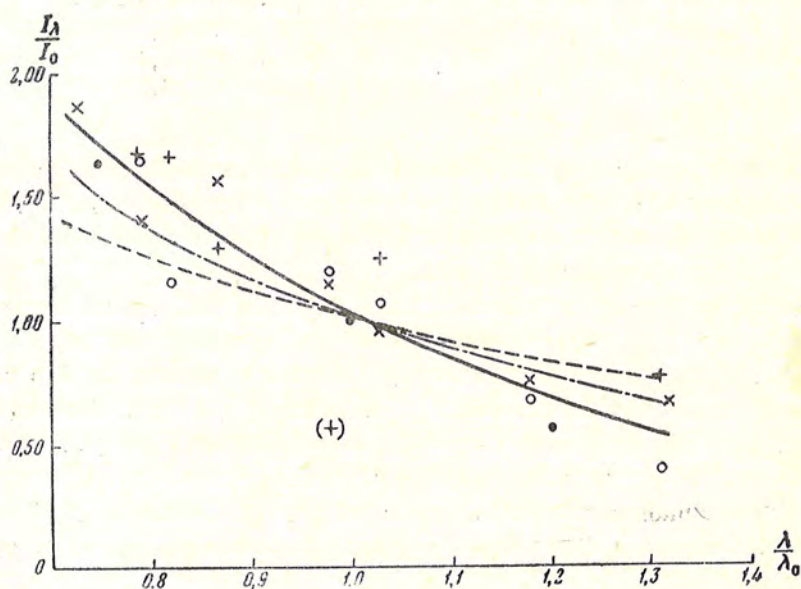
Для нерелятивистских начальных энергий $E_0 < m_0c^2$ приблизительное представление о ходе эмиссии у границы полосы можно составить, если использовать значения $F(x)$, приведенные в [2] для алюминия при начальной энергии $0,1m_0c^2$, что соответствует $0,24 \text{ Å}$. Вычисления, аналогичные приведенным в табл. 1, дают распределение, близкое к тому, которое представлено на фиг. 1. Асимптотическое выражение для малых энергий в этом случае может быть получено из (1); оно отличается на фактор, близкий к единице, от (9).

Таким образом, распределение эмиссии тормозного излучения электронов по спектру в области длинных волн следует закону $\epsilon_\lambda \sim 1/\lambda$



Фиг. 1. Распределение интенсивности тормозного излучения пучков электронов при различных начальных энергиях E_0 .

независимо от начальной энергии ($E_0 \geq m_0 c^2$). При достаточно большой плотности потока электронов можно ожидать, что подобное излучение будет замечено как слабое непрерывное излучение в видимой области



Фиг. 2. Наблюдаемое среднее распределение непрерывной, нестационарной эмиссии (сплошная линия) и распределение для тормозного излучения электронов, не исправленное за поглощение (штриховая линия) и исправленное за поглощение (штрих-пунктирная линия).

спектра с интенсивностью, убывающей с длиной волны. Обратимся к наблюдательным спектроскопическим данным о непрерывной, нестационарной эмиссии, возникающей в активных образованиях. В [3] было

показано, что эта эмиссия имеет нетепловую природу и возникает в оптически тонком слое. Для семи факельных ядер непрерывной эмиссии (н. э.) в [3] было получено распределение интенсивности по спектру, которое представлено точками на фиг. 2 (в единицах интенсивности для длины волны $\lambda_0 = 5000 \text{ \AA}$). К этим данным мы добавили новые, более точные измерения: а) для двух факельных ядер 2460—2464 (кружки) и 2145—2147 (плюсы) [4], охватывающие почти весь доступный наблюдениям участок спектра и полученные при достаточно хорошем качестве изображений; б) для непрерывной эмиссии вспышки 2145—2147, приведенные в [5] (крестики). Сплошная линия на фиг. 2 представляет среднее распределение интенсивности по всем указанным данным, а пунктирная кривая — распределение интенсивности $I_\lambda \sim 1/\lambda$, нормированное таким же образом ($I_\lambda = 1$ при $\lambda = 5000 \text{ \AA}$). Средняя оптическая глубина залегания ядер н. э. $\tau_0 \approx 0,5$, поэтому если фактическая эмиссия $I_\lambda \sim 1/\lambda$, то наблюдения должны показать распределение, близкое к

$$\frac{1}{\lambda} e^{-\tau_\lambda}, \quad (10)$$

где τ_λ — оптическая глубина (в непрерывном поглощении) залегания ядра н. э., соответствующая глубине для среднего коэффициента поглощения $\tau_0 = 0,5$. Используя величины $e^{-\tau_\lambda}$ для этого значения τ_0 , приведенные в [3], можно построить распределение эмиссии (10) в тех же единицах $I_{\lambda=5000}$; оно представлено штрих-пунктирной линией. Мы видим, что фактическое распределение интенсивности нестационарной н. э. показывает несколько более быстрый рост в фиолетовую часть спектра, чем тот, который должно бы показывать рассматриваемое тормозное излучение в области длинных волн. Однако это различие между наблюдаемым распределением и теоретическим находится в пределах разброса измерений; например, если исключить точку, отмеченную на фиг. 2 в скобках, то наблюдаемое распределение окажется практически совпадающим с теоретическим (10) *. Таким образом, наблюдаемое распределение нестационарной н. э. не противоречит предположению о том, что эта н. э. в видимой части спектра является «длинноволновым хвостом» тормозного излучения. Но в таком случае с нестационарными процессами будет связано довольно мощное излучение в рентгеновской части спектра. Оценим энергию этого излучения, считая, что н. э. в видимой области есть хвост тормозного излучения с той интенсивностью, которую дают при $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ наблюдения.

Большинство наблюдаемых ядер н. э. находилось на расстояниях ρ от $\rho = 0,7$ до $\rho = 0,98$ от центра диска, что соответствует коэффициенту потемнения $0,5 < k < 0,8$, так что в среднем $k = 0,65$. Контраст непрерывной эмиссии возле $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ в среднем около 10%, так что для $\lambda = 5000 \text{ \AA}$

$$\frac{a}{\lambda} e^{-\tau_\lambda} = 0,10 I_0(5000) = 0,10 \cdot 0,65 \cdot 41 \cdot 10^5 = 2,66 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек } 1 \text{ \AA},$$

* Следует также иметь в виду, что в синей части спектра фактор $e^{-\tau_\lambda}$ должен быть больше, чем приведенный в [3] для поглощения отрицательными ионами водорода, из-за сильного блендирования в этой области линий поглощения.

где $I_0(5000)$ — интенсивность непрерывного спектра в центре Солнца для длины волны $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, рассчитанная на интервал $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$. Так как $e^{-\tau_\lambda} \approx 0,65$ при $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, то $a = 2,05 \cdot 10^9$ и распределение в видимой части будет:

$$I_\lambda \approx \frac{2,05 \cdot 10^9}{\lambda} e^{-\tau_\lambda}. \quad (11)$$

В рентгеновской области $\tau_\lambda \ll 1$, так как сечение для поглощения тормозного излучения $\sim 10^{-25}$ и $\tau_\lambda = Nk_\nu \approx 10^{-3}$; $N \leq 10^{23}$. Экстраполируя зависимость (11) в области $0 \leq \lambda \leq 20 \text{ \AA}$, графическим интегрированием в этой области получим полную эмиссию во всем этом интервале:

$$\varepsilon \approx 2,0 \cdot 10^{10} \text{ эрг/см}^2\text{сек}. \quad (12)$$

Если, однако, начальная энергия E_0 электронов $\leq 0,1 m_0 c^2$, то согласно фиг. 1, эта величина ε может быть на порядок меньше. Поток рентгеновского излучения у поверхности Земли будет:

$$\mathcal{E} = \frac{s'}{s_\odot} \left(\frac{R}{D} \right)^2 \varepsilon = 2,17 \cdot 10^{-5} \frac{s'}{s_\odot} \varepsilon \approx 4,0 \cdot 10^{-5} \frac{s'}{s_\odot}, \quad (13)$$

где $s'/s_\odot$ — доля площади диска, занимаемая ядром н. э., R — радиус Солнца, D — расстояние Солнце — Земля. Принимая характерный размер ядра н. э. $\sim 10^7 \text{ см}$, получим $s'/s_\odot \approx 10^{-8}$ и

$$\mathcal{E} = 4,0 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2\text{сек}; \quad (14)$$

для низких начальных энергий E_0 эта величина будет $\sim 10^{-4} \text{ эрг/см}^2\text{сек}$. Если характерные размеры достигают 10^8 , то $E \approx 10^{-2}$, что, однако, маловероятно, так как ускорение электронов до значительных энергий возникает почти в момент соударения ударных волн в слое не более 100 км [1]. Поэтому наиболее разумной является оценка верхнего предела, т. е.

$$\mathcal{E} \leq \sim 10^{-3} \text{ эрг/см}^2\text{сек}. \quad (15)$$

Полученные нами оценки интенсивности рентгеновского излучения находятся в хорошем согласии с результатами ракетных измерений Фридмана и др. [6], воспроизведенных в табл. 2. Здесь H (пред) — высота, до которой проникает излучение вспышки, вычисленная по кривой

Т а б л и ц а 2

Вспышка балла	H (пред), км	λ	Поток, эрг/см ² сек
1+	70	$> 2,5$	$3 \cdot 10^{-3}$
2+	77	3—8	$2 \cdot 10^{-2}$
3	63,5	$> 1,5$	$4 \cdot 10^{-5}$

поглощения рентгеновских лучей в атмосфере, λ указывает область длин волн, к которой относятся измерения потока энергии. В отдельных,

редких случаях интенсивность рентгеновского излучения по данным Рэнс [7] достигает $1 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$, хотя возможно, что этот поток относится к более широкому участку спектра.

Энергия, испускаемая всем ядром н. э. согласно (12), будет $\leq \sim 10^{24} \text{ эрг/сек}$. Потеря энергии одним электроном на пути, сравнимом с характерным размером ядра н. э. $l = 10^7 \text{ см}$, будет [2]:

$$-\frac{dE_0}{dx} = NE_0\Phi_{\text{рад}},$$

где $\Phi_{\text{рад}}$ приведено в [2, стр. 189], а N — полное число атомов на отрезке l порядка 10^{21} см [1]. С помощью этих данных можно оценить dE_0/dx ; результаты приведены в табл. 3. Полное число электронов N_e в ядре н. э., создающих тормозное излучение с энергией $\sim 10^{24} \text{ эрг/сек}$, полу-

Т а б л и ц а 3

E_0	$\Phi_{\text{рад}}$	$-dE_0/dx$	N_e	n_e
$0,1 m_0c^2$	$3,05 \cdot 10^{-27}$	$2,5 \cdot 10^{-13}$	$4 \cdot 10^{36}$	$\sim 10^{15}$
$20 m_0c^2$	$7,45 \cdot 10^{-27}$	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$\sim 10^{34}$	$\sim 10^{13}$
$100 m_0c^2$	$1,14 \cdot 10^{-26}$	10^{-9}	$\sim 10^{33}$	$\sim 10^{12}$

чим, поделив эту величину на $-dE_0/dx$ — полную радиационную потерю энергии одним электроном. В таблице приведены эти величины и плотность электронов $n_e = N_e/l^3$. Если учесть, что электронная плотность в момент образования электронов большой энергии и жесткого излучения $\sim 10^{16}$ [1], то относительное содержание быстрых электронов будет от 0,1 до 10^{-4} от полной электронной плотности, т. е. только небольшая доля всех электронов должна приобрести ускорения, для того чтобы объяснить жесткое излучение при нестационарных процессах рассматриваемого типа. Хотя механизм выхода таких электронов из Солнца еще не ясен, интересно оценить поток этих быстрых электронов у поверхности Земли. Если скорость потока сохраняется, то из условия $r^2 n_e v = \text{const}$ следует выражение (13) для $n_e(R)$:

$$n'_e \approx 2,2 \cdot 10^{-5} \frac{s'}{s_{\odot}} n_e,$$

и, согласно данным табл. 3, можно ожидать от 0,1 до 100 быстрых электронов на 1 см^3 у границы земной атмосферы. Эти значения не противоречат другим оценкам плотности корпускулярного излучения Солнца, если даже учесть, что одновременно на Солнце может возникать несколько ядер н. э. При этом приходится предполагать, что возникновение н. э. связано с механизмом, аналогичным механизму вспышки, на что указывает сходство наблюдаемого непрерывного излучения в обоих образованиях.

Ноябрь 1958 г.

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 22, 1956; Астр. журн., 35, 335, 1958.
2. В. Гайтлер. Квантовая теория излучения. ГИТТЛ, 1940, § 17.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 17, 129, 1957.
4. В. Л. Хохлова. Диссертация, 1958.
5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 91, 1955.
6. Н. Friedman. Отчет на V ассамблее CSAGI. М., 1958.
7. A. Rense. См. отчет «US Rocket Programme», V ассамблея CSAGI.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЯРКИХ ОБРАЩЕНИЙ В Н- И К-ЛИНИЯХ
СПЕКТРА ЯДЕР СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Э. Р. Мустель, Т. Т. Цап

Изучены контуры линий излучения К и Н в спектре ядер солнечных пятен. На фиг. 2 приведены типичные записи спектра пятна в К-линии и спектра флоккула. Все записи спектров пятен показывают небольшую асимметрию в верхней части, которая связывается, по-видимому, с эффектом Эвершеда.

Сплошными линиями на фиг. 3—5 даны контуры одиночного обращения К, Са II в спектре трех пятен. Эти контуры хорошо удовлетворяются формулой (5) с турбулентной скоростью $v_t = 0$ и значением $N_1 \approx 4 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

THE SPECTROPHOTOMETRY OF BRIGHT REVERSALS IN THE H AND K LINES OF THE SPECTRUM OF SPOT UMBRAE, by E. R. Mustel, T. T. Tsap.—

The profiles of the K and H emission lines in the spectrum of spot umbrae were studied. Typical recordings of the spot spectrum in the K line and the plage spectrum are given in fig. 2. All the recordings of the spot spectra show a small asymmetry in the upper part of the reversal, which is connected evidently with the Evershed effect.

The profiles of the reversal in K, Ca II lines in the spectra of three spots are given as solid lines on figs. 3—5. These profiles are well represented by formula (5) with a turbulent velocity $v_t = 0$ and $N_1 \approx 4 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Как известно, яркое обращение в Н- и К-линиях Са II спектров солнечных пятен имеет специфический вид. Двойные эмиссионные линии Н и К, наблюдающиеся в соседних с пятном областях Солнца, в спектре пятна суживаются и в центральных частях ядра пятна превращаются в узкие одиночные эмиссионные линии, т. е. в ряде случаев темные обращения K_3 и H_3 на этих одиночных линиях отсутствуют.

Некоторые соображения о природе этого явления были даны одним из авторов в [1].

В настоящей работе представлены результаты спектрофотометрической обработки спектров пятен в центре линий Н и К. При этом пока мы ограничиваемся лишь центральной областью пятна, его ядром. Вопрос о том, как происходит переход от внешней границы пятна к его центру, будет обсужден в следующей работе авторов.

Спектры, на которых основана настоящая работа, были получены на Башенном солнечном телескопе Крымской обсерватории при дисперсии 0,192 Å/мм.

На фиг. 1 мы приводим репродукции спектров двух пятен в линии К. Следует заметить, что превращение двойных эмиссионных линий в оди-

ночные происходит в ядре пятна на довольно узком участке, обычно в самом центре пятна, причем это одиночное обращение является как бы «мостиком», связывающим более широкую двойную эмиссию.

На фиг. 2 мы приводим запись спектра ядра пятна с одиночным обращением (вверху) и запись спектра флоккула в той же линии (внизу). Интересно отметить, что, как правило, одиночная эмиссия в линиях К и Н является в своих верхних частях асимметричной. «Фиолетовое» крыло поднимается к верхней части контура круче, чем «красное» крыло. Это говорит о наличии нисходящих движений в верхних частях эмиссионного слоя хромосферы над пятном.

В работе [1] было указано, что уменьшенная ширина ярких линий К и Н в спектре ядер солнечных пятен может быть обусловлена пониженным (по сравнению с флоккулярными участками) числом атомов Са II в основном состоянии, а не в возбужденном. Однако из-за отсутствия надежного спектроскопического материала никаких попыток определить число N_1 (Са II) сделано не было.

В настоящей работе нами было отобрано несколько записей спектра пятна с одиночными обращениями, и на основании этого материала были построены эмиссионные контуры одиночного обращения. Контуры были исправлены за влияние рассеянного света, однако поправки оказались весьма малыми.

Следует заметить, что эмиссионные обращения К и Н расположены в центре широких абсорбционных линий Н и К, где интенсивность излучения (особенно в спектрах пятен) в местах, прилежащих к обращению, весьма мала. Следовательно, весьма мал и рассеянный свет, обусловленный этими местами.

Контуры обращений, построенные для спектров трех пятен, представлены сплошными линиями на фиг. 3—5. За единицу интенсивности на этих чертежах принята интенсивность непрерывного спектра пятна для соответствующего разреза.

При анализе наблюдаемого излучения мы должны исходить из обычного выражения

$$I_\nu = \int_0^H j_\nu e^{-\tau_\nu} d\lambda \quad (1)$$

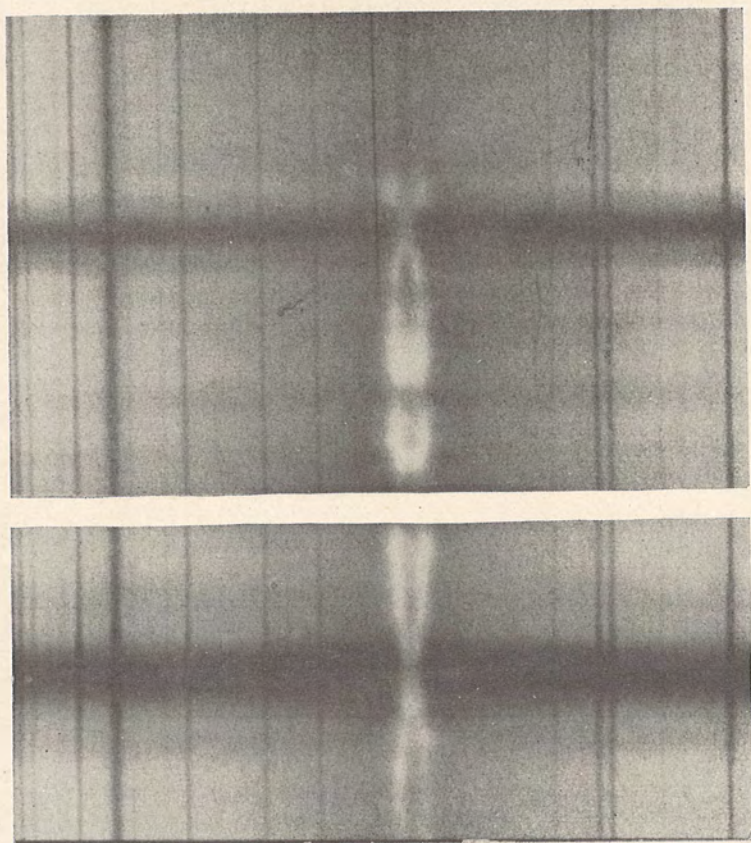
которое при введении функции P_ν

$$P_\nu = \frac{j_\nu}{k_\nu} \quad (2)$$

принимает хорошо известный вид:

$$I_\nu = \int_0^H P_\nu e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu,$$

причем H — толщина излучающего слоя.



Фиг. 1. Спектр ядер двух пятен в линии К, Са II.

Если функция P_v быстро убывает наружу, то в центре наблюдаемой эмиссионной линии должен появиться темный «провал» типа линий Кз и Нз. Если величина P_v быстро растет наружу, то в центральной части линии должен появиться некоторый «пик» с распределением интенсивности, отличным от распределения интенсивности в остальной (нижней) части контура. Если же P_v меняется с глубиной медленно, то контур должен иметь вид, подобный тому, что мы имеем на фиг. 3—5.

В связи с этим мы выносим за знак интеграла (3) величину P_v и получаем:

$$I_v \approx P_v (1 - e^{-\tau_v}). \quad (4)$$

Если, далее, коэффициент поглощения не зависит от глубины в слое, то (4) принимает для нашего случая вид:

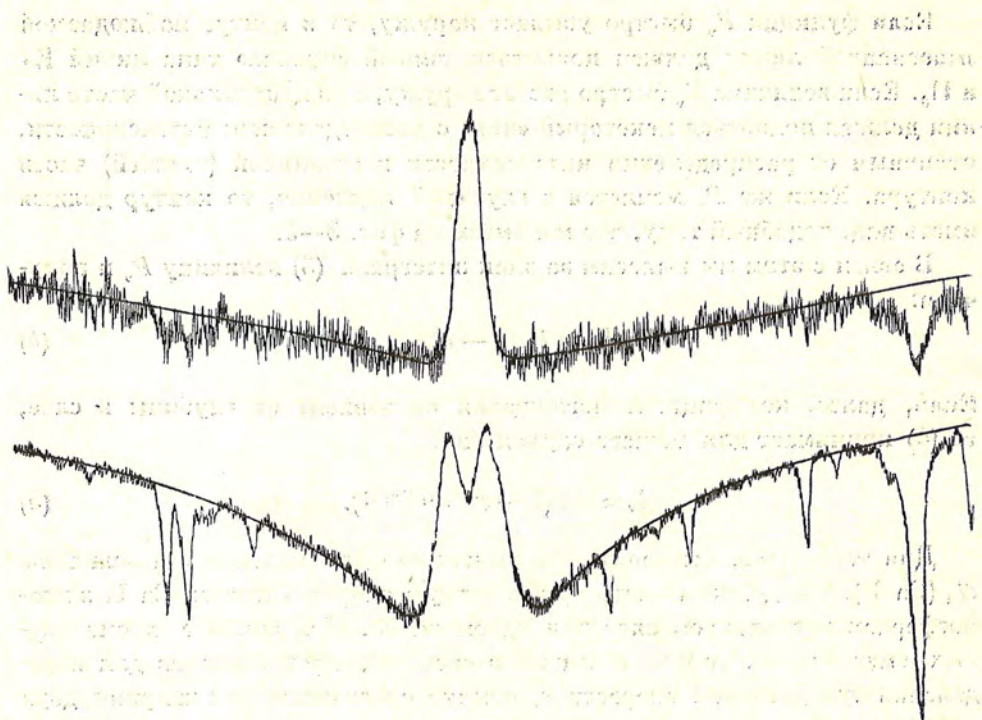
$$I_v \approx P_v (1 - e^{-s_v N_1(\text{Ca II})}). \quad (5)$$

Для того чтобы применить это выражение для нахождения величины $N_1(\text{Ca II})$, мы должны знать турбулентную скорость атомов Ca II в хромосферном эмиссионном слое над ядром пятна. При анализе хромосферных эмиссионных линий и линий в спектрах протуберанцев для определения турбулентной скорости v_t обычно сравнивают полуширины двух линий: одной, принадлежащей легкому элементу (например, водороду или гелию), и другой — какому-либо тяжелому элементу (например, железу и др.). В нашем случае мы лишены этой возможности, ибо единственные эмиссионные линии, наблюдаемые в спектре пятна, это линии Ca II. Поэтому мы должны найти и v_t , и $N_1(\text{Ca II})$ из одного и того же контура. Ясно, что вид контуров при наличии самопоглощения должен для различных значений v_t как-то различаться. Для того чтобы выяснить эти различия, нами были рассмотрены два случая: 1) $v_t = 15$ км/сек, $T_{kin} = 6000^\circ$, $N_1 = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻²; 2) $v_t = 0$, $T_{kin} = 6000^\circ$, $N_1 = 3 \cdot 10^{16}$ см⁻². Если при этих значениях v_t , T_{kin} и N_1 сделать равными величины P_v , то оба эмиссионных контура пересекутся на ординате, равной $P_v/2$. Результаты расчетов представлены на фиг. 6. Сплошной кривой изображен ход I_v для первого случая, пунктирной — для второго. Мы видим, что в обоих случаях контуры довольно заметно расходятся между собой. Следовательно, в подобных случаях одновременное определение v_t и N_1 вполне возможно.

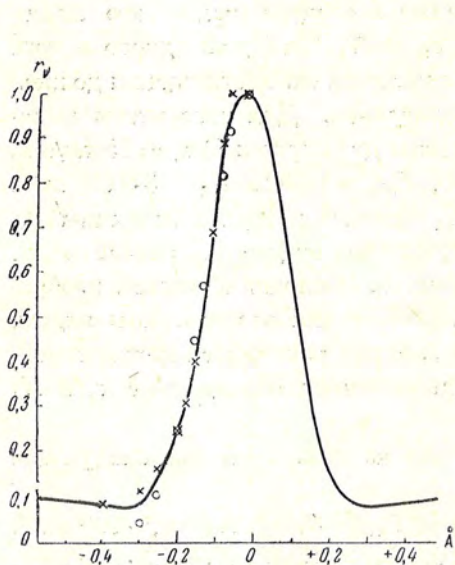
Подбор параметров v_t и N_1 к контурам на фиг. 3—5 дал следующие результаты.

Крестики на фиг. 3 соответствуют $v_t = 0$, $T_{kin} = 4500^\circ$, $N_1 = 4,6 \cdot 10^{15}$ см⁻². Крестики на фиг. 4 соответствуют $v_t = 0$, $T_{kin} = 4500^\circ$, $N_1 = 4,3 \cdot 10^{15}$ см⁻². Крестики на фиг. 5 соответствуют $v_t = 0$, $T_{kin} = 4500^\circ$, $N_1 = 3,3 \cdot 10^{15}$ см⁻².

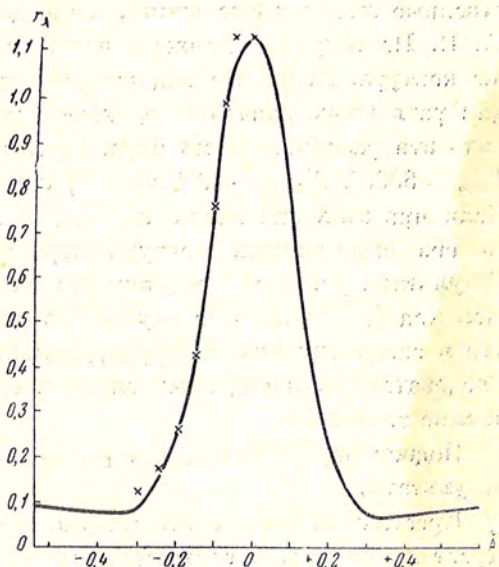
Для того чтобы показать, что другие параметры удовлетворяют наблюдениям гораздо хуже, мы даем на фиг. 5 кривые, построенные для двух других возможных вариантов. Точечная кривая вычислена для $T_{kin} = 4500^\circ$, $v_t = 10$ км/сек, $N_1 = 2,2 \cdot 10^{13}$ см⁻². Кружки соответствуют случаю, когда $T_{kin} = 4500^\circ$, $v_t = 10$ км/сек, $N_1 = 3,2 \cdot 10^{12}$ см⁻²;



Фиг. 2. Записи спектра ядра пятна (вверху) и спектра флоккула (внизу) в линии К, Са-II.



Фиг. 3. Наблюдаемый контур эмиссионной линии К в спектре ядра пятна. Крестики соответствуют $v_l = 0$, $N_1 = 4,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$; кружки соответствуют отсутствию самопоглощения, $v_l = 12,6 \text{ км/сек}$.

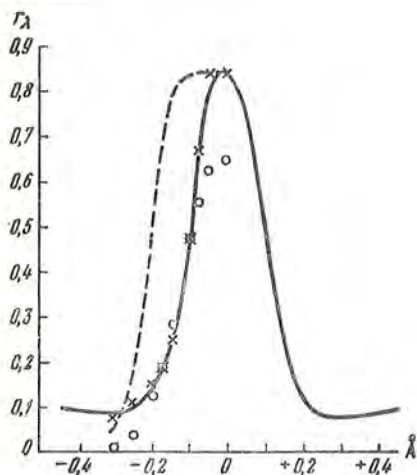


Фиг. 4. Наблюдаемый контур эмиссионной линии К в спектре ядра пятна.

Крестики соответствуют $v_l = 0$, $N_1 = 4,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

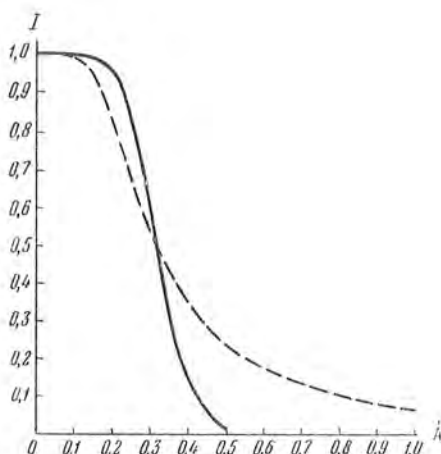
в последнем случае адаптирование вычисленного и наблюдаемого контура сделано для ординаты, соответствующей половине максимальной ординаты.

Мы видим, что весьма хорошее согласие наблюдаемого контура с вычисленным по формуле (5) имеет место для $v_l = 0$ и значений N_1 порядка $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Остальные варианты дают гораздо худшее согласование.



Фиг. 5. Наблюдаемый контур эмиссионной линии К в спектре ядра пятна.

Крестики соответствуют $v_l = 6$, $N_1 = 3.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$; кружки соответствуют $v_l = 10 \text{ км/сек}$, $N_1 = 3.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; пунктир соответствует $v_l = 10 \text{ км/сек}$, $N_1 = 2.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$



Фиг. 6. Контур эмиссионной линии К, рассчитанные по формуле (5) для $v_l = 15 \text{ км/сек}$, $N_1 = 3.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (сплошная кривая) и для $v_l = 0$, $N_1 = 3.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ (пунктир).

Правда, довольно хорошее согласование дает также чисто доплеровский контур:

$$I_v = a \cdot e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}, \quad (6)$$

имеющий место в случае полной прозрачности излучающего слоя. На фиг. 3 приведен пример такого согласования. Кружки соответствуют контуру (6) с $v_l = 12,6 \text{ км/сек}$. Однако этот случай соответствует очень малому значению N_1 , меньшему, чем 10^{12} атомов над 1 см^2 . Рассмотренный здесь вариант с чисто доплеровским контуром близко соответствует случаю, представленному кружками на фиг. 5, где $N_1 = 3,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, а $v_l = 10 \text{ км/сек}$.

Таким образом, можно считать, что число N_1 для контуров, создающих эмиссию в спектре пятна, не больше $4 \cdot 10^{15}$ если же считать, что самопоглощение в рассматриваемом случае отсутствует, то N_1 оказывается еще меньше. Нами была также определена величина N_2 , число атомов Ca II на втором уровне. Подсчет величины N_2 был произведен с помощью формулы (17) работы [2], которая справедлива в том случае, когда величина P_λ постоянна внутри линии, т. е. не меняется с частотой.

той. В большом числе случаев это условие действительно соблюдается. Указанная формула имеет вид:

$$P_{\lambda} = \frac{n_k}{n_i} \cdot \frac{g_i}{g_k} \cdot \frac{2hc^2}{\lambda_{ik}^5}. \quad (7)$$

Определив P_{λ} и располагая найденным уже значением N_1 , можно найти N_2 . Для изучаемых пятен значение N_2 оказалось близким в среднем к $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

В заключение необходимо отметить следующее обстоятельство. В начале статьи мы специально оговорили, что для изучения обращений К и Н нами были выбраны ядра пятен. Одиночное излучение наблюдается как раз в ядре пятен. Однако обычно это излучение может быть зарегистрировано не по всему разрезу ядра. Часть разреза характеризуется двойным излучением, сходным с излучением флоккулов, а часть разреза — одиночным излучением. Возможно, что одиночное излучение возникает в тех случаях, когда верхние слои излучающего и поглощающего слоя движутся по отношению к более низким слоям с достаточно большой скоростью, из-за чего соответствующие линии K_3 и H_3 смещаются заметно в сторону от центральной частоты и создают лишь ту асимметрию в ярких обращениях, которая нами отмечалась выше.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность В. Е. Степанову, получившему на БСТ использованные нами спектры.

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель, Изв. Крымской астрофиз. обс., 13, 96, 1955.
 2. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный, Изв. Крымской астрофиз. обс., 8, 19, 1952.
-

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНИИ D_{α}
ВО ВСПЫШКАХ

А. Н. Коваль

Исследовано поведение линии λ 6561,105 Å в возмущенной и невозмущенной областях для 12 случаев вспышек.

Показано, что эквивалентная ширина этой линии для возмущенной области увеличивается и увеличение не связано ни со случайными, ни с систематическими ошибками.

Увеличение эквивалентной ширины линии λ 6561,105 в возмущенной области, возможно, указывает на усиление линии D_{α} в рассмотренных вспышках.

A SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF THE D_{α} LINE IN FLARES, by A. N. Koval.—The behavior of λ 6561,105 Å was studied in the disturbed and undisturbed region for 12 cases of flares. It is shown that for the disturbed region the equivalent width of this line increases and this increase is not connected with accidental or systematic errors. The increase of the equivalent width in the disturbed region possibly points to the strengthening of the D_{α} line in the considered flares.

А. Б. Северный [1] обнаружил, что линия водяного пара λ 6561,105 Å, вблизи которой находится линия дейтерия λ 6561,026 Å, заметно различается в спектрах возмущенной и невозмущенной областей. Им же было проведено спектроскопическое исследование линии λ 6561,105 Å для полос непрерывной эмиссии, линейной эмиссии («усы») и вспышек [2].

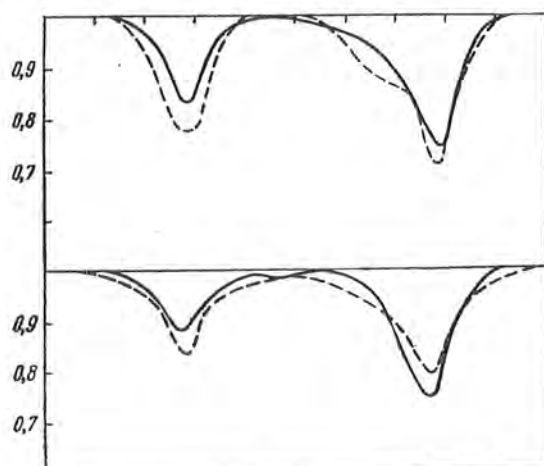
Изучение контуров линии λ 6561,105 привело к результатам, что в большинстве случаев (21 из 28) эквивалентная ширина линии увеличивается для возмущенной области. Среднее относительное увеличение эквивалентной ширины линии [2]

$$\frac{\overline{\Delta W}}{W_0} = +0,319.$$

В настоящей работе были изучены контуры линии λ 6561,105 для вспышек. Вспышки были выбраны балла 2+ и 3, исследованные ранее в [3], с сильной эмиссией в линии H_{α} , тянувшейся до 10 Å в стороны от центра линии H_{α} .

Спектрограммы получены на спектрографе Башенного солнечного телескопа при разрешающей силе 360 000, дисперсии 4 мм = 1 Å, с решеткой 150 × 150 мм² при концентрации света в четвертом порядке решетки. Фотометрировался участок спектра с линиями λ 6561,105 и λ 6560,570.

В единицах остаточной интенсивности крыла линии H_{α} строился контур линии λ 6561,405 в полоске эмиссии и для спектра невозмущенной области. Для каждого спектра строилось 2—3 невозмущенных контура и брался средний (фиг. 1).



Фиг. 1. Составление контуров линии λ 6561,405 для невозмущенной атмосферы (сплошная линия) и вспышки (пунктир). Справа линия λ 6560,570.

Результаты измерений контуров линии λ 6561,405 приведены в таблице, где W — эквивалентная ширина линии для возмущенной области, а W_0 — эквивалентная ширина линии для невозмущенной области.

Т а б л и ц а

№ п/п	Дата, 1957 г.	№ спектрограммы	№ спектра	W	W_0	$\frac{\Delta W}{W_0}$
1	16 июля	2149	1	103	130	-0,207
2	" "	2149	1	189	130	+0,454
3	" "	2149	2	125	113	+0,106
4	" "	2149	2	123	113	+0,089
5	" "	2150	1	202	132	+0,530
6	3 сентября	2372	1	222	191	+0,162
7	" "	2372	2	203	180	+0,128
8	6 "	2377	1	275	162	+0,698
9	" "	2377	2	267	164	+0,628
10	" "	2378	1	260	145	+0,794
11	" "	2378	2	198	216	-0,083
12	" "	2382	1	131	144	+0,180
Среднее . .				$\frac{\Delta W}{W_0}$	+0,289	

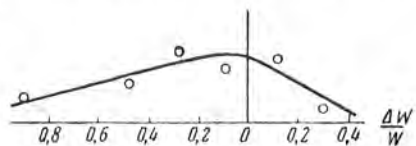
Всего было рассмотрено 12 случаев. В десяти случаях эквивалентная ширина линии увеличивается для возмущенной области. В двух случаях эквивалентная ширина уменьшается, но в одном из них, одиннадцатом, ре-

зультат не совсем уверенный из-за сильной передержки спектрограммы. Среднее относительное увеличение эквивалентной ширины

$$\frac{\Delta W}{W_0} = +0,289.$$

Следует выяснить, не лежит ли этот результат в пределах ошибок.

Случайные ошибки, связанные с различием условий съемки спектрограмм и их обработкой (различное содержание водяных паров, прозрачность атмосферы, плотность почернения, эффект зерна эмульсии, ошибки измерений и построения контуров), были исследованы А. Б. Северным [2]. Полученная им величина случайной относительной ошибки $\pm 0,141$ вообще характеризует точность отдельных измерений линий с роуландовской интенсивностью от -2 до 0 .



Фиг. 2. Распределение частот $\frac{\Delta W}{W_0}$ для линии λ 6561,105.

Был построен график распределения частот $\frac{\Delta W}{W_0}$ для линии λ 6561,105. Несмотря на небольшое количество точек, видно отклонение этого распределения от нормального распределения ошибок (фиг. 2).

Таким образом, увеличение эквивалентной ширины исследуемой линии едва ли связано со случайными ошибками.

Для выяснения, не возникают ли какие-нибудь изменения силы атмосферных линий при переходе от невозмущенного места к возмущенному (влияние большей плотности почернения в эмиссии), были построены контуры атмосферной линии λ 6558,162 для возмущенной и невозмущенной области. Среднее значение для этой линии оказалось:

$$\frac{\Delta W}{W_0} = +0,002.$$

Из-за малого количества точек график распределения частот $\frac{\Delta W}{W_0}$ для линии λ 6558,162 не был построен, но точки не выходят за пределы графика, построенного А. Б. Северным при исследовании этой же ошибки [2].

Таким образом, исследование эквивалентной ширины линии λ 6561,105 в сильных вспышках указывает статистически на усиление во вспышках этой линии, что, возможно, указывает на усиление линии D_α в рассмотренных вспышках.

В заключение считаю своим долгом принести благодарность чл.-корр. АН СССР проф. А. Б. Северному за руководство и помощь в работе.

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 129, 1957.
2. А. Б. Северный. Астр. журн., 34, 329, 1957.
3. А. Б. Северный. Астр. журн., 35, 335, 1958; Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 131, 1959.

ВЫСОКИЙ ЭРУПТИВНЫЙ ПРОТУБЕРАНЕЦ

Е. Ф. Шапошникова

19 мая 1956 г. на северо-западном лимбе Солнца наблюдался очень высокий и исключительно яркий эруптивный протуберанец. Центр базиса протуберанца находился на широте $+42^\circ$. Наблюдение протуберанца проводилось с помощью внезатменного коронографа, что позволило проследить продвижение верхнего края протуберанца до высоты $834 \cdot 10^3$ км над солнечным краем. Приводятся также результаты измерения движений отдельных узлов в протуберанце.

A VERY HIGH ERUPTIVE PROMINENCE, by *E. F. Shaposhnikova*.— On May 19, 1956 a very high and exclusively bright prominence was observed on the north-west solar limb. The center of the base of the prominence was at the latitude 42° N. The prominence was observed with a non-eclipse coronagraph which permitted the movement of the upper edge of the prominence to be followed up to a height of $834 \cdot 10^3$ km above the solar limb. The results of measurements of the movements of separate knots of the prominence are also given.

19 мая 1956 г. на западном лимбе северного полушария Солнца наблюдался очень высокий и исключительно яркий эруптивный протуберанец. Центр базиса его, равного приблизительно 9° , приходился на широту 42° . На внезатменном коронографе удалось получить фильм, зарегистрировавший изменения в протуберанце с $4^h32^m,5$ до 6^h08^m по мировому времени. Съемка протуберанца производилась со скоростью 8 кадров в минуту до $4^h56^m,5$, позднее — со скоростью 4 кадра в минуту. Последнее измерение высоты верхнего края протуберанца было сделано в $5^h09^m,5$ и дало высоту взлета протуберанца $\sim 834 \cdot 10^3$ км над солнечным лимбом. Такая большая высота эруптивного протуберанца 19 мая 1956 г. ставит его в один ряд с известными до сих пор двумя высокими протуберанцами, резко выделяющимися среди других эруптивных протуберанцев.

Протуберанец 19 ноября 1928 г., наблюдавшийся на Кодайканальской обсерватории, взлетел на высоту 567 000 миль $\sim 900 \cdot 10^3$ км [1]. Протуберанец 20 марта 1938 г. наблюдался Вальдмайером с 9^h0^m до 17^h08^m мирового времени (до момента захода Солнца) до высоты $295 \cdot 10^3$ км [2], а позднее с 17^h10^m до 19^h40^m — Хикоксом. Наблюдения Хикокса были обработаны им самим и Петтитом [3] и дали рекордную высоту взлета протуберанца, равную $1550 \cdot 10^3$ км (1,12 солнечного диаметра).

Интересно отметить, что эруптивный протуберанец 19 мая наблюдался накануне вечером примерно таких же размеров, как и в день взрыва, а в непосредственной близости от него был расположен высокий широко-базисный протуберанец с центром основания на широте $\sim +25^\circ$. Этот последний протуберанец 19 мая был очень незначителен и по высоте, и по базису, а площадь его составляла всего 60 протуберанц-единиц. Такое быстрое изменение в форме и величине протуберанца за время, близкое к полусуткам (по условиям погоды наблюдения вечером 18 мая были возможны в течение короткого времени), заставило предположить, что и в нем также произошли внезапные разрушительные явления. Позднее действительно пришло подтверждение этого предположения: 18 мая в 16^h20^m мирового времени на Медонской обсерватории наблюдался в указанной области эруптивный протуберанец, достигший в течение полутора часов высоты, близкой $600 \cdot 10^3$ км над солнечным краем [4,5].

Восточнее указанных протуберанцев находились 3 группы пятен, из которых одна, с координатами центра группы: $\varphi = +32^\circ$, $L = 105^\circ$ имела значительные размеры и была очень активна при своем продвижении через диск Солнца. К северу от этих групп были расположены 3 мощных волокна, из которых одно переходило на лимбе в протуберанец, взорвавшийся 19 мая. Так как съемка протуберанца производилась с искусственной луной, невозможно было проследить, каково было поведение указанных волокон во время взрыва протуберанца. Однако вскоре после окончания съемки протуберанца снимки на диске (с 6^h45^m) показали, что одно волокно, находившееся ближе других к большой группе пятен, совершенно исчезло и два других значительно изменились по форме и интенсивности. 20 мая последние 2 волокна сохранились, но вид их резко отличался от их вида в предыдущий день, а интенсивность была много меньше.

Перед взрывом протуберанца примерно с 4^h27^m у его основания было замечено перераспределение яркости (частый предвестник взрывов), а с 4^h30^m начались изменения в форме протуберанца, сначала незначительные, но уже через 5 мин. развитие протуберанца пошло быстрым темпом. Изменения в форме протуберанца иллюстрируются отдельными фотографиями (фиг. 1), причем следует отметить, что с 4^h58^m верхняя часть протуберанца вышла за пределы кадра.

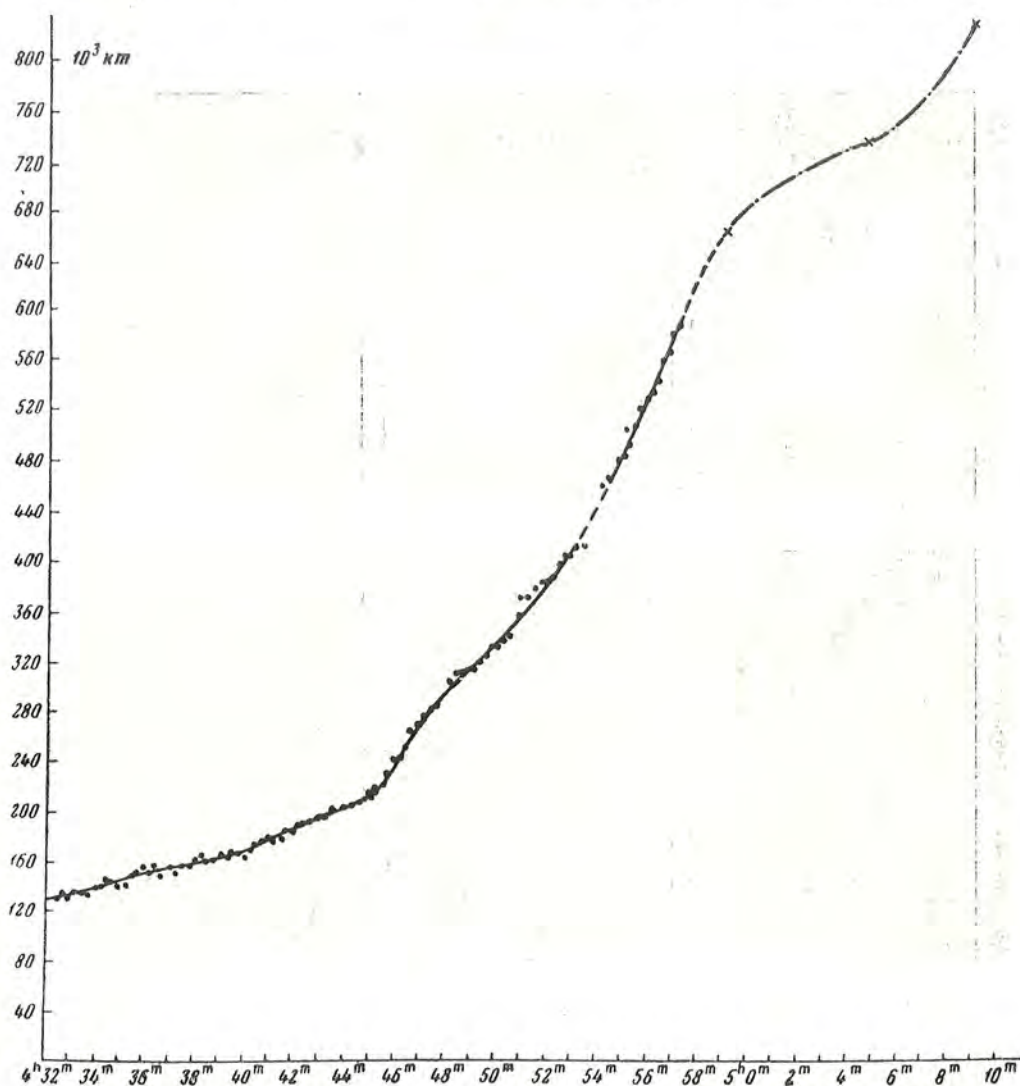
Исследование движений в протуберанце (в картинной плоскости) производилось с помощью специального кинопроектора. Движение верхнего края протуберанца, хорошо выделявшегося ярким сгустком, удалось проследить до высоты $\sim 834 \cdot 10^3$ км (1,2 солнечного радиуса) над солнечным краем. До 4^h58^m измерения велись по изображениям, полученным на фильме. После 4^h58^m протуберанец вышел из рамок кадра, и оценки расстояния от солнечного лимба в 5^h00^m, 5^h05^m и 5^h09^m,5 делались приближенно, по положению вершины протуберанца в поле зрения относительно кадровой сетки. На графике (фиг. 2), дающем траекторию движения вершины протуберанца, указанные значения ввиду их приближенной оценки даны крестиками. Но, несмотря на некоторую неуверенность, эти оценки не кажутся завышенными, а даже, наоборот, заниженными,



Фиг. 1. Развитие эруптивного-протуберанца.

в особенности это касается оценки, сделанной в $5^h 05^m,5$ (при наибольшей неуверенности в определении положения вершины протуберанца в поле зрения инструмента).

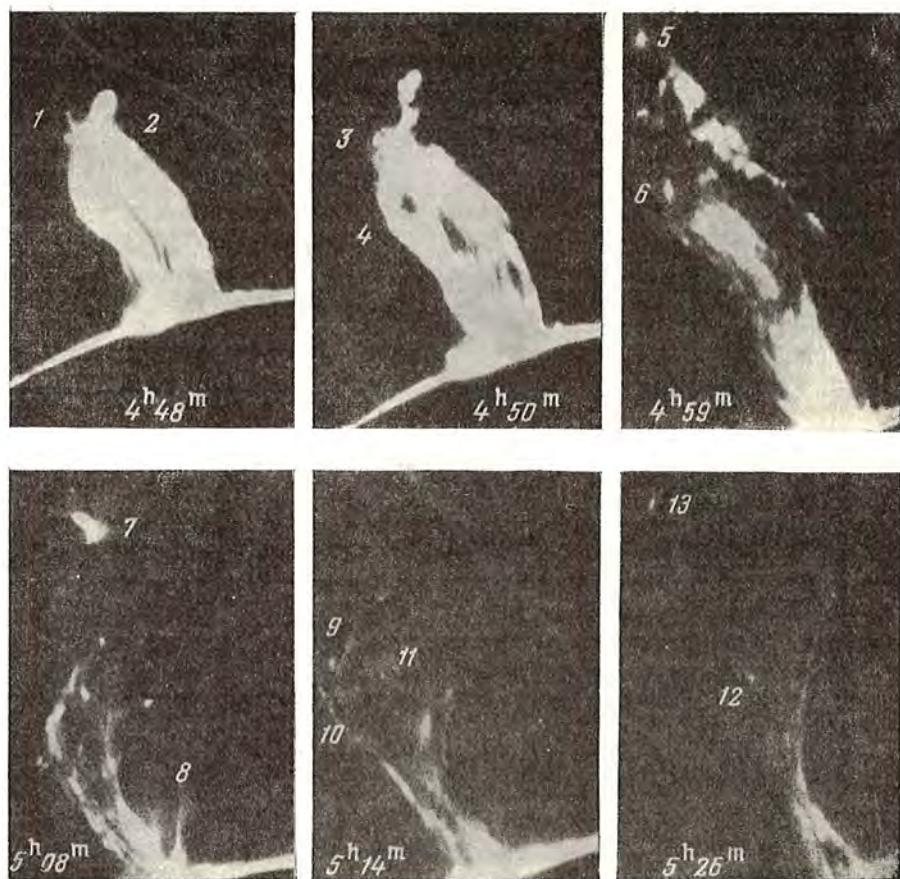
В $5^h 10^m$ вершина протуберанца, все продолжавшего набирать высоту, совсем скрылась из поля зрения инструмента. Несомненно, что эруптивный протуберанец 19 мая поднялся значительно выше его последней измеренной высоты, так как в течение длительного времени никаких признаков



Фиг. 2. Траектория движения вершины протуберанца.

его распада не было: протуберанец оставался ярким и компактным. Струй обратного течения материи к хромосфере, обычно имеющих место в эруптивных протуберанцах, поднявшихся на значительную высоту (порядка $200 \cdot 10^3$ — $300 \cdot 10^3 \text{ км}$ над поверхностью Солнца), совсем не наблюдалось за все время наблюдения протуберанца.

Конечно, можно было продолжать наблюдение движения вершины протуберанца, выведя за пределы кадра изображение основания протуберанца и сделав доступным наблюдение его верхней части с тем расчетом, чтобы впоследствии связать обе части протуберанца. Однако приведенные ниже скорости движения отдельных узлов протуберанца указывают на то, что при подъеме протуберанца происходила его неравномерная деформация. Таким образом, привязка верхней части к нижней была бы неуверенной и оценки высоты протуберанца вследствие этого относительно приближенными.



Фиг. 3. Расположение узлов, для которых производились измерения движений.

Неравномерное движение вершины эруптивного протуберанца можно было хорошо представить согласно исследованиям Петтита [6] в виде ломаной линии, состоящей из отдельных прямолинейных отрезков, дающих на некоторых интервалах времени примерно равномерное движение. Однако, в согласии с обширными исследованиями движений в протуберанцах, проведенными Пань Пу [7], это же движение хорошо представляется и кривой линией. На графике (фиг. 2) траектория движения верхнего края протуберанца представлена кривой линией. По оси абсцисс отложено время

наблюдения протуберанца, по оси ординат—высота протуберанца. Как видно из графика, движение вершины протуберанца не было равномерным в течение всего периода наблюдений. Можно наметить по крайней мере 3 интервала времени: 1) от $4^h32^m,5$ до $4^h45^m,5$; 2) от $4^h45^m,5$ до 4^h58^m и 3) от 4^h58^m до $5^h09^m,5$. В первом интервале движение происходило со средней скоростью ~ 122 км/сек; во втором интервале средняя скорость движения близка к 480 км/сек; в последнем интервале ввиду приближенных оценок высоты протуберанца, по-видимому, определение средней скорости не даст уверенных результатов.

При взрыве истечение материи происходило, как в громадном большинстве наблюдаемых случаев эруптивных протуберанцев, почти в радиальном направлении, причем протуберанец был исключительно ярким и компактным. Это обстоятельство не позволило в течение долгого времени производить измерения движения отдельных узлов в протуберанце. Два первых определения сделаны просто по выступам на протуберанце. Только по истечении 17 мин. после начала взрыва стали намечаться отдельные сгустки материи, позволившие провести измерения их движений. Таких узлов удалось выбрать немного, так как в основном материя двигалась сплошными струями, а многие узлы существовали всего по 2—3 мин. (в особенности в конце наблюдения).

На отпечатках фотографий протуберанца (фиг. 3) указаны узлы, для которых делались измерения их движений. В таблице даны для указанных узлов средние скорости.

Т а б л и ц а

№ узла	Время наблюдения	Средняя скорость, км/сек	№ узла	Время наблюдения	Средняя скорость, км/сек
1	4h41m — 4h49m	327	8	5h07m — 5h14m	148
2	4 48,5 — 4 52	405	9	5 10 — 5 14	182
3	4 49 — 4 54	486	10	5 10 — 5 14	139
4	4 49,5 — 4 58,5	235	11	5 14 — 5 18	0
5	4 53 — 4 58,5	427	12	5 21 — 5 26	0
6	4 59 — 5 06,5	308	13	5 21 — 5 29	227
7	5 05 — 5 11,5	143			

Узлы 3 и 4, близкие по местоположению и по времени, дают различные скорости. По-видимому, в протуберанце происходила неоднородная деформация. Интересно отметить, что узлы 11, 12 не показали заметного перемещения. В различные моменты времени они колебались около своего среднего положения. Трудно представить, чтобы они действительно оставались в покое. Возможно, их скорости были направлены по лучу зрения.

Неравномерность движения вершины протуберанца, неоднородность даже синхронного движения близлежащих узлов и значительное искривление протуберанца в конце взрыва как будто говорят о наличии дополнительных сил в самом протуберанце, возможно, связанных с магнитным

полем. Следует в связи с этим отметить, что Хелфер [8] в своем исследовании внутренних движений протуберанцев, рассматривая действие магнитногидродинамических ударных волн, находит, что достаточно присутствия поля $H \sim 0,1$ гс, чтобы описать наблюдаемые особенности в движениях протуберанцев.

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. T. Royds. M. N., 89, 255, 1929.
 2. M. Waldmeier. Zs. f. Ap., 18, 241, 1939.
 3. E. Pettit. P. A. S. P., 50, 168, 1938.
 4. M. D'Azambuja. L'Astronomie, Juin, 239, 1956.
 5. M. J. Martes, Q. Olivieri, J. Rayrole. L'Astronomie, Juin, 242, 1956.
 6. E. Pettit. Y. O. P., 3, 205, 1925.
 7. M. Pan Puh. Publ. Obs. Astr. Meudon, 8, fasc. 4, 1939.
 8. L. Helfer. Ap. J., 117, 199, 1953.
-

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЯРКОГО ПРОТУБЕРАНЦА

Ф. К. Шуйская

Исследование контуров ряда линий излучения одного яркого протуберанца позволяет сделать следующие выводы.

Линии металлов, высшие члены серии Бальмера, линии серии водорода Пашена и линии парагелия имеют доплеровское расширение контуров. Самопоглощение наблюдается у водородных линий серии Бальмера вплоть до H_{10} , а также у линий $Mg \lambda 5184$ и $Ti + \lambda 3685$. Приведенная полуширина $\Delta\lambda/\lambda$ у линий ортогелия больше, чем у линий парагелия; это объясняется, по-видимому, тем, что у линий ортогелия исследован совместный контур двух центральных компонент. Линии гелия D_3 и $\lambda 10830$ имеют аномально большую полуширину.

Распределение атомов по уровням возбуждения для водорода не является бальмановским. Для ортогелия и парагелия распределение атомов по уровням возбуждения подчиняется бальмановскому с температурой возбуждения, равной 5850° . Определены $T_{kin} = 6150^\circ$, $v_l = 5,7$ км/сек, $N_2 = 10^{14} - 10^{15}$, $n_e = 10^{13}$.

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF A PROMINENCE, by F. K. Shujskaya.—The study of the profiles of several emission lines of one bright prominence permitted the following conclusions to be made.

The profiles of the metallic lines, the higher terms of the Balmer series, the lines of the Paschen series of hydrogen and those of parahelium are broadened due to the Doppler effect. Self-absorption of the hydrogen lines of the Balmer series up to H_{10} and also of $Mg \lambda 5184$ and $Ti + \lambda 3685$ is observed. The $\Delta\lambda/\lambda$ values of the orthohelium lines are greater than those of parahelium lines, this resulting evidently from the profile of the two central components of the orthohelium lines being considered in common. The helium lines D_3 and $\lambda 10830$ have anomalously large half-widths.

The distribution of the hydrogen atoms on the excitation levels are not Boltzmann. The distribution of orthohelium and parahelium atoms on the excitation levels follows the Boltzmann law with an excitation temperature 5850° . The following have been derived: $T_{kin} = 6150^\circ$, $v_l = 5,7$ km/sec, $N_2 = 10^{14} - 10^{15}$, $n_e = 10^{13}$.

В настоящей работе проведено исследование исключительно яркого протуберанца, спектрограммы которого получены 5 сентября 1956 г. на Башенном солнечном телескопе [1] Крымской астрофизической обсерватории Г. С. Ивановым-Холодным, В. Бумбой и Э. В. Кононовичем. Протуберанец наблюдался в виде невысокого яркого выступа. Видимая и фиолетовая области спектра протуберанца сфотографированы во 2-м и 3-м порядке спектра. Дисперсия спектрографа равна $0,75 \text{ \AA/мм}$ во втором

порядке и 0,5 Å/мм в третьем порядке спектра. С помощью электронно-оптического преобразователя сфотографировано несколько инфракрасных линий спектра протуберанца.

Изучено поведение 13 водородных линий серии Бальмера и Пашена, 8 гелиевых и 12 металлических линий. При построении контуров спектральных линий была применена методика обработки спектров, описанная в работе Г. С. Иванова-Холодного [2].

Влияние инструментального контура на ширину линий в видимой и фиолетовой областях спектра не учитывалось, поскольку инструментальный контур уже в 1-м порядке для λ 5570 имеет полуширину $\Delta\lambda = 0,0445$ Å, т. е. меньшую, чем полуширина даже металлических линий, которая в данном протуберанце равна $\sim 0,15$ Å.

Для инфракрасных линий приходилось исключать влияние инструментального контура, потому что электронно-оптический преобразователь вызывает дополнительное расширение линий. Полуширина инструментального контура для инфракрасных линий была определена по линии кислородного триплета λ 7772 Å из выражения:

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{набл}}^2 = \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{испр}}^2 + \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{инстр}}^2.$$

Значение величины $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{испр}}^2 = 13 \cdot 10^{-10}$ было определено приближенно способом, описанным ниже. В результате было получено $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{инстр}} = 10,8 \cdot 10^{-5}$.

Кроме того, при обработке инфракрасных линий приходилось дополнительно исключать влияние засветки от экрана преобразователя. Для этого экран преобразователя был сфотографирован на отдельном кадре и профотометрирован. Дополнительный фон и зернистая структура экрана снижают точность результатов фотометрии инфракрасных линий.

Основное внимание в данной работе было уделено исследованию полуширин линий различных элементов.

Для каждой линии строился график $(\Delta x^2, \lg I)$, по одной оси которого откладывался квадрат расстояния от середины линии до точек на контуре Δx^2 , а по другой — логарифм наблюдаемой интенсивности $\lg I$.

Контур, имеющий форму кривой Гаусса $I = I_0 e^{-\left(\frac{\Delta x}{\Delta\lambda_D}\right)^2}$, на графике $(\Delta x^2, \lg I)$ представляется прямой линией. Наклон прямой в этом случае позволяет графически определить полуширину контура $\Delta\lambda$.

Точки контуров почти всех линий металлов на графике $(\Delta x^2, \lg I)$ легли на прямые линии. Величины $\Delta\lambda$, определенные графически, приведены в табл. 1, столбец 6. В столбце 7 даны значения приведенных полуширин $\Delta\lambda/\lambda$. Точность полученных величин $\Delta\lambda$, определенная по разбросу точек на графике $(\Delta x^2, \lg I)$, для линий металлов порядка 5—12%. В пределах ошибки измерений величина $\Delta\lambda/\lambda$ остается постоянной для элементов с одинаковым молекулярным весом. Для линий железа, молибдена и хрома она равна в среднем $3,33 \cdot 10^{-5}$, а для двух линий

Mg $\lambda\lambda$ 5172,7, 5167,8 — $3,62 \cdot 10^{-5}$. Величина $\Delta\lambda/\lambda$ для линий $\text{Ti}^+ \lambda$ 3685,2 и $\text{Mg} \lambda$ 5183,6 заметно больше, чем для других линий металлов. По-видимому, на ширину этих линий влияет эффект самопоглощения.

Для триплетных линий гелия при построении графика $(\Delta x^2, \lg I)$ брались только те части контура, которые не отягощены влиянием третьей слабой компоненты, т. е. исследован в известном смысле совместный контур двух ярких центральных компонент. Далекие крылья контуров ярких гелиевых линий на графике $(\Delta x^2, \lg I)$ показывают отклонение от прямой линии. У слабых линий из-за малой точности далекие части крыльев не исследованы.

Рассмотрение величин $\Delta\lambda$, определенных из наклона прямой на графике $(\Delta x^2, \lg I)$, и величин $\Delta\lambda/\lambda$, приведенных в табл. 1, показывает, что ширины линий D_3 и λ 10830 аномально велики по сравнению с ширинами других линий гелия. Аномально большая ширина линии D_3 отмечалась в работе [2].

Другие измеренные линии гелия по величине приведенных полуширин можно разбить на две группы: 1) серия триплетов с уровнями n^3D и 2) остальные из исследованных линий. Среднее значение $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{не}}$ для линий ортогогелия $\lambda\lambda$ 4472, 4026 и 3820 равно $4,93 \cdot 10^{-5}$. Для двух синглетных линий $\lambda\lambda$ 4922, 6678 и линий ортогогелия λ 3889 $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{\text{не}} = 4,28 \cdot 10^{-5}$, для λ 5015 $\Delta\lambda/\lambda = 2,46 \cdot 10^{-5}$. Это последнее определение, по-видимому, ошибочно, поскольку оно меньше величины $\Delta\lambda/\lambda$ даже для линий металлов. Возможно, на контуре этой слабой линии сказался фотографический эффект, поскольку повторные измерения дали тот же странный результат.

Приведенная полуширина отмеченных трех линий ортогогелия на $0,65 \cdot 10^{-5}$ превосходит приведенную полуширину линий парагелия. Определение величины $\Delta\lambda$ с помощью графика $(\Delta x^2, \lg I)$, как видно, только частично исключает эффект расширения гелиевых линий за счет дублетной структуры центральной части линии, так как расстояние между компонентами центрального дублета, отнесенное к длине волны, в среднем для линий $\lambda\lambda$ 4472, 4026, 3820 порядка $4,3 \cdot 10^{-5}$. С другой стороны, значение этой величины для линий D_3 и λ 10830 равно только $0,7 \cdot 10^{-5}$. Таким образом, аномально большую ширину линий D_3 и λ 10830 нельзя объяснить этим эффектом. Ниже будет рассмотрена возможность объяснения большой полуширины этих линий с помощью эффекта самопоглощения.

Контуры бальмеровских линий водорода от H_x до H_8 оказались сильно несимметричными: красное крыло у них интенсивнее синего. Асимметрия уменьшается с номером линии в серии Бальмера, в H_{10} она уже незаметна. Асимметрия контура наблюдалась также у линий H и K Ca^+ и у ярких гелиевых линий. Было предположено, что на щель спектрографа попал другой узел протуберанца, линии которого смещены в красную часть спектра. Красный компонент был выделен отражением синего крыла относительно середины контура. В табл. 2 приведена величина смещения красного компонента $\delta\lambda$, отнесенная к длине волны λ , а также отно-

Таблица 1

Элемент, линия	$\lambda_{\text{набл.}}, \text{ \AA}$	Диспер- сия, $\text{\AA}/\text{m}\mu$	$\delta \lambda =$ $=\lambda_{\text{станд.}} -$ $-\lambda_{\text{набл}}$	$\frac{\delta \lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\Delta \lambda, \text{ \AA}$	$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{N_m}{g_m}$	$\lg \frac{N_m}{g_m}$ (2)	$\lg \frac{N_m}{g_m}$ (1)
Водород	H $_{\alpha}$	—	—	—	1,05	16,0	9,6402	—	12,0212
	H $_{\beta}$	4861,309	0,799	+0,018	+3,7	0,443	9,1	9,4754	10,0290
	H $_{\gamma}$	4340,468	0,807	-0,003	-0,67	0,386	8,9	9,3326	9,6181
	H $_{\delta}$	4101,698	0,810	+0,037	+9,01	0,357	8,7	9,6193	9,7496
	H $_{\varepsilon}$	—	0,522	—	—	0,332	8,5	10,2003	10,1441
	H $_{\zeta}$	3889,048	0,811	+0,007	+1,8	0,310	7,8	9,9550	9,9,28
Водород	H $_{10}$	3797,876	0,524	+0,034	+8,95	0,280	7,4	10,0849	10,0674
	H $_{13}$	3734,358	0,524	+0,014	+3,75	0,283	7,6	9,9436	9,9196
	H $_{17}$	3697,134	0,526	+0,016	+4,33	0,258	7,0	9,7489	9,7446
	H $_{18}$	3691,527	0,526	+0,023	+6,22	0,239	6,5	9,7314	9,7088
	P $_{\gamma}$	—	2,79	—	—	0,700	6,4	9,4659	—
	P $_{\delta}$	—	2,79	—	—	0,630	6,0	9,800	—
	P $_{10}$	—	2,79	—	—	0,660	7,3	10,0986	—
	P $_{11}$	—	2,79	—	—	0,478	5,4	10,1722	—
	n = 2	—	—	—	—	—	—	13,1651	14,41
	Гелий		6678,162	0,778	-0,012	-1,8	0,301	4,49	8,5696
D $_3$		5876,645	0,781	-0,027	-4,6	0,397	6,70	8,6598	—
10830			2,79	—	—	1,235	11,4	10,3402	—
		4471,483	0,511	-0,006	-1,34	0,213	4,76	8,2164	—
		4026,200	0,809	-0,011	-2,7	0,213	5,28	7,8148	—
		3819,631	0,524	-0,021	-5,5	0,182	4,75	7,6514	—
		3888,646	0,811	0,00	0	0,168	4,32	8,7205	—
		5015,613	0,796	+0,067	+13,33	0,129	2,60	8,3575	—
		4921,823	0,798	+0,107	+21,75	0,199	4,04	7,9154	—
2 3S		—	—	—	—	—	—	—	13,44
2 3P		—	—	—	—	—	—	—	11,9694
Металлы		Ti $^+$	3885,164	0,525	+0,031	+8,4	0,165	4,46	—
	Mg	5183,635	0,794	-0,017	-3,28	0,243	4,69	—	—
		5172,696	0,794	+0,003	+0,58	0,195	3,77	—	—
		5167,334	0,794	-0,001	-0,19	0,180	3,48	9,1981	—
	Mo	5172,923	0,794	+0,018	+3,48	0,151	3,10	—	—
	Fe $^+$	5169,049	0,794	-0,027	-5,2	0,128	2,46	8,9031	—
		4923,921	0,798	-0,005	-1,01	0,157	3,20	—	—
	Cr	4922,246	0,798	+0,021	+4,26	0,185	3,76	—	—
	Fe	3886,282	0,811	+0,002	+0,51	0,072	3,84	—	—
		3820,396	0,524	+0,033	+8,65	—	—	—	—
	3734,836	0,524	+0,031	+8,3	0,136	3,64	—	—	

шение центральной интенсивности линии красного компонента к центральной интенсивности основного узла протуберанца $I_{кр}/I$.

Некоторая зависимость $\delta\lambda/\lambda$ от яркости линии, видимо, возникает из-за грубости метода, примененного при выделении красного компонента.

Т а б л и ц а 2

λ	$\delta\lambda/\lambda$	$I_{кр}/I$	λ	$\delta\lambda/\lambda$	$I_{кр}/I$
H_{α}	$1,5 \cdot 10^{-4}$	0,265	H_{ϵ}	$0,8 \cdot 10^{-4}$	0,03
H_{β}	$1,2 \cdot 10^{-4}$	0,07	$K Ca^{+}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	0,03
H_{γ}	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,11	D_3	$1,0 \cdot 10^{-4}$	0,14
H_{δ}	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,06			

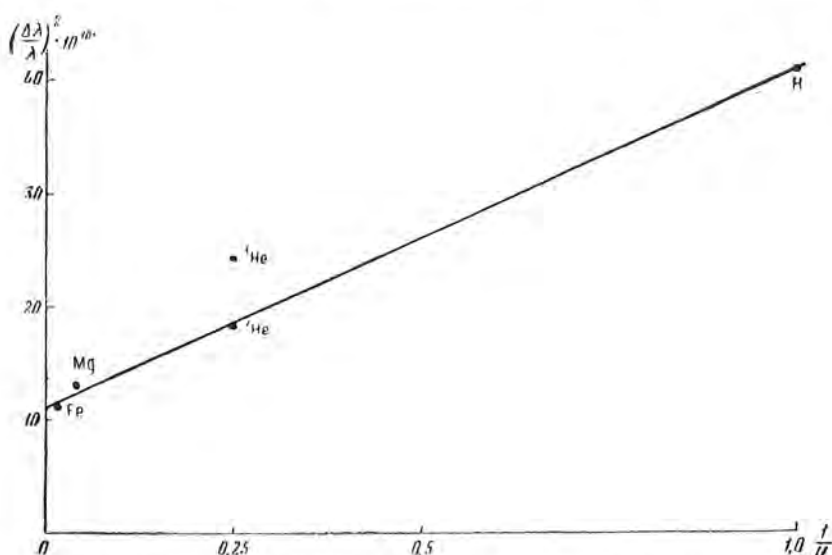
После освобождения контуров линий от влияния красного компонента были построены графики $(\Delta x^2, \lg I)$. При этом оказалось, что для линий водорода прямолинейная зависимость выполняется только для средней части контура. Величины $\Delta\lambda$, определенные из наклона этой прямой, приведены в табл. 1, столбец 6. Точки центральных частей контуров линий $H_{\alpha} - H_{\delta}$ обнаружили отклонение от прямой линии, характерное для эффекта самопоглощения. Отклонение от прямой линии показали и точки далеких частей крыльев контуров водородных линий вплоть до H_{10} . У линий H_{13} , H_{17} и H_{18} не удастся отметить далекое крыло из-за большого разброса точек. Величина $\Delta\lambda$, определенная из наклона прямой на графике $(\Delta x^2, \lg I)$, для контуров с самопоглощением является величиной, исправленной за эффект самопоглощения. Точность определения величины $\Delta\lambda$ для ярких линий равна 2%, для H_{17} , H_{18} — 8%. Сравнение величины $\Delta\lambda/\lambda$ для водородных линий показывает, что она не остается постоянной, как должно быть в случае доплеровских контуров, а уменьшается с номером линии в серии Бальмера вплоть до линий H_{17} , H_{18} . Уменьшение $\Delta\lambda/\lambda$ с номером линии в серии Бальмера, возможно, говорит о том, что использование прямолинейной части графика $(\Delta x^2, \lg I)$ не полностью учитывает самопоглощение.

Вопрос о том, имеют ли контуры линий водорода, гелия и металлов доплеровское расширение, можно проверить, построив зависимость величины $\Delta\lambda/\lambda$ от величины $\frac{1}{\mu}$. Для доплеровских контуров выполняется соотношение $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{1,665}{c}\right)^2 \left(\frac{2RT_{kin}}{\mu} + v_l^2\right)$, т. е. между величинами $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2$ и $\frac{1}{\mu}$ существует линейная зависимость. На фиг. 1 приведен график $\left[\frac{1}{\mu}, \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2\right]$.

Для водорода величина $\Delta\lambda/\lambda = 6,43 \cdot 10^{-5}$ получена усреднением $\Delta\lambda/\lambda$ по линиям серии Пашена и линиям H_{17} и H_{18} , не искаженным самопоглощением. Все точки на графике фиг. 1 легли на прямую линию, за исключением точки, соответствующей трем линиям ортогелия. Это говорит о том, что контуры линий металлов, линий парагелия и $\lambda 3889$, высших членов серии Бальмера и линий Пашена имеют доплеровское расширение. В то же время контуры линий ортогелия и первых членов серии Бальмера отклоняются от приведенной зависимости.

Линии, имеющие доплеровское расширение, могут быть использованы для определения кинетической температуры и турбулентной скорости. Из наклона прямой на фиг. 1 и пересечения ее с осью ординат найдено $T_{kin} = 6150^\circ$ и $v_t = 5,7$ км/сек; с помощью графика $\left[\frac{1}{\mu}, \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2\right]$ для кислородной линии $\lambda 7772$ находим значение $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)^2 = 13 \cdot 10^{-10}$, которое было использовано при определении полуширины инструментального контура.

Перейдем к рассмотрению интенсивностей линий.



Фиг. 1. Зависимость приведенных ширины линий от молекулярного веса.

Для всех измеренных линий по наблюдаемым эквивалентным ширинам были определены значения величины $\lg \frac{N_m}{g_m}$, где N_m — число атомов на уровне m , а g_m — статистический вес уровня. Без учета самопоглощения величины $\lg \frac{N_m}{g_m}$ можно определить по формуле $\lg \frac{N_m}{g_m} = A + \lg S$ (см. [4]). Мы определили для линий гелия $\lambda\lambda 6678, 5015, 4922$ величины A , равные соответственно 10,729, 11,558, 11,115.

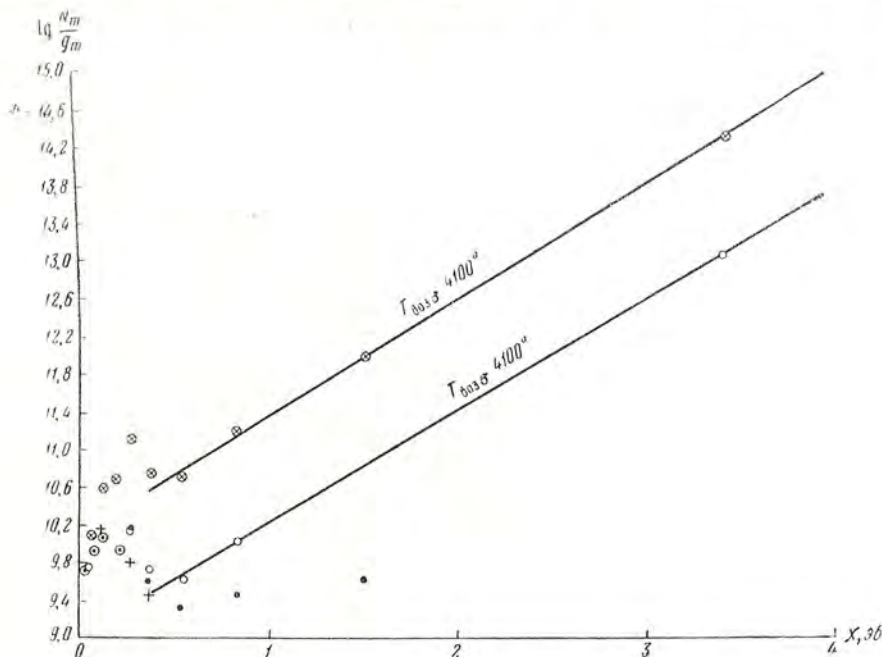
Величины $\lg \frac{N_m}{g_m}$, определенные по этой формуле, приведены в табл. 1, столбец 8.

Для водородных линий от H_α до H_δ необходимо было учесть самопоглощение. Это было сделано двумя способами: 1) по способу А. Б. Северного [3] и 2) по способу, изложенному в работе [2], с помощью графика $(\Delta x^2, \lg I)$. Величины $\lg \frac{N_m}{g_m}$, определенные по первому способу, приведены в табл. 1, столбец 10; определенные по второму способу — в табл. 1, столбец 9. Оба способа позволяют определить N_2 — число атомов водорода на втором уровне. Значения величины N_2 , определенные

с учетом самопоглощения по разным линиям, в пределах ошибок измерения постоянны. Это говорит в пользу доплеровского коэффициента поглощения.

Однако величины $\frac{N_m}{g_m}$ и N_2 , вычисленные этими двумя способами, отличаются примерно на порядок.

Распределение атомов водорода по уровням возбуждения представлено на фиг. 2. На графике $\left(\chi, \lg \frac{N_m}{g_m}\right)$ по оси абсцисс отложена энергия



Фиг. 2. Распределение атомов водорода по уровням возбуждения.

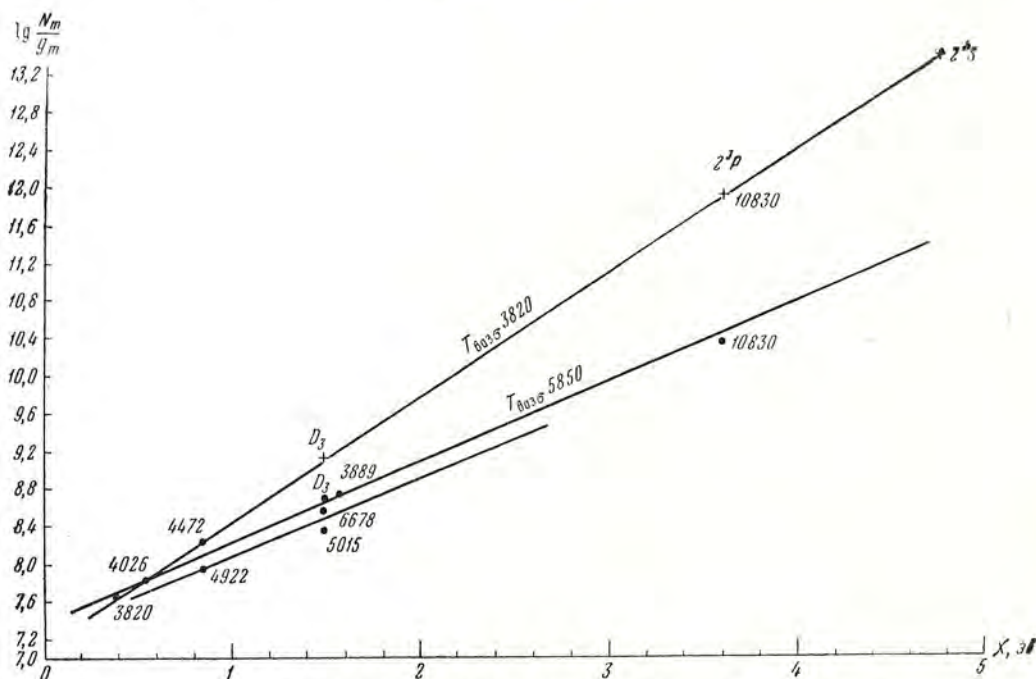
Точки — без учета самопоглощения; крестики — по пашеновским линиям; крестики в кружках — самопоглощение учтено по способу А. Б. Северного; кружки — самопоглощение учтено с помощью графика $(\Delta x^2, \lg I)$.

связи уровня χ , а по оси ординат — величины $\lg \frac{N_m}{g_m}$, при получении которых самопоглощение учитывалось двумя указанными способами. На прямую линию легли только точки, соответствующие значениям $\lg \frac{N_m}{g_m}$ для $m = 2, 3, 4, 5$. Точки, соответствующие высшим членам серии Бальмера, лежат выше этой прямой. Пользуясь соотношением $\lg \frac{N_m}{g_m} = \frac{5040}{T_{\text{возб}}} \chi_m$, из наклона прямой находим параметр $T_{\text{возб}} = 4100^\circ$.

Анализ данных о распределении атомов водорода по уровням возбуждения подтверждает выводы, сделанные в упоминавшейся работе Г. С. Иванова-Холодного (отсутствие термодинамического равновесия для водорода, низкое возбуждение 3-го и 4-го уровней, избыточное заполнение верхних уровней, связанное, по-видимому, с рекомбинациями).

Величина $N_2 \approx 10^{13} - 10^{14}$ говорит о большой оптической толще исследуемого протуберанца.

Величины $\lg \frac{N_m}{g_m}$, вычисленные по линиям гелия, также приведены в табл. 1, столбец 8. Как уже отмечалось, наблюдаемые ширины линий D_3 и $\lambda 10830$ аномально большие, что связано, по-видимому, с наличием самопоглощения. Поэтому величины $\lg \frac{N_m}{g_m}$ для линий D_3 и $\lambda 10830$ были определены с учетом эффекта самопоглощения по способу А. Б. Северного. Результаты приведены в табл. 1, столбец 10.



Фиг. 3. Распределение атомов гелия по уровням возбуждения. Точки — без учета самопоглощения; крестики — с учетом самопоглощения.

Учет самопоглощения увеличивает значение $\lg \frac{N_m}{g_m}$ для D_3 на 0,42, для $\lambda 10830$ на 1,56. На фиг. 3 представлен график зависимости $\lg \frac{N_m}{g_m}$ от χ для линий гелия. В пределах ошибок измерения распределение атомов ортогелия соответствует больцмановскому с температурой возбуждения $T_{\text{возб}} = 3820^\circ$ (в линиях D_3 и $\lambda 10830$ учтено самопоглощение), температура возбуждения для парагелия 5850° . На этом же графике нанесены точки для линий D_3 и $\lambda 10830$ без учета самопоглощения. Величина $T_{\text{возб}}$ для ортогелия в этом случае совпадает с $T_{\text{возб}}$ для парагелия и близка к T_{kin} . Возможно, это говорит о том, что одним только самопоглощением нельзя объяснить дополнительное расширение линий D_3 и $\lambda 10830$.

Прямая, проведенная через точки ортогелия, параллельна прямой, проведенной через точки парагелия, однако между прямыми имеется сдвиг по оси ординат, равный 0,16, что указывает на относительно более сильное возбуждение ортогелия по сравнению с парагелием. Но нужно иметь ввиду, что точность определения величины $\lg \frac{N_m}{g_m}$ для слабых линий парагелия невелика.

Рассмотрим вопрос об электронной плотности протуберанца. Из отношения чисел атомов, излучающих линию $\text{Fe}^+ \lambda 5169,049$, к числу атомов, излучающих линию $\text{Mg} \lambda 5167,334$, по формуле Вальдмайера [5] с учетом величины T_{kin} , полученной выше, была оценена электронная плотность $n_e = 6,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. По значению величин n_e и N_2 рассматриваемый протуберанец приближается к условиям во вспышке (см. работу [9]). На графиках $(\Delta x^2, \lg I)$ для водородных линий мы видели, что отклонение от доплеровского контура наблюдается в центре контура линии (обусловлено самопоглощением) и в крыльях. Предположив, что крылья обусловлены эффектом Штарка, попытаемся определить значение n_e по крыльям ярких водородных линий. Величину n_e тогда можно определить из выражения $\frac{k_{шт}}{k_0} = \frac{\Delta I(\Delta x)}{I_{max}}$, в котором штарковский коэффициент поглощения

$k_{шт} = C \frac{F_{\nu}^{3/2}}{\Delta x^{5/2}}$ (см. [6], где k_0 — доплеровский коэффициент поглощения в центре линии, $\lg I_{max}$ — точка пересечения прямой на графике $(\Delta x^2, \lg I)$ с осью ординат (т. е. в центре линии исправлена за самопоглощение), а $\Delta I(\Delta x)$ равно превышению интенсивности в крыле линии над интенсивностью доплеровского контура, определяемого прямой на графике $(\Delta x^2, \lg I)$. Значения константы C для разных линий водорода взяты из работы де Ягера [7]. В среднем по линиям H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ величина n_e получилась равной 10^{13} . Согласие величин n_e , определенных двумя разными способами, можно считать хорошим.

В заключение рассмотрим результаты определения длин волн измеренных линий. В табл. 1 приведены значения $\lambda_{набл}$ измеренных линий (столбец 2). Для определения $\lambda_{набл}$ использован способ, примененный в работе [2]. $\lambda_{станд}$ взято из таблиц [8]. В столбце 5 табл. 1 приведены величины $\delta\lambda/\lambda$ — смещение, отнесенное к длине волны. Ошибка определения $\delta\lambda/\lambda$ порядка $4,5 \cdot 10^{-6}$; для $\lambda 4922$ и $\lambda 5015$ эта ошибка достигает $10 \cdot 10^{-6}$. В среднем по нашему материалу получим: по линиям металлов $\delta\lambda/\lambda = 2 \cdot 10^{-6}$, по линиям водорода $\delta\lambda/\lambda = 5 \cdot 10^{-6}$. Для линий водорода и металлов величина $\delta\lambda/\lambda$ одинакова в пределах ошибок определения величины $\delta\lambda/\lambda$ и постоянна для разных λ . Это говорит в пользу доплеровского смещения этих линий. Линии гелия обнаруживают недоплеровское смещение, причем разные линии дают различные как по знаку, так и по величине смещения. Следует заметить, что на определение длин волн линий ортогелия сильно влияет дублетный характер ядра линии.

Выводы, полученные в настоящей работе, следует рассматривать как предварительные, так как на полученных результатах могли сказаться ошибки, связанные с влиянием другого узла протуберанца, а также

ошибки, связанные с тем, что различным линиям соответствует не точно одно и то же место протуберанца.

Автор благодарен Г. С. Иванову-Холодному за руководство настоящей работой.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 31, 1955.
2. Г. С. Иванов-Холодный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 109, 1958.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 12, 33, 1955.
4. Г. С. Иванов-Холодный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 69, 1955.
5. M. Waldmeier. Zs. f. Aph., 28, 208, 1951.
6. А. Уизольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949; гл. 9.
7. C. de Jager. Rech. Astron. Obs. Utrecht, 13, p. I, 1952.
8. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский. Таблицы спектральных линий. Гостехиздат, 1952.
9. Э. Р. Мустель, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 8, 49, 1952.

О БАЛАНСЕ ЭНЕРГИИ И СТРУКТУРЕ ХРОМОСФЕРЫ

Э. Е. Дубов

Развиваются представления о нагреве хромосферы волнами сжатия, возникающими в области турбулентности, связанной с конвективной зоной Солнца. Показано, что в хромосфере может быть достигнут баланс между энергией, выделяющейся в результате диссипации ударных волн, и энергией, уносимой излучением. Ударные волны обеспечивают возникновение в хромосфере областей с различной температурой (двух-температурная хромосфера).

Показано, что диссипация магнитно-гидродинамических волн из-за фрикционных потерь не может обеспечить достаточного количества энергии.

Объясняется понижение хромосферы над пятнами, обсуждается величина градиента плотности в хромосфере. Сделана попытка составить общее представление о хромосфере и о причинах ее образования.

Вся структура хромосферы определяется в основном величиной потока энергии в акустических шумах, генерируемых турбулентностью, образующейся в конвективной зоне Солнца.

ON THE ENERGY BALANCE AND STRUCTURE OF THE CHROMOSPHERE, by E. E. Dubov. — The conception of the heating of the chromosphere by compressional waves, originating in regions of turbulence connected with the convective zone of the Sun, is developed. It is shown that in the chromosphere a balance can be reached between the energy, produced as a result of the dissipation of shock waves, and the energy carried away by radiation. The shock waves provide for the appearance in the chromosphere of regions with different temperatures (a two-temperature chromosphere).

It is shown that the dissipation of magnetohydrodynamic waves, because of losses due to friction, cannot provide sufficient energy.

The lowering of the chromosphere above spots is explained. The value of the density gradient in the chromosphere is discussed. An attempt is made to form a general idea on the chromosphere and on its generation.

The whole structure of the chromosphere is determined mainly by the value of the energy flux in acoustic noises, generated by turbulence produced in the convective zone of the Sun.

За последнее время вышло много работ, посвященных структуре хромосферы и возможным путям ее нагрева. Многие из них в какой-то мере дополняют и развивают друг друга, и в настоящее время на основании всех этих работ можно попытаться составить себе некоторое общее представление о хромосфере. В настоящей работе делается попытка создать такую схему на основании представлений о балансе энергии в хромосфере. В 1948 г. Бирман [1] и Шварцшильд [2] выдвинули предположение о том, что кинетическая энергия грануляции каким-то образом (скажем, в виде

звуковых волн) доходит до короны и нагревает ее до высокой температуры. Оказывается, что грануляции соответствует огромное количество энергии и даже небольшая ее часть в состоянии восполнить потери хромосферы и короны на излучение. Шацман [3] указал, что при подъеме гранул должна возникать турбулентность, вызывающая, в свою очередь, волны сжатия, быстро превращающиеся в ударные волны при распространении вверх. На основании теории диссипации ударных волн, разработанной Бринкли и Кирквудом [4], им проведены расчеты диссипации ударных волн и показано, в частности, что в нижней короне ударные волны должны диссипировать полностью, так как длина свободного пробега становится там сравнимой с длиной волны (расстоянием между фронтами). С другой стороны, теплопроводность короны настолько велика, что стационарное состояние устанавливается при очень малом градиенте температуры выше того слоя, где выделение энергии максимально. В 1955 г. Унно и Кавабата [5] детально исследовали процесс образования волн сжатия — акустических шумов, способных нагревать хромосферу и корону. Они использовали теорию аэродинамической генерации звуковых волн (шумов), развитую Прудманом [6] и Лайтхиллом [7], и модель конвективной зоны, предложенную Витенс [8]. Ими получено, что поток энергии вверх составляет примерно $10^4 - 10^5 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$, причем этот поток пропорционален 8-й степени принятого значения турбулентной скорости, так что увеличение последней в полтора раза вызовет увеличение оценки величины потока более чем в 25 раз. Турбулентная скорость принята в [5] равной 8% от скорости конвекции, что, возможно, занижено на несколько процентов (см. [9]), а, например, величина в 11% скорости конвекции даст поток в 10—15 раз больший.

В 1956 г. Пиддингтон [10] отметил, что прохождение звуковых волн в условиях высокопроводящей среды в присутствии магнитного поля должно вызвать распространение магнитно-гидродинамических волн, диссипация которых может объяснить разогрев хромосферы. Пиддингтоном дана формула для оценки диссипации магнитно-гидродинамических волн за счет так называемых фрикционных потерь.

За последние годы не раз высказывались соображения, что в хромосфере должны сосуществовать горячие и холодные области [11—14]. Недавно Эйти и Мензелом [15] на основании материалов наблюдения затмения 1952 г. построена модель такой двухтемпературной хромосферы. Эйти и Томасом [16] теоретически показана необходимость существования областей с различными температурами, причем до некоторой высоты преобладают области с низкой температурой (6300°), а выше — области с высокой температурой ($19\,000^\circ$).

Внутри каждой области температура мало меняется с высотой. Установление той или иной температуры определяется балансом между выделяющейся энергией и механизмами охлаждения: скачок температуры связан с переходом от охлаждения за счет излучения водорода к охлаждению свечением гелия, которое эффективно уже при другой температуре.

Шкловский и Кононович [17], стремясь увязать данные оптических наблюдений с наблюдениями в радиодиапазоне, приведенными в [18],

показали, что величины для температуры должны быть уменьшены до значений 6000° и $12\,000^\circ$ соответственно. Нами рассматривается возможность образования областей с различной температурой за счет акустических волн для чисто водородной атмосферы.

Работа основывается на следующих представлениях. Под фотосферой в конвективной зоне Солнца часть энергии направленного движения конвективных элементов превращается в энергию ненаправленного турбулентного движения. В турбулентно движущейся среде непрерывно возникают хаотически разбросанные уплотнения и разрежения. Возникновение последних сопровождается образованием волн сжатия, которые из-за хаотического характера самих турбулентных движений носят беспорядочный характер, образуя акустический шум. Эти волны проходят через фотосферу, почти не поглощаясь в ней. Скорость магнитно-гидродинамических волн в области образования волн сжатия, по-видимому, значительно меньше скорости звука, так что отвод энергии из зоны турбулентности, связанной с конвекцией, должен происходить в основном за счет звуковых волн. По мере распространения вверх волны становятся ударными, в них появляются разрывы [21]. Скорость магнитно-гидродинамических волн растет с высотой гораздо быстрее, чем скорость звуковых волн, и на некоторой высоте сравнивается с ней. В хромосфере поглощение волн увеличивается, часть потока энергии, переносимого волнами, превращается в тепло. Одна из задач настоящей работы заключается в том, чтобы выяснить, каким образом выделяется наибольшее количество тепла: при диссипации звуковых волн из-за вязкости, из-за диссипации, связанной с неадиабатическим сжатием газа при прохождении ударных волн слабой интенсивности, или при диссипации магнитно-гидродинамических волн, возникающих при распространении волн сжатия. Выделение энергии за счет Джоулева тепла очень мало; мы рассматривали потери магнитно-гидродинамических волн, связанные со столкновениями ионов с нейтральными атомами. Эти потери больше всего там, где ионизация газа очень мала.

Нагрев хромосферы, связанный с прохождением волн, сравнивается с охлаждением ее из-за излучения. Задача заключается в том, чтобы выяснить, может ли при диссипации волн в хромосфере выделиться такое количество энергии, которого было бы достаточно, чтобы покрыть расход энергии на излучение. Предполагается, что поток энергии является непрерывным во времени и в каждый момент времени уравнивается излучением. Для ответа на этот вопрос необходимо прежде всего выяснить, какое излучение приводит к охлаждению тех или иных слоев хромосферы. В основном расчеты настоящей работы относятся к нижней хромосфере.

Каждый участок хромосферы находится в поле излучения, идущего сверху и снизу. Для тех частот, для которых оптическая толщина очень велика, количество энергии, поглощенной в некотором объеме, должно равняться количеству излученной энергии. Например, излучение в линиях серии Лаймана в этом смысле не может выйти из нижней хромосферы, так как сечение поглощения для этих линий порядка 10^{-15} см², и даже на высоте, где концентрация неионизованных атомов водорода составляет 10^{10} см⁻³, оптическая толщина достигает единицы уже на пути всего в 1 км.

Выходящий из хромосферы поток L_α -излучения охлаждает в основном более высокие слои хромосферы. В нижней хромосфере охлаждающим агентом может быть только бальмеровское излучение, для которого, начиная с некоторой не очень большой высоты, хромосфера практически прозрачна. Покажем, например, что хромосфера прозрачна в центре линии H_α уже на высоте 1000 км. Для этого достаточно воспользоваться формулами (обозначения обычные):

$$S_{\nu_0} = \frac{\sqrt{\pi} l^2}{m_e c^2} \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda_D} f_{ik}; \quad \Delta \lambda_D = \lambda \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad \text{и} \quad \tau = S_{\nu_0} \int N_2 dl.$$

Действительно, примем, что температура в нижних слоях хромосферы примерно равна 6000° и что количество атомов водорода на втором уровне можно рассчитать по формуле Больцмана (оптическая толщина в L_α очень велика, поэтому такое допущение представляется вполне приемлемым). Тогда $N_2 = 3 \cdot 10^{-9} N_0$ и $S_{\nu_0}(H_\alpha)_{6000^\circ} = 6 \cdot 10^{-13}$. По данным о плотности в хромосфере, приведенным в [25], можно оценить, что в столбе сечением в 1 см^2 над уровнем в 1000 км в хромосфере содержится меньше $4 \cdot 10^{20}$ атомов водорода, так что

$$\tau_{1000 \text{ км}}(H_\alpha) = 3 \cdot 10^{-9} \cdot 6 \cdot 10^{-13} \int_{1000 \text{ км}}^{\infty} N_0 dl < 1,8 \cdot 10^{-21} \cdot 4 \cdot 10^{20} < 1,$$

откуда и следует, что выше 1000 км хромосферу можно считать прозрачной для излучения в H_α .

Нами принято, что достаточно хорошее представление об охлаждении рассматриваемых слоев хромосферы дает излучение в линии H_α . Это является, конечно, первым приближением, но данные наблюдений позволяют внести поправки там, где это потребуется**.

Для построения общей картины хромосферы нет необходимости сразу исходить из точных значений плотности на заданных высотах. Важно иметь правильный ход зависимости степени ионизации, кинетической температуры и т. п. от плотности и примерную зависимость плотности от высоты. Только впоследствии теория хромосферы должна объяснить величину градиента плотности и его изменения в зависимости от высоты и времени. Поэтому в дальнейшем мы будем изучать зависимость различных процессов от плотности, а не от высоты в хромосфере.

Простыми соображениями можно показать, что для вычисления ионизации и населенности нижних уровней атомов водорода можно применять формулу Саха и Больцмана. Дело в том, что согласно почти всем моделям температура в нижней хромосфере порядка 6000° , граничная температура Солнца $\sim 4500^\circ$, и так как для ионизирующего излучения (континуум за пределом серии Лаймана) и для первых линий серии Лаймана, вызывающих возбуждение атомов, хромосфера обладает большой оптической толщиной,

Следует иметь в виду, что охлаждению хромосферы препятствуют только истинные поглощения H_α -квантов.

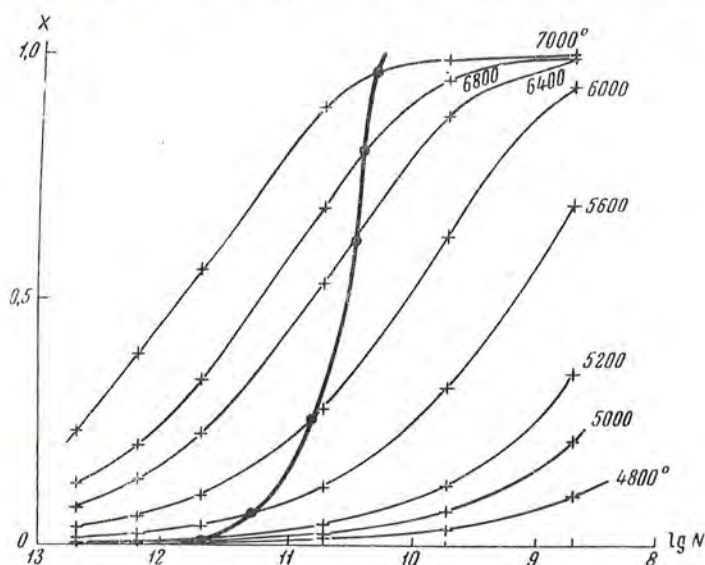
** Излучение хромосферы в линиях Ca II — наиболее сильных металлических линиях имеет такой же порядок величины как и излучение в H_α (см. например, [27, 33]).

то поле излучения близко к значению, соответствующему интенсивности излучения черного тела с температурой 5000—6000°. При этих условиях ионизация электронным ударом играет ничтожно малую роль [19].

В дальнейшем нам понадобятся значения степени ионизации водорода и его излучение в H_α . По формуле Саха были рассчитаны величины

$$y = \frac{n_p}{n_0} \text{ и } x = \frac{n_p}{n_p + n_0} \quad (1)$$

(n_p — число протонов, а n_0 — число нейтральных атомов водорода в 1 см^3) для различных концентраций от $5 \cdot 10^{13}$ до $5 \cdot 10^8$ атомов/см³ и для температур от 4800 до 7000°. Было принято, что на этих высотах $n_e = n_p$. Ре-



Фиг. 1. Ионизация водорода при разных температурах и концентрациях по формуле Саха.

Жирной линией показан предполагаемый ход ионизации в хромосфере.

зультаты расчетов приведены на фиг. 1. По этим данным было рассчитано излучение в H_α 1 г водорода:

$$E = A_{nn'} n'^2 h\nu \frac{1}{m_H (y+1)} e^{-\frac{\chi n n'}{kT}}, \quad (2)$$

которая была для удобства представлена в виде

$$E = \frac{G}{y+1} e^{-B}. \quad (3)$$

Предполагалось, что число атомов на 3-м уровне можно вычислить по формуле Больцмана. Необходимые постоянные взяты из [20]. Вычисления производились для тех же значений плотности и температур, что и выше. Результаты приведены в табл. 1.

Для того чтобы сравнить, какие волны дают больший выход энергии при диссипации в хромосфере, были рассчитаны и сравнены между собой коэффициенты диссипации для магнитно-гидродинамических волн и для слабых ударных волн, причем для волн сжатия вычислялся также коэффициент затухания из-за вязкости. Поток энергии в волнах в [5] был принят равным $F = 10^4 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$. Эту же величину можно получить, если исходить из данных о тепловом излучении короны [2] и из предположения, что вся эта энергия первоначально поставляется волнами сжатия (акустическими шумами). Учитывая, однако, что поток энергии, как это видно из дальнейшего, ослабляется в несколько раз в хромосфере, нами принята величина $F = 5 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$. Согласно независимым расчетам Шадмана [3] и Уно и Кавабата [5], принято, что частота волн $\omega = 0,6 \text{ сек}^{-1}$.

Для коэффициента затухания магнитно-гидродинамических волн использована формула Пиддингтона [10]:

$$K_{\text{мг}} = \frac{\omega^2 \tau_n z}{2V_H S(1+z)^{1/2}}, \quad (4)$$

$$\text{где } S \approx 1; \omega = 0,6 \text{ сек}^{-1}; z = \frac{1}{y} = \frac{n_0}{n_p}; V_H = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}};$$

$$\tau_n = z\tau_i, \tau_i = \frac{3}{4} \frac{1}{n\sigma v}, \sigma = 2,3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2,$$

$\bar{v} = \sqrt{3} c$, $c = \sqrt{\frac{kT}{\mu m_H}}$ (c — скорость звука, из-за большой роли свечивания звук предполагается изотермическим), $\rho = Nm_H$, а $\mu = \frac{1}{1+x}$. Обозначения обычные, H взято $\sim 20 \text{ гс}$. Окончательно, учитывая (1), имеем

$$K_{\text{мг}} = \frac{1-x}{(1+x)^{1/2}} \frac{1}{x^{3/4}} \frac{D}{\rho^{1/2} T^{1/2}}; D = 1,3 \cdot 10^{-14}, \quad (5)$$

Таблица 1

E , эрг/г·сек

T	N				
	$5 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^8$
4800°	$2,23 \cdot 10^8$	$2,22 \cdot 10^8$	$2,21 \cdot 10^8$	$2,15 \cdot 10^8$	$2,00 \cdot 10^8$
5000	$7,35 \cdot 10^8$	$7,34 \cdot 10^8$	$7,20 \cdot 10^8$	$6,85 \cdot 10^8$	$5,84 \cdot 10^8$
5200	$2,00 \cdot 10^9$	$1,98 \cdot 10^9$	$1,92 \cdot 10^9$	$1,75 \cdot 10^9$	$1,31 \cdot 10^9$
5400	$5,40 \cdot 10^9$	$5,30 \cdot 10^9$	$5,01 \cdot 10^9$	$4,20 \cdot 10^9$	$2,58 \cdot 10^9$
5600	$1,32 \cdot 10^{10}$	$1,29 \cdot 10^{10}$	$1,17 \cdot 10^{10}$	$8,93 \cdot 10^9$	$3,96 \cdot 10^9$
5800	$3,32 \cdot 10^{10}$	$3,06 \cdot 10^{10}$	$2,62 \cdot 10^{10}$	$1,65 \cdot 10^{10}$	$6,10 \cdot 10^9$
6000	$7,06 \cdot 10^{10}$	$6,56 \cdot 10^{10}$	$5,20 \cdot 10^{10}$	$2,59 \cdot 10^{10}$	$5,41 \cdot 10^9$
6200	$1,40 \cdot 10^{11}$	$1,24 \cdot 10^{11}$	$8,54 \cdot 10^{10}$	$3,02 \cdot 10^{10}$	$4,57 \cdot 10^9$
6400	$2,74 \cdot 10^{11}$	$2,30 \cdot 10^{11}$	$1,36 \cdot 10^{11}$	$3,57 \cdot 10^{10}$	$4,46 \cdot 10^9$
6600	$5,26 \cdot 10^{11}$	$3,97 \cdot 10^{11}$	$1,76 \cdot 10^{11}$	$3,17 \cdot 10^{10}$	$3,59 \cdot 10^9$
6800	$8,98 \cdot 10^{11}$	$6,06 \cdot 10^{11}$	$2,23 \cdot 10^{11}$	$3,03 \cdot 10^{10}$	$3,35 \cdot 10^9$
7000	$1,53 \cdot 10^{12}$	$8,92 \cdot 10^{11}$	$2,30 \cdot 10^{11}$	$2,86 \cdot 10^{10}$	$2,92 \cdot 10^9$

и диссипация энергии на 1 г

$$E_{\text{мг}} = \frac{1-x}{(1+x)^{1/2}} \frac{1}{x^{3/4}} \frac{DF}{\rho^{1/2} T^{1/2}}, \quad (6)$$

где F — поток энергии в волнах, а ρ — плотность вещества.

Затухание звуковых волн из-за вязкости может быть вычислено с помощью коэффициента $K_{\text{вяз}}$ [21]:

$$K_{\text{вяз}} \approx \frac{\omega^2}{\rho c^3} \eta, \quad (7)$$

где η — динамический коэффициент вязкости. Так как $\eta = \frac{1}{3} \sum n_i m_i \bar{v}_i \lambda_i$, где λ_i — средняя длина свободного пробега i -частицы, равная для столкновений с нейтральными атомами $\frac{10^{16}}{N}$ (N — общее число частиц в 1 см³) и для столкновений ионов $\lambda_i = \frac{10^{13}}{N}$, то

$$\eta = \frac{1}{V^3} c p \left(\frac{(1-x) 10^{16}}{N} + \frac{x \cdot 10^{13}}{N} \right). \quad (8)$$

Наименьшее возможное значение $\eta = \frac{c}{V^3} \frac{p}{N} 10^{13}$, что соответствует $x = 1$, т. е. полной ионизации. В нижней хромосфере, когда в (8) можно пренебречь вторым членом, имеем согласно (7):

$$K_{\text{вяз}} = \frac{1-x}{1+x} \frac{G}{\rho T}; \quad G = 5,3 \cdot 10^{-17}, \quad (9)$$

$$E_{\text{вяз}} = \frac{1-x}{1+x} \frac{GF}{\rho^2 T}. \quad (10)$$

Выражение для коэффициента затухания для слабых ударных волн легко получить из формулы для скачка энтропии на фронте слабой ударной волны [30]. Скачок энтропии при прохождении фронта ударной волны составляет в расчете на 1 г вещества:

$$\Delta S = \frac{1}{12} \frac{1}{T} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial p_1^2} \right)_S (p_1 - p_2)^3. \quad (11)$$

Вместе с адиабатой Пуассона $pV^\gamma = \text{const}$, $V = \frac{1}{\rho}$ это дает для слабой ударной волны нагрев при прохождении фронта

$$h = T \Delta S = -\frac{1}{12} \frac{\gamma+1}{\gamma^2} \frac{V \Delta p^3}{p^2} = -\frac{1}{12} \frac{(\gamma+1) \gamma p \Delta V^3}{V^2} \quad (12)$$

На 1 см пути волны $dW = \rho h$, где W — полная энергия в ударной волне. Коэффициент поглощения есть величина K из соотношения

$$K = -\frac{dW}{W} = -\frac{\rho h}{W} = -\frac{dF}{F}. \quad (13)$$

Полагаем, что

$$W_0 = \rho_0 u^2 U t_0 = F_0 t_0, \quad (14)$$

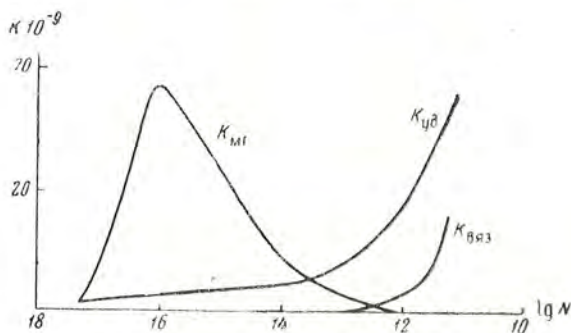
где U — скорость фронта, u — скорость вещества за фронтом и t_0 — промежуток времени, характеризующий крутизну фронта (фиг. 6).

Считается, что l_0 характеризует квазипериод волны: $Ut_0 = \lambda$. Учитывая, что $\frac{p}{\rho} = \frac{c^2}{\gamma}$, где c — скорость звука, имеем

$$h = \frac{\gamma + 1}{12} \frac{c^2 \Delta V^3}{V^2}. \quad (15)$$

Из условия $\rho(U - u) = \rho_0 U$ вычисляем $\Delta V/V$ и окончательно подставляя (12) и (14) в (13) получим $K_{уд} = \frac{\gamma + 1}{12} \frac{u}{c^2 t_0}$, что при $t_0 = 10$ и $\gamma = 5/3$ дает выражение

$$K_{уд} = \frac{1}{45} \frac{u}{c^2} = \frac{1}{45} \frac{F^{1/2}}{c^{5/2} \rho^{1/2}} \quad (16)$$



Фиг. 2. Сравнение коэффициентов диссипации.

где u — скорость движения вещества в волне N $U = c$. Аналогичное выражение использовано в [3]. Можно написать

$$K_{уд} = \frac{1}{(1+x)^{5/4}} \frac{MF^{1/2}}{\rho^{1/2} T^{5/4}} = \mathfrak{M} F^{1/2}, \quad (17)$$

откуда

$$E_{уд} = \frac{1}{(1+x)^{5/4}} \frac{MF^{3/2}}{\rho^{3/2} T^{3/4}}. \quad (18)$$

Поток энергии с высотой изменяется как

$$F = \left(V \overline{F_0} - \frac{\mathfrak{M} h}{2} \right)^2 \quad (19)$$

Величины $E_{мг}$, $E_{вяз}$ и $E_{уд}$ могут быть представлены в удобном для расчетов виде ($F = 5 \cdot 10^4$ эрг/см²сек):

$$E_{мг} = \frac{1-x}{x^{3/4}} \frac{2,82 \cdot 10^{26}}{T^{1/2} N^{3/2}} \left[\frac{1}{1+x} \right]^{1/2}; \quad (20)$$

$$E_{вяз} = \frac{1-x}{1+x} \frac{9,4 \cdot 10^{35}}{TN^2}; \quad (21)$$

$$E_{уд} = \frac{5,5 \cdot 10^{31}}{T^{5/4} N^{3/2}} \left[\frac{1}{1+x} \right]^{3/4}. \quad (22)$$

Рассчитанные по этим формулам значения E для различных плотностей и температур приведены в табл. 2.

Для сравнения значимости различных механизмов диссипации энергии коэффициенты $K_{\text{мг}}$, $K_{\text{вяз}}$ и $K_{\text{уд}}$ были вычислены в предположении, что $F = 10^4 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ (фиг. 2) для различных значений N , температуры $T = 6000^\circ$ и ионизации, определенной по фиг. 1. На фиг. 2 видно, что диссипация магнитно-гидродинамических волн могла бы играть заметную роль только в самом основании хромосферы, но там, из-за большой плотности, выделение энергии на 1 г и, следовательно, нагрев очень малы. Предположить же, что водород остается почти совершенно неионизованным до значительных высот, мы не имеем оснований. Кроме того, следует иметь в виду, что, как указал В. Е. Степанов [22], величина $K_{\text{мг}}$ получается по формуле Пиддингтона сильно завышенной. Если, кроме величины K , выход энергии зависит еще и от соотношения скоростей ударной и магнитно-гидродинамической волны, то и тогда выделение энергии в нижней хромосфере $E_{\text{мг}}$ остается меньше $E_{\text{уд}}$, так как $V_{\text{H/C}}$ невелико.

Таблица 2

T	$E_{\text{уд}}, \text{ эрг/г}\cdot\text{сек}$				
	N				
	$5 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^8$
5000°	$1,17 \cdot 10^8$	$3,66 \cdot 10^9$	$1,14 \cdot 10^{11}$	$3,40 \cdot 10^{12}$	$9,34 \cdot 10^{13}$
6000	$8,97 \cdot 10^7$	$2,61 \cdot 10^9$	$6,77 \cdot 10^{10}$	$1,58 \cdot 10^{12}$	$4,09 \cdot 10^{13}$
7000	$5,94 \cdot 10^7$	$1,41 \cdot 10^9$	$3,48 \cdot 10^{10}$	$1,03 \cdot 10^{12}$	$3,29 \cdot 10^{13}$

T	$E_{\text{мг}}, \text{ эрг/г}\cdot\text{сек}$				
	N				
	$5 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^8$
5000°	$3,38 \cdot 10^7$	$4,46 \cdot 10^8$	$5,85 \cdot 10^9$	$7,40 \cdot 10^{10}$	$8,35 \cdot 10^{11}$
6000	$4,02 \cdot 10^6$	$4,95 \cdot 10^7$	$5,30 \cdot 10^8$	$4,02 \cdot 10^9$	$1,84 \cdot 10^{10}$
7000	$6,50 \cdot 10^5$	$5,45 \cdot 10^6$	$2,84 \cdot 10^7$	$2,80 \cdot 10^8$	$2,48 \cdot 10^8$

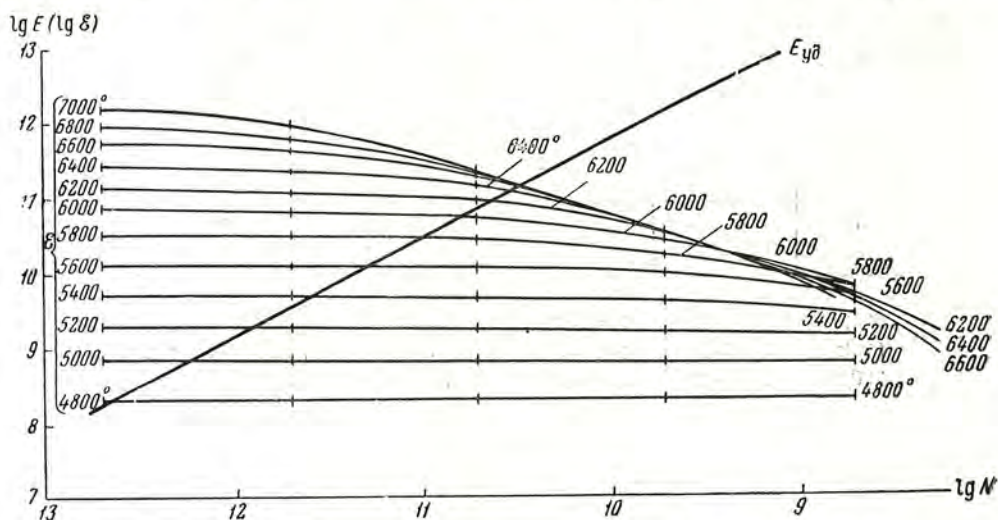
T	$E_{\text{вяз}}, \text{ эрг/г}\cdot\text{сек}$				
	N				
	$5 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^8$
5000°	$7,50 \cdot 10^6$	$7,45 \cdot 10^8$	$7,20 \cdot 10^{10}$	$6,50 \cdot 10^{12}$	$4,88 \cdot 10^{13}$
6000	$5,90 \cdot 10^6$	$5,10 \cdot 10^8$	$3,47 \cdot 10^{10}$	$1,35 \cdot 10^{12}$	$2,38 \cdot 10^{13}$
7000	$3,38 \cdot 10^6$	$1,56 \cdot 10^8$	$3,30 \cdot 10^9$	$5,45 \cdot 10^{10}$	$2,68 \cdot 10^{11}$

В хромосфере $K_{\text{уд}}$ и $K_{\text{вяз}}$ порядка 10^{-8} см^{-1} ; это значит, что на протяжении хромосферы поток энергии изменится всего в несколько раз, т. е. что формулы (6), (10) и (18) можно применять.

Баланс энергии в хромосфере должен обеспечиваться равенством энергии, выделяющейся при диссипации волн— E , и энергии, уносимой излучением— $\mathcal{E}$.

На фиг. 3 нами нанесена зависимость излучения в H_{α} от величины N —концентрации атомов и ионов водорода в 1 см^3 для различных возможных значений температуры, а также зависимость от тех же параметров для количества энергии, выделяющегося при диссипации ударных волн. Кривая E почти не меняется с температурой, но для каждого значения N она пересекается с кривой для $\mathcal{E}$, соответствующей некоторой температуре.

Из графика фиг. 3 можно определить, при каких температурах



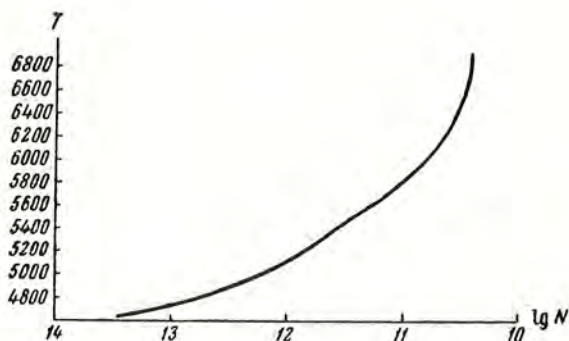
Фиг. 3. Сравнение энергии, уносимой излучением водорода в H_{α} (кривые $\mathcal{E}$), и диссипации энергии ударных волн (кривая E).

на данной высоте (при данной плотности) возможен при принятых предположениях баланс энергии. На этом графике видно, что, начиная с некоторой высоты, ни при каком значении температуры излучение водорода не в состоянии обеспечить баланс между выделяющейся и уносимой энергиями. Согласно [16], это и означает, что при данном потоке энергии свечение водорода не может обеспечить баланс и что здесь должен происходить скачок температуры до такого значения, при котором вступает в действие какой-то другой механизм охлаждения, например свечение ионизованного гелия (температура порядка $12\,000$ — $19\,000^\circ \text{ K}$). При почти неизменном потоке энергии, начиная с некоторой высоты, температура в хромосфере должна резко возрасти. Иначе это можно выразить так: выше некоторого уровня в хромосфере должны преобладать «горячие области», ниже—холодные.

Нужно отметить, что и в горячих областях оптическая толщина в линиях лаймановской серии остается большой до значительной высоты [23]. С помощью графика фиг. 3 можно определить для нижней части хромосферы зависимость между концентрацией атомов водорода

и температурой. Эта зависимость представлена на фиг. 4. Данные фиг. 4 можно использовать для того, чтобы с помощью фиг. 1 найти зависимость степени ионизации водорода x от концентрации. Эта зависимость представлена на фиг. 1 жирной линией. Видно, что ход ионизации с плотностью довольно резкий. Полученный результат хорошо согласуется с результатом Вулли и Аллена [24], которые тоже получили резкий ход ионизации, причем половинная ионизация достигается при том же значении и той же температуре, что и у нас.

Можно сделать попытку объяснения существования горячих областей ниже того уровня, где этот переход связан с закономерным уменьшением плотности с высотой. Наложение волн, флуктуации потока энергии могут привести к увеличению потока энергии в некоторой области. Принимая, что на данном уровне давление газа является фиксированной величиной, мы должны предположить, что величина N будет меняться обратно



Фиг. 4. Связь температуры и концентрации водорода в холодных областях нижней хромосферы.

пропорционально T , так как $p = (1 + x)NkT$. Отсюда по формуле (22) получается, что выделение энергии будет пропорционально $T^{1/4}$. Для каждого значения плотности существует такое значение температуры, вблизи которого наклон кривых для $\mathcal{E}$ становится меньше $1/4$. Это значит, что если при этой плотности увеличившаяся случайно температура достигает указанного критического значения, то рост температуры будет продолжаться до тех пор, пока не вступит в действие новый механизм охлаждения, обеспечивающий достаточно эффективный отвод тепла. Иными словами, как только при данной плотности будет достигнуто такое значение температуры, где излучение зависит от температуры в степени, меньшей $1/4$, скачок температуры должен происходить на уровне более низком, чем того требует уменьшение плотности с высотой для однородного случая. Случайное увеличение потока энергии в какой-нибудь области может быть весьма значительным. Уменьшение потока приведет к обратному образованию холодной области. Конечно, изменение потока или случайное изменение температуры может привести к образованию горячей области только в том случае, если эти изменения настолько значительны, что не могут быть скомпенсированы изменением излучения водорода. Сами горячие об-

ласти оказываются таким образом динамическими образованиями, время жизни которых не очень велико*.

Может быть объяснено также отмеченное Мустелем [11] и Крат [31] понижение наблюдаемой хромосферы над пятнами. В самом деле, если в области магнитного поля полное давление, равное сумме магнитного $H^2/8\pi$ и газового $(1+x)NkT$ давлений, должно уравниваться газовым давлением извне и температура в области магнитного поля (например, над пятном) и вне его одинаковы, то уравнивание возможно только, когда плотность в области с магнитным полем меньше, чем в соседних областях. А уменьшение плотности, как было показано выше, приводит к увеличению выхода энергии и, следовательно, к образованию горячей области на сравнительно малой высоте. В дальнейшем мы предполагаем рассчитать возможный контраст между горячими и холодными областями, который должен наблюдаться в H_α , и сравнить его с наблюдаемым контрастом между темными и яркими деталями хромосферной сетки невозмущенной области солнечного диска. Вопрос об отражении акустических волн в хромосфере изучался в [3]. Можно считать, что акустические волны испытывают отражение только на границе области скачка температуры. В рассматриваемом случае поток изменится только раза в два, не меняя порядка величины, так как по Шацману поток энергии изменяется обратно пропорционально квадрату скорости звука, т. е. пропорционально отношению температур. Для магнитно-гидродинамических волн отражение в хромосфере не существенно [10].

В самой нижней части хромосферы температура, по-видимому, меньше 5000° . Энергия, излучаемая в этих областях, может выделяться при рассмотренной уже диссипации магнитно-гидродинамических волн и приносится за счет теплопроводности. Выходящее из этих слоев непрерывное излучение возникает главным образом за счет образования отрицательных ионов водорода. Надо иметь в виду, что частично свечение в непрерывном спектре может быть объяснено простым рассеянием фотосферной радиации, т. е. что не все излучение, выходящее из этих слоев, приводит к охлаждению их.

Для верхних, горячих и полностью ионизованных слоев хромосферы сравнение $E_{уд}$ с расчетами для свечения ионизованного гелия, сделанными в [16], показывает, что за счет волн сжатия выделяется достаточное количество энергии.

Можно попытаться грубо оценить, на какой высоте в звуковых волнах появляются разрывы и на какой высоте эти разрывы становятся настолько большими, что их нельзя считать слабыми.

На верхней части фиг. 7 изображен профиль звуковой волны. Точка B движется в неподвижной системе координат со скоростью звуковой волны c , а точка A — со скоростью $u + c$. Скорость точки A относительно точки B равна u . Приблизительно можно считать, что разрыв наступает тогда, когда осуществляется ситуация изображения в нижней части ри-

* Образование горячей или холодной области может быть связано и с флуктуацией плотности на данной высоте.

сунка, т. е. когда точка A продвинется относительно точки B на расстояние $\lambda/4$. За это время, равное, скажем t , волна продвинется на расстояние L . Таким образом,

$$t = \frac{L}{c} = \frac{\lambda/4}{u}; \quad \lambda = ct_0; \quad u = \sqrt{\frac{F}{\rho c}}.$$

Следовательно,

$$L = \frac{t_0 c^{3/2} \rho^{1/2}}{4 F^{1/2}} = 2,5 \frac{k^{3/2} T^{5/4}}{F^{1/2} m_H^{3/4}} N^{1/2}.$$

Полагая $T = 5 \cdot 10^3$ и $F = 5 \cdot 10^4$, получим $L \approx 5 N^{1/2}$. Таким образом, уже в самых нижних частях хромосферы, где $N = 10^{14}$, $L \approx 5 \cdot 10^7$, т. е. на протяжении всего в 500 км пути, звуковая волна переходит в ударную.

Формулы для ударной волны слабой интенсивности нельзя применять, если $u > c$. Если $\frac{u}{c}$ становится в несколько раз больше единицы, ударную волну следует рассматривать как сильную; она, как известно, затухает сильнее, чем ударная волна слабой интенсивности.

Значение $u \approx c$ достигается при плотности ρ , определяемой из соотношения $\frac{u}{c} = \left(\frac{F}{\rho c^3}\right)^{1/2} = 1$, т. е. когда

$$\rho \sim \frac{F}{c^3} \quad \text{и} \quad N = \frac{5 \cdot 10^4 m^{1/2}}{k^{3/2} T^{3/2}}.$$

Для более высоких слоев хромосферы $T \approx 2 \cdot 10^4$, так что разрыв становится большим при $N \approx 10^{10}$, т. е. выше скачка температуры.

Так как на высотах, где $N = 10^{10}$, плотность в хромосфере меняется с высотой очень медленно, то u должно стать в несколько раз больше c на довольно большой высоте. Поэтому рассмотрение, приведенное в настоящей работе, может оказаться справедливым и для больших высот. Возможно, что магнитное поле также замедляет образование сильных разрывов.

Исследуем вопрос о зависимости плотности от высоты. Для слоев с постоянной температурой градиенты плотности должны быть в случае $T = 5000^\circ$ и ионизованной среды (нижняя хромосфера)

$$\beta_1 = \frac{\nu g}{RT} = \frac{g}{RT(1+x)} \approx 6,56 \cdot 10^{-8}, \quad (23)$$

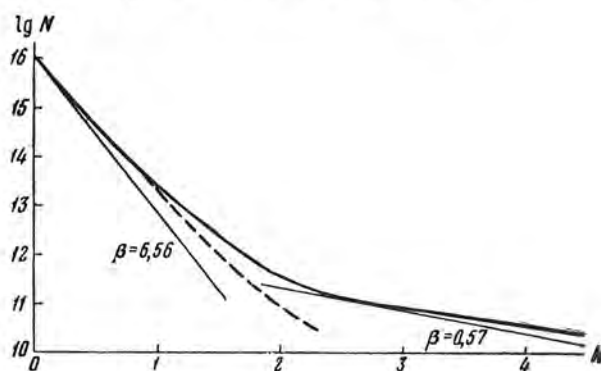
а для случая $T = 19\,000^\circ$ и полной ионизации $\beta_2 = 0,87 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$.

В связи с тем, что с увеличением высоты увеличивается относительное количество горячих областей, должен наблюдаться плавный переход величины градиента плотности β от больших значений к меньшим. На фиг. 5 показан наблюдаемый ход плотности по данным Ван де Холста [25] и проведены прямые с наклоном $6,56 \cdot 10^{-8}$ и $0,57 \cdot 10^{-8}$. Для холодных областей хромосферы теоретическая зависимость плотности от высоты (пунктир

на фиг. 5) построена с помощью фиг. 4 и численного интегрирования уравнения гидростатического равновесия:

$$h_2 - h_1 = \frac{R}{g} (1 + x) \int_{N_1}^{N_2} \frac{T(N)}{N} dN. \quad (24)$$

За начальную точку принято значение $N = 10^{13.4}$ на высоте $h = 1000$ км [25]. Как и следовало ожидать, эта зависимость спадает круче наблюдаемой кривой, что связано, как указывалось выше, с увеличением относительного количества горячих областей с высотой.



Фиг. 5. Зависимость плотности от высоты в хромосфере.

Сплошная линия — по данным Ван де Холста [25], пунктирная — согласно расчетам настоящей работы для холодных областей хромосферы. Проведены прямые с наклоном, соответствующим $\beta = 6,56$ и $0,57$.

Необходимо учесть также обусловленную звуковыми волнами возможную поддержку хромосферы.

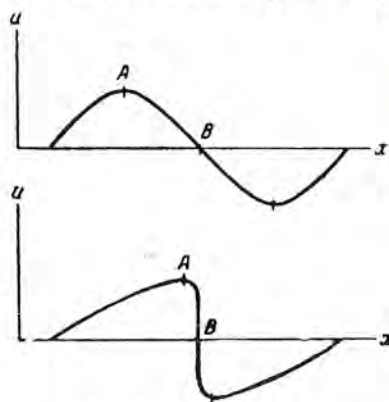
Уравнение гидростатического равновесия имеет в этом случае вид:

$$dp + d(\rho u^2) = \rho g dh, \quad (25)$$

где $u = \left(\frac{F}{\rho c}\right)^{1/2}$ — скорость вещества в звуковых волнах. Спектроскопически эта величина проявляется так же, как и турбулентная скорость: вызывает расширение линий. Вопрос о турбулентности в хромосфере исследовался А. Б. Северным [28] и приме-



Фиг. 6. Форма ударной волны; t_0 — промежуток времени между прохождением фронтов.



Фиг. 7. Превращение звуковой волны в ударную.

нительно к звуковым волнам — Унно и Кавабата [5]. Следует отметить только, что турбулентная скорость, наблюдаемая нами, спектроскопи-

чески не равна u (если u — скорость вещества сразу за фронтом волны), а есть усредненная величина, причем усредненная как по времени, так и по направлениям, т. е. должна быть в несколько раз меньше u [3]. Величина u резко растет с высотой из-за падения плотности ρ и достигает 10^6 см/сек.

Второй член правой части уравнения (25) можно представить как

$$d\left(\frac{F}{c}\right) = \frac{c dF - F dc}{c^2}. \quad (26)$$

Тогда

$$\frac{dp}{dh} + \frac{1}{c} \frac{dF}{dh} - \frac{F}{c^2} \frac{dc}{dh} = \rho g. \quad (27)$$

Сравним отдельные члены левой части этого уравнения:

$$\frac{F}{c^2} \frac{dc}{dh} \approx \frac{5 \cdot 10^4}{10^{12}} \frac{10^4}{10^8} \sim 5 \cdot 10^{-12}, \quad \frac{1}{c} \frac{dF}{dh} = \frac{K}{c} = \frac{10^{-8}}{10^6} \sim 10^{-14},$$

$$\text{а } \frac{dp}{dh} = \frac{2kTdN}{dh} = 2kTN\beta,$$

т. е. везде в нижней хромосфере $dp/dh > 10^{-10}$. Следовательно, затухание звуковых волн в нижней хромосфере не вызывает заметного изменения градиента плотности. В верхней части хромосферы поддержка звуковыми волнами становится, по-видимому, существенной, особенно в области скачка температуры (член с $\frac{dc}{dh}$).

Вопрос о распространении ударных волн в присутствии магнитного поля и о диссипации их при наличии магнитного поля должен быть рассмотрен особо. Сделанные оценки показывают, однако, что наличие магнитного поля в невозмущенной хромосфере не изменит существенно образом результатов, полученных в данной работе.

Некоторое подтверждение сделанных в настоящей работе допущений можно получить, если сравнить наблюдаемый выход энергии в H_α [27, 29] с тем, что должно было бы наблюдаться согласно нашим расчетам. Нами получено, например, что на высоте 1500 км величина $T \approx 5200^\circ$ и излучение в H_α в расчете на 1 г вещества составляет (табл. 1):

$$\mathcal{E} = 2 \cdot 10^9 \text{ эрг/г} \cdot \text{сек}. \quad (28)$$

Абсолютная фотометрия хромосферных линий, проведенная Вязаницыным [27, 29], дает для полного излучения в H_α на высоте $h = 1500$ км величину $\lg \mathcal{E}(h) = 15,5$ и градиент $\beta \cdot 10^{-8}$.

Решая уравнение Абеля [26], можно получить, что излучение 1 см³ на высоте 1500 км составляет:

$$j(h) = \frac{E(h)\beta^{1/2}}{\sqrt{2\pi R_\odot}} \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^3 \text{сек},$$

что в пересчете на 1 г (концентрация атомов водорода на этой высоте $N = 12,0$ определяется по фиг. 5) дает

$$E \approx 3 \cdot 10^9 \text{ эрг/г} \cdot \text{сек}. \quad (29)$$

Значение (29) находится в неплохом согласии со значением (28).

Резюмируя все сказанное выше и опуская детали, можно составить следующее схематическое представление о строении хромосферы и о причинах ее образования. Представим себе Солнце, не обладающее ни конвективной зоной, ни хромосферой, ни короной. Если в некоторый момент началась конвекция, то с неизбежностью должны появиться хромосфера и корона — именно такие, которые действительно наблюдаются. В самом деле, в верхней части конвективной зоны в результате рассеяния конвективных ячеек начнутся турбулентные движения, которые в свою очередь вызывают образование сжатий и разрежений и, следовательно, генерацию звуковых волн. В фотосферных слоях эти волны не испытывают диссипации и распространяются вверх. При подъеме волны очень быстро превращаются в слабые ударные волны. Лишь там, где плотность становится достаточно малой, волны диссипируют, и выделяющаяся энергия обеспечивает повышение температуры, что в свою очередь уменьшает градиент плотности. Разогрев и уменьшение градиента плотности будут происходить до тех пор, пока не установятся такие температуры и плотность, при которых наступит баланс между выделяющейся энергией и энергией, уносимой излучением. Такой баланс обеспечивается на разных высотах разными механизмами высвечивания. В нижних слоях — это свечение водорода, выше — свечение ионизованного гелия и, наконец, в короне — свечение высокоионизованных атомов различных металлов, рекомбинационное свечение водорода и ионизованного гелия и «испарение» частиц из короны [32]. Наибольшее выделение энергии происходит в короне, где в связи с падением плотности и повышением температуры длина свободного пробега частиц становится сравнимой с длиной звуковой волны (расстоянием между фронтами для ударной волны). На этой высоте волны сжатия диссипируют нацело, и в более высоких слоях температура короны поддерживается только за счет теплопроводности. Таким образом, корона греется не хромосферой, как считают некоторые авторы, а непосредственно*. Более того, часть энергии, выделяющейся в короне, передается в верхнюю хромосферу.

Если изложенные представления правильны, то вся структура хромосферы и короны определяется в основном значениями только одного параметра — величины потока энергии, несомого звуковыми (ударными) волнами. Детали структуры зависят, конечно, от частоты волн, от величины напряженности поля и т. п. Использованное здесь значение потока энергии F и величины, полученные для хромосферы, являются, конечно, только ориентировочными. Имеющиеся данные о механизмах охлаждения хромосферы, о коэффициентах поглощения, о потоке энергии и т. д. могут быть использованы для создания общего схематического представления о хромосфере, но модель хромосферы может быть построена только на основании непосредственных наблюдений.

В заключение выражаю благодарность чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за полезное обсуждение рукописи.

Август 1958 г.

* Примечание при корректуре. По этому поводу см. также статью Паркера (Parker, *Ap. J.*, 128, 677, 1958).

Л и т е р а т у р а

1. Biermann. *Zs. f. Ap.*, 25, 161, 1948.
2. M. Schwarzschild. *Ap. J.*, 107, 1, 1948.
3. E. Schatzman. *Ann. d'Ap.*, 12, 203, 1949.
4. S. R. Brinkley a. J. G. Kirkwood. *Phys. Rev.*, 71, 606, 1947.
5. W. Unno a. K. Kawabata. *Publ. Astr. Soc. of Japan*, 7, 21, 1955.
6. J. Proudman. *Proc. Roy. Soc., A*, 214, 119, 1952.
7. M. J. Lighthill. *Proc. Roy. Soc., A*, 211, 564, 1952.
8. E. Vitense. *Zs. f. Ap.*, 32, 135, 1953.
9. M. J. Lighthill. *Proc. Roy. Soc., A*, 222, 1, 1954.
10. J. H. Piddington. *M. N.*, 116, 341, 1956.
11. В. Р. Мустель. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 13, 26, 1955.
12. Э. А. Крат. *Докл. АН СССР*, 106, 619, 1956.
13. L. Woltjer. *B. A. N.*, 12, № 454, 165, 1954.
14. R. G. Giovanelli. *M. N.*, 109, 298, 1949.
15. R. G. Athay a. D. H. Menzel. *Ap. J.*, 123, 285, 1956.
16. R. G. Athay a. R. N. Thomas. *Ap. J.*, 123, 299, 1956.
17. И. С. Шкловский и Э. Б. Кононович. *Астр. журн.*, 35, 37, 1958.
18. J. H. Piddington. *Ap. J.*, 119, 531, 1954.
19. С. А. Каплан и Н. С. Гонасюк. *Цирк. астр. обс. Львовского ун-та*, № 25, 5, 1953.
20. C. W. Allen. *Astrophysical Quantities*, Athlone press. London, 1955.
21. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. *Механика сплошных сред. ГТТИ*, 1953; § 77.
22. В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 21, 152, 1959.
23. R. N. Thomas. *Ap. J.*, 108, 142, 1948; *Ap. J.*, 109, 481, 1948.
24. R. v. d. R. Woolley a. C. W. Allen. *M. N.*, 110, 358, 1950.
25. Х. К. Ванде Холст. *Хромосфера и корона* в кн. «Солнце» под ред. Д. Койпера. ИЛ, 1957.
26. В. А. Амбарцумян и др. *Теоретическая астрофизика. ГТТИ*, 1952, стр. 355.
27. В. П. Вязаницын. *Изв. ГАО*, 18, № 147, 19, 1951.
28. А. Е. Северный. *Докл. АН СССР*, 58, 1647, 1947.
29. В. П. Вязаницын. *Изв. ГАО*, 19, № 149, 40, 1952.
30. Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц. *Механика сплошных сред. ГТТИ*, 1953, § 83.
31. Т. В. Крат. *Изв. ГАО*, 152, 20, 1954.
32. С. Б. Пикельнер. *Докл. АН СССР*, 75, 255, 1950.
33. Н. В. Стешенко. *Сб. Полные солнечные затмения 1952 и 1954 гг.*, Изд-во АН СССР, 1958, стр. 29.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ЛИНИЙ СВИНЦА МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

М. З. Хохлов

Отношение сил осцилляторов линий свинца $\lambda\lambda$ 3683 и 3639 определено методом поглощения в лабораторной абсорбционной трубке ($f(3683)/f(3639) = 1,98 \pm 0,1$) и методом излучения по относительным интенсивностям линий в разряде в полном катоде ($f(3683)/f(3639) = 1,77 \pm 0,1$). Хорошее согласие результатов, полученных обоими методами, показывает, что отступления от равновесной населенности уровней ps^3P_0 и ps^3P_1 в полном катоде незначительны.

Исходя из значения силы осциллятора резонансной линии свинца λ 2833 $f = 0,6 \pm 0,1$ [2], найдены абсолютные значения сил осцилляторов для рассматриваемых линий: $f(3639) = 0,24$ и $f(3683) = 0,48$.

AN EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE OSCILLATOR STRENGTHS OF LEAD LINES BY THE ABSORPTION METHOD, by M. Z. Khokhlov.— The ratio of the oscillator strengths of the lead lines $\lambda\lambda$ 3683 and 3639 was determined by the absorption method with a laboratory absorption tube ($f(3683)/f(3639) = 1,98 \pm 0,1$) and by the emission method from the relative line intensities in the discharge in a hollow cathode ($f(3683)/f(3639) = 1,77 \pm 0,1$). The good agreement between the results obtained by both methods, shows that the deviations from an equilibrium population of the levels ps^3P_0 and ps^3P_1 in a hollow cathode are inconsiderable.

The value of the oscillator strength of the lead resonance line λ 2833 $f = 0,6 \pm 0,1$ [2], was used for determining the absolute values of the oscillator strengths of the considered lines: $f(3639) = 0,24$ and $f(3683) = 0,48$.

ВВЕДЕНИЕ

Использование разрядной трубки с полым катодом, как показано в предыдущей работе [1], является весьма эффективным методом исключения влияния реарбсорбции света при определении относительных сил осцилляторов для линий с низкорасположенными нижними и общим верхним уровнями. Это позволило, опираясь на найденное недавно значение силы осциллятора резонансной линии свинца λ 2833 [2], определить силы осцилляторов для двух наиболее интенсивных линий свинца в спектре Солнца $\lambda\lambda$ 3683 и 4057.

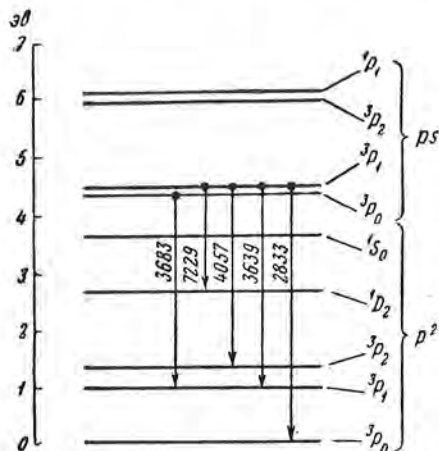
Основное значение при определении обилия свинца имеет величина силы осциллятора для линии λ 3683 (линия λ 4057 в спектре Солнца чрезвычайно сильно блендирована). Однако именно для этой линии верхний уровень, хотя и незначительно (на 0,04 эв), отличается от верхнего уровня

резонансной линии. Ряд косвенных соображений, приведенных в предыдущей работе, показывает, что отклонения от равновесной населенности для рассматриваемых уровней не должны быть велики. Все же, имея в виду неточность данных относительно эффективных сечений возбуждения и тушения и величины электронной температуры, наиболее надежным является экспериментальная проверка ранее полученных для линии λ 3683 результатов.

Мы остановились на независимом определении значения силы осцилляторов для этой линии по методу поглощения.

Из схемы термов Pb I (фиг. 1) видно, что в нашем случае для решения поставленной задачи достаточно определить обоими методами относительные величины сил осцилляторов линий свинца $\lambda\lambda$ 3683 и 3639. Сравнение результатов может тогда служить критерием равновесной населенности уровней ps^3P_0 и ps^3P_1 .

Поскольку линия λ 3639 имеет тот же верхний уровень, что и линии $\lambda\lambda$ 2833 и 4057, значения сил осцилляторов для которых известны, эти же измерения позволяют определить абсолютные значения сил осцилляторов для линий $\lambda\lambda$ 3639 и 3683.



Фиг. 1. Схема термов конфигураций p и ps Pb I. Переходы с уровней ps^3P и ps^1P_1 не показаны.

§ 1. ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ СВИНЦА $\lambda\lambda$ 3639 И 3683 В СПЕКТРЕ РАЗРЯДА В ПОЛОМ КАТОДЕ

Экспериментальная установка и методика измерений описана ранее [1]. В качестве спектра сравнения использовался спектр лампы накаливания с известной цветовой температурой.

Метод исключения самопоглощения был прежним. Определялась зависимость отношения интенсивностей рассматриваемых линий от силы разрядного тока (фиг. 2). При слабых токах (для He при токах, меньших 50 ma) отношение интенсивностей не зависит от тока, что указывает на отсутствие самопоглощения. Напомним, что концентрация паров свинца очень быстро падает с уменьшением тока.

Интересно отметить, что в аргоне, где самопоглощение не устранено, соотношение интенсивностей обратно найденному при слабых токах в гелии.

По пластинкам, полученным для разряда в He, отношение интенсивностей рассматриваемых линий

$$I(3683)/I(3639) = 1,68 \pm 0,1. \quad (1)$$

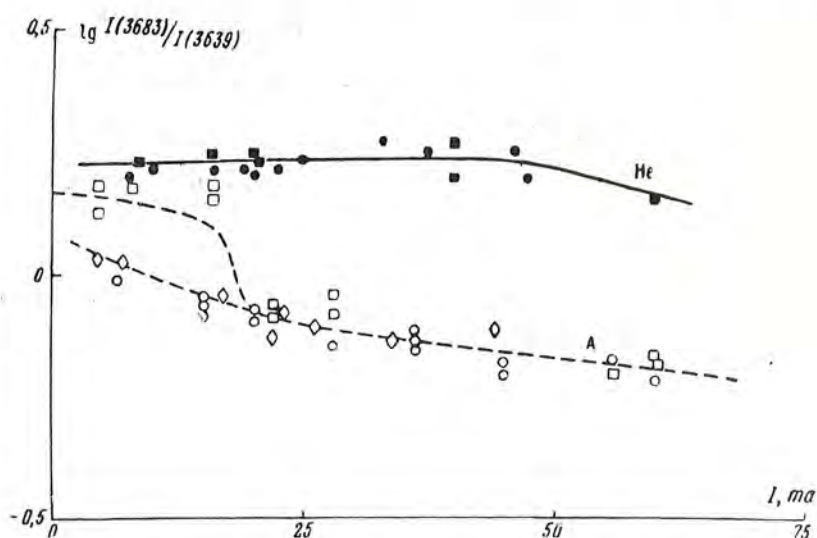
Используя известное соотношение между интенсивностью и силой осциллятора

$$f \propto \frac{I \lambda^3}{g_k}, \quad (2)$$

где g_k — статистический вес нижнего уровня, и принимая, что заселенность уровней ps^3P_0 и ps^3P_1 соответствует равновесной, найдем

$$f(3683)/f(3639) = 1,77 \pm 0,1. \quad (3)$$

Полученную величину следует сравнить с величиной, найденной по эквивалентным ширинам линий поглощения $\lambda\lambda 3639$ и 3683 (см. § 2).



Фиг. 2. Зависимость отношения интенсивностей линий свинца $\lambda\lambda 3683$ и 3639 от силы разрядного тока в полном катоде.

Исходя из значения $f(3683) = 0,43$ [1],

$$f(3639) = 0,24. \quad (4)$$

Возможная неточность значения $f(3683)$ в это определение не входит. Действительно, используемое значение $f(3683) = 0,43$ было получено в предыдущей работе по отношению интенсивностей линий $\lambda\lambda 3683$ и 2833 (резонансная линия). Таким образом, найденное выше значение $f(3639) = 0,24$ определено фактически по значению силы осциллятора для резонансной линии свинца ($f(2833) = 0,6 \pm 0,1$ [2]); $f(3683)$ — промежуточная величина, не входящая в окончательный результат.

Коэффициент поглощения в центре чисто доплеровской линии определяется выражением

$$k_0 = 1,16 \cdot 10^{-6} \lambda / \sqrt{\frac{\mu}{T}} \text{ см}^2, \quad (5)$$

где μ — молекулярный вес, T — температура. Для линии λ 3639, принимая найденное значение $f = 0,24$ и $T = 1000^\circ \text{ K}$, найдем

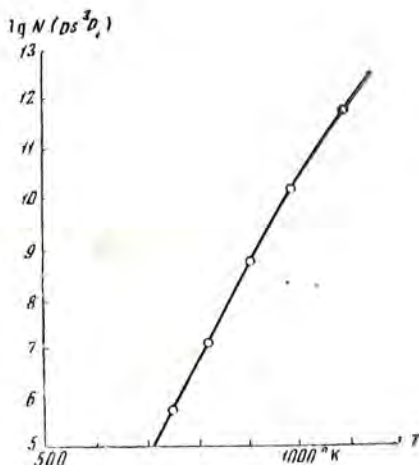
$$k_0 \cong 0,5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2.$$

Экспериментально сравнительно просто создать столб поглощающих паров свинца длиной около 10 см. Исходя из этого, найдем, что оптическая толщина $\tau \sim 1$ будет достигнута при концентрации поглощающих атомов $\sim 10^{10} \text{ 1/см}^3$.

На фиг. 3 приведены значения концентрации атомов свинца в состоянии $p^{23}\text{P}_1$ в предположении термодинамического равновесия и при условии, что пары свинца насыщены. Значения упругости насыщенного пара свинца взяты по таблицам [3]. Концентрация $\sim 10^{10} \text{ 1/см}^3$ достигается при температурах $\sim 1000^\circ \text{ K}$.

Обращает на себя внимание очень резкая зависимость концентрации поглощающих атомов от температуры. В нашем случае, поскольку речь идет об относительных значениях f для линий с общим нижним уровнем, точное определение температуры и ее постоянство вдоль луча зрения не существенны. Важно только, чтобы условия в экспериментальной трубке не менялись в течение экспозиции, что можно обеспечить использованием нагревательного элемента с большей тепловой инерцией и помещением в трубку достаточного количества свинца.

Схема экспериментальной установки показана на фиг. 4. Кварцевая трубка длиной около 1 м помещалась между источником непрерывного спектра и щелью спектрографа (см. ниже). Диаметр трубки 25 мм. С торцов трубка была снабжена плоскопараллельными кварцевыми окнами. В средней части трубки помещался железный цилиндр с лотком для свинца. Трубка подогревалась нихромовой спиралью в массивной асбестовой изоляции. С помощью термонары, помещенной в центре трубки, подбирался необходимый температурный режим и контролировалось его постоянство. Трубка могла откачиваться до давлений $\sim (1-5)10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$

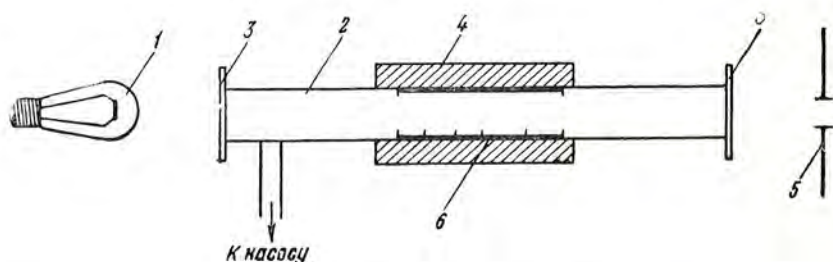


Фиг. 3. Зависимость концентрации поглощающих атомов свинца от температуры.

Доплеровская полуширина рассматриваемых линий свинца при $T = 1000^\circ \text{ K}$ составляет

$$\Delta\lambda_D = 4,3 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{\mu}} = 3,45 \text{ m}\text{\AA}. \quad (6)$$

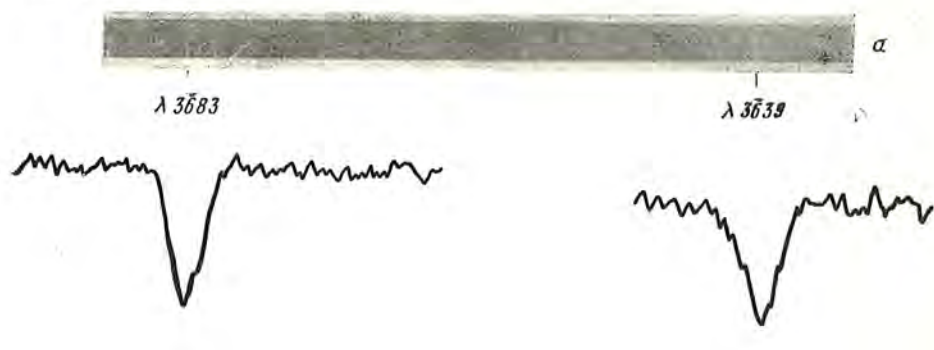
По кривой роста найдем, что при $\Delta\lambda_D = 3,45 \text{ m}\text{\AA}$ линейная часть кривой соответствует линиям с $W_\lambda < 2 \text{ m}\text{\AA}$ ($\tau \approx 0,2$). Если стремиться к использованию линейной части кривой, что в принципе обеспечивает наибольшую



Фиг. 4. Схема установки.

1 — лампа накаливания, 2 — кварцевая трубка с парами свинца, 3 — кварцевые окна, 4 — печь, 5 — щель спектрографа, 6 — железный цилиндр.

очность, необходимо располагать спектрографом с достаточно большой дисперсией. Мы имели возможность использовать первоклассный спектрограф Башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории.



Фиг. 5.

a — спектр поглощения свинца с дисперсией $0,52 \text{ Å/мм}$; б — микрофотограмма спектра.

Спектры поглощения свинца в области $\lambda 3630\text{--}3690$ были получены в третьем порядке дифракционного спектрографа с дисперсией $0,52 \text{ Å/мм}$.

При ширине щели $0,035 \text{ мм}$, что соответствует $1,5$ нормальным, и мощ-

пости лампы накаливания 1 квт, помещенной на расстоянии 1,5 м от щели спектрографа, что обеспечивало достаточно удовлетворительное заполнение решетки, экспозиции составляли около 45 мин. Использовались пластинки Ilford Zenith при стандартном режиме проявления.

Характеристические кривые строились по спектрам центра диска Солнца, снятым с той же экспозицией, что и спектр поглощения свинца. На фиг. 5 приведена одна из полученных спектрограмм. Небольшая асимметрия линии λ 3639 связана со сверхтонкой структурой.

Всего было обработано пять спектрограмм, полученных при различных температурах (в пределах $\sim 950-1050^\circ \text{K}$) паров свинца. Результаты измерения эквивалентных ширин приводятся в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

№	$W_{\lambda(3683)} \text{ mÅ}$	$W_{\lambda(3639)} \text{ mÅ}$	$f(3683)/f(3639)$	№	$W_{\lambda(3683)} \text{ mÅ}$	$W_{\lambda(3639)} \text{ mÅ}$	$f(3683)/f(3639)$
1	31,0	28,7	2,69	4	7,4	4,8	1,84
2	22,5	21,5	1,70	5	<4	<4	—
3	11,2	8,1	1,70				

Достаточно уверенно измеряются эквивалентные ширины, большие 4—5 mÅ, лежащие на переходной части кривой роста. Поскольку, однако, рассмотренные линии обладают неразрешенной сверхтонкой структурой *, непосредственно воспользоваться стандартными кривыми роста нельзя.

§ 3. КРИВЫЕ РОСТА ДЛЯ ЛИНИЙ СВИНЦА $\lambda\lambda$ 3639 И 3683. ОТНОШЕНИЕ СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

В случае использования лабораторной абсорбционной трубки принятых размеров переизлучение может не учитываться и кривая роста определяется выражением

$$W_{\lambda} = 2\Delta\lambda_D \int_{-8}^{+\infty} (1 - e^{-k(v)Nl}) dv, \quad (7)$$

где N — концентрация поглощающих атомов, l — длина столба паров, $k(v)$ — коэффициент поглощения на один атом, $v = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$. Для одиночной линии в случае совместного действия эффекта Доплера и затухания $k(v)$ определяются выражением:

$$k(v) = H\left(\frac{a}{2} v\right) = k_0 \frac{a}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + (v-y)^2}, \quad (8)$$

где $a/2 = \Delta\lambda_N/\Delta\lambda_D$ — есть отношение эффективной естественной полуширины линии к доплеровской полуширине. Значения $H(a, v)$ записаны [4].

* Расстояния между компонентами сверхтонкой структуры сравнимы с доплеровской полушириной линии.

Изотопный состав используемого нами свинца соответствует естественной смеси изотопов ($\text{Pb}^{204} - 1,54\%$, $\text{Pb}^{206} - 22,62\%$, $\text{Pb}^{207} - 22,62\%$ и $\text{Pb}^{208} - 53,22\%$). Сверхтонкой структурой обладает только нечетный изотоп Pb^{207} . Относительные интенсивности компонент сверхтонкой структуры определяются формулами, аналогичными формулам для интенсивности линий в мультиплете [5]. Линия $\lambda 3639$ изотопа Pb^{207} имеет четыре компонента с интенсивностями $5:1:1:2$, линия $\lambda 3683$ — две компоненты с интенсивностями $1:2$. Учитывая еще три линии четных изотопов, имеем в случае линии $\lambda 3639$ естественного свинца всего семь компонент, в случае линии $\lambda 3683$ — пять компонент.

Давление постороннего газа составляло не более $(1-5) \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., что соответствует концентрации частиц $\sim 10^{14} / \text{см}^3$. Эффективное сечение для возмущающих столкновений $\sim 10^{-15} / \text{см}^2$, скорость частиц $\sim 10^7$ см/сек. Отсюда число столкновений $\sim 10^6 - 10^7 / \text{сек}$, что много меньше постоянной затухания. Таким образом, контур одиночной линии определяется только естественным затуханием и эффектом Доплера. В этом случае

$$a = \frac{\gamma}{\Delta \omega_D} = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot \frac{\gamma}{\Delta \lambda_D}, \quad (9)$$

где γ — постоянная затухания. Нижние уровни рассматриваемых линий метастабильны, поэтому γ определяется практически суммой вероятностей переходов A_{ik} для переходов с верхних уровней:

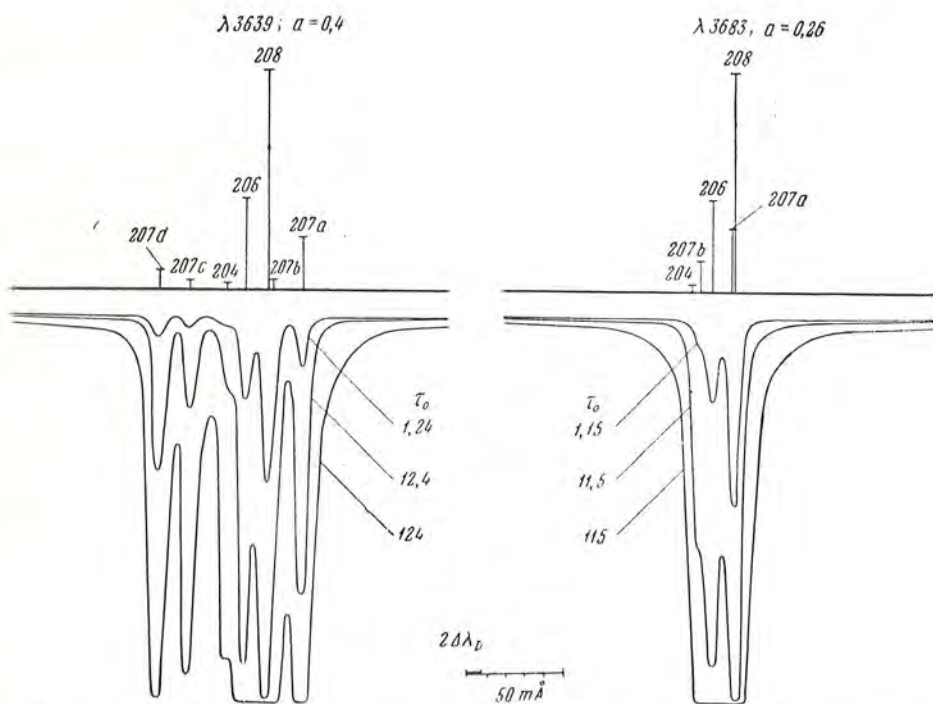
$$\gamma = 2 \sum A_{ik} = 1,32 \sum \frac{g_i}{g_k} f_{ik} \cdot \frac{1}{\lambda^2}. \quad (10)$$

С уровня ps^3P_0 начинается только линия $\lambda 3683$, с уровня ps^3P_1 — четыре линии $\lambda \lambda 7229, 4057, 3639, 2833$. В первом приближении для оценки величин a воспользуемся: для линий $\lambda \lambda 3683$ и 4057 значениями f_{ik} , найденными в предыдущей работе [1], для линии $\lambda 2833$ — значением f_{ik} согласно Энглеру [2]. Значение f_{ik} для линии $\lambda 3639$ было определено выше (§ 1). Что касается величины f_{ik} для инфракрасной линии свинца $\lambda 7229$, то эта линия запрещена и значение f_{ik} не может быть велико. По нашим измерениям f_{ik} для этой линии составляет $\sim 0,3$ [6].

Найденные по этим данным значения a для интересующих нас линий свинца приведены в табл. 2.

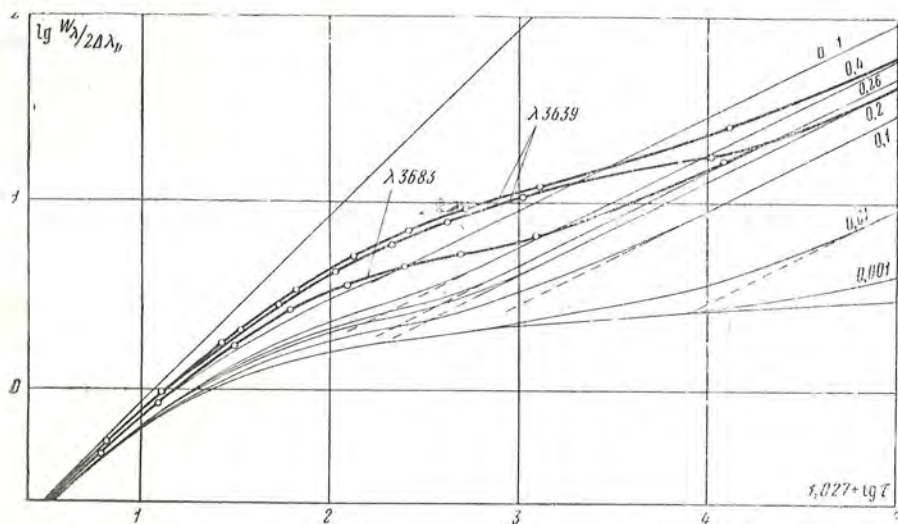
Таблица 2

Верхний уровень	λ	f_{ik}	g_i/g_k	$2A_{ik}$	γ	$\Delta \lambda_D, m\text{\AA}$ (1000° К)	a
ps^3P_0	3683	0,43	3	$1,25 \cdot 10^9$	$1,25 \cdot 10^9$	3,46	0,26
ps^3P_1	2833	0,6	1/3	$0,33 \cdot 10^9$	$1,92 \cdot 10^9$	2,64	0,20
ps^3P_1	3639	0,24	1	$0,24 \cdot 10^9$	$1,92 \cdot 10^9$	3,42	0,4
ps^3P_1	4057	0,92	5/3	$1,228 \cdot 10^9$	$1,92 \cdot 10^9$	3,82	0,29
ps^3P_1	7229	0,3	5/3	$0,124 \cdot 10^9$	$1,92 \cdot 10^9$	6,8	0,52



Фиг. 6. Расчетные контуры линий поглощения свинца $\lambda\lambda$ 3683 и 3639 с учетом сверхтонкой структуры.

τ_0 — оптическая толщина в центре одиночной чисто доплеровской линии с интенсивностью, равной суммарной интенсивности отдельных компонент.



Фиг. 7. Кривые роста для линий свинца с учетом сверхтонкой структуры.

В случае изотопа Pb^{207} верхние уровни линий $\lambda\lambda 3639$ и 3683 расщепляются на два подуровня. Время жизни для этих подуровней, как легко показать, одинаково и совпадает с временем жизни для нерасщепленных уровней четных изотопов. Таким образом, при построении кривой роста для всех компонент сверхтонкой структуры данной линии можно пользоваться приведенными в таблице значениями a .

Взаимное расположение компонент сверхтонкой структуры можно рассчитать по имеющимся экспериментальным данным [7]. Контур отдельной компоненты для оптически тонкого слоя определяется выражением (8). По этим данным были построены контуры линий поглощения для различных оптических толщ, численным интегрированием вычислены их эквивалентные ширины и построены кривые роста (фиг. 6, 7).

Для сравнения приведены стандартные кривые роста для тех же значений a . При малых и больших оптических толщах кривые, как и следует ожидать, совпадают. В переходной части кривые для линий свинца идут значительно выше стандартных кривых. Расхождения тем больше, чем более развита сверхтонкая структура. Зависимость от величины параметра a значительно слабее, как это видно из сравнения кривых для линий $\lambda 3639$ с $a=0,2$ и $0,4$. Пологая часть кривой роста ($\lg W_\lambda/2\Delta\lambda_D \propto \sqrt{\lg \tau}$) начинается при больших эквивалентных ширинах.

Используя кривые роста для линий свинца с $a = 0,4$ (в случае линии $\lambda 3683$) и $a = 0,26$ (в случае линии $\lambda 3639$) и найденные значения эквивалентных ширин (см. табл. 1), для отношения сил осцилляторов рассматриваемых линий найдем значения, приведенные в последнем столбце табл. 1. За исключением значения, найденного по первой пластинке (в этом случае эквивалентные ширины попадают на пологую часть кривых роста, где ошибки определения сил осцилляторов возрастают и имеет также место более сильная зависимость результатов от выбора значений параметра a), результаты, полученные по различным пластинкам, хорошо согласуются между собой. Среднее по всем пластинкам $f(3683)/f(3639) = 1,98$ с точностью до 10% совпадает с ранее найденным по относительным интенсивностям линий свинца в разряде в полном катоде значением 1,77. По-видимому, согласие еще лучше, так как значение, полученное по первой пластинке, следовало бы при усреднении взять с меньшим весом.

Используя найденное выше значение $f(3639) = 0,24$, для силы осциллятора линии свинца $\lambda 3683$, найдем

$$f(3683) = 1,98 \times 0,24 = 0,48,$$

что хорошо согласуется с ранее использованным нами значением $f = 0,43$. Хорошее согласие результатов, полученных различными методами, показывает также, что отступления от равновесной заселенности уровней ps^3P_0 и ps^3P_1 в разряде в полном катоде незначительны.

В заключение автор приносит благодарность К. Л. Лянзуриди и Е. И. Лиморенко за помощь в работе.

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. М. З. Х о х л о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., **21**, 103, 1959.
 2. H. D. E n g l e r. Zs. f. Phys., **144**, 343, 1956.
 3. Smitsonian Physical Tables, 1956; стр. 366.
 4. Д. Г а р р и с. Статья в сб. «Современные проблемы астрофизики и физики Солнца». ИЛ, 1951.
 5. С. Э. Ф р и ш. Спектроскопическое определение ядерных моментов. ОГИЗ, 1948.
 6. М. З. Х о х л о в. Наст. том, стр. 128.
 7. L a n d o l t - B ö r n s t e i n Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik, Sechste Aufgabe, B. I, T. 5, S. 60.
-

ОЦЕНКА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ СОДЕРЖАНИЯ СВИНЦА В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА ПО ИНФРАКРАСНОЙ ЛИНИИ СВИНЦА λ 7229

М. З. Хохлов

По спектру свинца с дисперсией $0,413 \text{ \AA/мм}$, полученному в третьем порядке дифракционного спектрографа Башенного солнечного телескопа, определена длина волны инфракрасной линии свинца λ 7229. В качестве опорных использованы длины волн четырех атмосферных линий в спектре Солнца. Найденное значение λ $7229,0085 \pm \pm 0,004$ хорошо согласуется со значением, полученным Гейселером и Гротрианом, — λ 7228,974 [3], заметно отличаясь от значения, приводимого Гаррисоном, — λ 7229,11 [4], близкого к длине волны неотожествленной солнечной линии λ 7229,133.

Экспериментально определено значение силы осциллятора для рассматриваемой линии $f(7229) \approx 0,3$, и оценена верхняя граница содержания свинца в атмосфере Солнца — $N(\text{Pb}) < 14 \cdot 10^{12} \text{ атомов/г}$, что хорошо согласуется с содержанием свинца, определенным по ультрафиолетовым линиям [1], — $N(\text{Pb}) = 7 \cdot 10^{12} \text{ атомов/г}$.

AN ESTIMATE OF THE UPPER LIMIT OF THE LEAD CONTENT IN THE SOLAR ATMOSPHERE FROM THE INFRARED LEAD LINE λ 7229, by M. Z. Kholov. — The wavelength of the infrared lead line λ 7229 was determined using the lead spectrum (dispersion $0,413 \text{ \AA/mm}$) formed in the third order of the diffraction spectrograph of the large solar telescope. The measurements were referred to the wavelengths of four atmospheric lines in the solar spectrum. The derived value, λ $7229,0085 \pm 0,004$, is in good agreement with the value found by Geisler and Grotrian — λ 7228,974 [3], and differs considerably from that given by Harrison — λ 7229,11 [4] which is close to the wavelength of the unidentified solar line λ 7229,133.

The oscillator strength of the considered line was determined experimentally, $f(7229) \approx 0,3$, and the upper limit of the lead abundance in the solar atmosphere estimated, $N(\text{Pb}) < 14 \cdot 10^{12} \text{ atoms/gramm}$. This is in good agreement with that obtained from the ultraviolet lines [1] — $N(\text{Pb}) = 7 \cdot 10^{12} \text{ atoms/gramm}$.

§ 1. ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ ЛИНИИ

Оценка содержания свинца в атмосфере Солнца по инфракрасной линии свинца λ 7229 может служить проверкой ранее полученных данных [1].

Инфракрасная линия свинца в спектре Солнца не отождествлена. Можно привести ряд соображений, указывающих на возможность наблюдения этой линии в виде слабой линии фраунгоферова спектра с эквивалентной шириной в несколько миллиангстрем. Так, в каталоге Роуленда упоминается слабая линия свинца λ 3572 (сильно блендирована), имеющая тот

же нижний уровень $p^2\ ^1D_2$, что и линия $\lambda 7229$. Поскольку эквивалентные ширины пропорциональны квадрату длины волны, линия $\lambda 7229$ также должна наблюдаться в спектре Солнца, если только сила осциллятора для этой линии не слишком мала.

Согласно таблицам мультиплетов Мур [2], значение длины волны инфракрасной линии свинца по измерениям Гейселера и Гротриана [3]

$$\lambda = 7228,974 \text{ \AA}. \quad (1)$$

В таблицах спектральных линий Гаррисона [4] приводится значение

$$\lambda = 7229,11 \text{ \AA}. \quad (2)$$

Наконец, по неопубликованным данным Меггерса * длина волны этой линии

$$\lambda = 7229,00 \text{ \AA}. \quad (3)$$

С другой стороны, в спектре Солнца в рассматриваемой области длин волн имеется неотожествленная линия с длиной волны

$$\lambda = 7229,133 \text{ \AA}. \quad (4)$$

Длина волны этой линии с достаточной для отождествления точностью близка к значению, приведенному у Гаррисона. Однако из-за значительных расхождений в лабораторных данных провести отождествление линии затруднительно.

Точность измерения длин волн солнечных линий в инфракрасной области спектра значительно превосходит точность лабораторных измерений [5]. Поэтому представляется целесообразным непосредственно сравнить длину волны свинца в инфракрасной области с длиной волны неотожествленной солнечной линии.

С этой целью в третьем порядке дифракционного спектрографа Башенного солнечного телескопа были получены спектры свинца с дисперсией $0,413 \text{ \AA/мм}$ (фиг. 1). Спектр возбуждался в дуге переменного тока, один из электродов которой был изготовлен в виде полого стального цилиндра, заполненного свинцом. При разрядном токе $6-7 \text{ а}$ экспозиции на пластинках Infrarot 720 составляли $5-10 \text{ мин}$.

В качестве опорных линий использовались четыре атмосферные линии в спектре Солнца ($\lambda\lambda 7232,915, 7232,253, 7227,507$ и $7223,652$ по каталогу Роуланда), снятого на той же пластинке, что и спектр свинца, без перемещения кассеты.

Было обработано три спектра. Измерения дали следующий результат. Длина волны инфракрасной линии свинца в системе длин волн каталога Роуланда, т. е. в системе $\text{\AA} 1922 \text{ г.}$, равняется

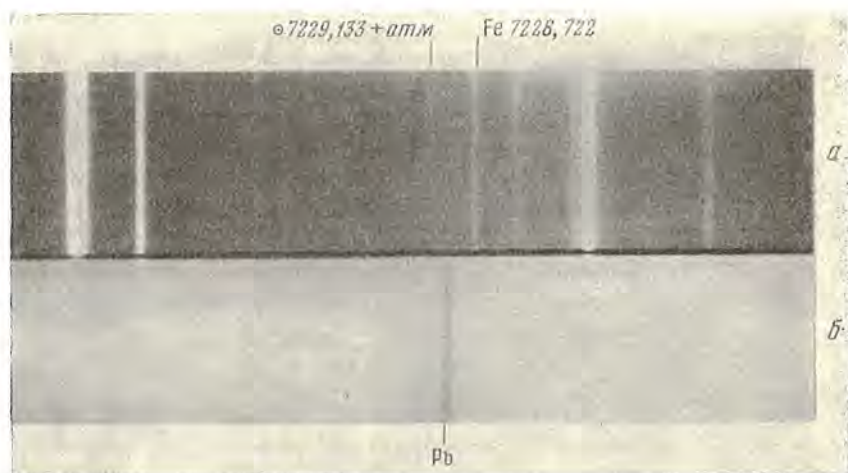
$$7229,0085 \pm 0,004 \text{ \AA}. \quad (5)$$

Найденное значение может включать небольшую систематическую ошибку, связанную со сдвигом линии свинца в дуге из-за эффектов давле-

* Эти данные любезно сообщила нам Ш. Э. Мур.

ния (использовалась дуга, горящая при атмосферном давлении). Известно, однако, что сдвиг спектральной линии вследствие эффекта давления всегда меньше полуширины линии из-за той же причины [6,7].

Ширина линии свинца на приведенной спектрограмме составляет $0,11 \text{ \AA}$ при ширине щели спектрографа $0,04 \text{ \AA}$. Отсюда следует, что сдвиг линии не превосходит $0,035 \text{ \AA}$.



Фиг. 1.

a — спектр центра диска Солнца и *б* — спектр свинца, полученные с дисперсией $0,413 \text{ \AA / мм}$ в третьем порядке дифракционного спектрографа БСТ.

Найденное значение длины волны инфракрасной линии свинца хорошо согласуется со значениями, полученными Гейселером и Гротрианом ($7228,974$) и Меггерсом ($7229,00$), и значительно хуже со значением, приводимым Гаррисоном ($7229,11$).

Поправка для перехода к принятой в настоящее время системе длин волн $1 \text{ \AA}$ 1928 г. составляет для рассматриваемой области спектра $\sim -0,018 \text{ \AA}$ [8].

Из сравнения найденной длины волны инфракрасной линии свинца и длины волны солнечной линии $\lambda 7229,133 \text{ \AA}$ очевидно, что эти линии не могут быть отождествлены. Это согласуется с заключением Мур [9] об отсутствии инфракрасной линии свинца в спектре Солнца.

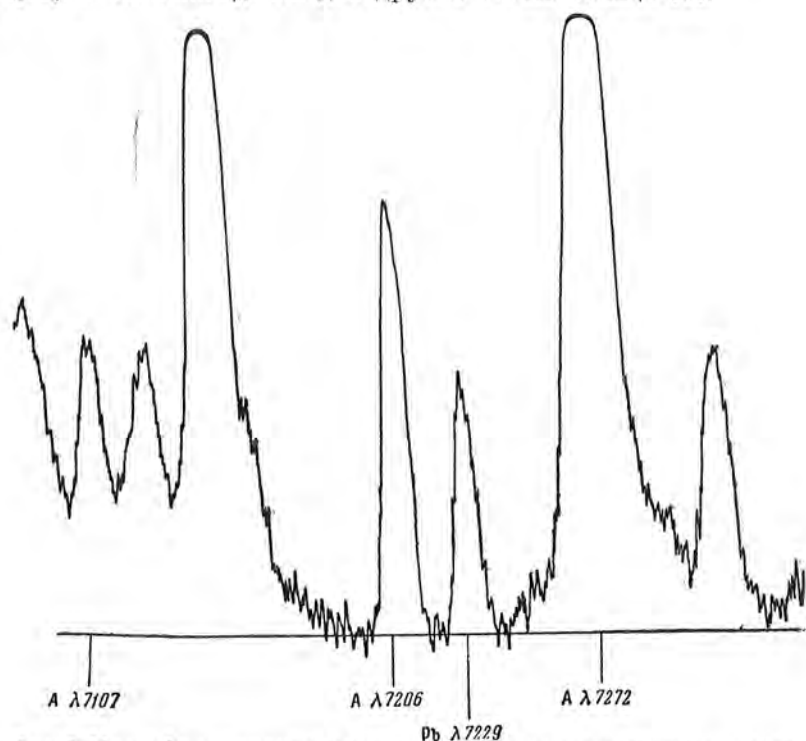
По-видимому (имея в виду изображения, приведенные вначале), эквивалентная ширина этой линии лежит не намного ниже предела обнаружения при хороших наблюдательных средствах ($\sim 2 \text{ m\AA}$). Поэтому верхняя граница содержания свинца, оцененная по линии $\lambda 7229$, должна быть близка к истинному значению содержания свинца в атмосфере Солнца.

§ 2. СИЛА ОСЦИЛЛЯТОРА ЛИНИИ $\lambda 7229 \text{ Pb I}$. ОЦЕНКА СОДЕРЖАНИЯ СВИНЦА

Силу осциллятора для линии свинца $\lambda 7229$ мы определили экспериментально путем сравнения интенсивности этой линии с интенсивностью линии $\lambda 4057$, имеющей с линией $\lambda 7229$ общий верхний уровень.

Спектр свинца возбуждался в разряде в полном катоде. Экспериментальная установка описана в предыдущей работе [1]. Спектрограммы калибровались по эталонной лампе накаливания с известной цветовой температурой.

При работе с инфракрасной линией возникают дополнительные трудности, связанные с относительно малой чувствительностью инфракрасных пластинок в этой области спектра. Использовались пластинки Infrarot 720. В области λ 7229 их чувствительность в несколько десятков раз меньше, чем в области λ 4057. Оказалось, что даже при экспозициях около десяти часов почернения линии λ 7229 не превосходили $\sim 0,15$. Поэтому точность определения силы осциллятора оказалась заметно ниже ($\sim 0,2$ в логарифме величины), чем для других линий свинца [1].

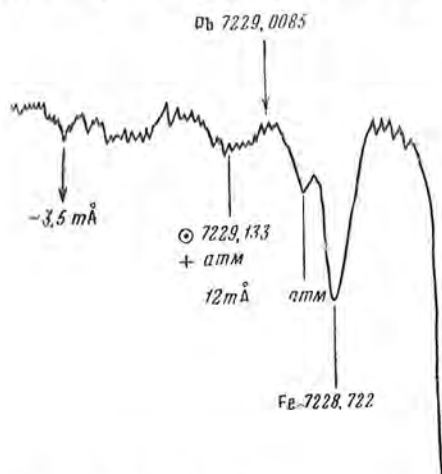


Фиг. 2. Микрофотограмма участка спектра свинца при разряде в полном катоде в аргоне.

Микрофотограмма участка спектра вблизи λ 7229 приведена на фиг. 2. Были отобраны и обработаны две наилучшие из пяти полученных пластинок, по которым были найдены следующие значения для силы осциллятора инфракрасной линии свинца (сила осциллятора для линии λ 4057 принята равной 0,92 согласно [1]): по пластинке № 1 — $f = 0,35$, по пластинке № 2 — $f = 0,25$.

Линия λ 7229 принадлежит к запрещенному переходу $ps^3P_1 - p^2\ ^1D_2$. Однако значение силы осциллятора оказывается довольно большим. Это согласуется с тем, что в случае тяжелых элементов отступления от LS и JJ связи могут быть довольно значительными и правила запрета нарушаются.

Оценим, исходя из полученных выше данных, верхнюю границу содержания свинца в атмосфере Солнца. На фиг. 3 приведена микрофотограмма участка спектра вблизи λ 7229, полученного в третьем порядке дифракционного спектрографа Башенного солнечного телескопа с дисперсией 0,413 Å/мм.



Фиг. 3. Микрофотограмма участка спектра Солнца вблизи λ 7229.

Стрелкой указано положение линии λ 7229,0085. Воспользуемся выражением для эквивалентной ширины слабой линии в модели Милна — Эддингтона [10].

$$W_{\lambda} = 0,464 \eta = 0,464 \frac{1}{k_{\nu}} \cdot \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 N f = 2,14 \cdot 10^{-10} \frac{N f}{k_{\nu}} \text{ мÅ.} \quad (6)$$

Принимая $f = 0,3$ и $W_{\lambda} < 2 \text{ мÅ}$, для числа поглощающих атомов на грамм вещества получим

$$N_{\text{погл}} < 3,12 \cdot 10^{10} k_{\nu} \text{ атомов/г.}$$

Для коэффициента непрерывного поглощения k_{ν} , согласно Чандрасекхару и Мюнху [11], найдем $k_{\nu} = 0,23$ (для $\tau = 0,24$).

Тогда

$$N_{\text{погл}} < 7,2 \cdot 10^9 \text{ атомов/г.} \quad (7)$$

Учет ионизации и возбуждения приводит для отношения полного числа атомов свинца к числу поглощающих в состоянии $p^2^1D_2$ к величине $Z = 2 \cdot 10^3$ ($\tau = 0,24$). Отсюда для числа атомов свинца на грамм вещества в солнечной атмосфере найдем:

$$N(\text{Pb}) < 14 \cdot 10^{12} \text{ атомов/г.} \quad (8)$$

Полученная величина находится в хорошем согласии со значением, найденным нами ранее по ультрафиолетовым линиям свинца $\lambda\lambda$ 3683 и 4057 [1]:

$$N(\text{Pb}) = 7 \cdot 10^{12} \text{ атомов/г.} \quad (9)$$

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. М. З. Хохлов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 21, 103, 1959.
2. С. Е. Moore. Revised Multiplet Table (Princeton Obs. Contr., № 20, 1945).
3. H. Geiseler, W. Grotrian. Zs. f. Phys., 34, 374, 1925.

4. G. R. Harrison, Wavelength tables. Publ. MIT. New-York, London.
 5. Ш. Э. Мур. Статья в кн. «Солнце». ИЛ, 1957.
 6. А. Унзольд. Статья в сб. «Современные проблемы астрофизики и физики Солнца». ИЛ, 1951.
 7. Л. А. Вайнштейн и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 22, 718, 1958.
 8. Trans. IAU, 7, 151, 1950.
 9. Ш. Э. Мур. Частное сообщение.
 10. G. J. Greenstein. Ap. J., 113, 536, 1951.
 11. S. Chandrasekhar, G. Münch. Ap. J., 104, 446, 1946.
-

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СПЕКТРОКОМПАРАТОР

А. В. Брунс, В. Бумба

Фотоэлектрический компаратор — прибор, позволяющий с большой точностью определять положение спектральной линии на спектрограмме.

Особенностью прибора является наведение на линию не по максимуму почернения, а по оси симметрии крыльев линии, определяемой путем фотометрирования световых потоков, прошедших через различные участки спектрограммы. Световые потоки через оба крыла линии направляются на один и тот же фотоумножитель. Они попеременно перекрываются модулятором. Отсутствие тока на выходе усилителя фототоков служит указанием фотометрического равенства крыльев линии.

Точность, обеспечиваемая прибором, на порядок выше, чем при измерениях на визуальных микроскопах — компараторах.

A PHOTOELECTRIC SPECTROCOMPARATOR, by *A. V. Bruns, V. Bumba*.— The photoelectric comparator is an instrument which permits the determination of the position of a spectral line on a spectrogram with a high degree of precision.

A special feature of the instrument is that the setting on the line is not made according to maximum intensity, but to the axis of symmetry of the wings of the line. The latter is found by photometry of the light fluxes which passed through different parts of the spectrogram. The light fluxes from both wings of the line are directed to the same photo multiplier and are alternately intercepted by a modulator. The absence of a current at the output of the amplifier of the photocurrents serves as an indication of the photometric equality of the wings of the line.

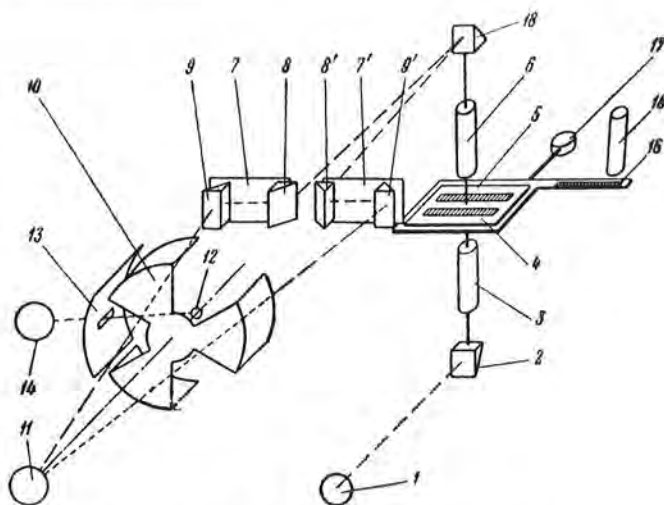
The precision, provided by the instrument, is higher by one order than that attained with visual microscope comparators.

Измерения положения линий в солнечных и звездных спектрах производятся в основном с помощью микроскопов-микрометров или спектрокомпараторов; реже применяются регистрирующие микрофотометры.

Обработка спектрограмм, полученных с большой дисперсией, прежде всего линий в спектре Солнца из-за большой ширины линии и ее ядра сильно затруднена и требует много времени даже на специально приспособленных измерительных инструментах, таких как спектрокомпаратор Гартмана [1], который позволяет видеть одновременно измеряемый спектр и спектр сравнения в одном поле зрения, или компаратор Эвершеда [2], в котором на негатив спектрограммы кладется перевернутая ее позитивная копия, что позволяет наводить нить микрометра с повышенной точностью на центр линии. Применяемые в некоторых случаях (например, в случае асимметричных линий) регистрирующие микрофотометры требуют еще большей затраты времени.

Чтобы повысить точность измерения положения линий и одновременно ускорить измерительный процесс, в отделе приборостроения Крымской астрофизической обсерватории по идее профессора А. Б. Северного одним из авторов (инженером А. В. Брунсом) был сконструирован новый фотоэлектрический спектрокомпаратор, в котором в отличие от обычных компараторов наведение на линию производится не по ядру, а по оси симметрии крыльев линии, определяемой фотометрически. Подобный принцип был применен ранее для определения смещения линий в солнечном магнетографе [3].

Оптическая схема прибора изображена на фиг. 1. Осветитель 1 через призму 2 и объектив 3 освещает исследуемую спектрограмму 4. Спектрограмма, укрепленная на каретке 5, имеет возможность совместно с последней перемещаться по двум взаимно-перпендикулярным направлениям.



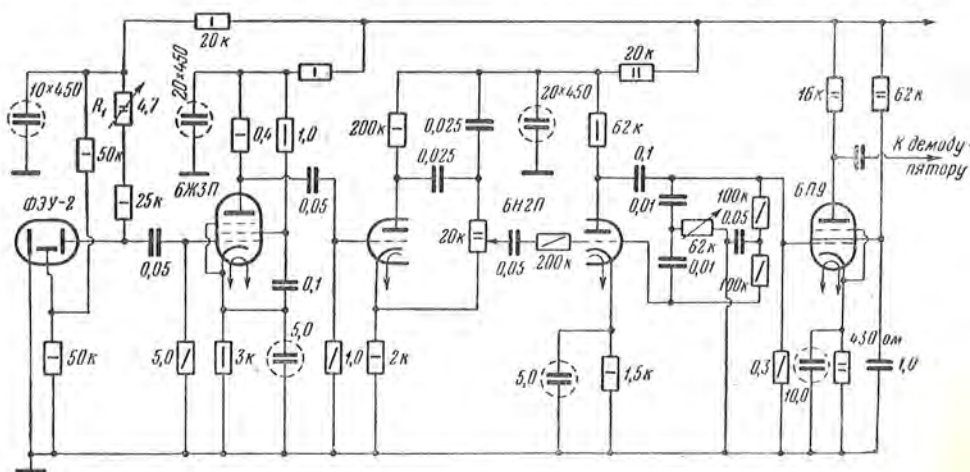
Фиг. 1. Оптическая схема компаратора.

При помощи объектива 6 и призмы 18 изображение спектрограммы проецируется на двойную щель. Объектив 6 сменный и позволяет получать увеличения $6\times$, $20\times$ и $30\times$. Через щель проходят два прямоугольных световых потока, соответствующие различным точкам изображения спектрограммы, каждый из которых ограничен размерами части призмы (8 или 8'), выступающей из-за соответствующей металлической щечки щели (7 или 7'). Изменение ширины световых потоков производится перемещением при помощи микрометрического винта призм 8 и 8' относительно смежных с ними щечек 7 и 7'. Конструкция щели позволяет менять эту ширину в пределах $0,0-0,5$ мм. Изменение расстояния между потоками в интервале $0,2-20$ мм производится взаимным перемещением щечек 7 и 7' щели совместно с соответствующими призмами 8 и 8'. Призмы 9 и 9' неподвижно расположены на корпусе щели.

Выходящие из щели световые потоки проходят через obturator 10, вращающийся с постоянной скоростью 3000 об/мин и имеющий 3 лопасти,

которыми потоки попеременно перекрываются. После этого свет попадает на фотоэлектронный умножитель *II* типа ФЭУ-2, соединенный с входом усилителя.

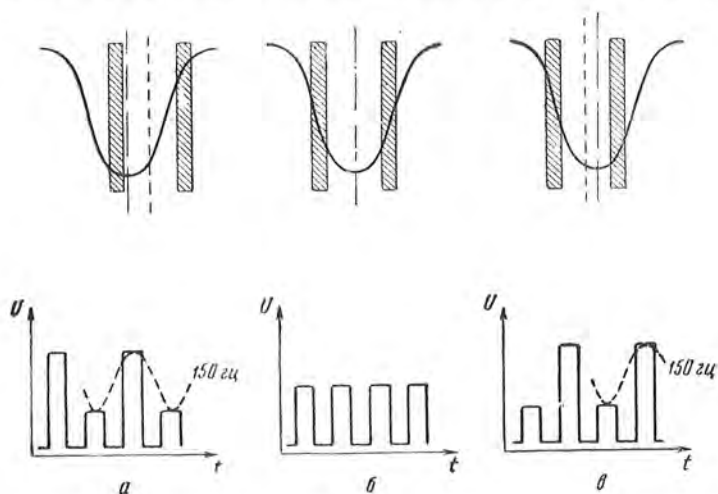
УСИЛИТЕЛЬ ОСНОВНОГО СИГНАЛА



Фиг. 2. Принципиальная схема основного усилителя.

На фиг. 3 показано изменение формы сигнала, снимаемого с ФЭУ при различных положениях изображения линии на щели. Как видно в случае *a* и *с*, в сигнале появляется составляющая 150 *гц*. Отсутствие ее

показывает, что ось симметрии линии совпала с осью симметрии щели (фиг. 3, б). Для выделения этой составляющей правая половина лампы

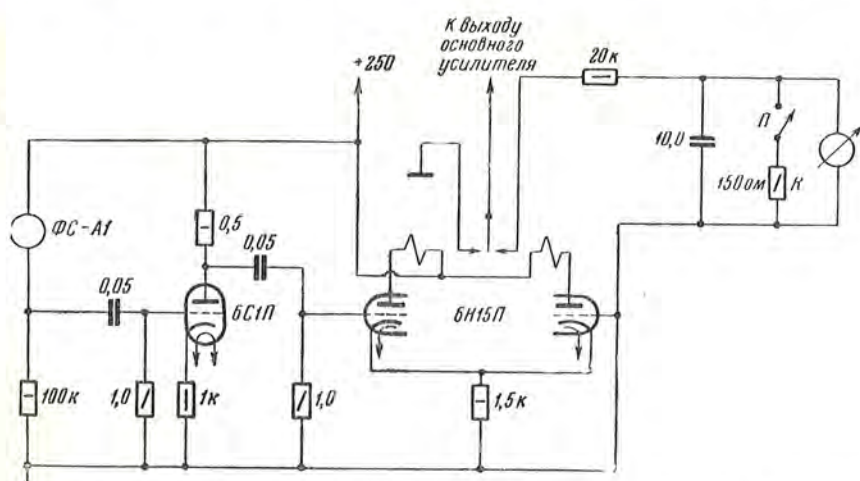


Фиг. 3. Зависимость формы выходного напряжения на фотомножителе от положения спектральной линии на щели компаратора.

6Н2П работает в схеме избирательного усилителя, настроенного на частоту 150 гц. В выходном каскаде применена лампа 6П9, с анода которой сигнал подается на демодулятор.

УСИЛИТЕЛЬ ОПОРНОГО НАПРЯЖЕНИЯ И СИНХРОННО-ФАЗОВЫЙ ДЕМОДУЛЯТОР

Схема усилителя и демодулятора изображена на фиг. 4. С фотосопротивления сигнал подается на первый каскад усиления на лампе 6С1П. Во втором и третьем каскадах работает лампа 6Н15П. Связь между



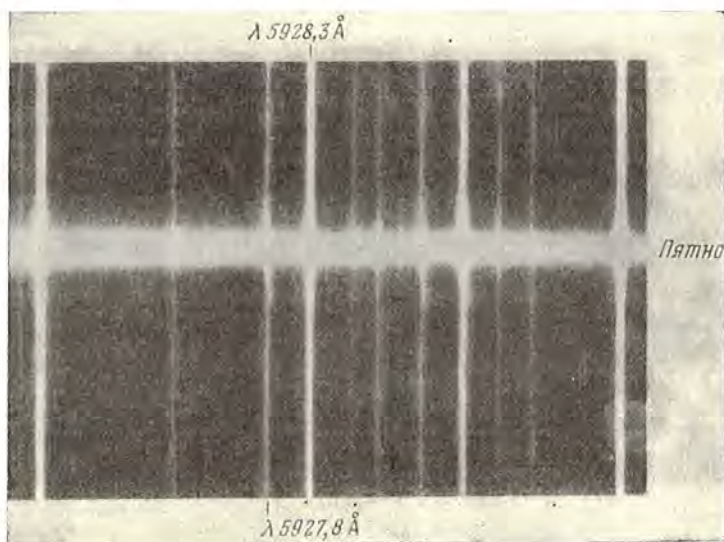
Фиг. 4. Принципиальная схема усилителя опорного напряжения и синхронно-фазового демодулятора.

каскадами осуществляется через общее сопротивление в цепи катода. Анодными нагрузками служат обмотки реле типа РП-7, работающего в качестве синхронно-фазового демодулятора. Подвижный контакт реле соединен с выходом основного усилителя. Напряжение с выхода усилителя или закорачивается на землю или подается на стрелочный прибор, расположенный над двойной щелью компаратора. Прибор шунтирован сопротивлением R , которое при помощи кнопки $П$ отключается от схемы при точном наведении на спектральную линию.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЯ ПРИБОРА

Нами было сделано несколько десятков тысяч измерений смещения фраунгоферовых линий (эффект Эвершеда) в спектрах солнечных пятен, полученных на спектрографе Башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории [4]. Задачу можно сформулировать следующим образом: определить положение одной линии (солнечной) относительно другой, положение которой не меняется (атмосферная линия) или известно (линия сравнения).

На фиг. 5 показан пример измеряемых линий. Некоторые линии более резкие, атмосферного происхождения, служат репером; солнечные линии — более широкие, в некоторых местах сильно асимметричны.



Фиг. 5. Пример спектральных линий, положение которых измерялось на компараторе.

Чтобы изучить преимущества и недостатки нового прибора, все измерения повторялись на визуальном компараторе ИЗА-2. На нем производилась серия измерений смещения солнечной линии железа ($\lambda 5927,8 \text{ Å}$) в десяти точках вдоль линии в области максимального эффекта Эвершеда. При трех наведениях нити микроскопа на линию средняя квадратичная

ошибка положения линии равна $\pm 0,00426$ мм. Для атмосферной линии (λ 5928,3 Å) эта же ошибка равна 0,00326 мм. Для разности длин волн средняя квадратичная ошибка одного измерения равна $\pm 0,00536$ мм ($\pm 0,000155$ Å), что в переводе в скорость для нашей дисперсии равно $\pm 78,5$ м/сек. При увеличении числа наведений для одного измерения до пяти средняя квадратичная ошибка результата уменьшается соответственно до $\pm 0,00313$ мм для линии железа и для смещения линии, выраженного в скоростях до ± 59 м/сек.

Следует отметить, что иногда отдельные ошибки достигают для атмосферной линии величины $\pm 0,004$ мм, а у линии железа в некоторых случаях даже 0,015 мм, что для измеряемой скорости дает среднюю квадратичную ошибку $\pm 226,5$ м/сек. Эти исключительно большие ошибки в основном имеют систематический характер: наблюдатель старается наводить нить микроскопа на характерное скопление зерен фотографической эмульсии или на определенную деталь в линии. Визуальные измерения смещения линии на спектрограммах, полученных с большой дисперсией и при хороших условиях наблюдения, очень затруднены из-за богатства тонкой структуры и асимметрии измеряемых линий. В этих случаях центр тяжести линии или ее центр симметрии можно только угадывать.

Иначе сказывается тонкая структура линии при измерении на фотоэлектрическом инструменте. Ее влияние прежде всего зависит от величины щелей, т. е. от того, какие области из крыльев линий вырезаются и усредняются. Поэтому у нового инструмента прежде всего нужно было проверить, как влияют размеры щели на точность измерений. Обычно производится ряд измерений в различных точках вдоль линии солнечного спектра.

Расстояние между измеряемыми точками вдоль линий на негативе выбирается порядка 0,1—0,2 мм, поэтому в приборе была предусмотрена возможность ограничивать высоту щели тремя смежными диафрагмами размером 0,5, 1 и 2 мм, что при увеличении $6\times$ дает на негативе высоту 0,083, 0,167 и 0,334 мм соответственно. Чтобы исключить влияние тонкой структуры линии, которая имеет ширину порядка величины нескольких единиц или десятков диаметров зерна эмульсии, работа производилась с достаточно широкими щелями.

Таким образом, при высоте щели 0,5 мм и ширине порядка 0,3—1,3 мм на щель попадает около 10^4 зерен фотографической эмульсии и систематическая ошибка за счет зернистости фотопластинок полностью исключается. Прибор имеет достаточно большой диапазон чувствительности, и при размерах щели $0,3 \times 1,0$ мм плотность почернения в линии может достигать величины 1,5 без потери точности измерений.

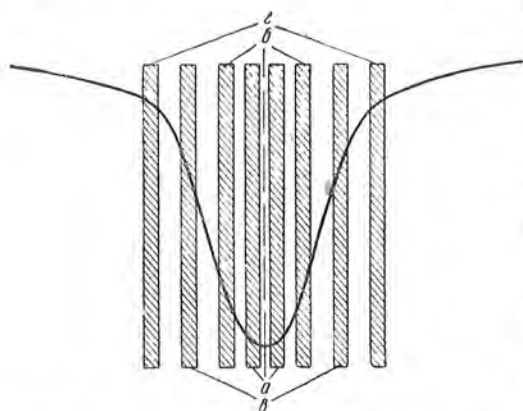
Далее было проведено исследование точности работы прибора.

На нескольких парах атмосферных линий были изучены следующие комбинации ширины S и расстояния между щелями D : а) $D = 0,2$ мм, $S = 0,1$ мм; б) $D = 0,4$ мм, $S = 0,4$ мм; в) $D = 0,7$ мм, $S = 0,3$ мм.

Измерения с расстоянием $D > 0,7$ мм давали для большинства линий уже менее точные результаты, так как щели в этом случае захватывали слишком большую часть непрерывного спектра около линии (случай 2

на фиг. 6). Самые точные результаты дает комбинация *в*. Для примера приведем результаты 40 измерений линий $\lambda\lambda$ 5915,438 и 5915,624. При высоте щели $V = 1$ мм были получены следующие величины средних квадратичных ошибок среднего арифметического расстояния линий (без учета турбулентности в спектрографе): в случае а) ошибка равна $\pm 0,00339$ мм

($\pm 49,57$ м/сек), в случае б) $\pm 0,00156$ мм ($\pm 22,75$ м/сек) и в случае в) $\pm 0,00152$ мм ($\pm 22,27$ м/сек).

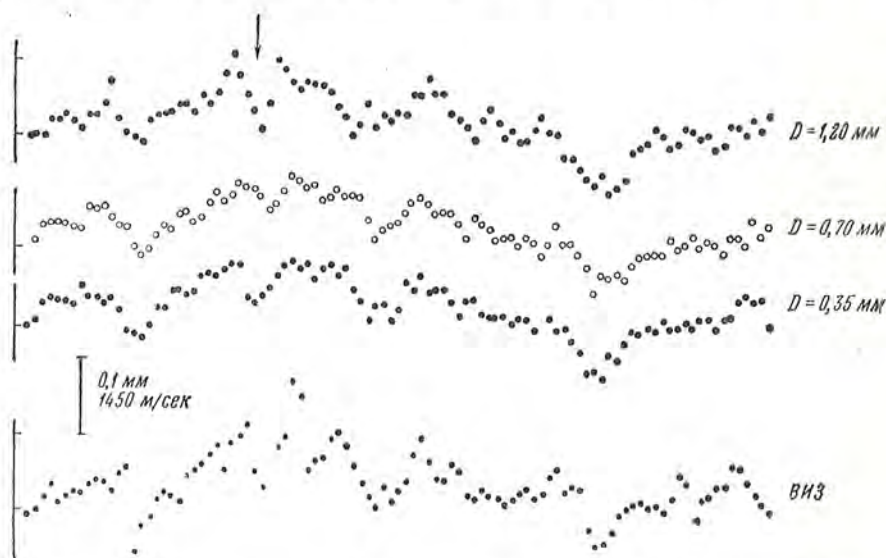


Фиг. 6. Схема, поясняющая выбор оптимального расстояния между щелями.

Высоту щели нужно брать в соответствии с необходимой разрешающей способностью вдоль щели. Если, например, расстояние между измеряемыми точками 0,1 или 0,2 мм, высота щели 2 мм уже слишком велика, так как большие участки линии не перекрываются при последовательных измерениях.

После испытания инструмента по измерениям атмосферных линий было изучено

влияние на точность измерения асимметрии солнечной линии. Пробные измерения велись на том же материале для тех же линий

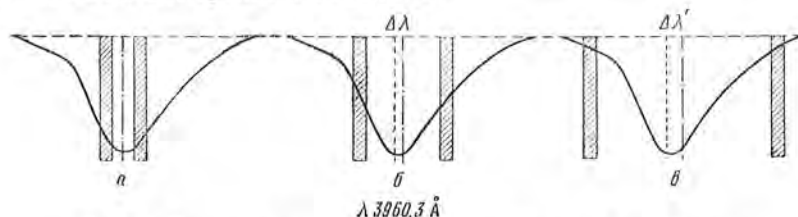


Фиг. 7. Положение спектральной линии, измеренное с различными расстояниями между щелями.

(железа λ 5927,8 и атмосферной λ 5928,3), что и при визуальном измерении. Была сделана серия измерений разреза пятна № 130 (15 августа 1957 г.) при высоте щели $V = 1$ мм для трех расстояний щелей: $D = 1,2$ мм, $D = 0,7$ мм и $D = 0,35$ мм. На фиг. 7 по оси абсцисс отложена

высота точки в спектре, по оси ординат — отклонение расстояния между линиями от среднего. Из фиг. 7 видно, что ход кривой совпадает для всех трех щелей. Только в тех участках где линия асимметрична, кривые расходятся (это место обозначено стрелкой).

Из изучения полученных таким образом кривых смещений линии железа следует, что асимметрия меньше всего влияет на измерения при щелях, расположенных вблизи ядра линии (случай *a* на фиг. 6). С увеличением расстояния между щелями асимметрия сказывается все больше, так как прибор измеряет положение не центра ядра линии, а центра тяжести (фиг. 8). Следовательно, от выбора расстояния между щелями зависит величина измеренных смещений.



Фиг. 8. Схема, поясняющая появление ошибки измерения при асимметричной линии.

Пробные измерения на новом инструменте показывают, что точность наведения на линию очень велика и практически не меняется с изменением параметров щелей. Например, серия из десяти измерений с трехкратным наведением на каждую линию дает среднюю квадратичную ошибку положения атмосферной линии $\pm 0,29 \mu$, положения линии железа $\pm 0,382 \mu$, что соответствует средней квадратичной ошибке расстояния $\pm 0,480 \mu$ (в скоростях $7,03 \text{ м/сек}$). Из сравнения с измерениями на визуальном компараторе следует, что точность, получаемая на фотоэлектрическом приборе, примерно на порядок выше. Кроме того, этот прибор дает более однородные измерения, чем визуальные приборы.

При испытании нового компаратора на повторяемость измерений были получены следующие результаты. Если производить повторные измерения, не сдвигая измеряемую пластинку на каретке компаратора, получаем практически те же самые результаты. Но если сдвинуть пластинку, то в связи с тонкой структурой линии и малой высотой щели невозможно точно поставить пластинку в прежнее положение. Поэтому некоторые измерения выпадают.

Если сделать анализ этих измерений, то увидим, что выпадающие точки лежат в той части спектральной линии, где очень быстро меняется радиальная скорость, а значит и величина смещения линии.

Кроме того, новый фотоэлектрический компаратор позволяет измерять положение таких широких линий солнечного спектра, как линии натрия D_1 и D_2 , которые на визуальном приборе практически нельзя измерять с достаточной точностью.

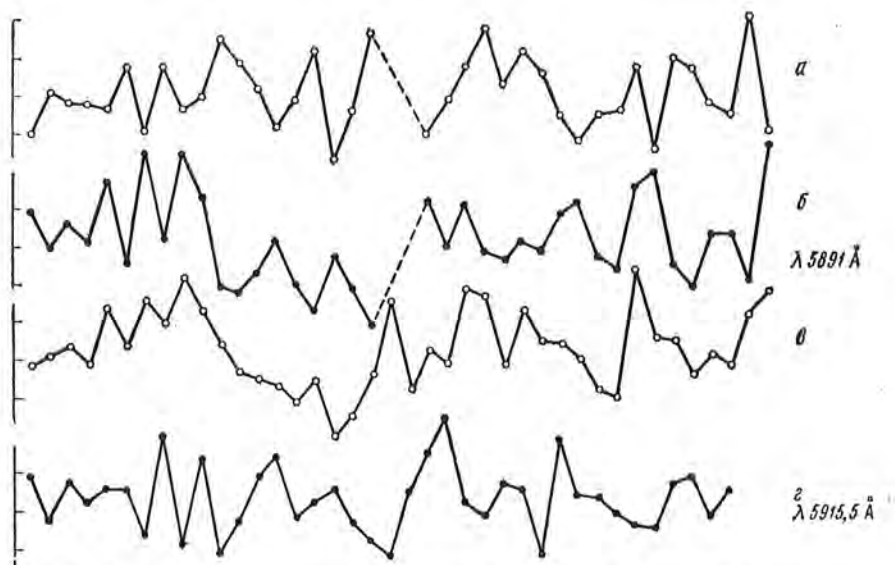
На новом компараторе были проведены с успехом и измерения положения солнечных линий относительно эмиссионных линий в спектре сравнения железной дуги.

Была сделана попытка измерять при помощи этого инструмента величину напряженности магнитного поля солнечных пятен, определяемую по расщеплению линий в спектре пятна.

При этих измерениях можно получить точные результаты только в случае продольного магнитного поля, когда линия, снятая при помощи специальной поляризационной насадки и четвертьволновой плоскопараллельной пластинки, расположенных перед щелью спектрографа, расщепляется только на две компоненты. В других случаях, когда отдельные компоненты взаимно блендируются, получаются заниженные величины напряженности поля.

Первые же измерения на новом компараторе показали, что расстояния между атмосферными линиями на спектрограммах не постоянны вдоль линий.

Пример систематического измерения этих расстояний показан на фиг. 9, где изображен ход изменения расстояний линий a — λ 5891,508,



Фиг. 9. Изменение положения атмосферных линий в результате турбулентного движения воздуха в спектрографе.

$б$ — λ 5891,665, $в$ — λ 5915,438, $г$ — λ 5915,624 от линии λ 5891,186. Это непостоянство можно объяснить наличием турбулентности воздуха в спектрографе, которая влечет за собой изменение показателя преломления в оптическом пути луча. Это обстоятельство сильно снижает качество получаемого материала. Средняя квадратичная ошибка из-за турбулентности в переводе на скорость равна 150 м/сек.

Таким образом, точность измерения на новом инструменте очень высока и намного выше точности обрабатываемого материала, что позволяет ускорить измерительный процесс: достаточно делать одно измерение, которое уже обеспечивает точность в 1—2 μ . Кроме того, при визуальных измерениях очень быстро устают глаза, и качество измерений при дли-

тельной работе резко снижается. Новый прибор позволял за 10 часов измерений обработать с большой точностью шесть пар линий, на каждой из которых измерялось около 200 точек.

При визуальных измерениях за это же время можно обработать две пары линий.

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. А. Альбицкий и др. Курс астрофизики и звездной астрономии. Гостехиздат, 1951, т. 1, стр. 309.
 2. H. H. Plaskett. M. N., 122, № 4, 414, 1952.
 3. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 3, 1958.
 4. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 15, 31, 1955.
-

О ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ ВНЕЗАПНОГО НАЧАЛА
МАГНИТНОЙ БУРИ

А. С. Дворяшин, С. Б. Пикельнер

Кратковременное уменьшение напряженности поля (pri), предшествующее магнитному возмущению с внезапным началом, может быть вызвано динамо-эффектом, связанным с увеличением ионизации нижней ионосферы. Сжатие магнитного поля Земли, начинающееся на расстоянии около $7 R_0$ распространяется со скоростью магнитно-гидродинамической волны. Одновременно увеличивается энергия быстрых частиц, окружающих Землю (индукционное ускорение). Двигаясь вдоль силовых линий, эти частицы достигают полярных областей Земли и увеличивают там ионизацию. Возможно, что возмущение облегчает проникновение частиц в атмосферу. Увеличение энергии частиц, достигающих средних широт, меньше. Этим объясняется широтное распределение (pri).

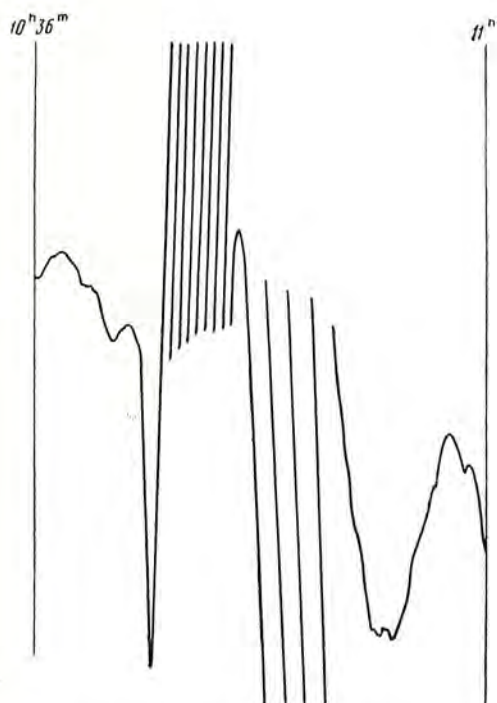
ON THE FINE STRUCTURE OF THE SUDDEN COMMENCEMENT OF A MAGNETIC STORM, by A. S. Dvoryashin, S. B. Pickelner.— The brief decrease in field-strength (pri), which precedes a magnetic disturbance with a sudden commencement, may be due to the dynamo effect connected with an increase in the ionization of the lower ionosphere. The compression of the Earth's magnetic field, beginning at a distance of about $7R_0$ propagates with the velocity of a magnetohydrodynamic wave. There is a simultaneous increase of the energy of the fast particles surrounding the Earth (inductional acceleration). Moving along the lines of force these particles reach the polar regions of the Earth and increase the ionization there. It is possible that the disturbance facilitates the penetration of particles. The increase in the energy of particles which reach low latitudes is less. This explains the distribution in latitude (pri).

Магнитные бури с внезапным началом часто сопровождаются кратковременным (около 1^m) уменьшением напряженности поля, предшествующим быстрому росту [1]. Как правило, такое уменьшение наблюдается в случае, если магнитное возмущение возникает в интервале от $9-10^h$ до $22-23^h$ по местному времени (см. табл. 1) *, причем максимальная амплитуда этого уменьшения регистрируется около 16^h [2,3]. Если же возмущение с внезапным началом (SSC) происходит в другое время, то поле не уменьшается, а сразу начинает увеличиваться. Амплитуда предвари-

* В табл. 1 в каждой клетке первая строка — число и месяц, вторая — год, третья — амплитуда обратного импульса, четвертая — амплитуда главного импульса. Крестики означают, что нет записей (при исключительно быстром возрастании поля главного импульса его амплитуда иногда записана не полностью).

тельного обратного импульса pgi в средних широтах порядка $0,1 \gamma$ и растет с широтой, достигая в высоких широтах нескольких γ .

В настоящей заметке рассмотрен один из возможных механизмов образования pgi . Известно, что во время хромосферных вспышек появляются так называемые «крючки» — кратковременные уменьшения напряженности поля, достигающие максимальной амплитуды $5-10 \gamma$ через $2-3^m$



Фиг. 1. SSC * магнитной бури, начавшейся 9 августа 1956 г. в 10 ч. 41 м. 30 с.

после максимума интенсивности вспышки. Возвращение к нормальному состоянию происходит за $10-15^m$ [4]. Согласно общепринятой теории, «крючки» обусловлены усилением токов, ответственных за спокойные солнечно-суточные вариации, при возрастании ионизации нижних слоев ионосферы, вызванном рентгеновским излучением вспышки. Можно предположить, что и pgi вызывается кратковременным увеличением ионизации перед внезапным началом. Зависимость его амплитуды от широты показывает, что ионизирующий агент связан с заряженными частицами, движущимися вдоль силовых линий магнитного поля Земли и доходящими до ионосферы на $1-2^m$ раньше, чем магнитное возмущение. Поскольку силовые линии, связанные с геомагнитно-активными (полярными) зонами, отстоят от Земли в самой далекой точке на $5-7$ ее радиусов, именно на этом расстоянии нужно искать источник ионизирующих частиц.

Исследования, выполненные с помощью ракет и спутников, обнаружили в окрестностях Земли большое количество частиц с энергией, измеряемой тысячами электрон-вольт [5,6,7]. Слой этих частиц простирается до

Суточное распределение SSC, полученное из анализа вариаций магнитного поля Крымской астрофизической обсерватории (чувствитель-

$0^h - 1^h$	1—2	2—3	3—4	4—5	5—6	6—7	7—8	8—9	9—10	10—11	11—12
						28.X	16.VII	18.VII	13.II	10.VIII	21.IV
						1958	1957	1958	1957	1956	1956
						06 ^h 44 ^m	07 ^h 14 ^m	08 ^h 58 ^m	09 ^h 37 ^m	10 ^h 41 ^m	11 ^h 08 ^m
						0,33γ	0,1γ	1,4γ	0,83γ	1,4γ	1,45γ
						4,4γ	7γ	9,8γ	4,6γ	13,1γ	3,1γ
							17.III	3.IX	2.I	26.VI	27.III
							1958	1958	1957	1957	1957
							7 ^h 54 ^m	08 ^h 42 ^m	09 ^h 10 ^m	10 ^h 36 ^m	11 ^h 36 ^m
							0,48γ	1,4γ	×	0,38γ	0,9γ]
							0,98γ	23,1γ	×	3,9γ	1,5γ
							24.X		21.V	3.VII	12.III
							1958		1957	1957	1957
							07 ^h 28 ^m		09 ^h 15 ^m	10 ^h 12 ^m	11 ^h 31 ^m
							×		×	×	0,17γ]
							×		×	×	3,7γ]
									11.XII	12.IX	6.IX
									1957	1957	1957
									09 ^h 01 ^m	10 ^h 05 ^m	11 ^h 25 ^m
									0,96γ	1,3γ	×
									9,6γ	25,2γ	×
									3.III	25.I	29.IX
									1958	1958	1957
									09 ^h 34 ^m	10 ^h 50 ^m	11 ^h 12 ^m
									0,4γ	0,32γ	0,24γ
									2,4γ	6γ	4,2γ
									13.III	30.IX	
									1958	1958	
									9 ^h 39 ^m	10 ^h 05 ^m	
									0,27γ	0,4γ	
									3,9γ	26,4γ	

нескольких земных радиусов. Полная энергия частиц, пересекающих за 1 сек. площадку в 1 см^2 , близка в среднем к 20 эрг . Доля этих частиц, достигающая Земли, должна иметь большое значение для состояния верхних слоев атмосферы, в частности для ее ионизации и температуры. Когда фронт ударной волны, ответственный за бурю с внезапным началом [8], приближается к Земле, он сжимает ее магнитное поле. Это сжатие распространяется в виде магнитно-гидродинамического возмущения и дает на поверхности Земли резкое увеличение напряженности поля (SSC). В процессе сжатия поля увеличивается, вследствие индукционного эффекта, компонента энергии, связанная с движением частиц вокруг силовых линий. Могут быть и другие процессы, ускоряющие частицы. Ускорение частиц должно привести к тому, что увеличится поток энергии, который они несут в полярные широты. Когда магнитно-гидродинамическое воз-

Таблица 1

Земли (α -компонента), зарегистрированных на флюксиметрической установке
 ность $\sim 0,01 \text{ } \gamma/\text{мм}$, скорость развертки 5 мм/мин)

12—13	13—14	14—15	15—16	16—17	17—18	18—19	19—20	20—21	21—22	22—23	23—24
14.III	26.X	5.IV	18.IV	27.IV	16.III	23.II	6.I	25.VI	12.XII		
1958	1956	1957	1957	1955	1957	1957	1957	1957	1957		
12h12m	13h11m	14h36m	15h07m	16h23m	17h55m	18h06m	19h30m	20h54m	21h34m		
1,02 γ	0,25 γ	0,14 γ	0,32 γ	×	0,47 γ	0,1 γ	×	0,54 γ	0,1 γ		
17,1 γ	19,4 γ	7,4 γ	×	×	13,2 γ	×	×	4,3 γ	3 γ		
26.IV	29.I	12.V	3.VIII	1.III	9.VI	31.VIII	21.I	27.VII			
1958	1957	1958	1957	1957	1958	1957	1957	1957			
12h47m	13h12m	14h57m	15h57m	16h16m	17h44m	18h09m	19h09m	20h02m			
0,82 γ	0,6 γ	0,23 γ	1,5 γ	0,13 γ	0,53 γ	0,48 γ	0,32 γ	×			
3,6 γ	16,6 γ	1,7 γ	29,1 γ	0,8 γ	11,1 γ	28 γ	×	×			
	4.IX			30.VIII		6.XI					
	1957			1957							
	13h00m			16h28m		18h21m					
	1,8 γ			0,3 γ		0,13 γ					
	×			,3 γ		22,5 γ					
	15.XII			16.II		14.VI					
	1957			1958		1958					
	3h35m			16h41m		18h30m					
	0,32 γ			0,16 γ		×					
	1,4 γ			11,3 γ		28,6 γ					
	9.VIII			31.V							
	1957			1958							
	13h43m			16h52m							
	0,58 γ			1,32 γ							
	×			27,8 γ							
				19.VI							
				1958							
				16h00m							
				0,3 γ							
				13,7 γ							

мушение проникнет ближе к Земле, вызванное им сжатие поля будет ускорять частицы, попадающие затем в средние широты. Но так как поле Земли растет с уменьшением расстояния, возмущение становится относительно слабым, так что увеличение энергии частиц не так велико и их действие на ионосферу сказывается не так сильно. Достигая атмосферы, быстрые электроны должны вызывать добавочную ионизацию. Возможно, что возмущение облегчает выход частиц из ловушки, что также увеличит ионизацию. Роль ионов в указанных процессах, особенно в последнем, сравнительно невелика.

Итак, сжатие вызывает ускорение частиц и увеличение потока их энергии, особенно в высоких широтах. Поскольку частицы движутся значительно быстрее возмущения, они должны достичь Земли на 2—3^m раньше (скорость распространения возмущения порядка сотен км/сек). Точно

рассчитать увеличение ионизации, вызываемое увеличением потока энергии, трудно, но грубая оценка показывает, что оно может быть значительным. Если, например, принять, что увеличение потока энергии в полярных широтах порядка $1 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$, и считать, что всего 1—2% этой энергии идет на ионизацию нижних слоев, то за $1^{\text{м}}$ число всех ионизаций в столбе 1 см^2 будет около 10^{10} — 10^{11} . Если принять толщину ионизуемого слоя равной 50 км , то увеличение числа ионов в 1 см^3 за это время будет порядка 10^4 , что должно существенно изменить проводимость и дать заметную вариацию магнитного поля. Время рекомбинации больше, чем продолжительность pr_1 , но конец его определяется, по-видимому, не спадом ионизации, а маскирующим, более сильным эффектом внезапного начала.

Ударная волна, связанная с потоком, идущим от Солнца, падает на освещенную сторону Земли. Если бы частицы шли точно по силовым линиям, то pr_1 должны были бы наблюдаться в дневное время почти симметрично относительно местного полудня. На самом деле это распределение сдвинуто к востоку в среднем на $4^{\text{ч}}$. Причиной этого мог бы быть дрейф в неоднородном поле Земли. Поскольку магнитное поле направлено с юга на север, дрейф электронов должен быть к востоку. Скорость дрейфа v_D определяется выражением [9]:

$$\frac{v_D}{v_{\perp}} = \frac{r \nabla_{\perp} H}{2H}, \quad (1)$$

где $v_{\perp}$ — компонента скорости частицы, перпендикулярная напряженности поля $\mathbf{H}$; $r = \frac{mv_{\perp}^2}{eH}$ — радиус жирации и $\nabla_{\perp} H$ — градиент скаляра H в плоскости, перпендикулярной $\mathbf{H}$. Полагая $v_{\perp} \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см/сек}$ (10^4 эв), находим $r \approx 10^6 \text{ см}$. Считая характерный размер изменения напряженности равным в среднем 15000 км , получим $H^{-1} \nabla_{\perp} H \approx (1,5 \cdot 10^9)^{-1}$. Подставляя эти числа в (1), находим $v_D \approx 3 \cdot 10^{-4} v_{\perp}$. Если скорость в направлении поля также порядка $v_{\perp}$, то за время, пока частица достигнет земной поверхности, она сместится незначительно. Следовательно дрейф не может объяснить суточное распределение pr_1 , и это является трудностью предлагаемой гипотезы. Можно ожидать, что pr_1 в средних широтах должен наступать несколько позже, чем в высоких, поэтому его длительность должна быть меньше. Однако проверить это утверждение трудно, так как пока еще мало наблюдений с быстрой записью, позволяющих уверенно установить этот эффект.

Исследование состояния ионосферы на высоких широтах показало [10], что во время SSC наблюдается или появление спорадического E-слоя, или увеличение поглощения, иногда доходящего до полного. Это говорит об увеличении ионизации нижних слоев.

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. W. Newton. M. N. R. A. S., Geophys. Suppl. 5, № 6, 1948
2. T. Nagata. Rep. Ion. Res. Japan, 6, № 1, 1952.
3. T. Oguti. Rep. Ion. Res. Japan, 10, № 2, 1956.
4. M. A. Ellison. Publ. Obs. Edinburgh 1, № 4, 1950

5. С. Н. Вернов, А. Е. Чудаков, П. В. Вакулов, Ю. И. Логачев.
Докл. АН СССР, 125, 304, 1959.
 6. В. И. Красовский, И. С. Шкловский, Ю. И. Гальперин,
Е. М. Светлицкий, Докл. АН СССР, 127, 78, 1959.
 7. J. van Allen, C. McIlwain, G. Ludwig, Journ. geophys. Res., 64,
271, 1959.
 8. S. F. Singer. Transactions American Geophysical Union, 38, № 2, 1957.
 9. H. Alfven. Cosmical Electrodynamics, 1950. Русск. перевод: Х. Альфвен.
Космическая электродинамика, ИЛ, 1953.
 10. S. Matsushita. Journ. Geophys. Res., 62, № 1, 1957.
-

ФОТОГРАФИРОВАНИЕ ДИФФУЗНЫХ ТУМАННОСТЕЙ
В ИНФРАКРАСНЫХ ЛУЧАХ*Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, П. В. Щеглов*

При попытке получить фотографии некоторых диффузных туманностей в линии [S III] λ 9540 Å с помощью электронно-оптического преобразователя обнаружено сильное свечение NGC 6618 в инфракрасной области.

THE PHOTOGRAPHY OF DIFFUSE NEBULAE IN THE INFRARED, by R. E. Gershberg, V. I. Pronyk, P. V. Scheglov. — Strong emission in the infrared of NGC 6618 was detected when attempting to photograph some diffuse nebulae in the [S III] line λ 9540 Å with an image converter.

В 1955 г. Аллер и Лиллер обнаружили сильную эмиссию в запрещенных линиях [S III] $\lambda\lambda$ 9060—9540 Å в туманности Ориона [1]; эти линии являются точными аналогами небулярных линий N_1 и N_2 [O III]. С другой стороны, известно, что практически все диффузные туманности светятся в линиях [S II] $\lambda\lambda$ 6727—6730 Å, аналогичных ультрафиолетовому дублету [O II] $\lambda\lambda$ 3726—3729 Å [2]. Если свечение [O III] в туманности отсутствует или слабо (NGC 1499 и IC 434 и др.), то можно ожидать, что в таких туманностях отсутствует и S IV; тогда по интенсивностям линий [S II] и [S III] можно в принципе определить электронную температуру методом, аналогичным развитому в [3] для кислорода, а также проверить постоянство отношения O/S в диффузных туманностях.

Летом 1958 г. мы попытались обнаружить свечение [S III] в трех довольно ярких диффузных туманностях: NGC 6523, 6611 и 6618. Фотографирование производилось на светосильной камере $F/1,4$, $d = 640$ мм с электронно-оптическим преобразователем (ЭОП). Методика таких наблюдений описана в [4]. В нашем распоряжении не было узких фильтров для линии [S III], и полоса пропускания определялась границей спектральной чувствительности катода ЭОП и инфракрасным фильтром, задерживающим излучение $\lambda < 8000$ Å; кроме того, чтобы убедиться в том, что это линейчатая эмиссия, а не континуум, получены снимки с дополнительным фильтром ЗС-7, который сужает полосу пропускания примерно в 2,5 раза, почти не изменяя пропускания в λ 9540 Å. Экспозиции, длительность которых была ограничена свечением ночного неба, составляли 20—40 сек. без ЗС-7 и до 6 мин. с дополнительным фильтром.

Туманность NGC 6611 на снимках не видна вовсе.

На снимках NGC 6523 заметна лишь самая яркая часть ядра туманности около обнаруженных Велге «узелков» с непрерывной эмиссией [5]. С фильтром ЗС-7 ядро выглядит контрастнее, чем без него.

По-видимому, полоса пропускания, в которой получены снимки, слишком широка, чтобы на фоне сильного свечения ночного неба можно было обнаружить свечение [S III] в этих диффузных туманностях.

Туманность NGC 6618, которая в лучах H_{α} имеет такую же яркость, как и NGC 6523 [6], в инфракрасных лучах очень хорошо видна, причем контраст ее на фоне неба мало меняется при добавлении фильтра ЗС-7. Согласно [6], яркость непрерывного излучения этой туманности в видимой области примерно в 2 раза превышает соответствующую яркость NGC 6523; в инфракрасной же области ($\lambda \sim 9000 \text{ \AA}$) по нашим снимкам она примерно на порядок ярче NGC 6523. Очевидно, это может быть обусловлено различным поглощением света этих туманностей. Как известно, Домбровский [7] обнаружил значительную поляризацию непрерывного излучения туманности NGC 6618 в видимой области; с другой стороны, Хэддок [8] доказал, что радиоизлучение туманности $\lambda 9,4 \text{ см}$ имеет тепловую природу. Если не предполагать сильного поглощения и рассеяния в пылевом облаке, то эти факты несовместимы в рамках одного механизма свечения туманности, и необходимо более тщательно исследовать этот объект. В частности, желательно получить распределение интенсивности непрерывного излучения от ультрафиолета до радиочастот.

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. Liller a. L. H. Aller. A. J., 61, 183, 1956.
 2. H. M. Johnson. Ap. J., 118, 370, 1953.
 3. В. П. Пропп. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 14, 1957.
 4. П. В. Щеглов. Астр. журн., 35, 651, 1958.
 5. A. G. Velge. Ap. J., 125, 822, 1957.
 6. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., 12, 64, 1954.
 7. В. А. Домбровский. Астр. журн., 35, 687, 1958.
 8. F. T. Haddock. I. A. U. Symposium, № 4, 192, 1957.
-

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ОБЛАСТИ С ЦЕНТРОМ $l=343^\circ$, $b=0^\circ$

И. И. Проник

На основе спектральных классов и избытков цвета, опубликованных ранее [9], исследована структура межзвездной поглощающей среды в направлении $l=343^\circ$, $b=0^\circ$ ($8^\circ \times 8^\circ,5$). В ближнем, очень плотном облаке (поглощающем $\sim 1^m,2$ на 40 пс) ясно выделяются отдельные уплотнения и разрежения размером от одного до нескольких парсек. На больших расстояниях выделены отдельные конденсации межзвездной пыли размером от 40 до 1000 пс и больше, поглощающие до $2^m,5$ на каждые 100 пс. Такие конденсации занимают пространство по крайней мере до 2500 пс от Солнца, т. е. здесь мы смотрим либо вдоль одного из рукавов Галактики, либо вдоль ветви рукава.

AN INVESTIGATION OF INTERSTELLAR LIGHT ABSORPTION IN A REGION WITH THE CENTER $l=343^\circ$, $b=0^\circ$, by *I. I. Pronyk*.— The structure of the interstellar absorbing medium in the direction $l=343^\circ$, $b=0^\circ$ ($8^\circ \times 8^\circ,5$) was studied using spectral types and colour excesses published previously in [9]. In the closest, very dense cloud (absorption $\sim 1^m,2$ per 40 ps) separate condensations and rarefactions, with dimensions from one to several parsecs, are clearly visible. At great distances separate condensations of interstellar dust with dimensions from 40 to 1000 ps and larger and absorption up to $2^m,5$ per 100 ps have been detected. Such condensations occupy space up to at least 2500 ps from the Sun, i. e. here we are looking either along one of the arms of the Galaxy or along a branch of an arm.

При изучении темной, поглощающей свет материи в окрестностях Солнца уже давно было установлено, что она состоит из отдельных облаков, протяженностью 60—170 пс вдоль луча зрения, поглощающих примерно $1^m,0$, а между облаками плотность поглощающего вещества раз в 20 меньше [1]. Такие темные туманности изучались во многих местах Млечного Пути методом подсчетов звезд, по избыткам цвета и просто по фотографиям Млечного Пути, имеющимся, например, в атласах Росса и Барнарда.

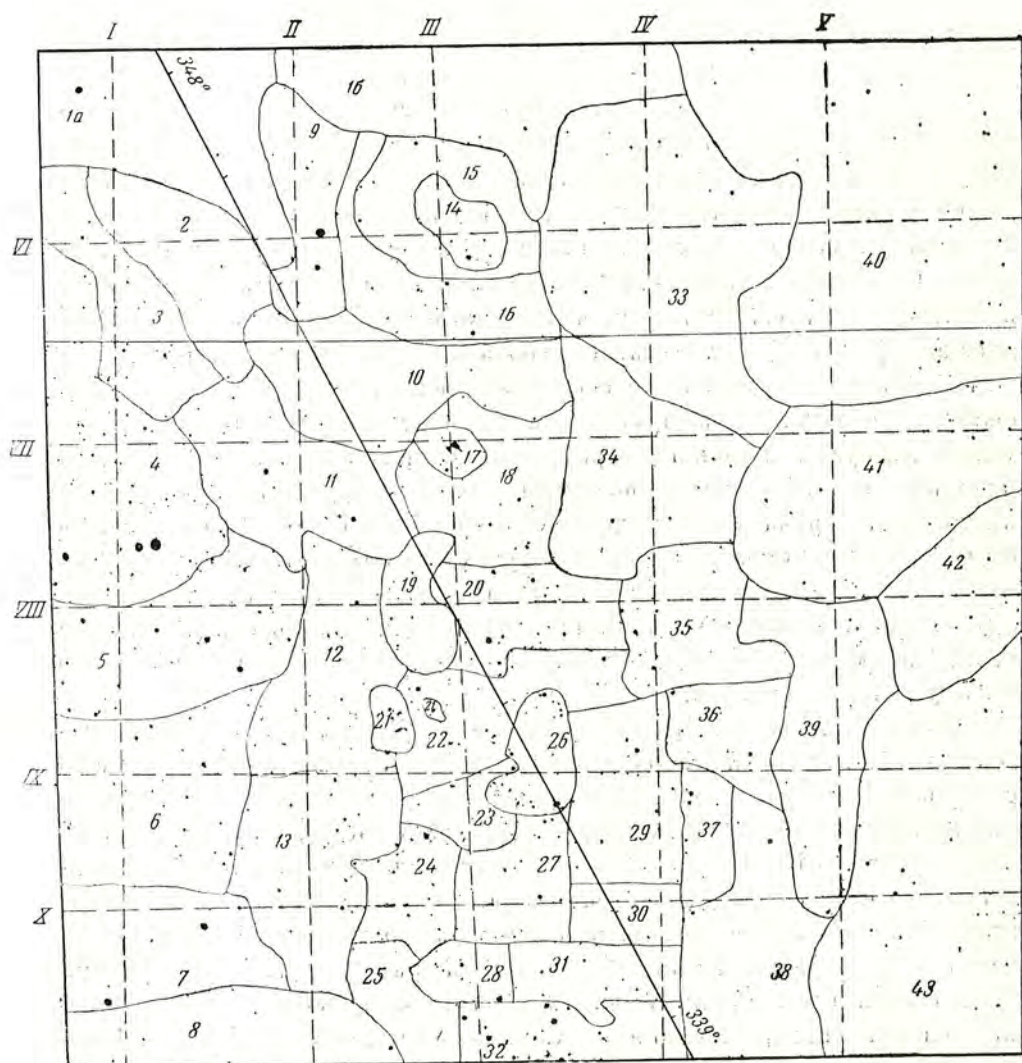
В дальнейшем оказалось, что структура темной, поглощающей свет материи более разнообразна. Так, например, Б.Бок нашел около ρ Oph разницу поглощения в 7^m на расстоянии 7 пс [2].

С другой стороны, для изучения структуры, поглощающей свет материи, В. А. Амбарцумян предложил статистический метод флуктуаций в числе внегалактических туманностей и далеких звезд [3]. Этот метод нашел многочисленных последователей. Подсчеты такого рода дают величину поглощения в одном облаке $0^m,2$, размеры облака примерно 15—20 пс, а число облаков на луче зрения 5—7 на 1 кпс. Критика статистических методов

изучения темной материи имеется в работе Бока [4]. Бок отмечает, что результаты статистического метода сильно зависят от размера выбираемых областей. Кроме того, предположение о равномерном распределении звезд в пространстве и о постоянстве функции светимости также может внести значительные ошибки в получающиеся размеры облаков. В одной из последних статистических работ Т. А. Агемян [5] показал, что предположение об одинаковых размерах и одинаковой оптической толщине облаков неверно. Согласно его работе, темные облака, расположенные ближе к плоскости Галактики, должны иметь значительно большие размеры (~ 100 пс) и большую оптическую толщину, чем те, которые отстоят далеко от этой плоскости ($\sim 4,5$ пс), и что гигантские облака в низких широтах представляют собой, по-видимому, скорее скопления мелких облаков, чем отдельные сплошные облака. Изучая туманность Андромеды, Бааде [6] отметил, что темная материя сильно концентрируется в спиральных рукавах, особенно в тех их частях, которые расположены ближе к ядру туманности. Поглощение света в рукавах, по-видимому, очень велико, так как число эмиссионных туманностей на снимках в лучах H_α там оказывается в сотни раз больше, чем по данным Хаббла [7], изучавшего их в фотографических лучах. Б. А. Воронцов-Вельяминов [8] отмечает крайнее разнообразие размеров темных туманностей в М 33 — от 3 до 800 пс, причем они часто вытянуты вдоль рукавов.

Цель настоящей работы — выявление структуры поглощающей материи в области Млечного Пути, занимающей на небе площадь $8^\circ \times 8^\circ,5$ с центром $l = 343^\circ$, $b = 0^\circ$. Материалом послужил каталог [9]. Изменение поглощения света с расстоянием для всей области в целом было определено ранее в [10]. Были отмечены близкое плотное облако и более или менее равномерный ход поглощения с расстоянием в более далеких областях. Для выявления детальной структуры поглощающей материи область была разделена на 43 участка, показанных на фиг. 1. Эти участки были выбраны так, чтобы выявить структуру по возможности и на близких и на далеких расстояниях от Солнца. Участки № 14, 17, 19, 21 выделены с целью исследования поглощения в областях с эмиссионными туманностями NGC 6604, 6611, S 192 и 6618 соответственно (фиг. 2). Надо отметить, что деление на участки с одинаковым поглощением вообще весьма условно, так как в каждом участке объединяются близкие и далекие звезды, не всегда одинаково равномерно покрывающие исследуемый участок. Кроме того, поглощение для каждой звезды определяется всей средой, расположенной вдоль всего луча зрения, независимо от того, является ли она сплошной или состоит из отдельных облаков. На точность результатов также сильно влияют ошибки в определении расстояний до звезд, что в свою очередь вызвано неточной спектральной классификацией. Для очень поздних и ранних спектральных классов ошибка в классификации спектров $\pm 0,2$ спектрального класса может вызвать ошибку в модуле расстояния до $\sim 1^m,0$.

Для определения зависимости поглощения от расстояния по показателям цвета звезд необходимо знать абсолютные величины звезд. Поскольку наши наблюдения не позволяют получить их, в первом приближе-



Фиг. 1. Фотография области в фотографических лучах.

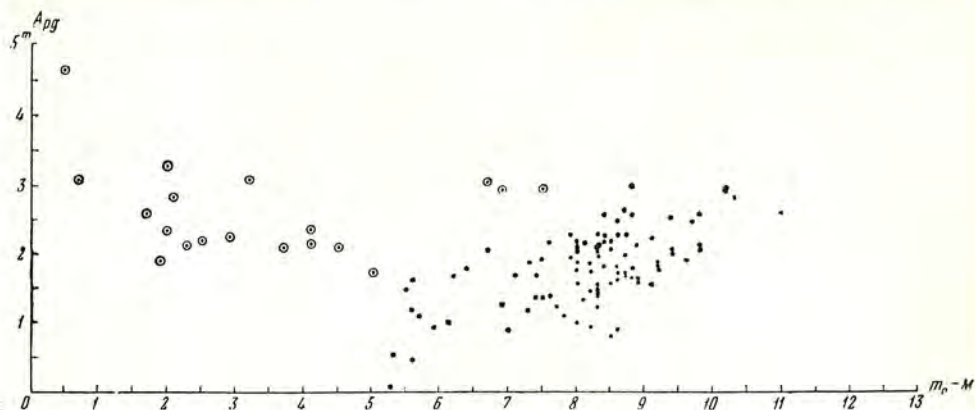
Тонкой линией ограничены выделенные области (обозначены арабскими цифрами), пунктирными линиями показаны разрезы для изучения ближнего облака (обозначены римскими цифрами). Жирная линия дает направление галактического экватора: $A = 191^\circ, 2$, $D = 27^\circ, 0$ (1900) [20].

ний предполагалось, что все звезды принадлежат к классу светимости V. Тогда, используя звездные величины, показатели цвета и спектральные классы из каталога [9], нормальные показатели цвета и абсолютные величины для звезд главной последовательности из [40] и пользуясь соотношением $A_{pg} = 2,6 \cdot E$ из [10], можно было построить для каждого участка области диаграмму (A_{pg} , $m_0 - M$) (поглощение света в фотографических лучах как функция исправленного за поглощение модуля расстояния). Рассмотрим для примера одну из таких диаграмм на фиг. 3. Ряд звезд на диаграмме выделяется очень большим поглощением на малых расстояниях. Скорее всего это гиганты или сверхгиганты, для которых модуль $m_0 - M$ и поглощение определены неверно. Поэтому было принято, что



Фиг. 2. Исследуемая область в лучах H_{α} . Мозаика сделана по снимкам Г. А. Шайна и В. Ф. Газе.

звезды, выделенные кружками на фиг. 3, имеют класс светимости III. Нормальные показатели цвета гигантов взяты из табл. 2 работы [10]. Абсолютные фотографические величины их (M_{pg} III) были получены из



Фиг. 3. Диаграмма (A_{pg} , $m_0 - M$).

абсолютных визуальных величин звезд того же класса светимости (M_v III) и их нормальных цветов ($B - V$) по формуле, приведенной в [10]:

$$M_{pg} = M_v = -0^m,27 + 1,1 (B - V).$$

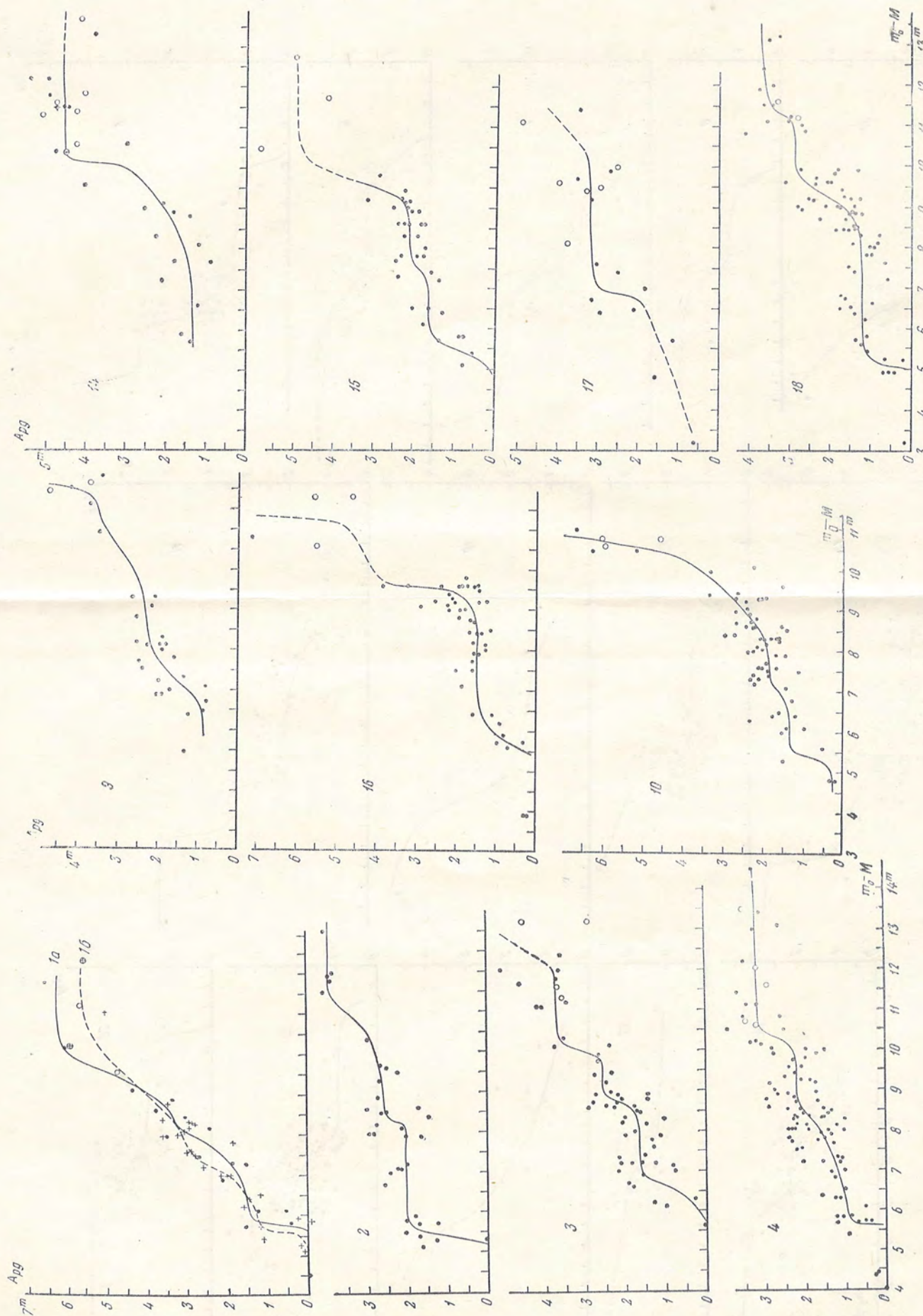
Величины M_v III для звезд A0 — K5 были взяты из работы П. П. Паренаго [11], а для звезд O — A0 — И. М. Копылова [12]. Полученные таким образом M_{pg} III приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

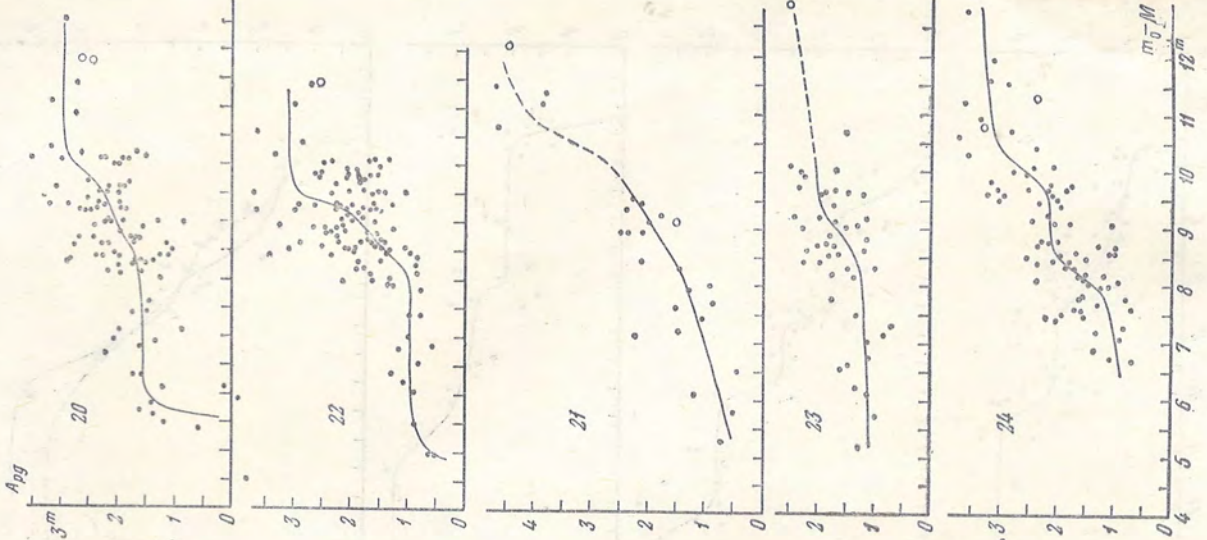
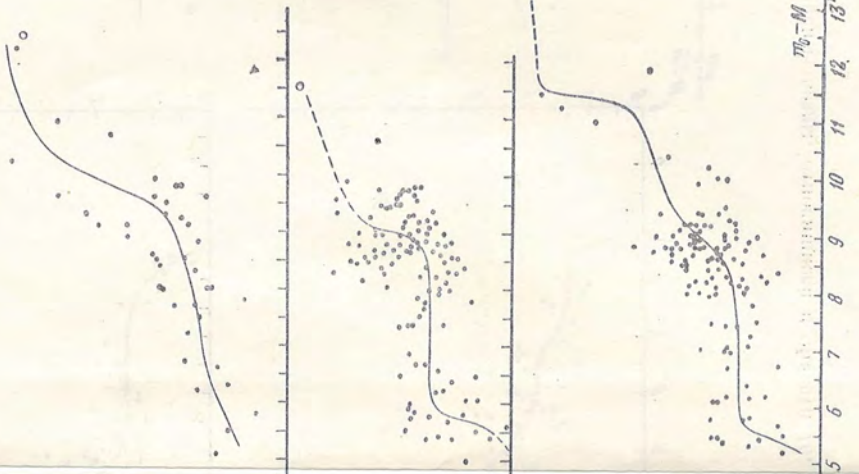
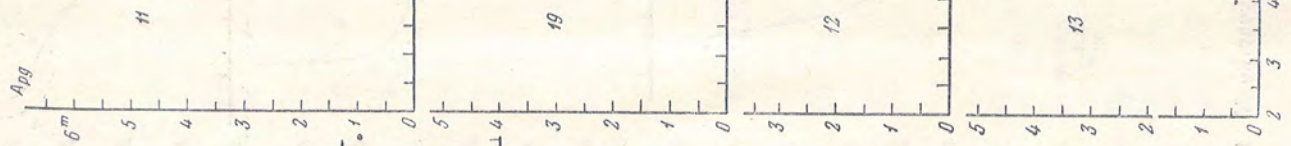
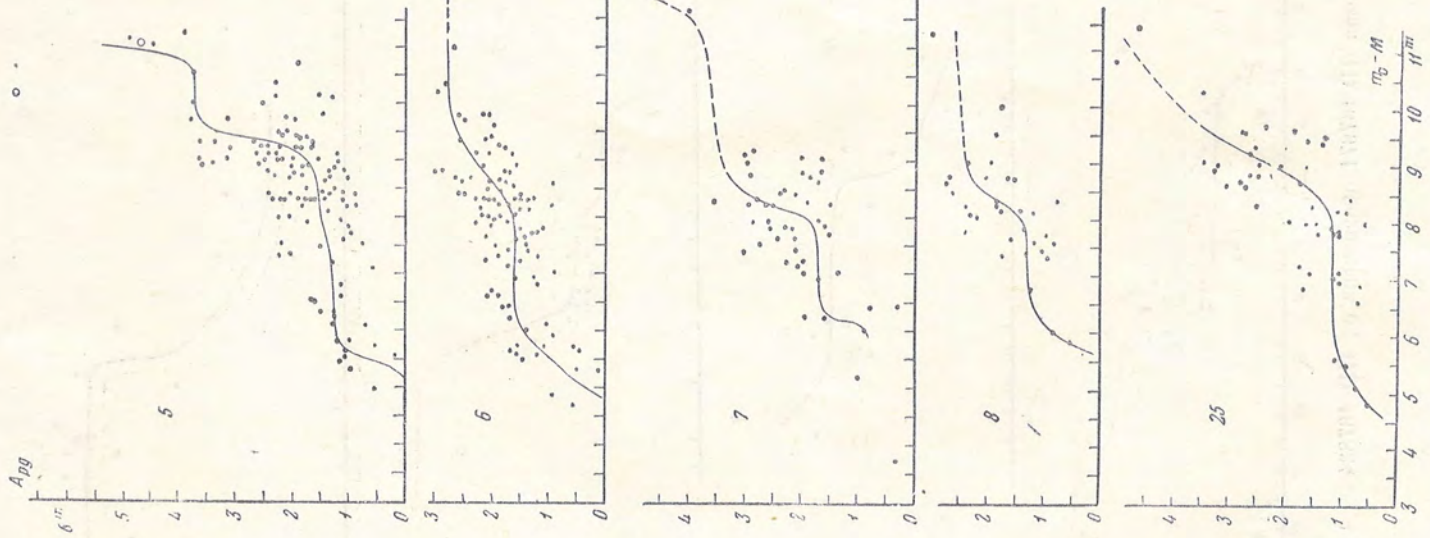
	m		m
B0	-6,0	F2	+2,0
B3	-3,5	F5	+2,3
B5	-2,3	F8	+2,6:
B8	-1,2	G5	+3,0:
A0	-0,5	G8	+2,6
A3	+0,3	K0	+2,2
A5	+0,8	K3	+1,8
A8	+1,5	K5	+1,5
F0	+1,8		

Положение большинства звезд, отнесенных к гигантам, теперь соответствует на диаграмме общей зависимости, полученной по звездам главной последовательности. В тех случаях, когда звезды III все же выделялись высоким поглощением, они считались сверхгигантами и для определения поглощения не использовались, так как не было возможности разделить классы светимости I и II.

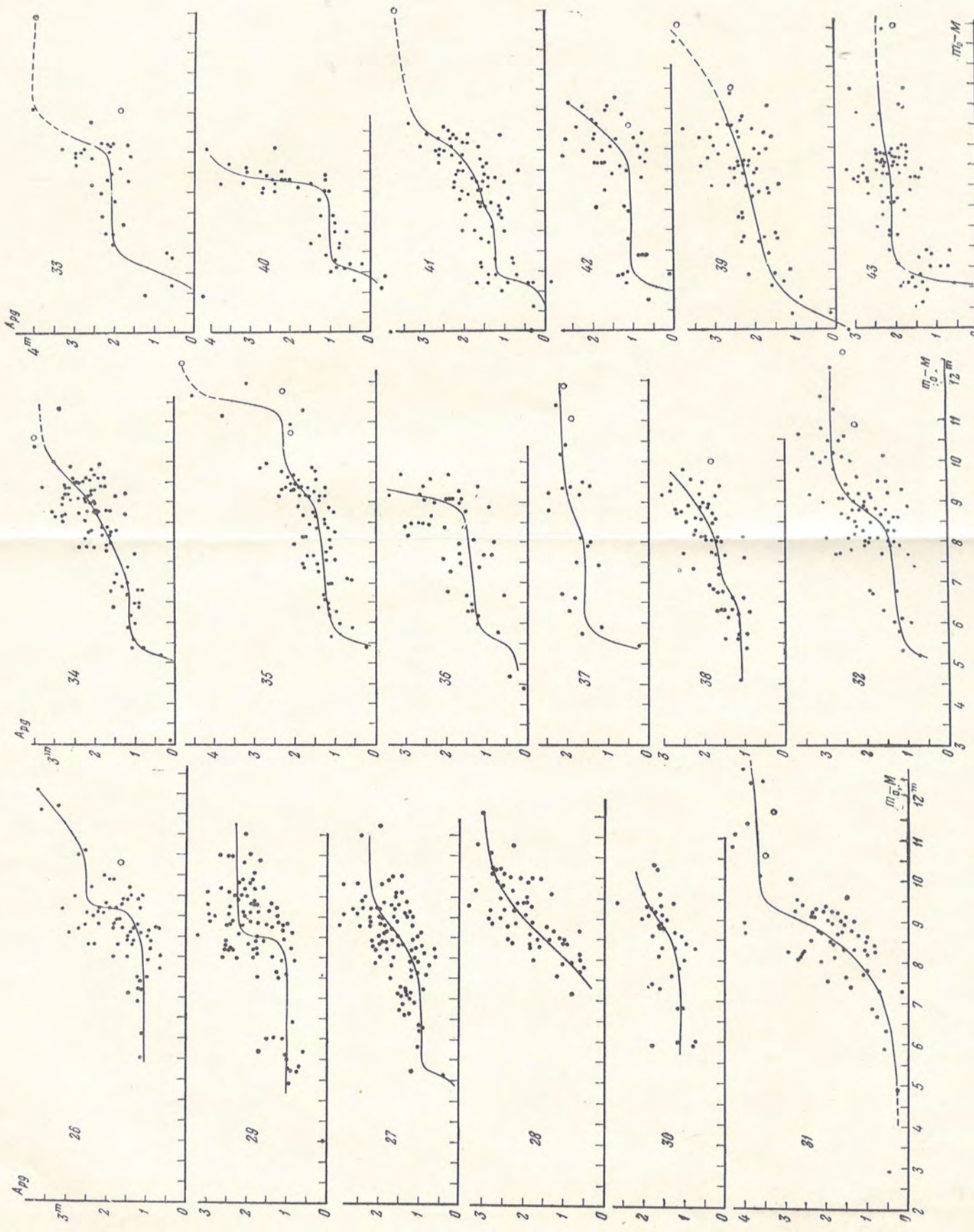
Для исследования поглощения использовались только звезды с уверенно определенными показателями цвета, звездными величинами и спектральными классами. При построении диаграмм (A_{pg} , $m_0 - M$) было обнаружено, что хуже всего в каталоге [9] определены звездные величины



Фиг. 4. На участке № 1 крестиками обозначены звезды, относящиеся к области 16. На участке № 14 звезда HD 167971 обозначена $\odot$, HD 167834 — +



T. 22 comp. 156 + 11



и показатели цвета самых ярких звезд, избыток цвета которых часто оказывался в резком несоответствии с *СЕ* других близких в пространстве звезд. Большинство таких звезд указано в «Исправлениях к каталогу 9)» [13].

Нами использованы также данные о поглощении и расстояниях для ранних звезд [14—16], а в участке № 17 одна звезда была взята из [17]. В этих работах приведено поглощение света звезд в визуальной области (A_v).

На основании соображений, изложенных в [10], поглощение в фотографической области (в нашей системе величин) $A_{pg} = 1,4 A_v$. В тех случаях, когда в [14—17] не даны абсолютные величины звезд, необходимые для определения модуля расстояния, они взяты из [12]. Звезды, поглощение которых было определено по [14—17], обозначены на диаграммах кружками *.

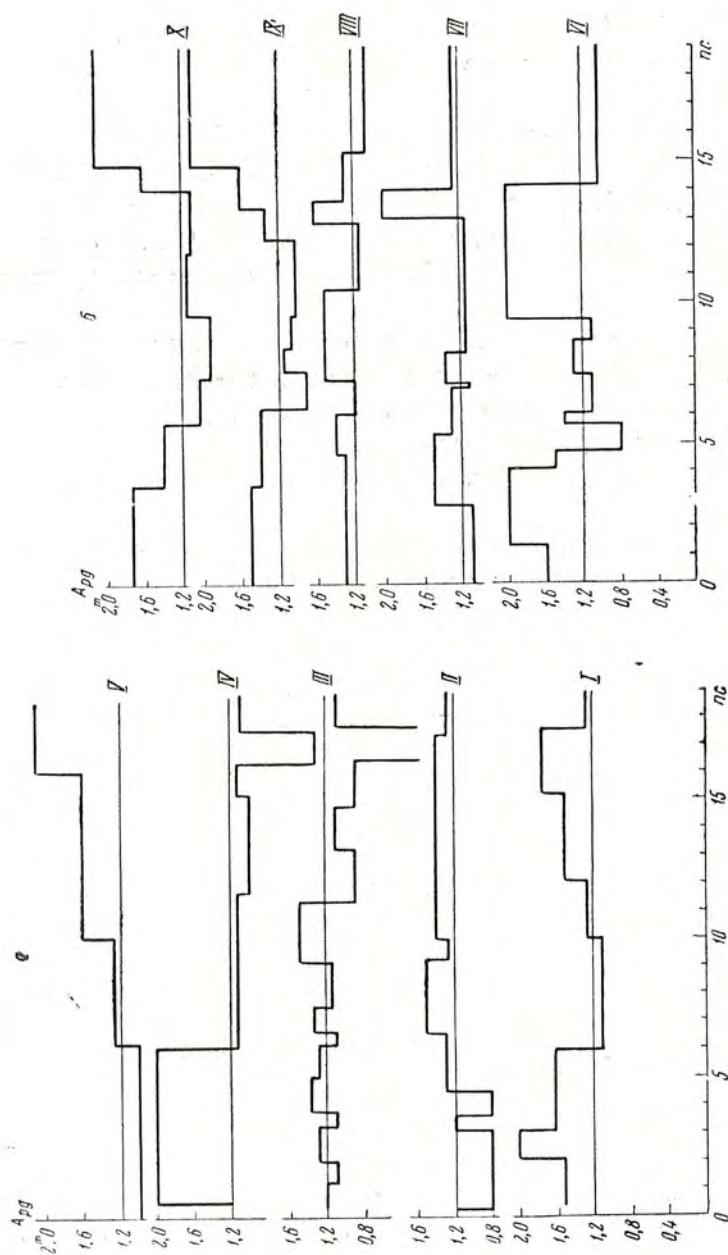
Из рассмотрения диаграмм видно, что дисперсия точек почти всегда больше для далеких звезд, чем для близких. По-видимому, это связано, главным образом, с тем, что с ростом расстояния растет число отдельных флуктуаций в поглощающей среде на луче зрения.

Диаграммы для всех участков, где уже учтено наличие гигантов, даны а фиг. 4—6.

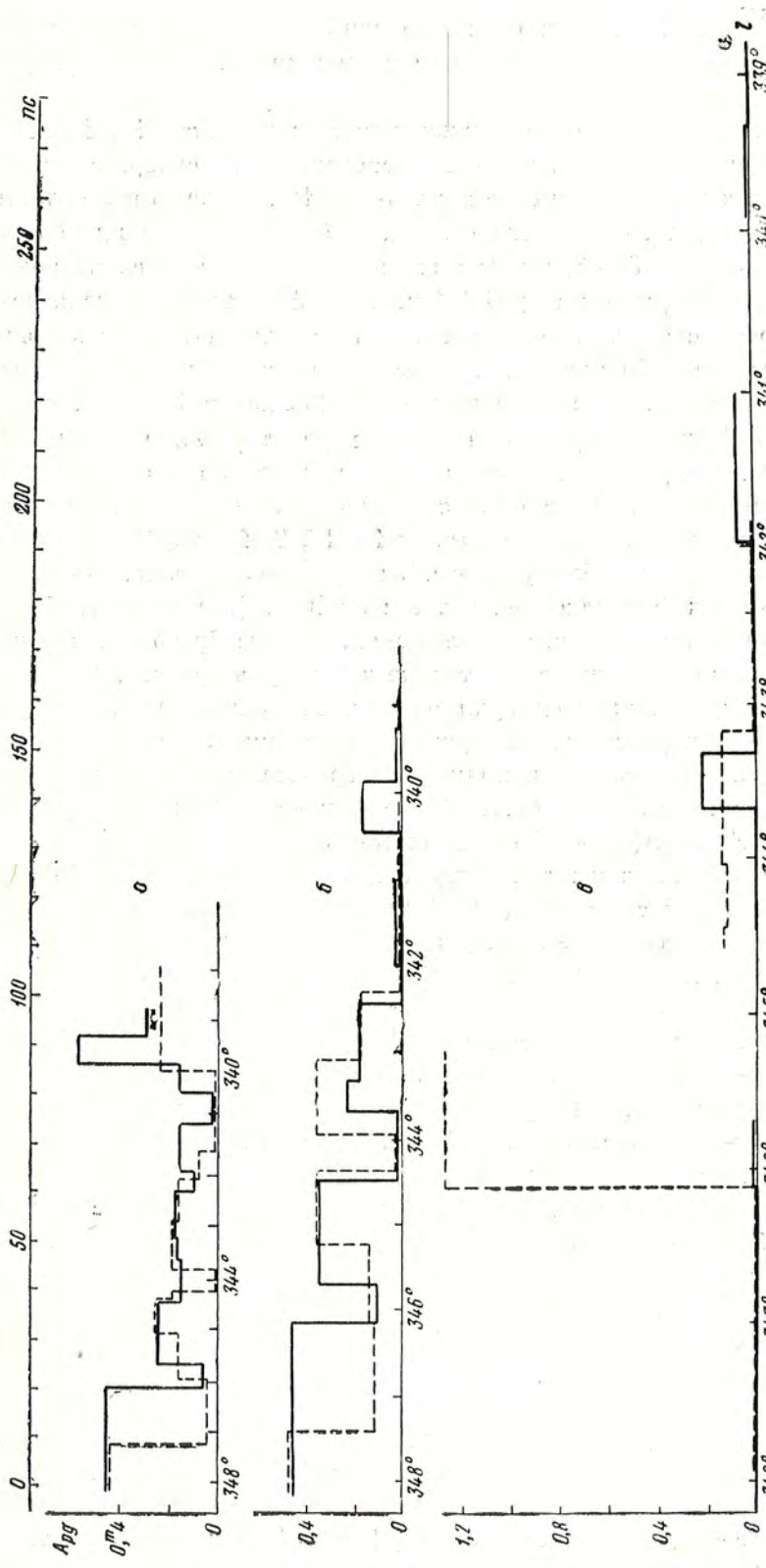
На них хорошо видно изменение поглощения в близком облаке от участка к участку, значительно превышающее ошибки определения. Поскольку облако очень плотное, а пространство непосредственно за ним, как видно из фигур, почти прозрачно, то поглощение в облаке уверенно определяется по высоте примерно горизонтального участка кривой после крутого нарастания поглощения в каждом участке. Расстояние начала и конца облака в среднем по всем участкам получается равным соответственно 110 и 150 *пс*. На таком расстоянии поперечник всей нашей области равен всего 21 *пс*, но и на столь малом отрезке определенно имеются флуктуации поглощения, достигающие $0^m,5$, а иногда и $1^m,0$. Чтобы нагляднее представить эти флуктуации, на фиг. 7 (*а* и *б*) приведено изменение поглощения в ближнем облаке в направлениях, перпендикулярных лучу зрения. Эти направления указаны на фиг. 1 пунктирными прямыми, обозначенными римскими цифрами. Поглощение, приведенное на фиг. 8, обусловлено в среднем слое толщиной 40 *пс* (между 110 и 150 *пс*). В действительности «толщина» переднего облака по лучу зрения вполне может меняться по крайней мере в 2 раза и в ту и в другую сторону (см. фиг. 4—6). Поэтому плотность поглощающей среды меняется от точки к точке, возможно, больше, чем следует из фиг. 7.

На фиг. 7 видны и более мелкие «детали» облака размером до 1 *пс*, выделяющиеся резким возрастанием или уменьшением поглощения. Возможно, что среди них имеются и фиктивные, как следствие произвольных границ областей, но безусловно есть и реальные. Например, в разрезах на участках № 28, 31 поглощение в ближнем облаке очень мало или даже равно нулю, а в соседнем участке № 30 оно близко к $1^m,4$. «Ширина»

* Звезды №755 и 756 из [16] показывают поглощение резко отличное от наблюдаемого в соседних с ними областях. Они на диаграммы не нанесены.



Фиг. 7. Распределение поглощения вблизи облаке вдоль линий, перпендикулярных лучу зрения.
Направления разрезов см. на фиг. 1.



Фиг. 8. Распределение a_{pg} вдоль галактического экватора (сплошная линия) и в плоскости $b = +0^{\circ},7$ (пунктирная линия) на разных расстояниях от Солнца.
 a — 600 пс, b — 1000 пс и c — 1800 пс. Верхняя шкала — расстояние в парсеках, нижняя — соответствующие каждому расстоянию градусы галактической долготы.

участка № 31 всего 1 *пс*. Если бы мы видели ближнее темное облако освещенным, оно определенно имело бы вид, напоминающий по структуре светлые диффузные туманности.

Увеличение поглощения в ближнем облаке в участках 1а, 1б, 2, 3 связано, по-видимому, с тем, что они расположены в непосредственном соседстве с известным темным облаком в Щите [18]. Может быть, области 1а и 1б включают даже часть этого облака. Избыток поглощения в ближнем облаке в участке № 43, а также его положение относительно полос темной материи, тянущихся от ρ Oph (см. карту № 5 в атласе Росса), возможно, говорят о связи этого облака с комплексом темных облаков около ρ Oph. Скорее всего ближнее плотное облако является частью той системы темных облаков, расположенных ~ 100 — 200 *пс* от Солнца, которая тянется вдоль Млечного Пути по крайней мере от ρ Oph до Орла [28].

Почти в каждом участке поглощение непосредственно за ближним облаком или отсутствует или очень слабо. Заметное поглощение на этом расстоянии наблюдается только в участках 1а, 1б, 9, 10, 15, 39, но почти все они близки к темному облаку в Щите. Затем, на расстояниях 200 — 600 *пс* в разных участках (в среднем по области от 400 *пс*), начинается более или менее скачкообразный рост поглощения. Скачкообразность в изменении поглощения наблюдается не только вдоль луча зрения (вдоль оси m_0 — M), но также и перпендикулярно ему. Это видно при сравнении диаграмм соседних участков. Те места на диаграммах, где поглощение меняется наиболее резко, были приняты за границы конденсации поглощающей материи. Внутри конденсаций рост поглощения был принят равномерным. Зная A_{pg} и $\Delta(m_0 - M)$ в каждой конденсации, можно вычислить величину поглощения в каждой конденсации, рассчитанную на 100 *пс*, для сравнения плотности поглощающей материи в разных конденсациях.

Конденсации, выделенные в каждом участке вдоль луча зрения, представлены в табл. 2, где в первом столбце даны расстояния от Солнца в парсеках (r), во втором — среднее поглощение в фотографических лучах, наблюдаемое на данном расстоянии (A_{pg}), а в третьем — поглощение в каждой конденсации, приведенное к 100 *пс* (a_{pg}). Ближнее облако в таблице не приведено, так как при определении a_{pg} здесь возможны большие ошибки из-за малости самого облака. Из табл. 2 видно, что конденсации пыли имеют самые различные размеры вдоль луча зрения — от 40 до 1000 *пс*, а иногда и больше. Плотность поглощающего вещества также очень разнообразна — об этом свидетельствует изменение a_{pg} от 0^m до $2^m,5$.

Распределение поглощения в плоскости, перпендикулярной лучу зрения, видно на фиг. 8. Там представлены три разреза, перпендикулярных лучу зрения: *в* — на расстоянии 1800 *пс*, *б* — на расстоянии 1000 *пс* и *а* — на расстоянии 600 *пс*.

Изменение поглощения (a_{pg}) показано в зависимости от расстояния в парсеках, отсчитанных от направления $l = 348^\circ$ (верхняя шкала). Нижние шкалы дают галактические долготы. Разрезы сделаны вдоль галактического экватора и в плоскости $b = +0^\circ,7$. Высота второго разреза над плоскостью экватора на расстояниях 600 , 1000 и 1800 *пс* равна соответственно $7,12$ и 22 *пс*. На разрезах *а* и *б* видно, что сгущения

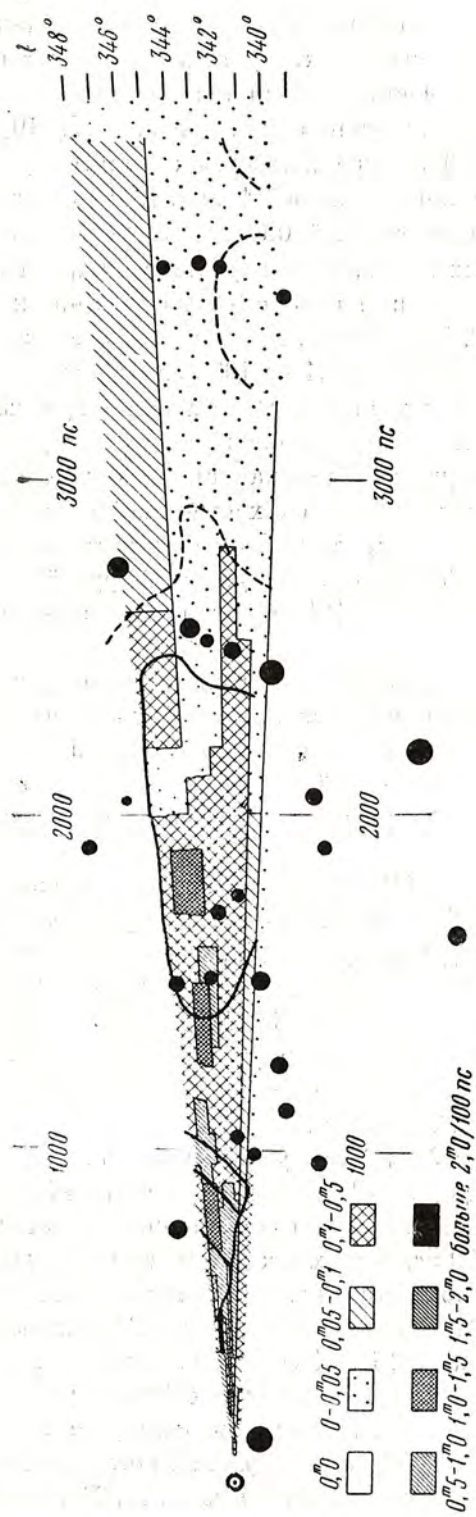
Т а б л и ц а 2

r, nc	A_{pg}	a_{pg}	r, nc	A_{pg}	a_{pg}	r, nc	A_{pg}	a_{pg}
<i>1a</i>			<i>7</i>			<i>14</i>		
174	1,5		200	1,7		130	1,4	
251	1,8	0,3 ₂	350	1,8	0,0 ₃	320	1,4	0,0 ₃
380	2,6	0,6 ₂	630	3,4	0,6 ₀	800	2,4	0,2 ₂
436	3,2	0,1 ₆	1600	3,7	0,0 ₃	1000	3,0	0,2 ₀
570	3,6	0,3 ₀	2500	5,0	0,1 ₄	1500	4,6	1,0 ₀
1130	6,1	0,4 ₆				3500	4,6	0,0 ₀
2500	6,2	0,0 ₁		<i>8</i>			<i>15</i>	
<i>16</i>			200	1,3		160	1,1	
160	1,2		380	1,4	0,0 ₆	280	1,8	0,6 ₄
250	2,0	0,8 ₂	630	2,4	0,4 ₂	320	2,1	0,6 ₂
400	3,1	0,7 ₈	1600	2,6	0,0 ₂	630	2,2	0,0 ₃
1320	5,5	0,2 ₀		<i>9</i>		1000	4,4	0,6 ₁
3160	5,5	0,0 ₀				1300	4,9	0,1 ₇
<i>2</i>			160	0,8		3200	5,0	0,0 ₁
150	2,0		200	0,8	0,0 ₀		<i>16</i>	
400	2,0	0,0 ₀	400	2,2	0,6 ₀	200	1,4	
500	2,6	0,4 ₀	790	2,4	0,0 ₆	520	1,4	0,0 ₂
890	2,6	0,0 ₁	1750	3,5	0,1 ₁	700	1,8	0,1 ₇
1260	2,9	0,0 ₈	2200	3,6	0,0 ₂	900	3,8	1,0 ₈
2000	3,9	0,1 ₄	2600	4,8	0,3 ₁	1700	4,9	0,1 ₃
4000	3,9	0,0 ₀		<i>10</i>		1900	7,0	1,2 ₈
<i>3</i>			130	1,3			<i>17</i>	
240	1,6		160	1,4	0,3 ₇	130	1,4	
480	1,7	0,0 ₄	250	1,8	0,4 ₃	220	2,0	0,6 ₅
630	2,5	0,5 ₆	400	1,9	0,0 ₇	280	3,1	2,0 ₂
890	2,6	0,0 ₄	790	2,9	0,2 ₅	1000	3,2	0,0 ₂
1150	3,6	0,3 ₇	1250	4,5	0,3 ₄	2000	4,4	0,1 ₂
2500	3,8	0,0 ₁	1500	6,6	1,0 ₂		<i>18</i>	
4000	5,0	0,0 ₈		<i>11</i>		130	1,2	
<i>4</i>			160	1,6		420	1,3	0,0 ₄
160	1,1		630	2,2	0,1 ₅	630	1,6	0,1 ₀
200	1,1	0,0 ₀	870	3,4	0,4 ₈	1000	3,0	0,3 ₅
400	1,6	0,2 ₅	1200	3,4	0,0 ₂	1700	3,0	0,0 ₀
560	2,2	0,3 ₇	1660	5,1	0,3 ₆	2100	3,6	0,1 ₄
960	2,2	0,0 ₁	4000	5,1	0,0 ₀	4400	3,7	0,0 ₁
1050	3,1	0,9 ₄		<i>12</i>			<i>19</i>	
7900	3,2	0,0 ₂				160	1,2	
<i>5</i>			160	1,4		250	1,5	0,3 ₂
140	1,2		520	1,5	0,0 ₃	400	1,6	0,4 ₀
250	1,3	0,1 ₀	800	2,8	0,5 ₀	720	2,2	0,1 ₆
630	1,8	0,1 ₃	1700	3,8	0,1 ₀	1900	4,7	0,2 ₂
900	3,7	0,6 ₈		<i>13</i>		2800	4,9	0,0 ₂
1300	3,8	0,0 ₁					<i>20</i>	
1600	5,4	0,6 ₁	140	1,4	0,0 ₃	170	1,6	0,2 ₂
<i>6</i>			460	1,5	0,3 ₁	440	1,6	0,1 ₇
166	1,5		800	2,6	0,0 ₈	800	2,2	0,1 ₇
380	1,6	0,0 ₅	1700	3,4	0,3 ₇	1200	3,0	0,1 ₇
1000	2,8	0,1 ₉	2200	5,0	0,0 ₁	3200	3,0	0,0 ₀
4000	2,8	0,0 ₀	5000	5,2				

Т а б л и ц а 2 (окончание)

$r, \text{ нс}$	A_{pg}	a_{pg}	$r, \text{ нс}$	A_{pg}	a_{pg}	$r, \text{ нс}$	A_{pg}	a_{pg}
	21			28			36	
160	0,7		320	0,4		160	1,2	
500	1,6	0,2 ₇	800	2,4	0,4 ₁	520	1,5	0,0 ₅
1500	4,2	0,2 ₅	1600	3,9	0,1 ₉	720	3,4	0,9 ₅
2300	4,6	0,0 ₆	2000	4,0	0,0 ₁			
	22			29			37	
130	0,9		100	1,0		170	1,6	
420	1,0	0,0 ₅	420	1,0	0,0 ₁	440	1,6	0,0 ₀
630	1,4	0,0 ₉	550	2,2	0,8 ₂	790	2,1	0,1 ₃
900	3,0	0,7 ₁	1300	2,2	0,0 ₁	2200	2,2	0,0 ₁
1800	3,1	0,0 ₁		30			38	
	23		170	1,1		80	1,2	
115	1,2		450	1,3	0,0 ₅	170	1,2	0,0 ₀
440	1,2	0,0 ₃	1000	2,2	0,1 ₆	320	1,6	0,3 ₃
790	2,0	0,2 ₁		31		420	1,7	0,1 ₅
3800	2,4	0,0 ₁	160	0,1		790	2,6	0,2 ₄
	24		400	1,2	0,4 ₆			
230	1,0		830	3,6	0,5 ₆		39	
350	1,2	0,1 ₆	3200	3,8	0,0 ₁	130	1,6	
570	2,2	0,4 ₁		32		500	2,4	0,2 ₁
870	2,2	0,0 ₀	130	1,0		2000	4,0	0,1 ₁
1400	3,2	0,1 ₈	440	1,4	0,1 ₀			
3500	3,4	0,0 ₁	900	2,8	0,2 ₉		40	
	25		3200	2,8	0,0 ₀	140	1,0	
140	1,2			33		400	1,0	0,0 ₀
440	1,3	0,0 ₅	170	2,0		500	4,0	2,5 ₀
790	3,3	0,5 ₆	500	2,2	0,0 ₃			
1600	4,8	0,1 ₉	830	4,1	0,5 ₉		41	
	26		2500	4,2	0,0 ₀	125	1,2	
130	1,0			34		220	1,3	0,1 ₃
400	1,0	0,0 ₀	145	1,1		400	1,8	0,2 ₈
630	1,4	0,1 ₅	250	1,2	0,1 ₀	790	3,4	0,4 ₀
760	2,5	0,8 ₅	1000	3,0	0,2 ₃			
1300	2,6	0,0 ₂	1500	3,3	0,0 ₆		42	
2800	3,7	0,0 ₇		35		125	1,0	
	27		170	1,1		480	1,1	0,0 ₀
120	0,9		500	1,5	0,1 ₂	870	2,6	0,3 ₇
350	1,0	0,0 ₇	1050	2,3	0,5			
800	2,2	0,2 ₅	1700	2,4	0,0 ₂		43	
2000	2,2	0,0 ₁	2200	4,4	0,3 ₉	140	2,0	
			3200	4,9	0,0 ₅	350	2,2	0,0 ₂
						2000	2,4	0,0 ₂

имеют размер всего порядка 20—40 нс, причем в плоскости экватора и в плоскости $b = +0^{\circ}7$ они более или менее соответствуют друг другу. На разрезе же σ сгущения в плоскости экватора и в плоскости $b = +0^{\circ}7$ уже не соответствуют друг другу. Это говорит о том, что «высота» сгущений также порядка 20—30 нс. Вполне возможно, что найденные нами сгущения размером 20—40 нс имеют в свою очередь определенную структуру и вдоль луча зрения и перпендикулярно ему, но наш материал выявить ее не позволяет.



Фиг. 9. Распределение поглощающей материи в проекции на галактическую плоскость.

Черными кружками обозначены группировки горячих звезд согласно [19]. Сплошная и пунктирная линия — граница сгущений нейтрального водорода с концентрацией 1 атом/см^2 . Прерывистая — граница сгущений нейтрального водорода с концентрацией $0,5 \text{ атом/см}^2$ согласно [21].

На фиг. 9 нанесены в проекции на плоскость галактического экватора области наиболее сильного поглощения по всем участкам. Ближние области имеют более мелкую структуру по сравнению с более далекими, очевидно, из-за ошибок в определении поглощения в далеких областях. На фиг. 9 также нанесены группировки горячих звезд [19] (черные кружки). Сплошной жирной линией показаны границы сгущений межзвездного водорода H I с концентрацией 1 атом/см^3 , а прерывистой — границы сгущений с концентрацией $0,6 \text{ атом/см}^3$ согласно [21]. Из сопоставления этих данных видно, что в изучаемом направлении на протяжении всего расстояния почти вплоть до 3 кпс от Солнца концентрация H I не ниже $0,6 \text{ атом/см}^3$. Кроме того, межзвездная среда заполнена материей, поглощающей не меньше $0^{\text{m}},1$ на 100 пс (чаще эта величина больше). Группировки горячих звезд также показывают сильную вытянутость вдоль луча зрения. Изучаемое направление по обилию группировок горячих звезд, может быть, уступает только направлению в Лебедь [19].

Все эти данные, а также данные о хаотической поляризации света ранних звезд [22], говорят о том, что здесь мы смотрим либо вдоль одного из рукавов Галактики, либо вдоль ветви рукава. С другой стороны, по наблюдениям нейтрального водорода [21], рукав от Солнца отходит в направлении $l \sim 0^\circ$.

Для окончательного выяснения вопроса о строении рукава в Стрельце — Щите необходимы сведения о поглощающей материи в направлении от $l = 348^\circ$ до $l = 0^\circ$, а также о распределении звезд более поздних спектральных классов, чем $\text{O} - \text{B}2$.

Интересно также обратить внимание на выделенные нами области с туманностями.

NGC 6604 (участок № 14). Наиболее вероятно, что эта туманность возбуждается либо звездой HD 167971 — O8f , которая является частью сложной системы из 20 звезд с радиусом $60''$, либо ранней звездой HD 167834, которая также является частью сложной системы [23]. Расстояние до этих систем (см. фиг. 4, участок № 14) 1200 и 1600 пс соответственно. На этом участке нет систематического роста поглощения, т. е. есть основания полагать, что туманность находится в пространстве, сравнительно свободном от поглощающей материи.

NGC 6611 (участок № 17) возбуждается очень молодым скоплением, содержащим много звезд O [24]. Из фиг. 4 (участок № 17) видно, что наблюдаемые Хилтнером и нами звезды O -скопления имеют концентрацию на расстоянии около 2200 пс . В этом месте также нет общего нарастания поглощения, но возможно местное изменение поглощения внутри скопления до $\pm 0^{\text{m}},7$, что может быть исследовано детально только фотоэлектрически.

NGC 6618 (участок № 24). К сожалению, пока не известна природа свечения этой туманности [25], и поэтому сейчас трудно оценить расстояние до нее, а следовательно, и выяснить, находится ли туманность в области с сильной или слабой концентрацией поглощающей материи.

В заключение приношу благодарность И. М. Копылову за предоставление мне данных его диссертации до опубликования, а также Е. И. Иосько за помощь в обработке материалов и изготовление фотографий.

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. I. L. Greenstein. Н. А., 105, 359, 1937.
2. В. Вок. А. J., 61, 309, 1956.
3. В. А. Амбарцумян и др. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952, гл. IX.
4. В. J. Вок. Н. В., № 920, 2, 1951.
5. Т. А. Агекян. Астр. журн., 32, 416, 1955.
6. W. Baade. Problems of Cosmical aerodynamics. Byton, 1951.
7. Coordination of Galactic research. A. Symposium, Cambridge, 1953.
8. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Астр. журн., 32, 401, 1955.
9. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 208, 1958.
10. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 268, 1959.
11. П. П. Паренаго. Астр. журн., 35, 169, 1958.
12. И. М. Копылов. Диссертация. 1958.
13. И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 276, 1959.
14. W. A. Hiltner, B. Iriarte. Ap. J., 122, 185, 1955.
15. W. A. Hiltner, H. L. Johnson. Ap. J., 124, 367, 1956.
16. W. A. Hiltner. Ap. J. Suppl., № 24, 1956.
17. W. Morgan et oth. Ap. J. Suppl., № 14, 1955.
18. C. Schalen. Uppsala astron. obs. Medd., № 61, 3, 1935.
19. И. М. Копылов. Астр. журн., 35, 390, 1958.
20. П. П. Паренаго. Курс звездной астрономии. Гостехиздат, 1954.
21. J. H. Oort et oth. M. N., 118, 379, 1958.
22. Г. А. Шайн. Астр. журн., 33, 469, 1956.
23. S. Sharpless. Ap. J., 119, 334, 1954.
24. М. Уокер. Сб. «Нестационарные звезды». Ереван, 1957.
25. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, П. В. Щеглов. Наст. том, стр. 150.
26. H. F. Weaver, Ap. J., 110, 190, 1949,

ОСЦИЛЛОГРАФИЧЕСКАЯ ПРИСТАВКА К МИКРОФОТОМЕТРУ МФ-4 ДЛЯ ЗАПИСИ В ИНТЕНСИВНОСТЯХ

Р. Е. Гершберг, В. И. Проник, С. И. Коркин

Описывается осциллографическая приставка к регистрирующему микрофотометру МФ-4 для записи в интенсивностях. Приставка работает по принципу следящей системы: фототок микрофотометра, пропорциональный пропусканию негатива, управляет отклонением светового пятна осциллографа вдоль оси x ; установленный перед экраном ФЭУ удерживает световое пятно на границе непрозрачной маски, вырезанной по форме характеристической кривой и помещенной на экране осциллографа; напряжение на y -пластинах, пропорциональное интенсивности, подается на записывающее устройство МФ-4. В работе приставка достаточно надежна и дает запись в интенсивностях с точностью до 3—5%.

AN OSCILLOGRAPHIC ATTACHMENT TO THE MICROPHOTOMETER МФ-4 FOR RECORDING INTENSITIES, by *R. E. Gershberg, V. I. Pronyk, S. I. Korokin*.—The oscillographic attachment to the registering microphotometer МФ-4 for recording the intensities is described. This device operates according to the principle of the following system: the photocurrent of the microphotometer, which is proportional to the amount of light transmitted by the negative, directs the deflections of the light spot of the oscillograph along the x -axis; the photoelectric multiplier placed before the screen holds the light spot at the edge of an opaque mask, having the form of the characteristic curve and placed on the screen of the oscillograph; the voltage on y -plates, proportional to the intensity, is fed to the recording device of МФ-4. The oscillographic attachment is sufficiently reliable in operation and gives a recording in intensities with a precision 3—5%.

Фотометрическая обработка большого количества снимков является весьма трудоемким делом. Эта утомительная процедура существенно сокращается при использовании регистрирующего микрофотометра, дающего запись в интенсивностях. В астрономической практике нет еще соответствующего стандартного прибора, и на разных обсерваториях при решении задачи автоматического перевода почернений в интенсивности используются самые различные схемы и приспособления, отличающиеся как принципом действия, так и его техническим осуществлением.

Из многочисленных приспособлений, осуществляющих перевод почернений в интенсивности чисто механическим путем (см., например, [1—4]), наилучшим, по-видимому, является прибор Билса. Присущие ему недостатки свойственны и всем другим подобным механическим системам: они требуют предварительного получения регистрограмм в почернениях, а сам перевод в интенсивности требует дополнительных затрат времени; при этом необходимо вручную удерживать некоторый индекс на кривой регистрограммы, что весьма утомительно и неизбежно приводит к ошибкам.

На некоторых обсерваториях перевод почерпений в интенсивности осуществляется при помощи оптических приспособлений, причем запись в интенсивностях производится автоматически и без промежуточных операций [5—7]. Эти схемы достаточно надежны и оправдывают себя в работе. Их основной недостаток заключается в том, что необходимо построить сравнительно большое, равномерно освещенное изображение щели. Конечные размеры источника света, дифференциальное поглощение в оптике, рассеянный свет — все это приводит к нарушению необходимой равномерности освещенности, что непосредственно сказывается на точности результатов. Кроме того, наличие двух гальванометров заставляет вдвое замедлять запись.

Несколько приборов для записи в интенсивностях построены с использованием различных электронных схем. Уникальный прибор Вильямса и Хилтнера может использоваться как для получения записи в интенсивностях, так и для автоматического вычерчивания изофот [8,9]; однако необходимость калибровки с помощью клина, громоздкость и дороговизна прибора ограничивают распространение этой схемы. При фотометрировании снимков протяженных объектов регистрирующий изофотометр может отчасти заменить микрофотометр с записью в интенсивностях; если изофотометр Бэбкока [10] может служить лишь для качественных исследований, то прибор Моллера и Пирса [11] вполне пригоден для детальных фотометрических работ. Сконструированный недавно Краничем [12] микрофотометр с записью в интенсивностях имеет то неоспоримое преимущество, что в этой схеме характеристическая кривая может быть изменена простым передвижением контактов регулирующих потенциометров даже во время записи. Однако это устройство, как и изофотометр Моллера и Пирса, является довольно сложным прибором.

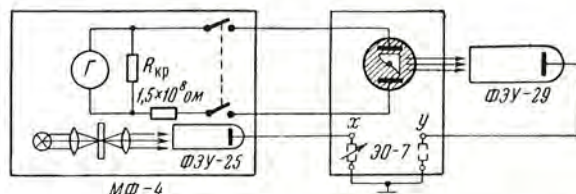
Для фотометрической обработки снимков диффузных туманностей, полученных на светосильной камере $F/1,4$ (640 мм), нами была собрана осциллографическая приставка к микрофотометру МФ-4 для записи в интенсивностях. Основное ее достоинство состоит в том, что в ней используются стандартные приборы и вся работа по сборке приставки ограничивается в принципе установкой двух фотоумножителей и небольшими изменениями в схемах используемых приборов. Поэтому она может быть осуществлена в любой обсерватории*.

ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И НЕКОТОРЫЕ ТЕХНИЧЕСКИЕ ДЕТАЛИ

Осциллографическая приставка работает по принципу следящей системы. Фототок от микрофотометра, пропорциональный пропусканию негатива, подается на горизонтальный усилитель осциллографа и вызывает отклонение электронного луча вдоль оси x . Перед экраном осциллографа в светонепроницаемом стекле установлен фотоумножитель. Фототок от

* Как нам известно, схемы, сходные по принципу с нашей, ранее осуществлялись в Астрономической обсерватории им. В. П. Энгельгардта (Казань) и в Астрономической обсерватории Киевского университета.

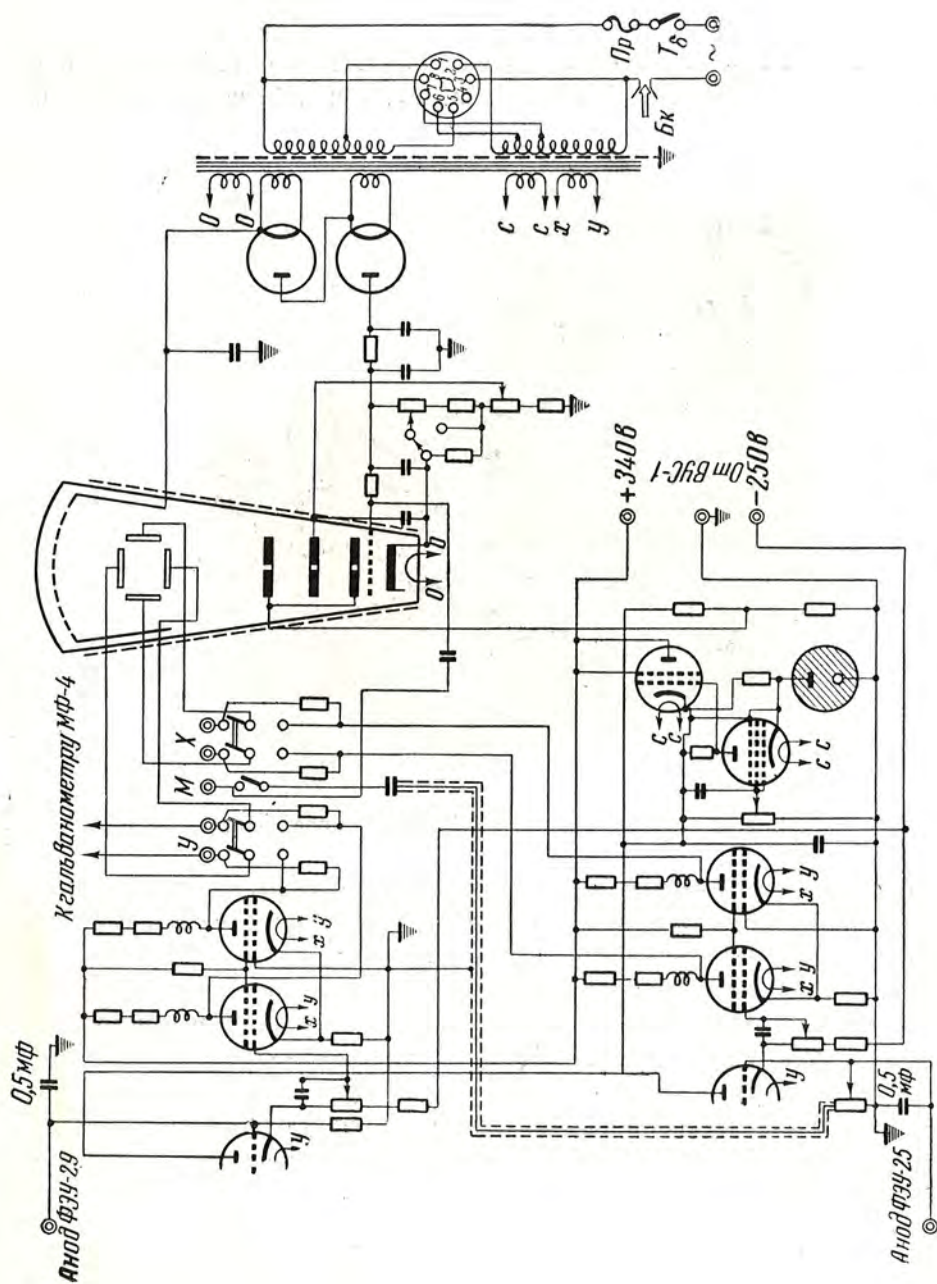
него подается на вертикальный усилитель осциллографа; усиленный сигнал отклоняет электронный луч вниз. При достаточном усилении световое пятно, независимо от своей x -координаты, будет уходить с экрана вовсе или останавливаться на границе какой-либо непрозрачной маски, помещенной на экране. Световое пятно не может полностью спрятаться за маску, так как при этом исчезает сигнал с ФЭУ, отклоняющий его вниз, но и не может уйти от маски вверх. Поэтому, будучи в состоянии равновесия, световое пятно с точностью до своего диаметра всегда находится на границе маски. Сделаем теперь маску таким образом, чтоб ее граница имела



Фиг. 1. Общая схема осциллографической приставки к МФ-4.

вид характеристической кривой в осях пропускание — интенсивность. Тогда, отклоняясь по x -координате на некоторое расстояние, соответствующее фототок микрофотометра, световое пятно одновременно отклоняется вдоль оси y на расстояние, соответствующее интенсивности при таком пропускании. Параллельно y -пластинам через большое сопротивление включен гальванометр микрофотометра МФ-4. На фиг. 1 показана общая схема осциллографической приставки.

В микрофотометре фотоэлемент заменен на ФЭУ-25, что повышает чувствительность всего прибора и, самое главное, дает высокоомный выход. Для нормальной работы умножителя перед ним помещен пейтральный фильтр, ослабляющий световой поток примерно в 10^4 раз. Следящая система собрана на осциллографе ЭО-7. В его электрической схеме сделаны следующие изменения. Чтобы получить усилители постоянного тока, первый каскад каждого усилителя, имеющий емкостный вход, из схемы исключен. При этом теряется стабилизация анодного питания, так как в схеме осциллографа оно стабилизировано лишь в первом каскаде. Вместо переделки стабилизирующего устройства осциллографа мы использовали посторонний стабилизированный источник для анодного питания — ВУС-1. Напряжение регулировки начального смещения электронного луча в схеме осциллографа не стабилизировано вовсе; поэтому на соответствующие точки схемы осциллографа подано напряжение от отрицательного выхода ВУС-1. Входы обоих усилителей — выходы ФЭУ — заземлены через емкости $0,5 \text{ мф}$. На лицевой стенке осциллографа с помощью двух шарниров на некотором расстоянии от экрана крепится фигурное плато, несущее светонепроницаемый стакан с ФЭУ-29; катод фотоумножителя находится на расстоянии 20 см от экрана осциллографа; в стакане закреплен присовый затвор. Оба ФЭУ питаются от одного высоковольтного стабилизированного выпрямителя типа ВВС-1. Небольшое изменение выходного делителя выпрямителя позволяет повысить его

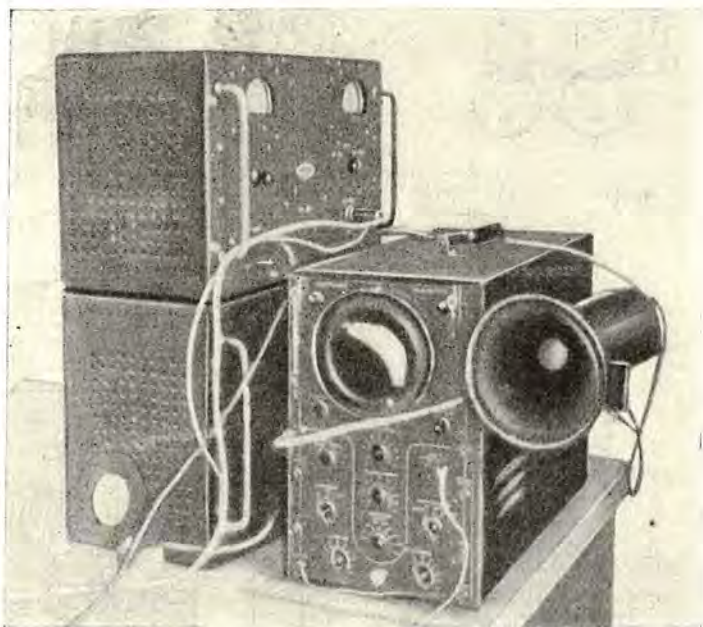


Фиг. 2. Схема включения фотоумножителей, питания и гальванометра МФ-4 в осциллографе ЭО-7. Данные деталей, не обозначенные на схеме, соответствуют данным схемы электронного осциллографа типа ЭО-7.

максимальное выходное напряжение до 1350 в за счет некоторого снижения его стабилизирующих свойств. Обычно на делители фотоумножителей, собранные на панелях ФЭУ, подается 1250 в. Для работы отобраны ФЭУ с малыми флуктуациями темнового тока.

Осциллограф и выпрямители питаются через феррорезонансный стабилизатор.

Измененная схема осциллографа дана на фиг. 2; на фиг. 3 показан общий вид осциллографической приставки. Если в лаборатории имеется



Фиг. 3. Общий вид осциллографической приставки.

несколько микрофотометров МФ-4, то имеет смысл сделать централизованное стабилизированное питание всех ФЭУ и осциллографов, а около микрофотометров устанавливать только осциллографы.

При желании вернуться к записи в почернениях достаточно заменить ФЭУ-25 фотоэлементом и переключить гальванометр с пластин осциллографа на фотоэлемент (внешнее критическое сопротивление гальванометра в обоих случаях одно и то же, оно всегда шунтирует гальванометр). Впрочем, если маска имеет вырез по диагонали (или другую наклонную прямолинейную границу), то приставка будет подавать на запись сигнал, пропорциональный пропусканию негатива.

ПОРЯДОК НАСТРОЙКИ И РАБОТЫ С ПРИСТАВКОЙ

После сборки электронной схемы проводится настройка всей системы. Маска с квадратным вырезом 5×5 см * устанавливается в центре экрана и согласуется с координатной сеткой экрана. Затем при закрытых ФЭУ

* Размеры маски ограничены кривизной экрана осциллографа ЭО-7 и ошибкой поля его фокусирующей системы.

смещением по оси x световое пятно фиксируется в крайнем правом положении. Соответственно размерам измеряемых деталей и зерну эмульсии устанавливаем высоту и ширину щели микрофотометра. На столшке закрепляем негатив и наводим на химический фон. Открываем затвор МФ-4 и усилением по оси x и напряжением на делителе ФЭУ добиваемся того, чтобы световое пятно отклонилось до левой рамки маски.

Смещением по оси y устанавливаем световое пятно в крайнем верхнем положении и открываем ФЭУ следящей системы. Подбором яркости светового пятна добиваемся такого сигнала от ФЭУ, чтобы световое пятно отклонилось до нижней рамки маски. Желательно работать с максимальным напряжением на ФЭУ, при котором шумы еще не слишком велики, — в этом случае сравнительно слабое световое пятно обеспечивает работу следящей системы и вместе с тем мы избегаем яркого ореола вокруг пятна, мало также общее свечение экрана.

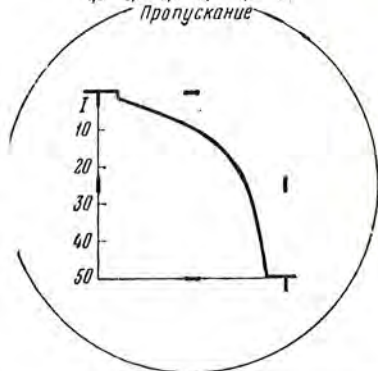
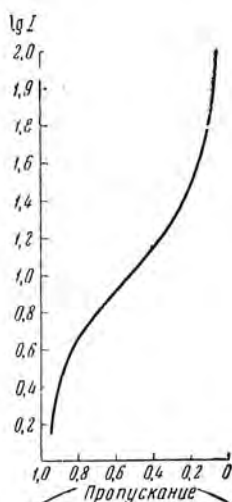
Грубой коррекцией нуля гальванометр микрофотометра устанавливается таким образом, что дает отсчет по шкале «0», когда электронный луч находится в верхнем крайнем положении. Большое сопротивление в цепи гальванометра ($1,5 \times 10^8$ ом) обеспечивает такую чувствительность гальванометра по напряжению, что, когда электронный луч отклонен до нижней рамки маски, отсчет по шкале равен «500» (на записи это соответствует почти полной ширине бумажной ленты). Тогда с отключенной следящей системой отсчет по шкале должен быть «250» — это надо иметь в виду при переходе к записи в почернениях. В цепь гальванометра поставлен дополнительный тумблер — выключатель; он позволяет настраивать всю схему при выключенном гальванометре.

Такая настройка с подбором напряжения на фотоумножителях, с подбором яркости светового пятна и усиления по оси x , а также установка гальванометра производится лишь один раз; в повседневной работе перед записью приходится только проверить исходное положение электронного луча и нулевой отброс шкалы и компенсировать разницу в пропусканиях химического фона на разных пластинках при помощи клина и фильтра микрофотометра.

Вся работа микрофотометра с приставкой может проводиться в нормально освещенной комнате; смену маски можно производить, не выключая высокого напряжения — при этом ФЭУ следящей системы закрывается затвором.

Рабочую маску удобно изготовлять следующим образом. Сперва целесообразно построить характеристическую кривую в осях пропускание — логарифм интенсивности; в этом случае можно использовать несколько калибровочных шкалок, полученных в сходных условиях и одновременно проявленных, и основная часть характеристической кривой — прямолинейная — проводится наиболее уверенно. Масштаб по оси x (пропускание) удобно сразу выбрать таким, чтобы вся шкала от 0 до 1 укладывалась на 5 см. Затем кривая перечерчивается так, что логарифмическая шкала заменяется линейной, а масштаб по оси интенсивностей подбирается с таким расчетом, чтобы вплоть до пропусканий 0,08—0,07 кривая уменьшалась в пределах рамки. Более плотные участки измерять не имеет смысла,

так как там ошибка может быть очень велика — это обычный недостаток фотографической фотометрии вообще. На фиг. 4 изображены исходная характеристическая кривая и сделанная по ней рабочая маска. Для уменьшения влияния общего свечения экрана осциллографа на ФЭУ следящей системы в рабочей маске вырезается только узкая (2—3 мм) полоска над характеристической кривой. Кроме того, делается несколько дополни-



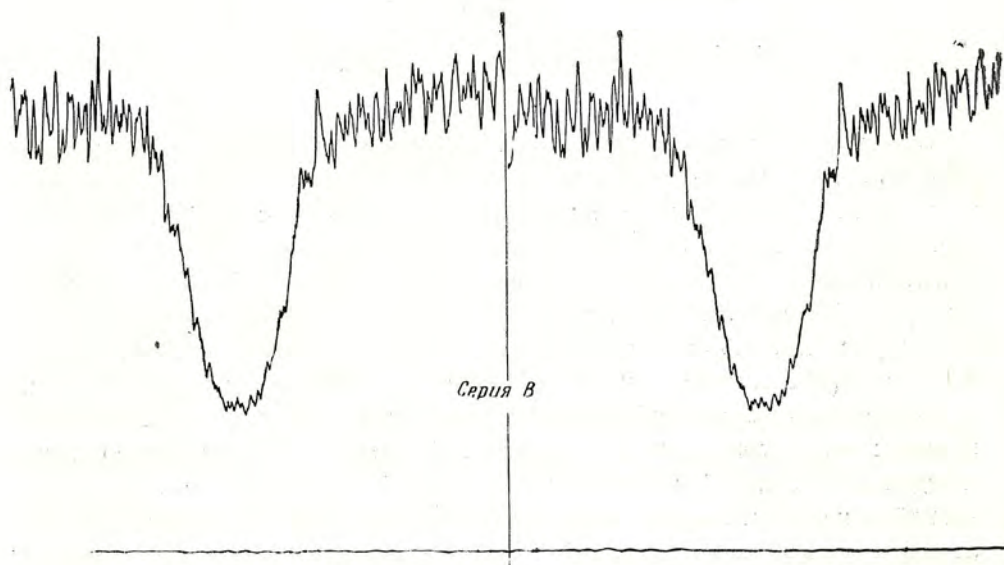
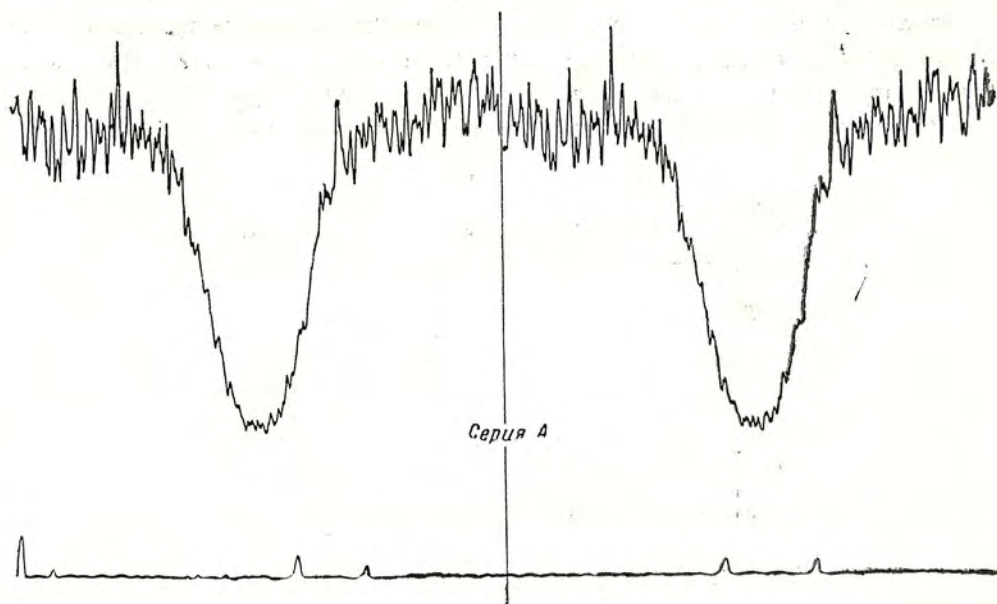
Фиг. 4. Исходная характеристическая кривая и сделанная по ней рабочая маска.

тельных отверстий для описанной выше настройки следящей системы и для проверки положения светового пятна на экране осциллографа при установках «темнота» и «фон» во время работы и при смене негативов. Изготовленная из черной бумаги маска вкладывается в кольцо с небольшой посадочной площадкой и прижимается к нему вторым, внутренним кольцом. Внешнее кольцо укрепляется в держателе осциллографической трубки так, что маска вплотную прилегает к центру экрана.

ТОЧНОСТЬ И НАДЕЖНОСТЬ РАБОТЫ ОСЦИЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ ПРИСТАВКИ

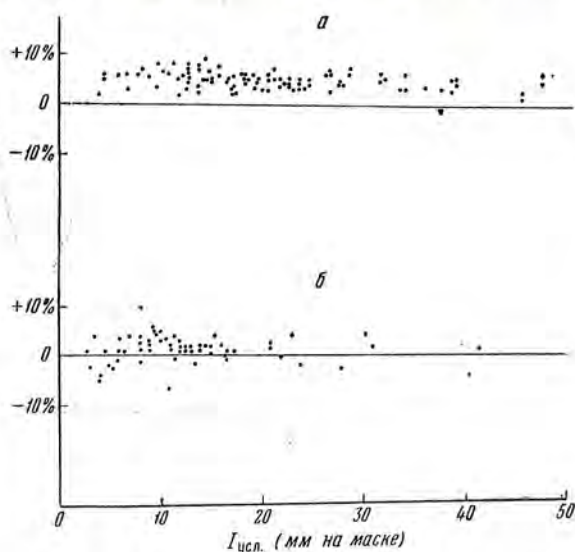
Погрешности, вносимые осциллографической приставкой, могут возникать из-за нелинейности работы усилителей осциллографа, из-за кривизны экрана и ошибки поля фокусирующей системы осциллографической трубки, из-за конечных размеров светового пятна и ореола вокруг него, из-за общего свечения и послесвечения экрана.

Для подбора наилучшего режима работы приставки и количественной оценки погрешностей, вносимых ею, мы использовали следующий прием. На микрофотометре МФ-2 тщательно определили пропускание нескольких десятков шкалок трубчатого фотометра. Затем непосредственно по маске с произвольной характеристической кривой нашли ординаты точек, соответствующих таким пропусканиям; это дало нам условную интенсивность каждой шкалки в миллиметрах маски. Фотометрирование шкалок на МФ-4 с приставкой и с той же маской давало измеренную интенсивность для данного режима работы. Фиг. 5 иллюстрирует точность работы осциллографической приставки с двумя масками, наиболее отличающимися по форме характеристических кривых. По оси x отложена условная интенсивность $I_{\text{усл}}$, по оси y — относительная погрешность $\frac{I_{\text{изм}} - I_{\text{усл}}}{I_{\text{усл}}} \times 100\%$;



Фиг. 6. Воспроизводимость работы осциллографической приставки. Каждая пара записей сделана с независимой настройкой приставки.

a соответствует маске с характеристической кривой, наиболее близкой к диагонали, *b* — характеристической кривой, наиболее отклоняющейся от диагонали. В обоих случаях имеет место небольшая (2—5%) систематическая относительная ошибка, практически постоянная во всем интервале интенсивностей. При записи исследуемого снимка туманности и внефокальных снимков стандартных звезд с одной и той же маской эта систематическая ошибка выпадает. Дисперсия случайных ошибок $\pm 3-4\%$ для наших целей является вполне приемлемой.



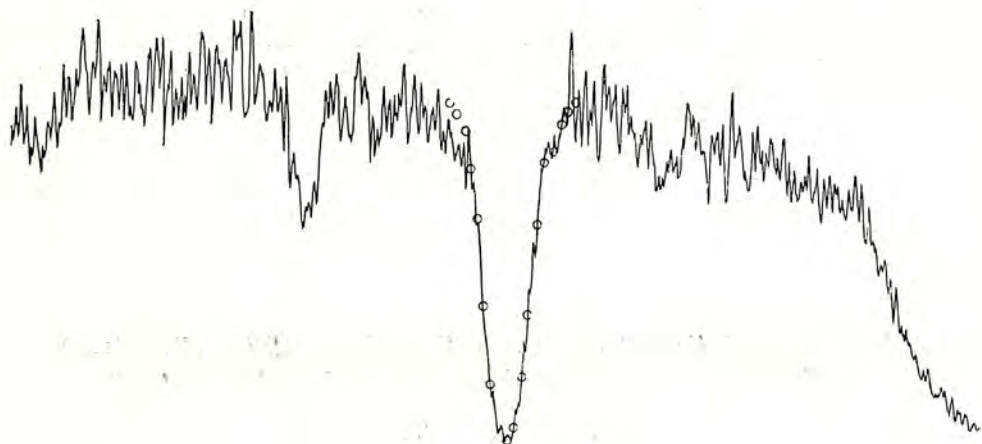
Фиг. 5. Иллюстрация работы осциллографической приставки с двумя точками.

Отметим, что увеличение размера рабочей части экрана осциллографа ЭО-7 до 6×6 см уже значительно снижает точность работы приставки; точно так же нежелательно приближение катода ФЭУ к экрану. Паразитная засветка катода ФЭУ следящей системы общим свечением экрана существенно понижена диафрагмированием нерабочей части экрана (см. фиг. 4). Послесвечение экрана вряд ли имеет значение, так как у нашей трубки при нормальной яркости светового пятна оно не превышает 0,1 сек., а постоянная времени гальванометра МФ-4 составляет 0,7 сек.

Воспроизводимость работы приставки видна из фиг. 6, где приведены записи контура линии поглощения Fe I, $\lambda 4859,748$ в солнечном спектре; каждая пара записей получена с независимой настройкой осциллографической приставки. На фиг. 7 дано сопоставление записи контура этой же линии с результатом обычной обработки спектрограмм, выполненной В. Л. Хохловой.

Для более точных фотометрических работ, по-видимому, имело бы смысл собрать осциллографическую приставку на трубке, имеющей больший и более плоский экран и минимальные размеры светового пятна.

В настоящее время описанная осциллографическая приставка используется при обработке снимков диффузных туманностей.



Фиг. 7. Сопоставление контура линии Fe I, λ 4859,748, полученного на МФ-4 с осциллографической приставкой, с результатами обычной обработки спектрограммы.

Кружками отмечены точки контура, полученные при обычной обработке спектрограмм.

Мы выражаем глубокую благодарность Н. В. Стешенко за предложение воспользоваться принципом следящей системы для получения записи в интенсивностях на МФ-4; Б. П. Абражевскому, Н. А. Димову и А. И. Цугулиеву за ценные практические советы; П. Т. Козлову за изготовление некоторых узлов схемы.

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. Th. Dunham. P. A. S. P., 45, 204, 1933.
2. Е. Я. Перепелкин. Докл. АН СССР, 15, 25, 1937.
3. C. S. Beals. J. Roy. Astr. Soc. of Canada, 38, № 2, 65, 1944.
4. П. П. Добронравин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 9, 68, 1952.
5. M. Minnaert a. J. Houtgast. Zs. f. Aph., 15, 354, 1938.
6. Г. А. Гурзаян. Сообщ. Бюраканской обс., № 14, 11, 1955.
7. М. В. Долидзе и Л. М. Финкова. Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс., № 22, 124, 1958.
8. R. C. Williams a. W. A. Hiltner. Publ. Obs. Univ. Michigan, 8, 45, 1940.
9. R. C. Williams a. W. A. Hiltner. Publ. Obs. Univ. Michigan, 8, 103, 1943.
10. H. W. Babcock, P. A. S. P., 62, 18, 1950.
11. O. C. Mollèr a. A. K. Pierce. Ap. J., 125, 285, 1957.
12. A. Kranjc. Contr. osserv. Astr. Milano-Merate, № 121, 1957.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН H_γ В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД РАННИХ КЛАССОВ

И. А. Димов, В. Б. Никонов

Рассмотрена возможность непосредственного фотоэлектрического определения эквивалентных ширин спектральных линий. Для этого предложен метод «дифференциального накопления», когда измеряются световые потоки от участка спектра, включающего изучаемую линию, и от двух участков непрерывного спектра, расположенных по обе стороны от линии. Измерения обоих световых потоков ведутся с помощью одного фотоумножителя, чередуясь через интервал времени в 0,5 сек. Фототоки от линии и непрерывного спектра интегрируются независимо. Эквивалентная ширина исследуемой линии находится из выражения (3).

Для непосредственного получения истинных значений эквивалентных ширин необходимо постоянство интенсивности непрерывного спектра в исследуемом интервале длин волн, а также отсутствие влияния блендирующих линий. В противном случае (3) дает лишь некоторый параметр (ω), который должен калиброваться по имеющимся спектрофотометрическим измерениям эквивалентных ширин.

Проведен опыт применения рассматриваемого метода для определения эквивалентных ширин H_γ в спектрах звезд O9 — A0 с целью выяснения возможности фотоэлектрического определения абсолютных величин этих звезд.

Использовался 200-мм меннсковый телескоп системы Кассегрена со щелевым однопризмленным спектрографом, дающим линейную дисперсию $150 \text{ \AA/мм}$ у H_γ . Ширина щели для измерения H_γ составляла $30 \text{ \AA}$, а щелей для непрерывного спектра — по $15 \text{ \AA}$. Измерения велись с помощью фотоумножителя EM1 9502, RC интеграторов и регистрировались пизирующим электронным потенциометром.

Измерения эквивалентных ширин (параметра ω) проведены для 22 звезд с хорошо определенными значениями W_λ (табл. 2).

Наблюдения подтвердили наличие тесной корреляции между ω и W_λ (фиг. 7 и 8), доказав этим возможность постановки работ по массовому фотоэлектрическому определению абсолютных величин звезд ранних классов.

Точность непосредственных фотоэлектрических измерений оказалась равной $\pm 0,30 \text{ \AA}$ для средней квадратичной ошибки одного измерения или $\pm 0,15 \text{ \AA}$ для среднего из четырех-пяти наблюдений (для ширины щели в $30 \text{ \AA}$).

При времени экспозиции в 10 мин. легко измерялись звезды до 7,5 величины

A PHOTOELECTRIC DETERMINATION OF [THE EQUIVALENT WIDTHS OF H_γ IN THE SPECTRA OF EARLY TYPE STARS, by N. A. Dimov, V. B. Nikonov. The possibility of a direct photoelectric determination of equivalent widths of spectral lines is considered. For this purpose the method of «differential accumulation» is proposed. In this method the light fluxes from the spectral region which includes the line being studied and from two regions of the continuous spectrum on both sides of the line are measured. The two light fluxes are measured with one photomultiplier alternating every 0,5 sec. The photocurrents from the line continuous spectrum are integrated independently. The equivalent width of the line is found from equation (3).

For a direct determination of the true values of the equivalent widths it is necessary that the intensities of the continuous spectrum in the investigated interval of wavelengths be constant and also that the influence of blending lines be absent. Otherwise equation (3) will give only some parameter (ω), which must be calibrated according to available spectrophotometric measurements of equivalent widths.

Trials have been made for applying the proposed method for the determination of the equivalent widths of H_γ in the spectra of O9 — A0 type stars in order to elucidate the possibilities of the photoelectric determination of the absolute magnitudes of these stars.

The 200 mm meniscus telescope (Cassegrainian system) with a single-prism slit spectrograph, which gives a linear dispersion $150 \text{ \AA/mm}$ at H_γ , was used. The width of the slit for measuring H_γ was $30 \text{ \AA}$ that of the slits for the continuous spectrum — $15 \text{ \AA}$. The measurements were made with a EMI 9502 photomultiplier, RC integrators and recorded by an electronic potentiometer.

The measurements of equivalent widths (parameter ω) were made for 22 stars with well determined values of W_λ (table 2).

The observations confirmed the existence of a close correlation between ω and W_λ (figs. 7 and 8) proving the possibility of mass photoelectric determinations of absolute magnitudes of early type stars.

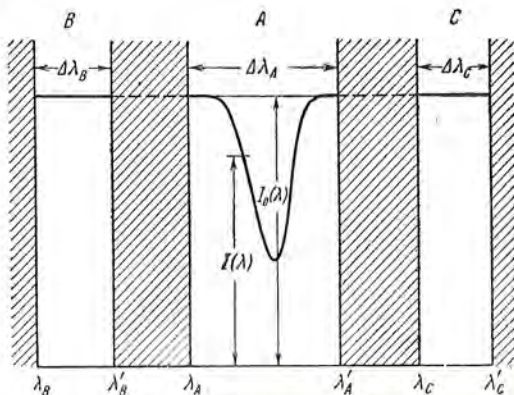
The precision of direct photoelectric measurements was found to be $\pm 0,30 \text{ \AA}$ for a mean square error of one measurement or $\pm 0,15 \text{ \AA}$ for the mean of 4-5 observations (for the width of the slit $30 \text{ \AA}$).

With a ten minute exposure it was easily possible to measure stars to $7^m,5$.

1. С массовым определением эквивалентных ширин спектральных линий приходится иметь дело при решении весьма большого числа проблем астрофизики и звездной астрономии. Отметим хотя бы количественный анализ звездных атмосфер, точную спектральную классификацию и определение абсолютных величин звезд, изучение газовой составляющей межзвездной среды и т. д.

Очевидно, что непосредственное определение эквивалентных ширин или хотя бы даже некоторого параметра, тесно связанного с ними, имеет весьма большое практическое значение. Такое определение

осуществимо при сравнении величин световых потоков, прошедших соответственно через щель, пропускающую участок спектра, содержащий исследуемую линию (щель А, фиг. 1), и через щели, симметрично расположенные по отношению к ней, пропускающие участки непрерывного спектра (щели В и С). При этом предполагается, что во всех трех участках не содержится посторонних линий и что ход интенсивности непрерывного спектра практически не меняется с длиной волны во всем интервале спектра, охватываемом щелями А, В и С.



Фиг. 1. Схема расположения щелей прибора.

Эквивалентная ширина спектральной линии определяется, как известно, соотношением

$$W_{\lambda} = \int_{\lambda_A}^{\lambda'_A} \left[1 - \frac{J(\lambda)}{J_0(\lambda)} \right] d\lambda, \quad (1)$$

где (фиг. 1) $J_0(\lambda)$ есть спектральная интенсивность излучения в непрерывном спектре, а $J(\lambda)$ — фактически наблюдаемый ход спектральной интенсивности.

Если непрерывный спектр практически постоянен в интервале (λ_A, λ'_A) , что можно считать справедливым для достаточно узких линий, то выражение (1) можно представить в виде

$$W_{\lambda} = \Delta\lambda_A \left[1 - \frac{I_A}{I_0} \right], \quad (2)$$

где I_0 есть световой поток, который прошел бы через щель A от чистого непрерывного спектра при отсутствии линии, а I_A — поток, фактически проходящий через эту щель.

Беря щели B и C равными полуширине A (в длинах волн)

$$\Delta\lambda_B = \Delta\lambda_C = \frac{1}{2} \Delta\lambda_A,$$

имеем, очевидно,

$$I_0 = I_B + I_C,$$

где через I_B и I_C обозначены световые потоки, проходящие через щели B и C соответственно.

Теперь выражение (2) принимает вид:

$$W_{\lambda} = \Delta\lambda_A \left[1 - \frac{I_A}{I_B + I_C} \right], \quad (3)$$

в котором величины I_A и $I_B + I_C$ измеряются непосредственно, а $\Delta\lambda_A$ есть конструктивный параметр прибора.

Если спектральная чувствительность фотоэлектрической аппаратуры также практически не меняется с длиной волны в интервале (λ_B, λ'_C) , то при вычислении по выражению (3) световые потоки могут быть заменены соответствующими им реакциями измерительного прибора при условии, конечно, соблюдения пропорциональности между реакциями и световыми потоками.

Выражение (3) и служит для вычисления эквивалентных ширин линий по данным наблюдений. При изучении узких линий сделанные выше предположения о ходе непрерывного спектра и отсутствии блендирования обычно достаточно близки к действительности. Если они не оправдываются, то (3) уже не даст значения истинной эквивалентной ширины линии. Это будет лишь некоторый параметр (ω), обычно весьма тесно коррелирующий с W_{λ} . Для получения W_{λ} необходимо калибровать ω по возможно более надежным спектрофотометрическим измерениям W_{λ} .

Измерения потоков I_A и $I_B + I_C$ можно вести как фотографически, так и фотоэлектрически.

В первом случае за каждой щелью следует поместить свою, очень короткофокусную линзу Фабри, дающую на фотопластинке возможно меньшее, но еще удобно измеримое на микрофотометре изображение объектива камеры в соответствующем интервале длин волн. После перевода измеренных почернений в интенсивности получаем величины, пропорциональные интересующим нас I_A , I_B и I_C , с помощью которых вычисляем значение W_λ (или ω).

Применение к рассматриваемой задаче фотоэлектрического метода представляется значительно более целесообразным как благодаря более высокой точности электрофотометрических измерений, так и возможности применения здесь метода «дифференциального накопления». Под последним мы понимаем такой способ наблюдения, когда на фотоумножитель поочередно проектируются световые потоки I_A и $I_B + I_C$. Возникающие при этом фототоки синхронно переключаются на два интегратора тока, которыми могут быть как счетчики импульсов, так и интеграторы типа RC .

Применение быстрого чередования измеряемых потоков (время экспозиции каждой щели менее секунды) практически полностью исключает влияние экстинкции и нестабильности аппаратуры. Это позволяет применять весьма длительные экспозиции (суммарное время накопления), вполне сравнимые с фотографическими, и вести наблюдения даже при весьма неблагоприятных атмосферных условиях. Применение больших экспозиций значительно уменьшает помехи от шумов фотоумножителя и повышает проникающую способность метода, но требует, конечно, весьма тщательного учета темнового тока и использования возможно более высококачественного фотоумножителя.

Большим преимуществом предлагаемого метода является также исключительная простота, а следовательно, и быстрота обработки наблюдений *.

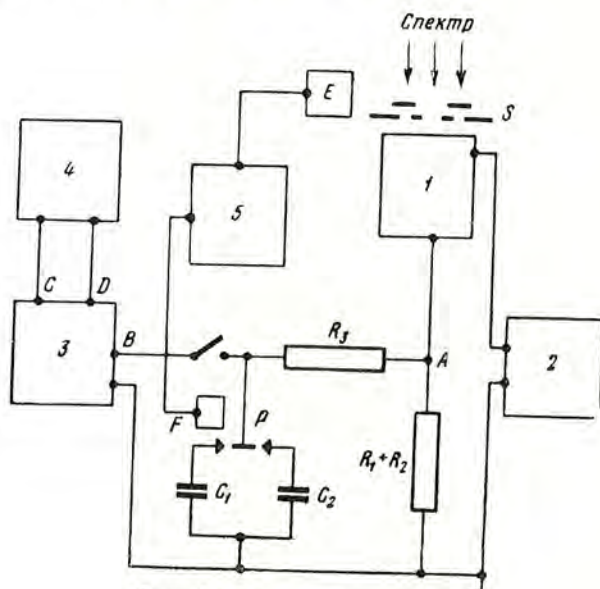
При применении метода дифференциального накопления желательно использование спектрографов с достаточно большой линейной дисперсией. Это облегчает изготовление прецизионных щелей A , B и C (фиг. 1).

С небольшой дисперсией можно работать лишь при изучении водородных линий в спектрах ранних звезд, имеющих большие эквивалентные ширины и достаточно чистый непрерывный спектр.

Некоторым паллиативом рассматриваемого метода является применение узкополосных интерференционных фильтров с полушириной порядка десятков ангстрем. Однако весьма широкие крылья таких фильтров могут вносить нежелательные искажения.

* Предлагаемый нами метод дифференциального накопления имеет много общего с методом, применяемым Редманом и Гриффином для узкополосной колориметрии звезд поздних классов [1]. В обоих методах применяются измерение фототоков по методу накопления и выделение исследуемых участков спектра с помощью диспергирующих систем. Но если в описываемой здесь работе применяется один фотоумножитель и дифференциальный метод измерений, то Редман и Гриффин используют различные фотоумножители для отдельных участков спектра, что вынуждает их калибровать свои измерения с помощью некоторого фотометрического стандарта.

2. В настоящей работе ставилась задача испытания метода дифференциального накопления и применения его для непосредственного фотоэлектрического определения эквивалентной ширины H_γ в спектрах звезд О9—А0. Целью работы было выяснение возможности массового определения абсолютных величин этих звезд, основываясь на известном методе Петри [2], в котором используется тесная связь между эквивалентной шириной H_γ и абсолютной величиной звезды *.



Фиг. 2. Блок-схема прибора.

Для выполнения поставленной задачи мы воспользовались 200-мм менисковым телескопом типа АЗТ-7, имеющим эквивалентное фокусное расстояние в системе Кассегрена, равное 2 м; и входящим в комплект телескопа однопризменным спектрографом АСП-9, дающим линейную дисперсию в $150 \text{ \AA/мм}$ у H_γ .

Принципиальная блок-схема всей установки приведена на фиг. 2. В фокальной плоскости спектрографа вместо кассеты была установлена система из трех щелей S (соответствующих щелям А, В и С фиг. 1), снабженная затвором, позволяющим попеременно открывать при помощи электромагнита E либо центральную щель А, либо одновременно обе крайних В и С. Непосредственно за щелями (на расстоянии 10 мм) располагался фотокатод торцового фотоумножителя типа ЕМІ 9502(1), питаемого стабилизированным выпрямителем типа ВС-9(2). Небольшие размеры щелей позволили отказаться от использования линзы Фабри.

Напряжение с анодной нагрузки фотоумножителя ($R_1 + R_2$) подается при помощи короткого коаксиального кабеля на интегратор типа RC, состоящий из сопротивления R_3 , через которое могут заряжаться конденсаторы C_1 и C_2 , синхронно подключаемые при перемещении затвора ще-

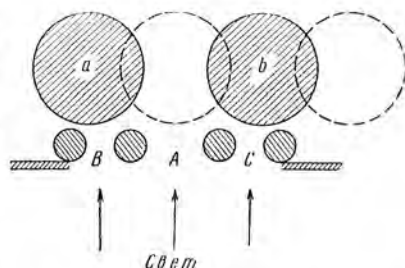
* Аналогичная работа, но с использованием интерференционных фильтров независимо от нас начата М. Банпу в Обсерватории Уттар Прадеш (Индия) [3].

лей. Для этого электромагниты перемещения затвора E и переключения конденсатора F управляются от одного управляющего устройства 5 (см. ниже).

После окончания процесса накопления напряжения на конденсаторах измеряются посредством электрометрического усилителя 3 и записываются при помощи пишущего электронного потенциометра 4.

Остановимся более подробно на некоторых элементах установки.

Небольшая линейная дисперсия спектрографа потребовала изготовления весьма узких, прецизионных щелей. После ряда проб Г. А. Монинным были изготовлены щели из калиброванной эмалированной проволоки. На фиг. 3 показано сечение системы щелей. Четыре нижние проволоки, ограничивающие щели, имеют диаметр 0,1 мм и установлены в кассетной части спектрографа. Расстояние между краями проволок, образующих среднюю щель, равняется 0,2 мм (30 Å), а расстояние между проволоками, образующими боковые щели, — по 0,1 мм (по 15 Å). Затвором служит



Фиг. 3. Принцип конструкции щелей и затвора.

другая рамка с двумя проволоками (a и b) диаметром по 0,35 мм, которая может устанавливаться в двух положениях (показанных на фиг. 3 пунктиром и сплошной линией), открывая путь световому потоку либо через среднюю, либо через боковые щели. Перемещение затвора осуществляется при помощи электромагнита и возвратной пружины. Амплитуда перемещения устанавливается с помощью регулируемых упоров, показавших себя весьма надежными в работе. Их юстировка не нарушалась в течение двух месяцев. Центрировка щели на измеряемую линию проверяется лишь через большие промежутки времени и осуществляется перемещением всей кассетной части, несущей щели и фотоумножитель. Это перемещение отсчитывается с помощью точного индикатора и контролируется по минимуму светового потока, проходящего через среднюю щель при наблюдении звезды с возможно более широкой линией.

Для измерения световых потоков применяется весьма высококачественный торцовый тринадцатикаскадный фотоумножитель типа ЕМ19502* [4], некоторые данные о котором приведены в табл. 1.

Исследование шумов этого фотоумножителя показало, что они лишь незначительно превосходят теоретическое значение, обусловленное дробным эффектом термо- и фотоэмиссий.

Схема интеграторов фототоков приведена на фиг. 4. Управление его работой осуществляется с помощью трех переключателей Π_1 , Π_2 и Π_3 с фарфоровыми платами и реле P , управляемым специальным устройством (см. ниже). Переключатель Π_3 служит для установки рода работы интегратора.

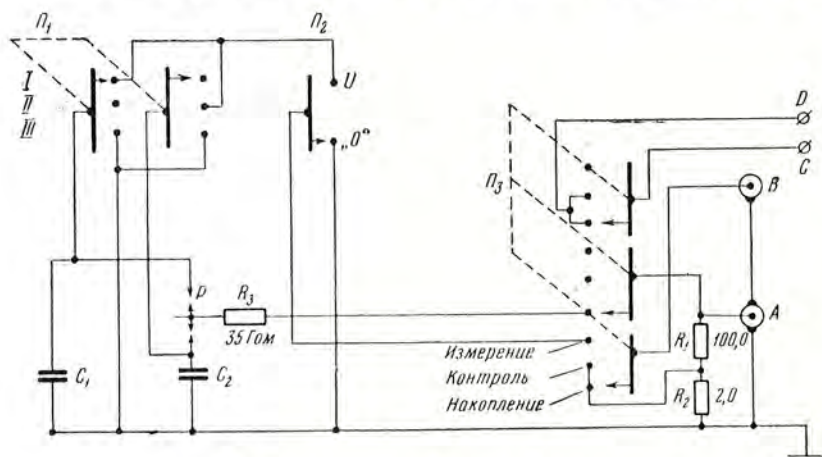
* Аналогичный фотоумножителю ЕМ1 6256, но с окном из стекла типа Кодиял.

Фотоумножитель типа ЕМ1 9502

(№ 5202)

1. Тип катода: сурьмяно-цезиевый	
2. Диаметр фотокатода	10 мм
3. Чувствительность фотокатода	42 мкА/лм
4. Число каскадов	13
При анодном напряжении в 1460 в:	
5. Интегральная чувствительность	2000 а/лм
6. Темновой ток	$3 \cdot 10^{-8}$ а

В положении «контроль» производится подбор чувствительности фотоумножителя (подбором напряжения) и центрировка звезды на входной



Фиг. 4. Принципиальная схема интеграторов.

А — выход фотоумножителя; В — вход электрического усилителя; D и G — вход электронного потенциометра.

щели (по максимуму фототока). В положении Π_3 напряжение с дополнительной нагрузки фотоумножителя R_2 (2 Мом) подводится на вход электрометрического усилителя и измеряется на его выходном измерительном приборе КИ.

В положении «накопление» (при этом переключатель Π_1 должен находиться в положениях I и II) напряжение с нагрузки фотоумножителя ($R_1 + R_2$), которое обозначим v_0 , подводится через большое сопротивление R_3 к одному из интегрирующих конденсаторов C_1 или C_2 , на которых и осуществляется накопление фототока. Значение сопротивления R_3 подбирается настолько большим, чтобы максимальные потенциалы конденсаторов лежали на практически линейной части экспоненциальной кривой

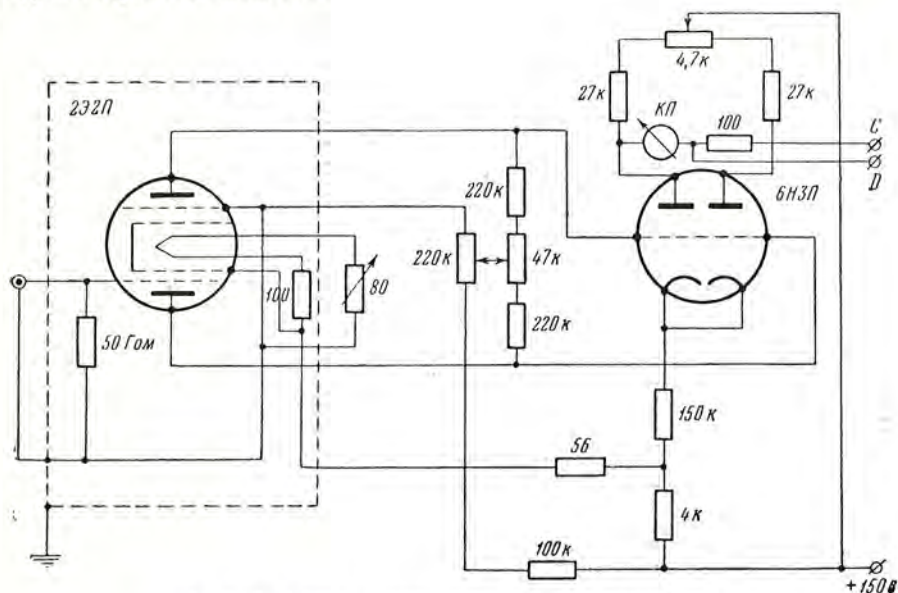
$$v(t) = v_0 (1 - e^{-t/RC}),$$

В соответствии с этим значения $C_1 = C_2$ были взяты равными 0,14 мкф; а сопротивление $R_3 = 35$ Гом. Каждый из конденсаторов C_1 и C_2 был составлен из 14 полистироловых конденсаторов типа ПСО. Ток от фотоум-

ножителя подводится к тому или иному конденсатору в зависимости от положения якоря реле P , регулируемого управляющим устройством.

В положении «измерение» потенциалы, накопленные на C_1 и C_2 , подводятся в зависимости от положения переключателя Π_1 (I или II) через электрометрический усилитель к самописцу ПС-01.

При переводе переключателя Π_1 в положение III оба интегрирующих конденсатора заземляются.



Фиг. 5. Схема электрометрического усилителя.

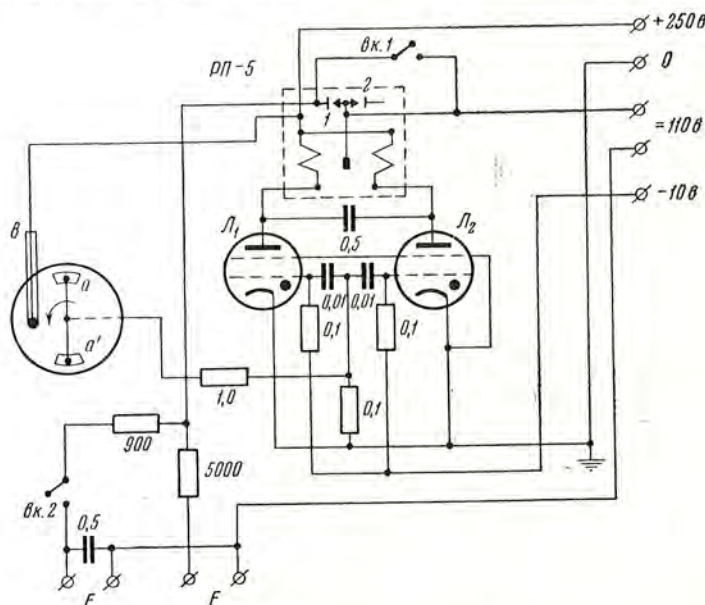
Электрометрический усилитель (фиг. 5) собран на обычной мостиковой схеме на лампах 2Э2П и 6НЗП. Входное его сопротивление равняется 50 Ом — вполне достаточное, чтобы не влиять на заряд конденсатора во время измерения. На выходе последнего последовательно включены микроамперметр на 150 мкА (КП) и нагрузочное сопротивление (100 Ом), с которого подается напряжение на электронный пишущий потенциометр ПС-01. Последний используется для записи показаний усилителя и характеризуется следующими данными: вся его шкала соответствует 10 мВ; время пробега кареткой всей шкалы 2,5 сек.; ширина регистрограммы 160 мм; скорость движения регистрограммы 10 мм/мин (движение ленты включается только при измерении).

Схема устройства управляющего электромагнитами затвора и реле интегратора приведена на фиг. 6. Тиратроны типа ТГ1 0,1/1,3 (Λ_1 и Λ_2) работают в схеме триггера с двумя устойчивыми состояниями. Когда ток идет через Λ_1 , контакт реле РП-5 замкнут и постоянный ток (от источника с напряжением в 110 В) поступает в обмотки электромагнитов (Е и F). В другом положении триггера питание электромагнитов прерывается. Импульсы, перебрасывающие триггер, создаются замыканием прецизионных контактов а и а', установленных на вращающемся диске А, с неподвижным контактом в. Диск А вращается синхронным двигателем СД-60 с периодом 1 об/сек. Таким образом, переброска триггера, а следовательно,

переключение затвора и якоря реле измерительных конденсаторов осуществляется через интервалы в 0,5 сек.

Выключатель *вк. I* служит для постоянного включения электромагнитов (независимо от работы триггера). Это необходимо для установки затвора в положение, когда свет идет через среднюю щель (при центрировке положения линии).

Выключатель *вк. 2* при нормальной работе замкнут. Размыкание его прерывает ток в электромагните *E* затвора. Тогда последний устанавливается возвратной пружиной в положение, соответствующее открытым



Фиг. 6. Схема управляющего устройства.

боковым щелям. Это необходимо при подготовке наблюдения — центрировке звезды на входной щели спектрографа и подборе чувствительности фотоумножителя.

3. Наблюдения ведутся в следующей последовательности. После наводки телескопа на звезду ее положение на входной щели спектрографа проверяется по максимальному отклонению контрольного прибора. При этом движение затвора выключено, и свет идет через боковые щели. Затем напряжение на фотомножителе подбирается таким, чтобы контрольный прибор давал отклонение на всю шкалу. Следует отметить, что чувствительность электронного пишущего потенциометра подобрана так, что для обычно применяемой экспозиции — около 2 мин. отклонение контрольного прибора на всю шкалу соответствует записи на всю ширину ленты самописца.

Далее при том же постоянном положении затвора производится проверка работы интегратора. Для этого на обоих интегрирующих конденсаторах производится накопление фототока от непрерывного спектра, записываемое на электронном потенциометре. При нормальной работе

заряды обоих конденсаторов должны быть равны. При отсутствии этого проведенное измерение дает данные, необходимые для введения соответствующих редукиций.

После проверки интегратора включается движение затвора и проводится наблюдение звезды. Поскольку в установке не предусмотрено автоматического устройства, обеспечивающего одинаковое число экспозиций линии и непрерывного спектра, необходимо получить достаточно большое число их. При продолжительности каждой отдельной экспозиции в полсекунды вполне достаточно иметь общее время накопления порядка 2 мин. Поэтому для ярких звезд (до 5^m) оно и было установлено в 2—2,5 мин. Для более слабых звезд время накопления увеличивалось и для звезд $7^m,5$ составляло около 10 мин.*

По окончании накопления напряжения обоих интегрирующих конденсаторов записываются на электронном потенциометре. Затем конденсаторы разряжаются. Для учета эффекта темнового тока фотоумножителя (вместе с фототоком от фона неба) наблюдение повторяется, сдвинув изображение звезды с входной щели спектрографа.

Полное наблюдение звезды при работе одного наблюдателя занимает около 10 мин. Это относится, конечно, к более ярким звездам.

4. С целью испытания предложенного метода, а также выяснения его применимости для массового определения абсолютных величин звезд ранних классов были проведены наблюдения 22 звезд, имеющих хорошее определение эквивалентных ширин H_γ .

Наблюдения велись в период с 10 октября по 14 ноября 1958 г.

Результаты наблюдений приведены в табл. 2. Из-за конструкции щели и затвора, построенных из проволок, у нас не было уверенности в полном устранении влияния рассеянного света. Кроме того, большая ширина (в ангстремах) применявшихся щелей не давала полной уверенности в отсутствии влияния некоторых слабых посторонних линий. Поэтому мы вынуждены были ограничиться определением лишь параметра ω , вычислявшегося по формуле (3), но не являвшегося истинной эквивалентной шириной.

В табл. 2 приведены последовательно: порядковый номер звезды, ее обозначение или номер по каталогу HD, фотовизуальная величина, спектральный класс в системе МК, полученное нами среднее значение параметра ω с его средней квадратичной ошибкой, число наблюдений n , выполнявшихся, как правило, в различные ночи (в противном случае это оговорено в примечаниях), эквивалентные ширины H_γ (W_λ) в «стандартной» системе, полученной И. М. Копыловым на основании большого числа наблюдений как своих, так и других авторов [5]; эквивалентные ширины H_γ , полученные Штоком на основании электроспектрофотометрических наблюдений [6]. В последнем столбце даны примечания.

* Применение усилителя между фотоумножителем и интегратором позволило существенно сократить время наблюдения, а также повысить и проникающую способность. Летом 1959 г. Ю. С. Ефимовым наблюдались звезды до $8^m,5$ при экспозициях, не превышающих 2,5 мин.

Таблица 2

№ п/п	Звезда	m_{pv}	Спектр	ω , Å	n	$\overline{W}_\lambda$	W_λ	Примечания
1	γ Lyr	^m 3,2	B9 III	$8,3 \pm 0,1$	5	7,88	—	
2	δ Cyg	3,0	A0 III	$9,7 \pm 0,1$	6	9,90	10,9	
3	σ Cyg	4,3	B9 Ia _b	$3,4 \pm 0,1$	6	2,65	2,6	
4	α Cyg	1,3	A2 Ia	$3,3 \pm 0,1$	5	2,68	2,3	
5	α Peg	2,5	B9 V	$10,3 \pm 0,1$	6	11,43	13,6	
6	ξ Peg	3,6	B8 V	$8,7 \pm 0,1$	6	9,36	10,0	
7	γ Peg	2,9	B2,5 IV	$5,2 \pm 0,1$	6	4,10	5,3	
8	α And	2,2	A0p	$8,1 \pm 0,1$	5	8,18	9,1	
9	ι And	4,3	B 8V	$8,1 \pm 0,2$	2	9,22	9,6	
10	β Cep	3,3	B2 III	$4,9 \pm 0,2$	5	3,74	5,4	
11	4 Lac	4,6	B2 III	$4,6 \pm 0,2$	3	3,33	4,1	
12	10 Lac	4,9	O9 V	$3,8 \pm 0,3$	3	2,80	3,3	
13	ξ Cas	3,7	B2 V	$5,4 \pm 0,1$	5	4,10	4,7	
14	ξ Cas	4,8	B2 V	$6,2 \pm 0,2$	4	6,28	8,0	
15	σ Cas	4,8	B2 eV	$6,1 \pm 0,1$	4	5,26	6,4	
16	ε Cas	3,4	B3 III	$6,1 \pm 0,1$	2	5,35	6,0	
17	κ Cas	4,2	B1 Ia	$3,1 \pm 0,2$	2	1,07	1,6	
18	ε Ori	1,8	B0 Ia	$3,0 \pm 0,1$	3*	1,68	—	
19	2H Cam	4,2	B9 Ia	$3,0 \pm 0,2$	3*	2,13	1,6	
20	HD 194279	7,0	B0	$2,2 \pm 0,1$	3*	—	1,2	W_λ по Петри
21	HD 698	7,1	B5	$4,4 \pm 0,2$	3*	—	3,7	»
22	HD 224868	7,4	B5	7,3	1	—	6,5	»

* Наблюдения проведены в одну ночь.

Средняя квадратичная ошибка одного нашего определения отношения $I_A/(I_B + I_C)$ составляет около 1%. Ошибка определения ω будет пропорциональна $\Delta\lambda_A$ (см. [3]) и при ширине щели в 30 Å дает значение $\pm 0,3$ Å. Для четырех-пяти наблюдений это дает для средней квадратичной ошибки результата значение $\pm 0,15$ Å в полном согласии с результатами табл. 2.

Для повышения точности наблюдений желательно в дальнейшем иметь несколько систем щелей различной ширины порядка трех-четырех. Это позволит повысить относительную точность измерений эквивалентных ширин во всем интервале спектров от O9 до A0.

На фиг. 7 дано графическое сопоставление полученных нами значений ω со значениями $\overline{W}_\lambda$ в стандартной системе, а на фиг. 8 — со значениями W_λ , определенными Штоком. Крестиками отмечены звезды 7 — 7^m, 5.

Рассмотрение этих фигур показывает вполне удовлетворительное согласие сравниваемых рядов. Из них видно также, что проведенные наблюдения не позволяют непосредственно определять истинные эквивалентные ширины и требуют калибровки. Это не представляет каких-либо трудностей и может быть вполне уверенно выполнено по данным табл. 2.

Так, для соотношения между полученными нами значениями ω и $\bar{W}_\lambda$ в стандартной системе Копылова получается выражение

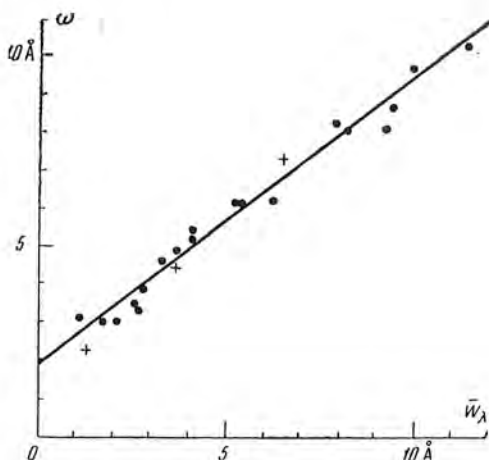
$$\bar{W}_\lambda^k = -2,1 + 1,3 \omega. \quad (4)$$

Средняя квадратичная ошибка одного представления, даваемая этим уравнением, составляет $\pm 0,5 \text{ \AA}$.

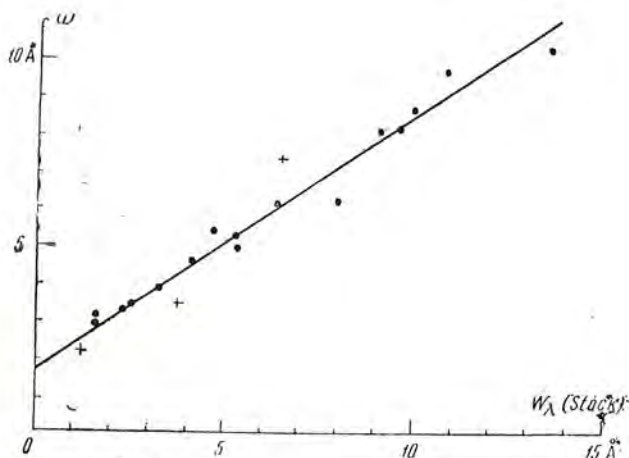
Проведенные наблюдения подтверждают возможность очень быстрого и эффективно-го определения методом фотоэлектрического дифференциального накопления эквивалентных ширин H_γ , а следовательно, и абсолютных величин звезд ранних спектральных классов.

5. Сравним предложенный здесь метод с другими — используемыми для определения эквивалентных ширин линий.

Сравнение с интегральным фотографическим методом Р. Бартая [7], в котором с помощью микрофотометра измеряется суммарный эффект по-



Фиг. 7. Сопоставление ω с эквивалентными ширинами H_γ в стандартной системе Копылова.



Фиг. 8. Сопоставление ω с эквивалентными ширинами H_γ по фотоэлектрическим измерениям Штока.

чернения от всей линии, показывает, что все преимущества, как в отношении точности, так и проникающей способности, оказываются на стороне нашего метода. Существенным недостатком метода Бартая является и то, что в нем не учитывается эффект зависимости почернения от интенсивности для различных частей контура линии.

Обычный спектрофотометрический метод, основывающийся на получении контуров линий, имеет несомненное преимущество благодаря возможности учета эффекта блендирующих линий и хода непрерывного спектра, что обеспечивает получение истинных значений W_λ . Это, как правило, невозможно в нашем способе, при применении которого возникает необходимость калибровки полученных наблюдений по спектрофотометрическим данным. Но в фотографической спектрофотометрии процесс обработки, связанный с необходимостью получения контура линии в интенсивностях и последующего его интегрирования, чрезвычайно трудоемок, что затрудняет применение этого способа для массовых наблюдений. Точности обоих методов сравнимы. В отношении же простоты обработки и проникающей способности наш метод имеет решающие преимущества. Еще большие преимущества в проникающей способности он имеет по сравнению с обычным электроспектрофотометрическим методом, когда спектр перемещается по отношению к щели спектрометра [6], [8]. Это достигается применением у нас метода накопления фототока и использованием более широких щелей.

Таким образом, основными преимуществами фотоэлектрического метода дифференциального накопления являются его высокая проникающая способность и исключительная простота обработки наблюдений при достаточно высокой точности получаемых результатов.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность Г. А. Монину за изготовление прецизионных щелей, Ю. С. Ефимову за помощь в наблюдениях и И. М. Копылову за предоставление своих спектроскопических материалов и обсуждение работы.

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. R. Redman, Griffin, M. N., 118, 325, 1958 (отчет о ведущейся работе)
2. R. Petrie. Publ. Dom. Obs., 9, № 8, 251, 1953; 10, № 13, 287, 1956; Vistas in Astronomy, 2, 441, 1956.
3. М. В а р р и. Устное сообщение.
4. S. Rodda. Photo-Electric Multipliers, London, 1953.
5. И. М. К о п ы л о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 128, 1958.
6. J. Stock. Ap. J., 123, 253, 1956.
7. Р. Б а р т а я. Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс., 15, 37, 1953; 18, 3, 1955.
8. П. Д о б р о п р а в и н, В. Н и к о н о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 13, 32, 1955.

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРАХ 62 ЗВЕЗД B8—F2

И. М. Копылов

В спектрах 62 звезд, относящихся к интервалу спектральных классов B8 — F2 (табл. 1), определены эквивалентные ширины всех наиболее сильных линий поглощения в области длин волн $\lambda\lambda$ 3670—4924 Å.

Спектрографический материал получен в 1953—1956 гг. при помощи спектрографа, прикрепленного к 1220 мм рефлектору Крымской астрофизической обсерватории. Дисперсия спектрограмм 75 Å/мм. Общее число обработанных спектрограмм 480, в среднем по 8 спектрограмм для каждой звезды.

Для обработки было отобрано в данном интервале спектральных классов около 70 линий поглощения (см. табл. 2). Для каждой звезды обрабатывалось в среднем около 40 линий.

Метод обработки спектрограмм и определения W_λ линий поглощения описан подробно в одной из предыдущих работ автора [1].

Значения W_λ в спектрах изученных звезд приведены в табл. 3—8.

Проведено сравнение полученного ряда W_λ с некоторыми другими рядами. Согласие рядов вполне удовлетворительное.

Полученный материал будет использован для проведения двумерной количественной спектральной классификации звезд B8 — F2.

THE EQUIVALENT WIDTHS OF ABSORPTION LINES IN THE SPECTRA OF 62 B8 — F2 TYPE STARS, by *I. M. Kopylov*.— The equivalent widths of all the most intense absorption lines in the spectral region $\lambda\lambda$ 3670—4924 Å were determined for 62 B8 — F2 type stars (table 1).

The spectra were obtained during 1953—1956 with a spectrograph attached to the 1220 mm reflector of the Crimean Astrophysical Observatory, the dispersion being 75 Å/mm. Altogether 480 spectrograms were reduced, in the mean 8 for each star.

In the given interval of spectral classes about 70 absorption lines (see table 2) were selected for reduction. In the mean about 40 lines were measured for each star. The method of reduction of the spectrograms and the determination of W_λ of the absorption lines have been described in a previous paper by the author [1]. The derived values of W_λ are given in tables 3—8.

The derived series of W_λ was compared with some other series. The agreement is wholly satisfactory.

The obtained data will be used for a two-dimensional quantitative spectral classification of B8 — F2 type stars.

Настоящая работа является продолжением работ [1, 2] по определению эквивалентных ширин наиболее интенсивных линий поглощения в спектрах звезд ранних спектральных классов и по развитию метода двумерной количественной спектральной классификации этих звезд.

Таблица 1

№ ц/п	Звезда	HD	m_v	Спектр МК	n	Примечания *
1	β Ori	34085	m 0,08	B8 Ia	9	
2	γ Crv	106625	2,60	B8 III	8	
3	β Lib	135742	2,61	B8 V	12	
4	ζ Peg	214923	3,61	B8 V	10	
5	ι And	222173	4,28	B8 V	10	
6	2H Cam	21291	4,23	B9 Ia	10	
7		199478	5,76	B9 Ia	6	
8	σ Cyg	202850	4,28	B9 Ia	6	
9	73 ξ^2 Cet	15318	4,28	B9 III	9	
10	γ Lyr	176437	3,25	B9 III	11	
11	θ Hya	79469	3,88	B9,5 V	7	1
12	θ Aql	191692	3,37	B9 V	7	1
13	α Del	196867	3,77	B9 V	7	
14	α Peg	218045	2,49	B9 V	9	
15	1H Cam	21389	4,76	A0 Ia	8	
16	η Leo	87737	3,58	A0 Ib	9	
17	α Dra	123299	3,64	A0 III	7	1
18	γ CrB	140436	3,93	A0 III—IV	10	1
19	δ Cyg	186882	3,00	A0 III	11	
20	ϵ Hya	71155	3,90	A0 V	3	
21	γ UMa	103287	2,44	A0 Ve	9	
22	ϵ UMa	112185	1,6	A0 Vp	12	
23	ζ^2 UMa	116657	3,6	Am	7	
24	109 Vir	130109	3,74	A0 V	8	
25	α CrB	139006	2,23	A0 V	8	1,2
26	γ Oph	161868	3,75	A0 V	10	
27	α Lyr	172167	0,04	A0 V	7	
28	α Gem A	60179	2,0	A1 V	8	
29	β UMa	95418	2,44	A1 V	8	
30	ι Ser	140159	4,52	A1 V	7	
31	39 Dra	170073	4,85	A1 V	8	1
32	HR 7573	187982—3	5,67	A2 Ia	4	
33	α Cyg	197345	1,33	A2 Ia	11	
34	ν Cep	207260	4,46	A2 Ia	8	
35	β Ser	141003	3,67	A2 IV	8	
36	γ Cet	16970	3,48	A2 V	6	
37	β Aur	40183	2,1	A2 V	6	1,2
38	26 UMa	82621	4,65	A2 V	7	
39	λ UMa	89021	3,50	A2 V	5	
40	θ Leo	97633	3,41	A2 V	4	
41	ζ UMa	116656	2,05	A2 V	8	1
42	35 η Oph	155125	2,42	A2 V	9	
43	γ UMi	137422	3,14	A3 II—III	8	1
44	θ Gem	50019	3,59	A3 III	4	
45	δ Her	156164	3,16	A3 IV	10	
46	38 Lyn	80081	3,82	A3 V	9	
47	δ Leo	97603	2,58	A3 V	5	
48	β Leo	102647	2,14	A3 V	10	
49	δ UMa	106591	3,31	A3 V	13	
50	ζ Vir	118098	3,44	A3 V	10	
51	τ Vir	122408	4,26	A5 III	5	

Таблица 1 (окончание)

№ п/п	Звезда	HD	m_v	Спектр МК	n	Примечания *
52	α Oph	159561	2,1	A5 III	11	
53	6 β Ari	11636	2,65	A5 V	4	1
54	α Gem B	60178	2,85	A5 m	6	1
55	80 g UMa	116842	3,95	A5 V	7	
56	γ Boo	127762	3,03	A7 III	6	
57	α Aql	187642	0,77	A7 IV—V	12	
58	α Cep	203280	2,41	A7 IV—V	6	
59	9 t UMa	76644	3,40	A7 V	6	
60	β CrB	137909	3,65	A8 III	8	1
61	γ Her	147547	3,74	A9 III	5	
62	89 Her	163506	5,46	F2 Ia	4	1

* 1 — спектрально-двойная; 2 — затменно-двойная.

В работах [1, 2] мы имели дело со звездами в интервале спектральных классов O5—B7; были выполнены определения эквивалентных ширин наиболее сильных линий поглощения в спектрах 109 звезд, разработаны критерии и проведена двумерная количественная спектральная классификация 238 звезд.

Спектрографический материал, использованный в настоящей работе, был получен в 1953—1956 гг. с тем же инструментом и при тех же условиях, при которых был получен материал работы [1]: 1220 мм рефлектор, дисперсия спектрограмм 75 Å/мм, пластинки Илфорд Зенит.

Для 62 звезд B8—F2 было получено свыше 500 спектрограмм, из которых было отобрано для обработки около 480, от 3 до 12 спектрограмм для каждой звезды, в среднем по 8 спектрограмм.

Список изученных звезд приведен в табл. 1. В шестом столбце указано число спектрограмм, обработанных для каждой звезды.

Метод обработки спектрографического материала аналогичен методу, применявшемуся автором ранее и подробно описанному в [1].

Отождествление линий поглощения, наблюдающихся в спектрах звезд изучаемого интервала спектральных классов, проводилось на основе материалов работ [3—6]. Отбирались линии наиболее интенсивные в данном интервале спектральных классов.

Список линий, отобранных для обработки, приведен в табл. 2.

Линии некоторых элементов обнаруживаются на наших спектрограммах не во всем рассматриваемом интервале спектральных классов, однако оказываются достаточно сильными в том или ином участке этого интервала. Это относится, в частности, к линиям He I, постепенно ослабевающим в участке B8—A1 и уже практически не обнаруживающимся в звездах A2 и более поздних.

Некоторые линии Ti II, Fe II, Fe I в интервале B8—A0 оказываются настолько слабыми, что исключается возможность сколько-нибудь надежного определения их эквивалентных ширин. Однако эти линии становятся сравнительно сильными в звездах A2 и более поздних.

Таблица 2

λ	Элемент	Примечания
4924	Fe II	В интервале B9,5—A1 бленда с λ 4922 He I
4922	He I	В интервале B9,5—A1 бленда с λ 4924 Fe II
4861	Hβ	
4584	Fe II	
4556—9	Cr II, Fe II	
4549	Fe II, Ti II	
4489—91	Fe II, Ti II	
4481	Mg II	
4471	He I	В интервале B9,5—A1 бленда с λ 4469 Ti II
4469	Ti II	В интервале B9,5—A1 бленда с λ 4771 He I
4444	Ti II	
4417	Fe II, Ti II	
4395	Ti II	
4388	He I	В интервале B9,5—A1 бленда с λ 4385 Fe II
4385	Fe II	В интервале B9,5—A1 бленда с λ 4388 He II
4352	Fe II	В крыле линии H _γ . W _λ определяется уверенно только в спектрах сверхгигантов
4340	H _γ	
4314	Ti II, Fe II	В крыле линии H _γ
4300—3	Fe II, Ti II	Для звезд с широкими линиями (с быстрым осевым вращением) блендируется с λ 4296 Fe II
4290	Ti II	
4274	Fe II	
4267	C II	
4233	Cr II, Fe II	
4227	Ca I, Fe I	
4216	Sr II	
4179	Fe II	
4172	Fe II, Ti II, Cr II	
4164	Ti II	
4144	He I, Fe I	В интервале A0—A1 линия λ 4144 He I заменяется на λ 4144 Fe I
4131 } 4128 }	Si II Si II (Fe II)	В крыле линии H _δ , иногда W _λ определяется неуверенно

Таблица 2 (окончание)

λ	Элемент	Примечания
4123 } 4121 }	Fe II He I	В интервале В9, 5—А1 линии блендируются. Расположены в крыле линии H_8 , иногда W_λ определяется неуверенно
4101	H_8	
4078	Sr II (Cr II, Fe II)	В крыле линии H_8
4046	Fe I	
4031—5	Mn I (V II, Fe II)	
4026	He I	
4025	Fe II, Ti II	
4009	He I	
4005	Fe I, V II	
3970	H_8 , Ca II	
3939	Fe II	
3934	Ca II	В спектрах сверхгигантов эта линия в основном межзвездного происхождения
3927	He I	
3919—21	(C II)	
3913—14	Ti II, Fe II	
3906	Cr II, Fe II	В крыле линии H_ζ
3901	Ti II	» » » H_ζ
3889	H_ζ	
3872	He I	
3863	Si II	{ Частично блендируются с линия- ми λ 3865 Fe I и λ 3860 Fe I
3856	Si II	
3854	Si II	
3835	H_9	
3820	He I	
3814	Fe II (Ti II, Cr II)	
3798	H_{10}	
3771	H_{11}	
3759—61	Ti II	В крыльях линий H_{11} и H_{12}
3750	H_{12}	
3734	H_{12}	
3722	H_{14}	
3712	H_{15}	
3704	H_{16} , He I	
3697	H_{17}	
3692	H_{18}	
3687	H_{18}	

№	HD	H β	n	H γ	n	H δ	n	H ϵ	n	H ζ	n	H η	n
1	34085	1,37	5	1,77	7	1,74	9	1,99	10	1,85	6	1,89	5
2	106625	5,95	6	5,74	4	4,73	3	4,68	4	3,73	1		
3	135742	5,74	8	6,34	6	6,17	7	5,92	4	5,20	1		
4	214923	8,05	7	8,83	6	8,88	8	8,85	8	8,07	5	7,34	4
5	222173	6,20	6	7,02	6	7,17	8	7,20	7	6,85	3	6,39	4
6	21291	1,39	6	2,16	5	2,20	5	2,28	3	1,86	2	1,93	1
7	199478	0,68	5	1,19	5	1,32	3	1,70	3	1,06	1		
8	202850	2,69	6	2,58	7	2,71	7	2,84	7	2,62	4	2,52	4
9	15318	10,70	7	13,40	7	12,17	3	11,53	4	11,09	3	8,82	2
10	176437	6,75	8	8,22	5	7,71	8	7,60	8	7,10	8	6,65	7
11	79469	11,56	3	12,37	5	12,10	4	9,88	3				
12	191692	9,40	6	11,47	6	9,93	5	9,96	4	9,18	3	7,49	1
13	196867	9,45	7	10,20	5	10,30	7	9,30	7	9,30	4	8,13	3
14	218045	10,15	7	11,80	7	11,80	7	11,60	7	10,50	7	9,48	5
15	21389	1,64	3	1,76	3	2,16	3	2,41	1				
16	87737	3,90	7	4,24	7	4,16	7	4,33	6	3,97	6	4,11	4
17	123299	9,35	7	10,56	7	10,50	7	10,30	7	9,27	4	8,23	4
18	140436	10,20	5	12,60	5	12,40	5	11,10	4				
19	186882	8,65	7	9,67	5	9,48	8	9,45	11	9,10	10	8,35	6
20	71155	12,57	3	13,50	3	14,03	3						
21	103287	11,20	6	13,70	4	13,53	5	12,70	5	12,40	3	10,56	3
22	112185	11,30	3	11,70	3	10,80	2	11,20	3	10,60	3	8,78	3
23	116657	12,40	6	14,50	6	14,30	4	14,54	4	11,27	2		
24	130109	10,70	6	11,80	4	11,65	8	11,77	7	10,30	6	8,85	4
25	139006	11,30	5	11,90	5	12,35	5	12,20	4	10,40	3	9,42	2
26	161868	13,00	6	14,40	6	15,60	5	14,75	2	11,90	2		
27	172167	10,93	3	12,70	3	14,00	3	13,80	4	11,40	6	9,55	6
28	60179	11,90	7	14,32	5	13,87	7	13,32	4	11,80	4	9,55	4
29	95418	11,50	7	12,70	6	12,20	7	12,05	4	11,90	3	10,43	3
30	140159	13,20	7	14,73	7	15,03	6	14,33	6	11,90	3	9,95	1
31	170073	12,90	7	14,60	7	15,57	7	15,53	5	11,70	3		
32	187982	3,19	4	2,93	4	3,31	4	2,95	3				
33	197345	2,42	6	2,70	6	2,45	7	3,12	8	2,33	9	2,22	7
34	207260	3,01	5	3,20	5	3,31	5	3,53	3	2,53	2		
35	141003	11,90	8	12,20	6	12,12	8	13,30	8	11,00	3	9,80	3
36	16970	11,97	6	13,30	6	12,52	6	13,41	6	10,25	4	8,37	2
37	40183	13,03	6	13,80	6	14,22	5	13,76	3	12,83	1	10,14	1
38	82621	11,40	7	13,20	7	13,91	7	13,05	6	12,10	2		
39	89021	10,80	5	13,10	5	12,96	3	12,08	2				
40	97633	11,97	4	12,45	4	11,70	4	11,73	3				
41	116656	12,50	8	14,50	4	13,09	5	14,10	6	12,02	4	9,92	4
42	155125	12,50	7	12,90	8	13,33	7	12,80	4	8,97	3		
43	137422	7,98	6	8,00	4	7,33	8	8,54	7	7,92	7	7,22	7
44	50019	11,40	3	11,93	4	13,85	3						
45	156164	11,60	9	12,03	8	13,00	9	12,70	10	10,75	6	8,85	3
46	80081	12,60	4	13,02	5	15,50	3	14,67	1				
47	97603	12,30	5	13,37	5	13,50	3	12,28	2				
48	102647	13,60	4	15,33	4	16,20	4	15,55	5	12,70	5	9,45	5
49	106591	12,93	6	13,33	6	14,20	7	15,05	4	12,53	4	10,32	2
50	118098	12,00	7	13,50	6	14,15	7	13,67	6	11,67	5	9,67	5
51	122408	10,52	3	12,65	3	12,04	3	10,20	2				

Таблица 3

H ₁₀	n	H ₁₁	n	H ₁₂	n	H ₁₃	n	H ₁₄	n	H ₁₅	n	H ₁₆	n	H ₁₇	n
1,64	5	1,60	5	1,80	5	1,65	3	1,52	4	1,13	4	1,13	4	0,66	4
7,35	2	4,98	2	3,53	1	2,19	1								
5,45	3	3,56	1	3,04	1	2,56	1								
2,81	2														
6,17	1	4,76	1												
5,76	6	5,32	4	4,35	3	3,11	3	2,09	2	1,91	1	0,86	1		
6,97	3														
5,91	3	5,08	1	2,41	1	2,42	1	1,84	1	1,65	1				
3,79	3	2,36	3	1,42	2	1,02	1								
7,20	3														
7,17	5	5,18	4	4,42	2										
8,33	2														
6,41	3	4,98	3	3,47	3	2,38	2	1,53	2	0,94	1				
6,15	3														
7,49	6	5,30	4	3,63	5	2,68	4	2,01	3	1,45	3	1,03	3	0,49	2
7,23	1														
8,05	2														
2,48	6	2,21	5	2,05	4	1,94	3	2,02	3	1,89	3	1,50	3	1,26	3
5,42	2	3,76	1												
7,02	2														
6,47	3	5,25	3	4,09	3	3,15	3	2,44	2	2,40	2	1,85	2	1,09	1
6,10	1														
7,00	2	5,16	1	3,05	1	1,74	1	1,19	1						
7,15	2	4,91	1	3,48	1	2,46	1	2,30	1	1,20	1				
6,52	3	3,93	1	3,67	1	2,25	1	2,29	1						

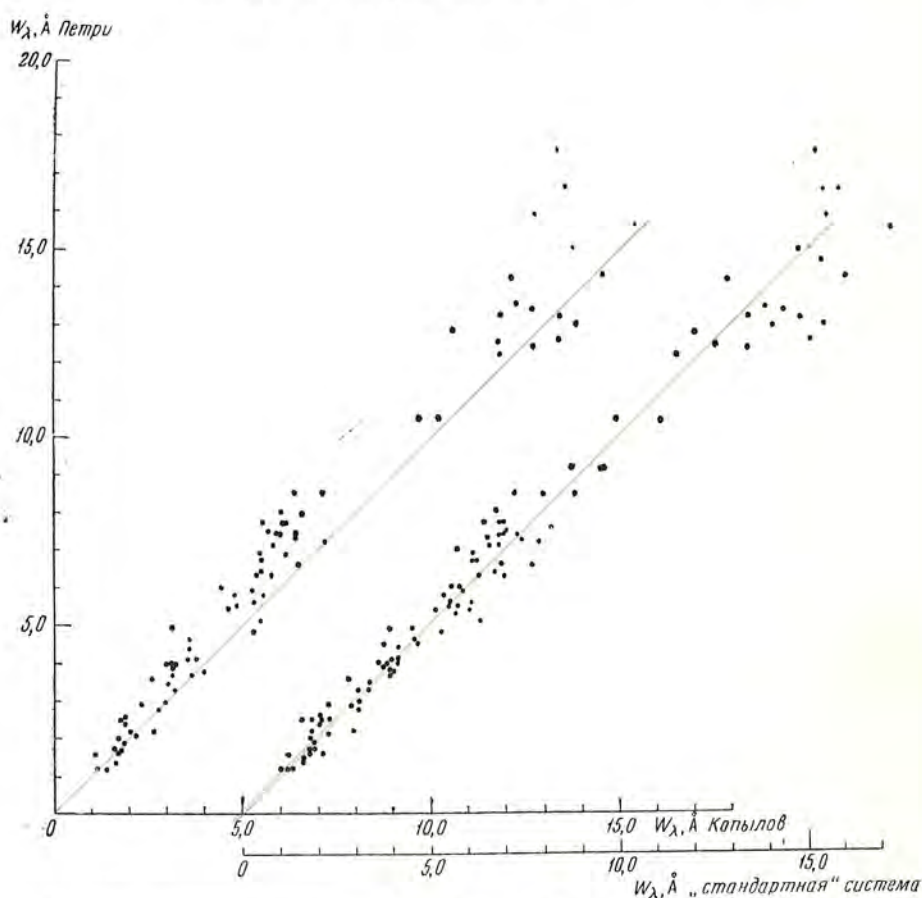
№	HD	H β	n	H γ	n	H δ	n	H ϵ	n	H ζ	n	H η	n
52	159561	10,86	6	12,08	5	12,28	7	12,94	7	10,67	6	8,70	3
53	11636	11,46	2	10,49	2	11,85	4	11,79	3	7,69	3	5,56	3
54	60178	14,26	3	13,70	6	14,58	3	14,78	3	12,49	2		
55	116842	10,87	6	12,91	7	14,36	6	13,75	5	10,97	3	7,86	2
56	127762	10,06	5	10,74	5	12,05	5	13,22	3	9,70	1	11,10	1
57	187642	10,58	7	10,22	4	11,52	8	12,98	5	10,46	5	8,95	4
58	203280	11,85	6	11,88	4	11,94	5	13,65	4	10,45	3	9,84	3
59	76644	11,20	6	12,27	5	12,40	5	10,80	3	7,25	2	6,38	2
60	137909	11,69	4	10,08	4	10,33	8	12,55	5	6,96	5	6,38	4
61	147547	8,71	3	9,60	4	9,54	4	13,40	3	8,32	2	9,85	1
62	163506	3,53	5	3,75	5	2,50	4	5,43	2				

Примечания. 1. Для H $_{18}$: $W_{\lambda}=0,72$, $n=4$; H $_{19}$: $W_{\lambda}=0,42$, $n=4$.

27. Для H $_{18}$: $W_{\lambda}=0,25$, $n=1$.

33. Для H $_{18}$: $W_{\lambda}=1,05$, $n=3$; H $_{19}$: $W_{\lambda}=1,14$, $n=3$;

53. Для H $_{18}$: $W_{\lambda}=0,65$, $n=1$.

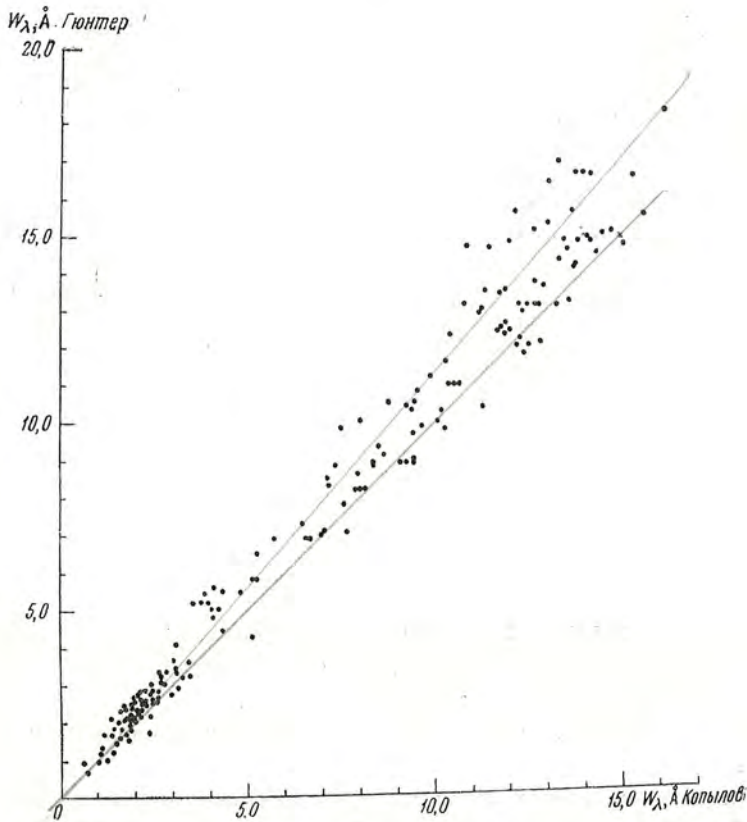


Фиг. 1. Сопоставление определений W_{λ} линии H γ для звезд O9—A3 по данным Петри и сотрудников [7—10] с нашими определениями W_{λ} (слева) и со «стандартной» системой [1] (справа).

Таблица 3 (окончание)

H ₁₀	n	H ₁₁	n	H ₁₂	n	H ₁₃	n	H ₁₄	n	H ₁₅	n	H ₁₆	n	H ₁₇	n
5,96	2	3,95	2	3,68	2	3,14	2	1,50	1						
5,46	3	3,67	2	2,26	2	1,58	2	1,59	2	1,37	1	1,12	1		
5,52	3	4,01	2	3,67	2	2,66	2								
5,02	1														
5,80	1	4,60	1	3,80	1	2,15	1			1,38	1	1,85	1		
4,53	2	2,92	2	1,22	2										

H₂₀: $W_\lambda = 0,52$, $n = 3$; H₂₁: $W_\lambda = 0,44$, $n = 3$; H₂₂: $W_\lambda = 0,28$, $n = 3$; H₂₃:
 $W_\lambda = 0,19$, $n = 2$; H₂₄: $W_\lambda = 0,21$; $n = 2$.



Фиг. 2. Сопоставление определений W_λ водородных линий для звезд B8—F0 по данным Гюнтера [11] и по нашим данным.

№	HD	He I											
		4471	n	4026	n	3820	n	4922	n	4388	n	4144	n
1	34085	0,49	6	0,48	9	0,37	5	0,52	3	0,46	3	0,29	7
2	106625	0,24	2	0,30	4			0,28	1	0,24	2	0,06	1
3	135742	0,32	5	0,47	6			0,50	6	0,24	5	0,12	3
4	214923	0,17	2	0,30	8	0,13	2	0,28	2	0,25	3	0,12	5
5	222173	0,30	4	0,36	8	0,19	3	0,52	1	0,27	5	0,17	5
6	21291	0,26	4	0,47	5			0,53	5	0,20	4	0,19	6
7	199478	0,36	5	0,44	3			0,47	3	0,41	5	0,27	3
8	202850	0,29	3	0,31	7	0,42	4	0,50	5	0,39	3	0,25	4
9	15318	0,18	3	0,15	3	0,10	1	0,45	2			0,20	1
10	176437			0,17	7	0,23	4					0,20	1
11	79469	0,20	2	0,19	1					0,22	3	0,15	3
12	191692	0,27	3	0,20	4			0,40	3	0,25	2	0,17	1
13	196867	0,31	3	0,26	6			0,40	5	0,16	2	0,15	4
14	218045	0,20	2	0,18	4	0,14	2					0,11	1
15	21389	0,27	3					0,57	3	0,46	2	0,15	1
16	87737	0,22	3	0,19	7	0,36	4	0,47	3	0,27	2	0,16	4
17	123299	0,17	2	0,16	3	0,11	2					0,07	1
18	140436	0,17	3							0,27	5	0,15	1
19	186882	0,24	1	0,11	2	0,10	4			0,34	1	0,14	4
20	71155	0,19	3					0,30	1	0,35	2	0,31	2
21	103287	0,15	3	0,10	3	0,20	1	0,26	2				
22	112185	0,16	1			0,10	3					0,09	1
23	116657							0,47	2			0,20	4
24	130109	0,20	2	0,14	3	0,19	1			0,25	2	0,15	1
25	139006	0,20	2	0,14	3			0,26	4			0,16	2
26	161868	0,17	1							0,08	1	0,21	1
27	172167	0,22	1			0,22	2						
28	60179	0,20	2	0,14	2	0,16	1			0,19	1	0,10	2
29	95418	0,19	4	0,15	2					0,19	3	0,20	2
30	140159			0,15	3			0,31	5				
31	170073	0,15	2					0,21	1				
32	187982											0,19	1
33	197345												
34	207260	0,19	1									0,14	2

Приходилось также в процессе обработки принимать во внимание начинающееся блендирование линий, с чем при изучении звезд О и В мы сталкивались в значительно меньшей степени.

Изученная область длин волн заключена в пределах от $\lambda 3670$ до $\lambda 4924 \text{ \AA}$.

Список эквивалентных ширин линий поглощения W_λ в спектрах 62 звезд В8—F2 приводится в табл. 3—8. Строение таблиц очевидно, n — число определений W_λ для каждой данной линии.

Всего выполнено около 7000 отдельных определений W_λ .

Оценки вероятных ошибок определения эквивалентных ширин линий

Таблица 4

										С П			
4009	n	3927	n	4872	n	3806	n	4121	n	4267	n	3920	n
0,28	9	0,24	6			0,25	5	0,21	7	0,14	5	0,25	3
0,09	3	0,03	1					0,18	2				
0,19	4							0,13	3	0,13	1	0,10	1
0,11	1							0,18	3			0,12	3
0,14	4							0,16	4	0,15	1	0,10	2
0,11	3												
0,23	2			0,30	1			0,12	2	0,24	3		
0,20	4	0,16	4	0,15	1	0,22	1	0,14	3	0,13	2	0,17	3
0,07	1											0,10	3
		0,08	4	0,10	3			0,12	1			0,10	4
												0,18	2
								0,21	1	0,24	3		
0,08	1							0,27	2			0,11	2
0,22	2							0,28	4			0,09	2
								0,29	1				
0,11	3	0,10	5	0,18	2	0,12	1	0,16	4			0,13	3
0,05	1												
								0,21	1			0,15	1
0,06	1			0,11	5	0,10	1						
								0,18	1			0,13	2
												0,07	1
								0,19	1				
												0,08	1
0,12	1											0,08	1
0,05	1												
						0,18	2						
								0,18	1				
												0,13	1
												0,20	2
						0,08	4					0,13	2
										0,17	1	0,13	1

различной интенсивности нашим методом и по нашему материалу уже были приведены в [1]. Следует указать, что эти ошибки характеризуют по существу внутреннюю сходимость отдельных определений W_λ в нашей системе W_λ линий поглощения для горячих звезд.

Для изучения точности определения эквивалентных ширин линий поглощения по спектрограммам с низкой и умеренной дисперсией представляло интерес сравнение нашего ряда W_λ с определениями W_λ другими авторами.

Что касается наиболее сильных линий в спектрах звезд рассматриваемого интервала спектральных классов, а именно водородных линий

Таблица 5

№	HD	Si II								Ca II		Mg II			
		3854	n	3856	n	3863	n	4131	n	4128	n	3934	n	4481	n
1	34085	0,12	3	0,27	5	0,26	5		0,6	8		0,17	8	0,60	6
2	106625	0,04	1	0,04	1	0,06	1		0,11	2		0,15	3	0,19	2
3	135742								0,18	6		0,06	2	0,32	5
4	214923	0,08	1	0,14	2	0,15	3		0,36	6		0,25	5	0,36	3
5	222173	0,10	3	0,07	1	0,14	3	0,17	6	0,16	4	0,14	4	0,22	4
6	21291			0,60	1	0,25	1	0,25	6	0,34	6	0,73	3	0,56	5
7	199478					0,44	1		0,54	2		0,70	2	0,32	5
8	202850	0,14	4	0,45	4	0,21	4		0,61	6		0,81	5	0,55	3
9	15318	0,13	2	0,12	2			0,13	2	0,20	2	0,52	6	0,44	5
10	176437	0,12	5	0,17	5	0,14	4		0,37	4		0,45	8		
11	79469								0,45	3		0,27	3	0,27	5
12	191692	0,16	1	0,11	1				0,32	5		0,47	3	0,51	3
13	196867	0,08	2	0,10	1	0,14	3		0,44	6		0,60	5	0,46	4
14	218045			0,22	3				0,58	5		0,77	8	0,50	3
15	21389								0,65	3				0,48	3
16	87737	0,15	4	0,26	4	0,31	3		0,51	6		0,68	6	0,50	4
17	123299	0,10	3	0,10	4	0,12	3		0,36	6		0,57	6	0,34	4
18	140436								0,58	5		0,85	4	0,29	5
19	186882			0,17	6	0,16	4		0,44	4		0,60	4	0,32	1
20	71155													0,40	3
21	103287	0,23	1	0,19	1	0,16	1		0,45	5		1,11	5	0,41	3
22	112185	0,07	2	0,12	2	0,03	1	0,11	1	0,11	1	0,27	1	0,25	3
23	116657								1,16	4		1,64	5	0,34	5
24	130109	0,10	2	0,09	3				0,37	4		0,86	7	0,19	2
25	139006	0,10	2	0,14	2	0,13	1	0,18	2	0,15	4	0,92	4	0,31	4
26	161868								0,39	5		0,89	2	0,34	1
27	172167							0,17	1	0,17	1	0,71	5	0,53	1
28	60179	0,08	2	0,18	4	0,17	2		0,56	7		0,89	4	0,29	3
29	95418					0,22	3	0,22	6	0,22	5	1,54	3	0,38	4
30	140159			0,16	1				0,61	5		1,61	4	0,38	5
31	170073	0,11	1	0,20	1	0,20	1		0,58	4		2,15	5	0,39	6
32	187982								0,56	4		1,27	2	0,60	4
33	197345			0,40	7	0,33	7		0,64	6		1,28	8	0,63	4
34	207260	0,14	7	0,54	1	0,45	1		0,72	5		1,81	3	0,58	2
35	141003	0,68	1	0,12	1				0,49	4		2,44	8	0,31	3
36	16970	0,11	1	0,13	2				0,56	5		1,77	6	0,29	4
37	40183	0,09	1	0,23	1	0,09	1		0,71	5		1,56	3	0,38	5
38	82621	0,26	1	0,14	2	0,15	2		0,54	4		1,59	6	0,48	5
39	89021	0,13	2						0,65	3		1,29	2	0,38	5
40	97633			0,14	1	0,15	1		0,55	3		1,29	3	0,36	4
41	116656	0,09	3	0,13	3	0,15	3		0,45	4		1,44	5	0,34	4
42	155125								0,66	5		1,78	4	0,39	5
43	137422	0,09	1	0,10	1				0,48	1				0,56	5
44	50019								0,37	1				0,34	4
45	156154	0,14	3	0,16	3	0,20	2		0,56	6		2,08	9	0,34	4
46	80081								0,61	3		2,09	1	0,41	5
47	97603								0,82	3		3,22	2	0,32	4
48	132647	0,14	4	0,17	4	0,14	2		0,81	3		2,68	6	0,51	1
49	106591	0,14	2	0,09	2	0,10	2		0,44	3		2,31	5	0,40	3

Таблица 5 (окончание)

№	HD	Si II				Ca II		Mg II	
		3854 n	3856 n	3863 n	4128—31 n	3934 n	4481 n		
50	118098	0,08	4	0,09	4			0,82	7
51	122408							2,28	6
52	159561	0,08	3	0,10	3			2,43	2
53	11636	0,08	3	0,08	3			3,58	9
54	60178	0,15	2	0,18	2			0,39	4
55	116842	0,08	2	0,13	2			2,31	3
56	127762	0,12	2	0,13	2			0,38	1
57	187642	0,16	3	0,17	3			1,69	3
58	203280	0,10	1	0,11	1			0,40	4
59	76644	0,10	2	0,14	2			3,63	5
60	137909	0,26	2	0,30	2			5,30	3
61	147547	0,14	1	0,13	1			0,30	4
62	165506							0,36	3
								4,69	4
								0,55	3
								4,00	2
								0,53	4
								4,23	5
								0,29	3
								7,45	2
								0,59	3
								6,45	1
								0,72	5

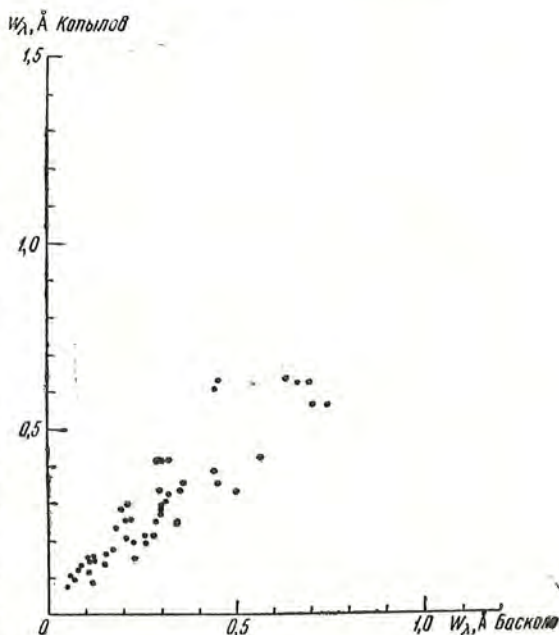
Бальмеровской серии, то нам представлялось наиболее важным сопоставление нашего ряда W_λ со следующими двумя рядами:

а) с определениями W_λ для линии H_γ , выполненными Петри [и сотрудниками для нескольких сотен звезд O9 — A3 [7 — 10]. На основании этих данных построена обширная система абсолютных величин звезд O — A, в которой определены M_v для 550 звезд O9 — A3;

б) с эквивалентными ширинами линий Бальмеровской серии, полученными Гюнтером [11] для звезд O — F по снимкам с объективной призмой с дисперсией 35 Å/мм.

Результаты этого сравнения даются на фиг. 1 и 2.

Согласие рядов W_λ оказывается хорошим. Правая половина фиг. 1 наглядно иллюстрирует, кроме того, тот факт, что система эквивалентных ширины линии H_γ для звезд O — A, полученная Петри и сотрудниками [7 — 10], практически совпадает со «стандартной» системой (построение последней описано в [1]) в весьма широком интервале эквивалентных ширины линий — от $W_\lambda \sim 1 \text{ Å}$ до $W_\lambda \sim 15 — 17 \text{ Å}$.



Фиг. 3. Сравнение W_λ линий поглощения в спектре α Лебеда (A2 Ia) по определениям Баскома [5] и нашим.

№	HD	4584 n	4549 n	4417 n	4385 n	4352 n	4233 n
1	34085		0,40 4	0,24 5	0,46 2	0,13 2	0,12 3
2	106625		0,14 2	0,10 1			0,16 1
3	135742		0,25 1		0,16 3		0,11 1
4	214923			0,14 1			0,13 1
5	222173	0,15 2		0,26 1			
6	21291	0,20 3	0,14 4	0,12 3		0,11 4	0,23 6
7	199478	0,19 3	0,25 2		0,19 2	0,21 3	
8	202850	0,44 3	0,18 2	0,26 1	0,33 1	0,24 7	0,18 7
9	15318	0,37 1	0,33 1	0,14 4	0,20 4		0,30 1
10	176437				0,39 3		0,14 1
11	79469	0,15 2	0,20 3				0,29 1
12	191692	0,20 1	0,20 1		0,17 3		
13	196867	0,22 3		0,16 1	0,23 2		
14	218045			0,27 1	0,35 3		0,12 2
15	21389	0,37 3	0,27 3	0,21 1	0,44 1	0,33 2	0,26 3
16	87737	0,26 4	0,23 3	0,32 2	0,33 5	0,27 7	0,25 7
17	123299		0,18 1	0,08 1	0,14 4		
18	140436	0,20 2	0,10 3	0,11 3	0,27 5		
19	186882				0,19 4		0,25 1
20	71155	0,19 1	0,17 2	0,16 3			
21	103287	0,32 2	0,14 2	0,11 3	0,22 2		0,16 2
22	112185		0,31 2	0,26 1	0,22 3		0,11 2
23	116657	0,26 3	0,25 3	0,21 4	0,52 6		0,21 4
24	130109						
25	139006		0,25 3		0,24 4		
26	161868				0,19 3		0,21 1
27	172167						
28	60179	0,18 1	0,16 3	0,11 3	0,25 3		0,22 1
29	95418	0,24 4	0,27 3	0,18 4	0,25 3		0,21 3
30	140159	0,17 1	0,29 3	0,21 3	0,28 5		0,16 2
31	170073	0,18 1	0,20 4	0,21 2	0,30 5		0,18 1

№	HD	4924 n	4584 n	4549 n	4490 n	4417 n	4385 n	4352 n	4274 n
32	187982		0 39 4	0,29 4	0,31 2	0,47 4	0,44 4		0,09 2
33	197345	0,64 4	0,63 4	0,38 4	0,36 4	0,39 6	0,63 6		0,17 1
34	207260	0,62 3	0,95 1	0,48 2	0,26 2	0,61 4	0,81 5		0,36 2
35	141003	0,28 3				0,23 4	0,26 5		0,23 1
36	16970	0,31 3	0,28 2		0,20 3		0,31 3		0,14 2
37	40183		0,30 3	0,25 3		0,19 3	0,46 4		0,18 2
38	82621	0,31 5	0,28 2	0,36 2		0,26 3	0,31 3		0,24 3
39	89021		0,30 3	0,29 3		0,37 3	0,47 5		0,17 2
40	97633	0,24 1	0,22 3	0,23 3		0,23 3	0,25 4		0,21 2
41	116656	0,28 4	0,34 2	0,27 3		0,24 3	0,25 4		
42	155125	0,33 3	0,17 2	0,22 5		0,19 3	0,41 6		0,16 6
43	137422	0,43 4	0,32 4	0 25 3		0,36 4	0,41 3		0,16 2
44	50019	0,35 2	0,26 3	0,34 4	0,17 2	0,29 4	0,38 4		0,29 1
45	156164			0,29 1	0,55 1		0,21 1		
46	80081		0,20 4	0 22 5	0,28 1	0,21 4	0,27 4		0,27 2
47	97603		0,28 3	0 27 3	0,20 1	0,34 5	0,27 4		0,23 2
48	102647	0,31 2	0,74 1	0,27 1		0,54 1			
49	106591	0,22 4	0,33 2	0,16 2	0,13 1	0,23 4	0,28 3	0,18 1	0,17 1
50	118098	0,28 3	0,19 1	0,11 1		0,18 1	0,16 3		0,31 1
51	122408	0,34 3	0,23 2	0,28 2	0,23 1	0,39 3	0,30 3		
52	159591	0,34 4	0,24 2	0,27 2	0,20 2	0,24 3	0,29 4		0,26 2
53	11636	0,23 2		0,25 1	0,18 1	0,10 1	0,14 1	0,23 1	
54	60178	0,51 3	0,30 3	0,29 4	0,26 2	0,32 3	0,40 5	0,41 2	0,25 6
55	116842	0,31 1	0,24 3	0,28 3	0,23 2	0,21 4	0,30 4		
56	127762	0,49 3	0,56 3	0,42 2	0,29 3	0,53 4	0,30 4	0,54 2	0,37 3
57	187642	0,36 2	0,33 2	0,18 3	0,42 1	0,28 4	0,34 5		0,32 2
58	203280	0,54 3	0,35 2	0,51 2	0,31 2	0,43 2	0,33 1		0,45 2
59	76644	0,64 3	0,30 5	0,36 5	0,32 2	0,28 4	0,49 5	0,37 4	0,28 5
60	137909	0,80 3	0,46 3	0,22 3		0,23 1	0,39 3	0,27 3	0,36 2
61	147547	0,55 1	0,56 4	0,43 4	0,27 3	0,52 4	0,61 4	0,71 2	0,50 3
62	165506	1,26 2	0,88 4	0,55 4	0,76 5	1,15 4	0,88 5	0,78 5	0,65 4

Fe II

4179 n	4172 n	4122 n	3939 n	3913—14 n	3906 n	3814 n
0,18 1	0,15 1	0,21 7		0,12 3	0,17 4	0,19 4
0,15 1		0,18 2			0,25 1	
0,08 1	0,14 1	0,13 1	0,08 2	0,11 1		
		0,18 3		0,08 1	0,18 2	0,11 3
		0,16 4			0,08 1	0,08 1
0,22 6	0,22 6	0,10 4	0,03 3	0,07 2	0,14 2	
0,11 1	0,12 1	0,12 2	0,11 2		0,15 2	
0,22 6	0,14 6	0,14 3	0,14 5	0,12 2	0,13 2	
0,14 1	0,13 2		0,07 2	0,21 2		0,07 1
0,19 3		0,12 1	0,10 4	0,13 8	0,16 7	0,21 1
		0,21 1	0,09 1			
0,09 1	0,13 2	0,27 2	0,07 1			
		0,28 4	0,14 2	0,19 3		
0,41 3	0,44 3	0,29 1				
0,35 6	0,27 7	0,16 4	0,15 5	0,11 3	0,14 5	0,21 2
0,12 1	0,09 3		0,10 5	0,07 2		0,11 2
0,15 3	0,15 2	0,21 1	0,10 1	0,19 1		
0,17 2	0,09 1		0,16 4	0,21 1	0,15 4	0,09 2
0,28 1	0,13 1					
0,12 1	0,14 2	0,18 1	0,06 1	0,09 1		0,35 1
	0,21 1		0,08 1			0,28 2
0,36 4	0,27 4	0,19 1		0,30 4	0,21 1	
				0,11 3		
0,15 3	0,13 3		0,15 2	0,09 1		
0,09 1	0,13 1					
0,14 5	0,15 5	0,18 1		0,17 2	0,14 1	
0,18 6	0,18 6		0,06 1			
0,13 3	0,15 5		0,10 1	0,15 3		0,25 1
0,23 1	0,17 4			0,25 1		

4233 n	4179 n	4172 n	4122 n	4024 n	3939 n	3913—14 n	3906 n	3814 n
0,52 4	0,52 4	0,40 4	0,35 1	0,31 2	0,41 1	0,33 2	0,28 2	
0,43 6	0,61 6	0,42 6	0,16 6	0,24 6	0,26 7	0,42 7	0,23 9	0,43 5
0,61 5	0,76 5	0,34 5	0,20 3	0,29 5	0,31 2	0,44 3	0,39 3	
	0,16 3	0,22 5	0,30 1			0,17 3	0,21 2	0,21 1
0,10 2	0,15 3	0,18 3		0,12 3		0,14 3		
0,18 3	0,26 5	0,17 4	0,11 2	0,15 1		0,19 2		
0,22 2	0,25 3	0,34 3	0,21 1	0,13 2		0,19 3		0,14 1
0,34 2	0,35 3	0,22 3	0,16 1	0,13 2	0,24 2	0,24 2	0,33 1	
0,16 3	0,18 3	0,18 4	0,17 3	0,14 3		0,36 3	0,18 1	
	0,31 3	0,23 4	0,14 1	0,13 3	0,13 2	0,16 4		0,27 4
0,19 3	0,27 7	0,19 7		0,13 2		0,27 1	0,39 1	
0,16 3	0,25 4	0,28 4	0,14 2	0,14 3		0,27 5	0,29 3	0,29 6
0,14 2	0,19 2	0,19 2	0,17 2					
0,18 1	0,20 1	0,18 1	0,18 1	0,15 5		0,21 4		0,07 1
0,11 2	0,31 2	0,25 3		0,24 1				
0,14 1	0,21 3	0,31 3		0,23 2				
0,21 1	0,30 1	0,50 1				0,17 5		0,39 3
	0,22 4	0,26 3		0,08 1		0,19 2		0,11 1
	0,18 2	0,21 2		0,10 2		0,12 5		0,12 2
0,37 1	0,31 3	0,34 3				0,38 1		
0,23 1	0,18 3	0,23 3		0,09 1		0,15 2		0,38 2
	0,37 2	0,15 2		0,16 2		0,11 3	0,32 3	0,20 3
0,23 5	0,33 3	0,36 3	0,15 2	0,19 2		0,35 2	0,41 1	
	0,24 5	0,20 4				0,15 2		
0,23 5	0,28 5	0,39 5		0,17 3		0,34 3	0,19 1	
	0,24 4	0,35 4		0,12 1		0,18 4		0,18 2
	0,41 3	0,47 5		0,20 2		0,29 2		0,57 2
0,20 2	0,38 4	0,43 4	0,27 2	0,11 2		0,13 1		0,50 1
	1,51 5		0,51 4	0,19 1				0,45 4
0,32 1	0,50 4	0,99 4		0,30 2		0,35 1		0,47 1
	1,96 5		0,38 4	0,39 1		0,31 1		

№	HD	4300—3 n	4290 n	4164 n	3901 n	3760 n
1	34085		0,22 1			0,32 6
6	21291		0,07 4			
7	199478				0,10 1	
8	202850	0,14 6			0,22 2	
9	15318	0,17 2				
10	176437				0,13 4	0,07 1
13	196867		0,13 1			
15	21389	0,33 3				
16	87737	0,27 3			0,22 2	
18	140436	0,35 3				
19	186882	0,14 1				
20	71155	0,36 1				
21	103287	0,23 2				
22	112185					0,20 1
23	116657	0,72 6	0,20 6	0,16 1		
24	130109	0,13 1				
26	161868	0,26 2				
29	95418	0,22 4	0,09 1			
30	140159	0,33 3	0,32 1	0,11 1		

№	HD	4469 n	4444 n	4395 n	4314 n	4300—3 n	4290 n	4164 n	3901 n	3760 n
32	187982	0,25 3	0,23 3	0,22 3	0,32 3	0,55 3	0,13 2	0,41 1	0,28 2	
33	197345	0,30 4	0,26 5	0,29 6	0,31 6	0,56 6	0,10 1	0,14 6	0,34 9	1,10 5
34	207260	0,38 2	0,46 2	0,60 3	0,65 5	0,75 2	0,22 3	0,30 4	0,80 2	
35	141003	0,18 3	0,25 3	0,23 1	0,31 2	0,44 2		0,12 1		
36	16970	0,17 2			0,35 3	0,45 5				
37	40183	0,24 3	0,27 4	0,28 3	0,41 5	0,45 4	0,22 2			
38	82621	0,34 3	0,30 1	0,20 3	0,56 2	0,35 1				
39	89021	0,24 4	0,23 5	0,19 3	0,44 4	0,64 5	0,24 5	0,15 1		
40	97633	0,27 2	0,33 1	0,25 1	0,31 4	0,51 2	0,14 2			
41	116656	0,27 3	0,16 2	0,24 1	0,40 1	0,51 3				
42	155125	0,18 2	0,20 3	0,19 4	0,34 8	0,45 7	0,18 6	0,15 2		
43	137422	0,20 2	0,30 2	0,20 1	0,24 3	0,44 4		0,37 1	0,27 5	0,93 3
44	50019	0,18 3	0,22 3	0,17 3	0,33 3	0,52 3	0,25 2			
45	156164	0,22 4	0,27 2		0,28 3	0,64 3				
46	80081	0,17 1	0,20 2		0,38 2	0,44 3	0,20 2			
47	97603	0,39 3	0,36 1	0,09 1	0,56 5	0,88 5	0,38 3			
48	102647			0,17 1	0,49 1	0,39 1				0,28 1
49	106591		0,08 2		0,54 1	0,33 3				0,22 1
50	118098	0,13 2	0,11 2		0,37 3	0,41 2				
51	122408	0,14 2	0,19 2	0,22 2	0,41 1	0,52 3	0,33 1			
52	159561	0,20 2	0,18 1	0,19 1	0,63 2	0,65 4				0,37 1
53	11636	0,24 1			0,37 2	0,35 2	0,21 1	0,13 1	0,15 2	0,88 2
54	60178	0,28 2	0,31 6	0,20 3	0,46 5	0,66 6	0,18 5			
55	116842	0,20 4		0,26 3	0,37 3	0,59 6	0,22 1			
56	127762	0,37 3	0,25 4	0,26 3	0,48 5	0,95 5	0,46 4	0,10 1		
57	187642	0,37 2	0,17 3	0,19 1	0,46 5	0,71 5	0,23 5			
58	203280	0,45 2	0,33 1	0,23 2	0,46 1	0,81 3	0,32 1			
59	76644	0,27 4	0,29 5	0,30 3	0,61 4	0,72 5	0,48 5		0,30 1	0,58 1
60	137909	0,37 2	0,23 1		0,49 3	1,08 4	0,50 4	0,26 3		0,67 1
61	147547	0,37 4	0,40 3	0,20 2	0,70 4	1,28 4	0,73 3			
62	165506	0,78 5	0,83 5	0,55 5	0,66 5	1,36 5	0,71 5	0,59 1		

Таблица 8

№	HD	Ca I, Fe I		Mn I, Fe II		Sr II				Cr II		V II, Fe I		Fe I	
		4227	n	4031-4	n	4216	n	4078	n	4556-9	n	4005	n	4046	n
6	21291			0,14	4	0,10	4	0,10	4						
7	199478					0,14	1	0,18	2						
10	176437	0,17	1	0,10	3			0,15	1						
13	196867			0,13	2			0,14	1						
15	21389			0,45	2			0,24	2						
16	87737			0,27	4			0,15	3						
17	123299			0,15	3			0,14	4						
22	112185			0,26	2			0,15	1						
23	116657	0,40	5	0,28	4	0,18	4	0,81	4	0,38	4	0,45	4	0,22	4
25	139006							0,14	4						
26	161868			0,10	3			0,17	1						
28	60179							0,21	3						
29	95418							0,37	5						
30	140159	0,27	4	0,17	1			0,40	2			0,23	1	0,14	2
31	170073			0,08	1			0,18	1						
32	187982	0,34	2	0,31	1			0,35	2	0,33	3	0,27	2	0,14	2
33	197345			0,18	4			0,13	6	0,57	4	0,37	3	0,09	3
34	207260	0,24	3	0,25	4			0,18	2	0,70	2	0,38	4	0,29	4
35	141003	0,23	4	0,13	4			0,42	2			0,31	2	0,09	2
36	16970	0,16	5	0,11	2			0,45	4			0,20	4	0,12	4
37	40183	0,18	5	0,14	4	0,13	2	0,49	4	0,33	3	0,19	3	0,16	3
38	82621	0,20	5	0,13	3			0,33	4	0,33	2			0,10	4
39	89021	0,29	2			0,17	2	0,65	2	0,27	2	0,22	2	0,17	2
40	97633	0,22	3			0,21	1	0,21	3	0,29	2	0,25	3	0,14	1
41	116656	0,20	2	0,15	2			0,36	3			0,23	2	0,10	3
42	155125	0,19	6	0,14	4	0,12	3	0,58	8	0,31	2	0,30	4	0,20	4
43	137422	0,18	2	0,15	2			0,23	3			0,19	3	0,10	1
44	50019	0,26	2					0,37	2	0,29	1	0,53	1	0,20	2
45	156164	0,15	4	0,13	1			0,30	6			0,14	5	0,11	1
46	80081			0,37	1			0,62	3					0,20	1
47	97603	0,33	3	0,11	1			0,55	1			0,26	3	0,39	1
48	102647	0,44	1	0,23	2			0,48	4			0,30	2	0,23	2
49	106591	0,22	3	0,13	2	0,19	1	0,25	2	0,20	1	0,16	3	0,12	3
50	118098	0,27	4	0,12	3			0,34	4			0,15	5	0,13	3
51	122408	0,41	2	0,30	1	0,09	1	0,48	1			0,21	1	0,21	2
52	159561	0,31	4	0,13	5			0,60	6	0,25	2	0,21	7	0,12	3
53	11636	0,16	2	0,26	3	0,16	1	0,44	4	0,11	1	0,22	3	0,11	3
54	60178	0,24	5	0,25	3	0,24	1	0,58	3	0,57	4	0,33	3	0,21	3
55	116842	0,39	3	0,24	3			0,62	4			0,30	2	0,15	5
56	127762	0,42	5	0,43	5	0,18	1	0,79	5	0,31	2	0,40	5	0,19	5
57	187642	0,41	5	0,33	7	0,15	1	0,55	5	0,16	2	0,43	5	0,25	6
58	203280	0,50	5	0,51	5			0,91	4			0,25	3	0,21	4
59	76644	0,53	5	0,40	4	0,14	1	0,57	3	0,37	3	0,59	2	0,22	4
60	137909	0,59	4	0,44	8	0,28	2	1,13	8	0,41	2	0,73	7	0,26	8
61	147547	0,58	2	0,84	4			0,91	4	0,35	4	0,51	3	0,46	4
62	163506	0,89	5	1,28	4	0,59	5	0,67	4	0,90	5	1,03	4	0,40	4

На фиг. 3 дается сравнение W_λ слабых линий поглощения в спектре сверхгиганта α Лебеда (A2 Ia) по определениям Баскома [5] (дисперсия 2,85 Å/мм) и нашим определениям (дисперсия 75 Å/мм у H_γ). Согласие сравниваемых рядов вполне удовлетворительное.

Значения W_λ , полученные в настоящей работе, будут использованы в качестве исходного материала при разработке критериев и построении системы количественной спектральной классификации звезд В8—F2 по двум параметрам: спектральному классу и абсолютной величине.

В заключение автор выражает признательность Р. Н. Кумайгородской и Л. С. Галкину за получение в 1954 г. для звезд нашей программы около 40 и 20 спектрограмм соответственно. Автор искренне благодарен также Г. Н. Шараповой и Т. М. Барташ за большую помощь в обработке материала наблюдений.

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 123, 1958.
2. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 156, 1958.
3. O. Struve. Ap. J., 90, 699, 1939.
4. K. Hunger. Zs. f. Ap., 36, 42, 1955.
5. W. Buscombe. Ap. J., 114, 73, 1951.
6. Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин, Р. Н. Кумайгородская, М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 3, 1958.
7. R. M. Petrie, a. C. D. Maunsell. Publ. Dom. Astrophys. Obs., 8, 253, 1949.
8. R. M. Petrie. Publ. Dom. Astrophys. Obs., 9, 251, 1953.
9. R. M. Petrie. Vistas in Astronomy, 2, 1956, p. 1346, London, Pergamon Press.
10. R. M. Petrie, a. B. N. Moysls. Publ. Dom. Astrophys. Obs., 10, 287, 1956.
11. S. Günther. Zs. f. Ap., 7, 106, 1933.

О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ЭМИССИОННЫХ ПОЛОС В СПЕКТРЕ НОВОЙ ГЕРКУЛЕСА 1934 И ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ЕЕ ОБОЛОЧКЕ

Э. Р. Мустель, Р. Н. Кумайгородская

В первом разделе работы обсуждается вопрос о механизме образования ярких полос в спектре N Her 1934, причем используются результаты наблюдений, полученные в [1]. В соответствии с [2] и [3] считается, что источник энергии, излучаемой в эмиссионных полосах спектров новых звезд на начальной фазе их развития после максимума блеска, находится в протяженной оболочке новой звезды. Образование многих разрешенных эмиссионных полос главного спектра Новой связывается с процессами рассеяния, сопровождающимися флуоресценцией. Атомы главной оболочки поглощают то излучение, которое создается протяженной оболочкой в эмиссионных линиях ее спектра, и переизлучают его в других частотах. Флуоресценция проявляется особенно заметно на таких линиях, как $\lambda\lambda$ 6417, 6433, 6456, 6516 Fe II. Кроме того, много линий излучения в спектре N Her 1934 является просто эмиссией самой протяженной оболочки.

Анализ процессов излучения в оболочках N Her 1934 дает возможность построить схематически контур полос излучения в спектре протяженной оболочки (верх фиг. 1) и в спектре главной оболочки (низ фиг. 1).

Обсуждены развившиеся в марте 1935 г. «пики» в наблюдаемых эмиссионных контурах N Her 1934. Эти пики создавались полярными конденсациями в главной оболочке N Her 1934. Указано, что появление пиков в марте 1935 г. связано с убыванием плотности газов в главной оболочке и, следовательно, с ростом ионизации атомов металлов и атомов OI и HI в этой оболочке. В экваториальных областях оболочки (и вообще в пространстве вне полярных конденсаций) плотность газов меньше, чем в конденсациях, и поэтому заметная ионизация атомов там начинается раньше, чем в конденсациях. Это ведет к появлению пиков. Ослабление и усиление пиков соответственно во время вторичных максимумов и минимумов объясняется изменяющейся мощностью истечения газов в протяженной оболочке Новой. Во время максимумов, когда истечение сильнее, полосы излучения, создаваемые протяженной оболочкой заполняют «пространство» между пиками в спектре главной оболочки. Указано, что в процессе образования «пиков» некоторую роль может играть конечная скорость диффузии квантов в главной оболочке. Эти кванты, излучаемые протяженной оболочкой (в ярких полосах ее спектра) и поглощаемые главной оболочкой, могут выходить из последней спустя некоторый промежуток времени (время диффузии). Но и в этом случае пики создаются конденсациями.

Во втором разделе работы используются запрещенные линии кислорода [OI], $\lambda\lambda$ 5577, 6300, 6363. Оценено отношение энергий $\gamma = E(6300 + 6363) : E(5577)$ для различных моментов (см. последний столбец табл. 2, а также сводную кривую на фиг. 2). В соответствии с [13] считается, что быстрое изменение величины γ в конце февраля 1935 г. обусловлено падением плотности газов в главной оболочке. На основании

фиг. 3 оценена электронная температура главной оболочки T_e , равная 5900° и оказавшаяся практически постоянной в течение всего изучаемого времени, а также электронная концентрация n_e в оболочке в конце февраля 1935 г., равная $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Оценено абсолютное значение энергии, излучаемой всей оболочкой в линиях [OI], и на основании этого значения оценена полная масса оболочки m , определяемая атомами кислорода. Она оказалась равной $1,6 \cdot 10^{27} \text{ г}$.

ON THE MECHANISM OF FORMATION OF EMISSION BANDS IN THE SPECTRUM OF NOVA HERCULIS 1934 AND THE PHYSICAL CONDITIONS IN ITS ENVELOPE, by *E. R. Mustel, R. N. Kumaigorodskaya*.— In the first part of the paper the mechanism of formation of bright bands in the spectrum of N Her 1934 is discussed, the observational data obtained in [1] being used. In accordance with [2] and [3] it is assumed that the source of energy, emitted in the emission bands of spectra of novae at the initial phase of their development after light maximum, is the extended envelope of the nova. The authors connect the formation of many permitted emission bands in the principal spectrum of the nova with scattering processes, accompanied by fluorescence. The atoms of the principal envelope absorb the radiation which is created by the extended envelope in the emission bands of its spectrum and re-emit it in other frequencies. Fluorescence is especially noticeable for such lines as $\lambda\lambda$ 6417, 6433, 6456, 6516 Fe II. Besides a great number of emission lines in the spectrum of N Her 1934 are simply emission of the extended envelope itself.

The analysis of emission processes in the envelopes of N Her 1934 gives a possibility of constructing a schematic profile of the emission bands in the spectrum of the extended envelope (fig. 1, top) and in that of the principal envelope (fig. 1, bottom).

The «peaks» which developed in the observed emission profiles of N Her 1934 in March 1935 are discussed. These peaks were produced by polar condensations in the principal envelope of N Her 1934. It is pointed out that the appearance of peaks in March 1935 was connected with a decrease in the gas density in the principal envelope and consequently with an increase in the ionisation of metallic atoms and atoms of OI and H I in this envelope. In the equatorial regions of the envelope (and generally in space outside polar condensations) the gas density is less than in the condensations and therefore the noticeable ionization of atoms there begins earlier than in condensations. This leads to the appearance of peaks. The weakening and strengthening of the «peaks» during secondary maxima and minima respectively is explained by the varying rate of outflow of gas in the extended envelope of the nova. During maxima when this rate is greater the emission bands, produced by the extended envelope, fill-up the «space» between the «peaks» in the spectrum of the principal envelope. It is pointed out that in the process of formation of «peaks» some part can be played by the finite diffusion velocity of quanta in the principal envelope. These quanta emitted by the extended envelope (in its bright bands) and absorbed by the principal envelope may be released after some lapse of time (time of diffusion). But in this case also the peaks are produced by condensations.

In the second part of the paper the forbidden oxygen lines [O I] $\lambda\lambda$ 5577, 6300, 6363 are used. The energy ratio $\gamma = E(6300 + 6363) : E(5577)$ for different moments of time is estimated (see the last column of table 2 and also the general curve in fig. 2). In accordance with [13] it is assumed that the rapid change in the value of γ at the end of February 1935 is due to the decrease of gas density in the principal envelope. The electron temperature of the principal envelope, $T_e = 5900^\circ$, was estimated on the basis of fig. 3. It was found to be practically constant during the studied interval of time. The electron concentration in the envelope at the end of February 1935 was determined, $n_e = 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$.

The absolute value of energy, emitted by the envelope in [O I] lines was estimated and on the basis of this value the total mass of the envelope m , determined by oxygen atoms, is found ($m = 1,6 \cdot 10^{27} \text{ gr}$).

В нашей предыдущей работе [1] были изучены спектры N Her 1934 за период с 1 января по 26 марта 1935 г., и на основании построенных контуров ряда избранных эмиссионных полос были отмечены некоторые за-

кономерности в свойствах и поведении (со временем) этих полос. Настоящая работа посвящена уже более детальному анализу эмиссионных полос с точки зрения возможных механизмов их происхождения, причем во второй половине работы оценены некоторые параметры главной оболочки N Her 1934 и нижний предел ее массы.

1. Вначале мы обсудим вопрос о происхождении эмиссионных полос в спектре N Her 1934. С общей точки зрения вопрос о происхождении эмиссионных полос в спектрах Новых был обсужден одним из авторов в [2] и [3]. В первой из этих работ было показано, что высокая интенсивность эмиссионных полос, появляющихся в спектрах Новых, сразу же после максимума блеска, несовместима с температурой этих звезд, определяемой по их спектральному классу. При этом были представлены аргументы в пользу того, что происхождение эмиссии должно быть связано с процессами выбрасывания материи из новых звезд.

Основными источниками образования полос в спектрах Новых сразу же после максимума блеска являются: а) главная оболочка, отделяющаяся примерно в момент максимума блеска. Она должна создавать относительно узкие эмиссионные полосы звезды; полная ширина каждой такой полосы соответствует удвоенной скорости расширения главной оболочки; б) протяженная оболочка, примыкающая к сокращающейся после максимума блеска новой звезде. Эта оболочка является продолжением фотосферы звезды и определяется теми процессами непрерывного истечения газов из Новой, которые начинаются практически сразу же после максимума блеска. Эти процессы непрерывного истечения создают диффузно-искровой и орионов спектры Новой.

Скорости конденсаций, создающих диффузно-искровой и орионов спектры звезды, значительно больше (в среднем в 2,5 раза), чем скорость расширения главной оболочки. Поэтому эмиссионные полосы диффузно-искрового и орионова спектров гораздо шире (также примерно в 2,5 раза), чем полосы главного спектра.

В работе [2] было сделано предположение, что основным источником энергии, излучаемой в эмиссионных полосах спектров новых звезд после максимума блеска, является протяженная оболочка, где можно наметить следующие возможные механизмы возникновения энергии, излучаемой в частотах спектральных линий: 1) при вылете из фотосферических слоев новой звезды газовые конденсации отдают в окружающее пространство ту энергию, которой они обладали еще в фотосфере; 2) при столкновении атомов (и газовых конденсаций), движущихся с различными скоростями, кинетическая энергия их поступательного движения переходит в энергию эмиссионных полос; 3) вполне возможно, что энергия возбуждения атомов берется частично за счет явлений, подобных газовым разрядам.

Что же касается эмиссионных полос главного спектра, т. е. полос, создаваемых главной оболочкой, то положение здесь обстоит следующим образом. В указанной работе [2] было сделано предположение о том, что энергия, излучаемая в эмиссионных полосах главного спектра, черпается за счет энергии, излучаемой (в виде радиации и корпускул) протяженной оболочкой. Однако механизм, посредством которого энергия, излучаемая

протяженной оболочкой, трансформируется в энергию, излучаемую главной оболочкой, включает целый ряд возможностей; некоторые из них были также рассмотрены в [2].

В работе [3] основные соображения, изложенные в [2], были дополнены и подтверждены. В пользу того, что происхождение практически всех эмиссионных полос, кроме полос с запрещенными переходами спектров новых звезд, связано с непрерывным истечением газов, говорит тот факт, что момент возникновения главного эмиссионного спектра совпадает с моментом возникновения диффузно-искрового спектра. Данный факт показывает, что оба эти явления тесно связаны. Одновременность в появлении главного эмиссионного и диффузно-искрового спектров была особенно очевидна как раз для N Her 1934. Эта звезда имела свой максимум 22 декабря (1934), но главный эмиссионный спектр появился только 25 декабря, когда появился диффузно-исковой спектр.

В той же работе [3] был указан основной механизм, посредством которого энергия, излучаемая протяженной оболочкой, трансформируется в энергию, излучаемую главной оболочкой. Это рассеяние атомами, составляющими главную оболочку того излучения, которое создается протяженной оболочкой в эмиссионных линиях ее спектра. Правда, само рассеяние не создает дополнительного излучения, но оно может вести к явлениям флуоресценции, которые мы обсудим немного позже. Благодаря флуоресценции могут возникать многочисленные линии, не присутствующие в эмиссионном спектре протяженной оболочки.

Далее, следует иметь в виду, что очень часто отделить эмиссию главного спектра от эмиссии диффузно-искрового спектра очень трудно. В большом числе случаев красное крыло наблюдаемого контура эмиссионной полосы убывает к границе полосы весьма плавно, и разделить здесь оба спектра представляется невозможным (см. [1]). Поэтому, если в таких случаях говорят о полосе главного эмиссионного спектра, то такое разделение представляется условным, и вполне возможно, что в действительности мы наблюдаем лишь эмиссию протяженной оболочки.

Из всего сказанного можно сделать вывод, что главный эмиссионный спектр должен быть тесно связан с диффузно-искровым спектром и характер обоих спектров (т. е. наличие в них тех или иных линий) должен быть сходным. Это подтверждается имеющимся наблюдательным материалом. Главный абсорбционный спектр N Her 1934 (абсорбция II) после максимума блеска содержал большое количество линий нейтральных и однажды ионизованных металлов (см. табл. 6 работы Мак Лафлина [4]). Вместе с тем главный эмиссионный спектр Новой (эмиссия II) содержал в основном линии однажды ионизованных металлов (см. табл. 8 той же статьи [4]). Лишь эмиссионные линии D_1 и D_2 натрия принадлежали к атомам нейтрального металла. Вместе с тем присутствие линий ионизованных металлов и отсутствие линий нейтральных металлов есть основное свойство диффузно-искрового спектра Новых как эмиссионного, так и абсорбционного. Более детально вопрос о соответствии между главным эмиссионным спектром N Her 1934 и ее диффузно-искровым спектром может быть изучен на основании таблиц, помещенных в работе [4]. Сравнение табл. 8,

содержащей список линий излучения главного спектра N Her 1934, с табл. 20, содержащей список линий излучения диффузно-искрового спектра той же звезды, показывает, что все без исключения эмиссионные линии диффузно-искрового спектра присутствовали в главном эмиссионном спектре звезды.

Однако табл. 20 содержит лишь небольшое число линий излучения (всего 35), ибо, как правило, эмиссия диффузно-искрового спектра бывает достаточно заметной лишь тогда, когда она интенсивна и имеет достаточно широкие, яркие крылья. Поэтому представляет интерес сравнить список эмиссионных линий главного спектра, помещенный в указанной табл. 8, со списком линий поглощения диффузно-искрового спектра, помещенным в табл. 18 той же работы [4]. Сравнение обеих таблиц показывает, что действительно в большинстве случаев эмиссионные линии главного спектра содержатся в списке линий поглощения диффузно-искрового спектра. Исключения из этого правила находят себе также вполне естественное объяснение. Рассмотрим данный вопрос подробнее.

Наиболее многочисленными в табл. 8 и 18 являются линии ионизованных металлов. Для металлов имеются такие случаи, когда какая-либо эмиссионная линия главного спектра не содержится в списке линий поглощения диффузно-искрового спектра; имеются и противоположные случаи. Объяснение всех этих случаев связано с целым рядом обстоятельств. Во-первых, наибольшее количество несоответствий между данными табл. 8 и 18 приходится на слабые линии (поглощения или излучения). Вместе с тем спектр N Her 1934 после появления эмиссионных полос был столь сложным, что обнаружение слабых линий поглощения или излучения неизбежно встречается со многими неопределенностями. Далее, довольно часты случаи, когда линия поглощения диффузно-искрового спектра случайно попадает или на эмиссию, принадлежащую другой спектральной линии, или на линию поглощения главного спектра другой линии. В этом случае обнаружение линии поглощения диффузно-искрового спектра встречается также с трудностями. В качестве примера мы можем указать на линию $\lambda 5283,9$ Fe II. Эта линия присутствует в табл. 8 как линия излучения главного спектра, но отсутствует в табл. 18 линий поглощения диффузно-искрового спектра. Вместе с тем, используя скорости, выводимые по линиям поглощения главного и диффузно-искрового спектра, можно найти, что линия поглощения $\lambda 5283,9$ диффузно-искрового спектра должна попасть примерно на линию поглощения $\lambda 5276,5$ главного спектра. Подобных случаев имеется несколько. В реальности такого рода эффектов убеждает следующий факт. Иногда мы не наблюдаем какой-либо эмиссионной линии главного спектра, но наблюдаем другую эмиссионную линию, начинающуюся с того же верхнего уровня, что и первая. Ясно, что в спектре должны присутствовать обе линии, но из-за влияния указанных эффектов одна из них отсутствует.

В результате тщательного просмотра табл. 8 и 18 с учетом только что обсужденных эффектов можно заключить, что для линий металлов имеется почти полное соответствие между табл. 8 и 18, что и подтверждает непосредственно обсужденный выше вывод о наличии тесной связи между

главным эмиссионным и диффузно-искровым спектрами. Сюда же следует добавить и то, что в главном эмиссионном спектре нет линий нейтральных металлов (кроме линий D_1 и D_2 Na I, имеющих в диффузно-искровом эмиссионном спектре), несмотря на наличие в главном спектре многочисленных линий поглощения нейтральных металлов. Вместе с тем отсутствие в одном и том же спектре линий излучения нейтральных металлов и присутствие линий излучения только ионизованных металлов объяснить невозможно ни с точки зрения рекомбинационного механизма, ни с точки зрения механизма возбуждения атомов электронным ударом. Только обсужденный выше механизм устраняет эту трудность.

Обсудим теперь несколько подробнее вопрос о флуоресценции. Рассмотрим три уровня в атоме ионизованного металла: 1, 2 и 3, и пусть энергии этих уровней $E_3 > E_2 > E_1$. Допустим далее, что в спектре протяженной оболочки имеется эмиссионная линия, соответствующая переходу $3 \rightarrow 1$, и нет эмиссионной линии, соответствующей переходу $3 \rightarrow 2$. Тогда атомы главной оболочки будут поглощать энергию от протяженной оболочки в частоте ν_{13} , но переизлучение поглощенной энергии будет происходить не только в той же частоте ν_{13} , но и в частоте ν_{23} , т. е. будет иметь место явление своеобразной флуоресценции. Как уже указывалось, целый ряд эмиссионных линий спектра главной оболочки возникает именно так. У атомов металлов из-за большой сложности их термов этот эффект может оказаться существенным. Рассмотрим, например, четыре эмиссионные линии Fe II $\lambda\lambda$ 6417, 6433, 6456, 6516 спектра N Her 1934. Эти линии, помещенные на фиг. 2 работы Меррилла [5] и имеющие ширину, соответствующую скорости расширения главной оболочки, образуются именно путем флуоресценции. Так, линии $\lambda\lambda$ 6417 и 6456 [мультиплет (74)] имеют верхние уровни, совпадающие с некоторыми верхними уровнями ультрафиолетовых линий мультиплета (8). Если линии этого ультрафиолетового мультиплета в спектре протяженной оболочки сильны (что крайне вероятно), то линии $\lambda\lambda$ 6417, 6456 в спектре главной оболочки будут также сильны. Аналогично положение и с линиями $\lambda\lambda$ 6433 и 6516.

Особый случай представляют эмиссионные полосы кислорода в главном спектре N Her 1934. Сразу же после максимума блеска в этом спектре появились три запрещенные линии нейтрального кислорода $\lambda\lambda$ 6300, 6363 и 5577. В этом случае механизм рассеяния (с флуоресценцией) не имел места. Как мы увидим далее, энергия возбуждения в соответствующих переходах бралась здесь за счет кинетической энергии свободных электронов, содержащихся в главной оболочке.

Следует также обсудить вопрос о разрешенных эмиссионных линиях кислорода в главном спектре. Согласно той же табл. 18 в диффузно-искровом абсорбционном спектре N Her 1934 присутствовали следующие разрешенные линии поглощения кислорода: $\lambda\lambda$ 3947,5; 4367,7; 4968 (бленда); 5330 (бленда); 5436 (бленда); 5958,5; 6046,3; 6157 (бленда); 6456,4 (вместе с Fe II). Вместе с тем в главном эмиссионном спектре N Her 1934 присутствовали, и то лишь в виде предположения, всего две линии O I: λ 5330 (неопределенно, ибо бленда с Fe II); λ 6046 (также неопределенно, ибо блендирует с другой линией). Объяснение этого несоответствия очень

просто. Дело заключается в том, что указанные разрешенные линии O I не наблюдались не только в главном эмиссионном спектре звезды, но и в диффузно-искровом спектре (см. табл. 20 работы [4]). Таким образом, рассматриваемый нами механизм вообще не мог действовать, ибо отсутствовал соответствующий источник излучения в протяженной оболочке. Следовательно, данный случай также подтверждает взаимосвязь между главным эмиссионным и диффузно-искровым спектрами.

Рассмотрим теперь последний вопрос, связанный с механизмом образования эмиссионных полос главного спектра. Он заключается в следующем. Как уже указывалось, скорость v_{DE} газов, находящаяся по смещению абсорбционных линий диффузно-искрового спектра, в среднем в 2,5 раза больше, чем скорость v_{pr} расширения главной оболочки. Поэтому, если протяженная оболочка состояла бы из газов, удаляющихся от звезды только со скоростями, близкими к v_{DE} , то из-за наличия разницы $v_{DE} - v_{pr}$ излучение в линиях от этих газов проходило бы через главную оболочку беспрепятственно, т. е. не поглощаясь *. Тем самым механизм рассеяния с последующей флуоресценцией не мог бы действовать. Однако мы только что видели, что характер главного эмиссионного спектра может быть объяснен только этим механизмом. Поэтому мы приходим к выводу о том, что газы, выбрасываемые из новой звезды и образующие протяженную оболочку, движутся с самыми различными скоростями и, в частности, со скоростями, близкими к скорости расширения главной оболочки. Тем самым главная оболочка может в частотах линий поглощать (а следовательно, и переизлучать) то излучение, которое создается в частотах тех же линий протяженной оболочкой. Это полностью согласуется с выводами других авторов (см. [2]). Так, Виллиамс [6], на основании изучения эмиссионных полос N Her 1934, пришел к выводу, что главная оболочка поглощала в абсорбционных линиях больше, чем соответствовало энергии, излучаемой только центральной звездой в частотах главного спектра. Иначе говоря, главная оболочка поглощала, кроме энергии непрерывного спектра, также и ту энергию, которая возникает в частотах эмиссионных линий спектра протяженной оболочки. Эти соображения дают определенные указания на наличие спектра скоростей в протяженной оболочке. По-видимому, последняя образована газовыми облаками, движущимися в различных направлениях с различными скоростями, причем только облака с достаточно большими скоростями могут покидать звезду окончательно. И только эти облака со скоростями порядка v_{DE} создают диффузно-искровой абсорбционный спектр. Эмиссионный же спектр протяженной оболочки создается совокупностью всех атомов протяженной оболочки, движущихся в различных направлениях с различными скоростями.

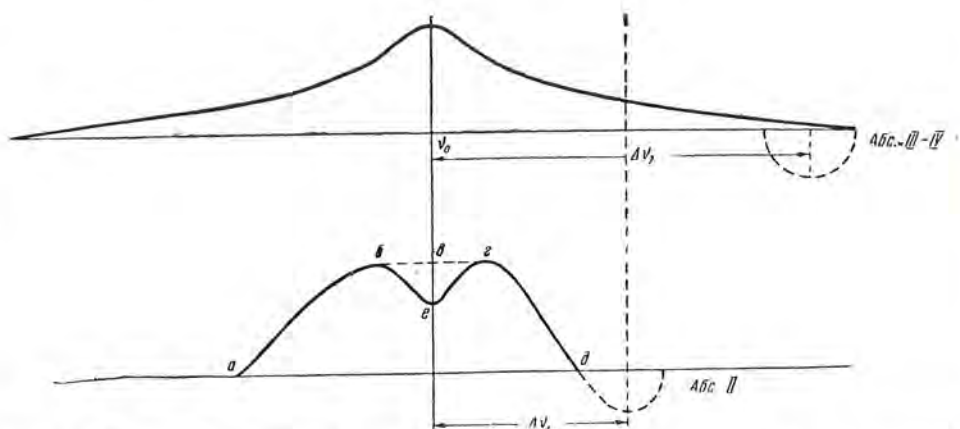
Весьма важно, хотя бы ориентировочно, получить некоторые сведения о контуре эмиссионных полос, создаваемых только протяженной оболочкой, т. е. тех полос, которые мы бы наблюдали, если бы не было главной оболочки. Здесь следует исходить из только что сделанного

* Поглощение в частотах непрерывного спектра главной оболочки ничтожно мало.

вывода, что излучение протяженной оболочки в частотах, отличающихся от центральной частоты линии на величину

$$\Delta\nu_1 = \nu_0 \frac{v_{pr}}{c}, \quad (1)$$

обладает вполне достаточной энергией для того, чтобы главная оболочка преобразовывала в другие частоты достаточно большое (т. е. наблюдаемое) количество энергии.



Фиг. 1. Вверху: схематический контур полос излучения в спектре протяженной оболочки. Внизу: схематический контур полос излучения в спектре главной оболочки

С другой стороны, в частотах, отличающихся от центральной частоты на величину

$$\Delta\nu_2 = \nu_0 \frac{v_{DE}}{c}, \quad (2)$$

интенсивность излучения в эмиссионной полосе диффузно-искрового спектра является довольно низкой. Об этом говорит, например, то обстоятельство, что контур тех сильных линий диффузно-искрового спектра, у которых мы можем наблюдать довольно протяженные крылья, спадает в красную сторону от частоты ν_0 довольно плавно. Более того, у ряда новых звезд отмечались такие случаи, когда линии поглощения, образуемые протяженной оболочкой, заходили далеко за эмиссию, т. е. эмиссия на расстоянии, определенном формулой (2), была вообще ничтожной.

Из сказанного следует, что, по-видимому, контур, создаваемый протяженной оболочкой, имеет максимум в центре линии и имеет вид, изображенный в верхней части фиг. 1.

Что же касается наблюдаемых контуров эмиссионных линий, то в общем случае они являются наложением двух контуров: одного, создаваемого протяженной оболочкой, и другого, создаваемого главной оболочкой. Разделение их представляет довольно большие трудности, ибо мы не знаем каждого контура в отдельности. Однако некоторые заключения общего

характера все же можно сделать, ибо в ряде случаев эмиссионный контур, создаваемый только главной оболочкой, можно непосредственно наблюдать.

Обратимся вновь к N Her 1934. Как нами уже указывалось, очень рано, практически сразу же после максимума блеска, в спектре N Her 1934 появились запрещенные линии нейтрального кислорода $\lambda\lambda 5577, 6300, 6363$. Без всякого сомнения, они создавались в главной оболочке, ибо их ширина соответствовала удвоенной скорости расширения оболочки, и изменения абсолютного значения энергии, излучаемой в указанных полосах (см. далее), не были связаны с вторичными колебаниями блеска звезды. Кроме того, оболочка в частотах линий [O I] была прозрачна, и поэтому наблюдаемый контур этих линий давал большие возможности для суждения вообще о контуре линий, создаваемых самой главной оболочкой, правда, в отсутствие самопоглощения.

В самом начале своего существования и, по-видимому, до середины февраля 1935 г. линии [O I] имели довольно бесструктурный вид с относительно плоским «верхом» (см. фиг. 3 и 4 работы [5], где спектры получены с достаточно большой дисперсией, значительно большей, чем дисперсия спектрограмм в нашей работе [1]). Иначе говоря, контуры имели вид кривой, отмеченной буквами *абвгд* на нижней части фиг. 1. Однако с течением времени центральная часть контуров линий [O I] понижалась, образуя два выступа (пики) так, как это представлено кривой *абегд* на фиг. 1. По-видимому, такую же эволюцию имели и эмиссионные контуры разрешенных линий главного спектра. Об этом говорит тот факт, что на спектре, снятом 30 декабря 1934 г., контуры линий Fe II $\lambda\lambda 6417, 6433, 6456, 6516$ выглядят примерно так же, как контуры линий [O I] (см. фиг. 2 работы [5]). Вместе с тем, мы уже указывали, что перечисленные линии создавались, по-видимому, только главной оболочкой. Однако с течением времени «пики» стали появляться и на контурах разрешенных линий как металлов, так и водорода (см. нашу работу [1], а также [6]).

Само существование пиков представляется в настоящее время совершенно понятным. Они создавались двумя конденсациями в главной оболочке, расположенными в ней диаметрально противоположно, причем, судя по всему, происхождение этих конденсаций связано с магнитным полем новых звезд [7]. Следовательно, возникает вопрос о том, с чем связана указанная трансформация контуров, т. е. их раздвоение, и почему пики начали заметно выделяться только на поздней стадии развития N Her 1934. Сюда же надо добавить, что, по наблюдениям, пики усиливались во время вторичных минимумов блеска N Her 1934 и ослаблялись во время вторичных максимумов [1, 6].

Все эти явления были кратко обсуждены в нашей предыдущей работе [1]. Было указано, что главной причиной изменений в виде контуров линий являются колебания в мощности непрерывного истечения газов. Так, например, в моменты максимумов блеска непрерывное истечение газов из звезды усиливается, и это маскирует пики, создаваемые главной оболочкой звезды. Сказанное представляется совершенно очевидным из рассмотрения фиг. 1. Если истинный эмиссионный контур какой-либо линии в главном спектре звезды характеризуется кривой *абегд*, то при наличии

мощного непрерывного истечения (верхняя кривая на фиг. 1) провал *бег* в нижнем контуре должен заполняться излучением от протяженной оболочки. Если же непрерывное истечение заметно ослабевает (вторичный максимум на кривой блеска), то заполнение «провала» будет неполным, и на наблюдаемом контуре возникнут два максимума — пика.

Это объяснение является, по-видимому, обоснованным при истолковании тех явлений, которые наблюдаются во время вторичных максимумов и минимумов. Однако следует иметь в виду, что в самом начале (сразу же после максимума блеска звезды) эмиссионные контуры полос [O I] и некоторых разрешенных полос, создаваемых только главной оболочкой (линии Fe II в красной части спектра, см. выше), имели плоскую вершину без провалов. Следовательно, безотносительно к вторичным колебаниям блеска звезды у всех эмиссионных полос спектра главной оболочки имелось устойчивое изменение вида контуров с появлением и дальнейшим усилением центрального провала *бег* на фиг. 1. По-видимому, причиной этого явилось следующее.

Начиная уже с образования главной оболочки, отделившейся от звезды, ее можно разбить на две части: первая — это две относительно более плотные конденсации и вторая — остальная масса оболочки, менее плотная. При удалении оболочки от звезды ее плотность (обеих частей оболочки) падала и, следовательно, росла ионизация составляющих оболочку атомов. Поэтому некоторая часть излучающих и поглощающих атомов переходила в более высокое состояние ионизации, в результате чего соответствующая эмиссия и поглощение ослаблялись. При этом совершенно очевидно, что влияние рассматриваемого эффекта должно быть вначале более существенным для тех областей оболочки, где плотность мала. Следовательно, через некоторое время после отделения оболочки газы, расположенные вне конденсаций, перестают создавать излучение в полосах и главным источником этих полос делаются конденсации в главной оболочке.

По-видимому, это объяснение имеет силу как для разрешенных, так и для запрещенных полос, хотя для полос [O I] мог играть некоторую роль и другой эффект, который мы обсудим в конце статьи.

Оба только что рассмотренных фактора, т. е. устойчивое уменьшение плотности газов в главной оболочке со временем и колебания в мощности непрерывного истечения, объясняют вполне удовлетворительно многие из тех изменений в виде контуров линий металлов и водорода, которые обсуждались нами в [1]. Однако необходимо указать еще следующую возможность — медленную диффузию квантов в главной оболочке. В самом деле, оптическая толща главной оболочки в частотах линий поглощения главного спектра достаточно велика. Поэтому то излучение в полосах спектра протяженной оболочки, которое поглощается (и затем переизлучается) главной оболочкой, вначале далеко в глубь оболочки проникнуть не сможет. Иначе говоря, в первые моменты процессы рассеяния будут происходить в самых внутренних слоях главной оболочки. Однако со временем это излучение сможет продиффундировать и в более глубокие части оболочки, где, возможно, и располагаются обе полярных конденса-

ции. Следовательно, эти конденсации станут видимыми не сразу после максимума, а несколько позже.

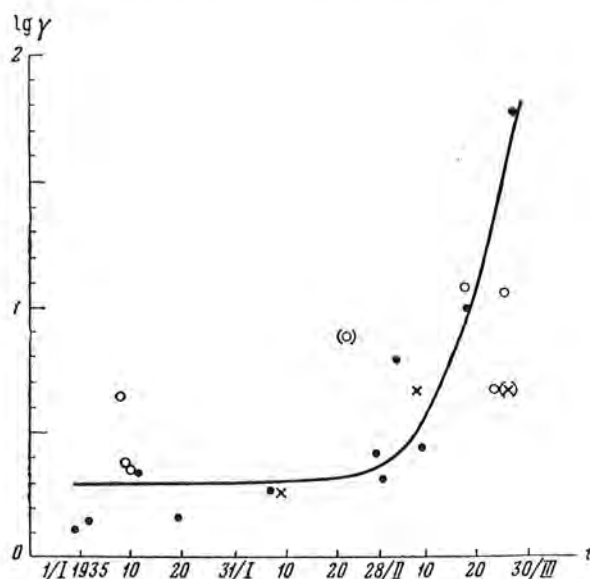
Возможно, что этот эффект также играет роль в создании пиков в полосах через некоторое время после максимума блеска. Сделаем еще ряд дополнительных замечаний.

Как указывалось в [1], на более поздней стадии развития N Her 1934 переход от вторичного максимума блеска к вторичному минимуму сопровождался не только появлением пиков (часто только одного «красного», ибо другой отсутствовал из-за наличия в соответствующем месте линии поглощения), но и увеличением общей относительной интенсивности эмиссионных линий. И, наоборот, переход звезды от минимума к максимуму вновь сопровождался понижением относительной интенсивности эмиссионных полос; последние делались как бы плоскими. Все это хорошо видно на нашей фиг. 2 [1] для линий H_{β} и H_{δ} в интервале от 21—22 февраля по 25—26 марта 1935 г. В работе [1] для объяснения изменений относительной интенсивности полос вводились самопоглощение и колебания в мощности истечения. Конечно, оба эти фактора должны играть определенную роль, однако весьма существенными здесь являются, по-видимому, сами колебания блеска звезды, в основном колебания интенсивности непрерывного спектра Новой. Ясно, что если энергия, излучаемая в самих полосах (т. е. ее абсолютное значение), меняется со временем не очень сильно, то колебания относительной интенсивности контура будут определяться главным образом колебаниями интенсивности непрерывного спектра звезды; следовательно, в моменты максимумов блеска Новой контуры должны становиться более низкими, плоскими. Рассматриваемый эффект имел место и для запрещенных линий кислорода (см. далее). Колебания их относительной интенсивности определялись в основном колебаниями блеска звезды.

Второе замечание таково. При анализе контуров линий излучения и поглощения главного и диффузно-искрового спектров следует иметь в виду, что газы, создающие оба эти спектра, находятся при различных физических условиях. Поэтому соотношения между интенсивностями линий поглощения и излучения обоих спектров могут в ряде случаев оказываться очень сложными. Так, в работе [1] указывалось, что энергия, излучаемая в эмиссионной полосе K Ca II спектра N Her 1934, меньше, чем энергия, излучаемая в полосах $\lambda\lambda$ 4923,9 и 5018,4 Fe II, в то время как для интенсивности абсорбционных линий соблюдается обратное. Все это связано, по-видимому, с большой интенсивностью линии поглощения K, Ca II, создаваемой главной оболочкой. Это резонансная линия, и этим определяется ее большая ширина и глубина. Вполне возможно, что интенсивность I_K линий излучения K Ca II в спектре протяженной оболочки даже больше, чем интенсивность линий излучения $\lambda\lambda$ 5018,4 и 4923,9 Fe II, создаваемых той же оболочкой, но эта интенсивность I_K ослабляется линией поглощения K Ca II главного спектра.

2. Перейдем теперь к изучению линий [O I] $\lambda\lambda$ 5577, 6300, 6363 и к оценке электронной температуры T_e и электронной концентрации n_e в главной оболочке N Her 1934. Мы уже говорили, что указанные линии [O I]

образовывались в главной оболочке. Протяженная оболочка тоже, по-видимому, образовывала свои линии излучения [O I]. Так, Бобровников [8] указывает на наличие весьма широких, слабых эмиссионных полос $\lambda\lambda 5577, 6300, 6363$. Половинное значение их ширины было равно примерно скорости, выводимой из смещения абсорбционного диффузно-искрового спектра. Весьма интересно то, что эти полосы сделались заметными только в конце января, когда блеск новой звезды заметно ослаб. Это означает, что рассматриваемые полосы [O I] существовали и до указанного момента,



Фиг. 2. Сводная кривая изменения $\lg \gamma$ со временем.
Светлые кружки — по нашим данным; черные кружки — по [11],
косые крестики — по [12].

но они были относительно слабыми по сравнению с сильным непрерывным спектром; затем они сделались видимыми просто потому, что интенсивность непрерывного спектра, на который они накладывались, заметно ослабела. Однако этим вопросом мы здесь заниматься не будем, а обратимся к линиям [O I] главного спектра.

Эти линии $\lambda\lambda 5577, 6300, 6363$ сделались заметными через три дня после максимума блеска, т. е. 25 декабря 1934 г., и существовали довольно длительное время. Интересен сам момент возникновения этих линий. Целый ряд исследований показывает, что в течение по крайней мере двух месяцев после максимума блеска абсолютное значение энергии, излучаемой этими линиями, оставалось примерно постоянным. Это делает весьма вероятным предположение, что главная оболочка должна была излучать все три линии также в промежутке между максимумом блеска 22 и 25 декабря 1934 г.* То, что линии [O I] сделались видимыми только 25 декабря, связано, по-видимому, опять-таки с тем, что между 22 и 25 декабря звезда

* Когда эта оболочка только что отделилась.

заметно уменьшила свой блеск, и, следовательно, контраст между эмиссионными линиями [O I] и непрерывным спектром увеличился!

Линии [O I] в спектре N Her 1934 мы можем использовать следующим образом. Выяснив из наблюдений, как ведет себя отношение энергии, излучаемой в линиях $\lambda\lambda$ 6300 и 6363, к энергии, излучаемой в линии λ 5577, можно попытаться определить как электронную температуру оболочки, так и электронную концентрацию внутри последней. Имея это в виду, оценим для различных моментов отношение энергий $\gamma = E(6300 + 6363) : E(5577)$, причем здесь, конечно, речь идет об отношении абсолютных значений энергий.

Непосредственные спектрофотометрические измерения дают нам значения только эквивалентных ширин W_λ эмиссионных линий. Поэтому для нахождения величины γ нам необходимо учесть относительное распределение энергии в непрерывном спектре N Her 1934. Это распределение мы нашли следующим образом. Используя сводный график (фиг. 2) работы Б. А. Воронцова-Вельяминова [9], определяем для избранных нами дней, т. е. дней, когда имелись спектрофотометрические наблюдения (см. табл. 1 настоящей работы), спектрофотометрический градиент φ непрерывного спектра.

Т а б л и ц а 1

Дата, 1935 г.	$(\varphi_0=1,12)$ φ	T_c	b	Дата, 1935 г.	$(\varphi_0=1,12)$ φ	T_c	b
8.I (y)	1,32	12 000°	0,709	17—18.III	1,18	14 100°	0,700
9.I (y)	1,33	11 850	0,710	23—24.III	1,14	14 800	0,690
10.I (y)	1,35	11 700	0,718	25—26.III	1,13	14 950	0,690
21—22.II	1,35	11 700	0,718				

Однако в работе [9] для нуля-пункта величин φ было принято значение $\varphi_0 = 1,31$, вычисленное для температуры 12 000° и $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ по формуле

$$\varphi = \frac{c_2}{T} \left(1 - e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \right)^{-1} \quad (3)$$

Так как, по последним данным [10], спектрофотометрическая температура звезд класса A0 ближе к 15 000°, чем к 12 000°, мы нуля-пункт φ_0 перевычислили для 15 000°, что дает $\varphi_0 = 1,12$. Окончательно найденные таким путем значения φ с учетом поправки $\Delta\varphi_0 = -0,19$ даны во втором столбце нашей табл. 1. Полученные отсюда по формуле (3) спектрофотометрические температуры приведены в третьем столбце этой же таблицы.

Наконец, в четвертом столбце дана величина b , равная:

$$b = \frac{1}{2} [B_{6363}(T) + B_{6300}(T)] : B_{5577}(T), \quad (4)$$

где $B_\lambda(T)$ есть планковская функция для соответствующей температуры и длины волны.

В табл. 2 для тех же моментов приведены значения использованных эквивалентных ширин линий [O I] и логарифмов искомого отношения

$$\gamma = \frac{E(6300 + 6363)}{E(5577)} = b \frac{W(6300) + W(6363)}{W(5577)}. \quad (5)$$

Т а б л и ц а 2

Дата, 1935 г.	$W_{\lambda, A}$ (λ 6300)	$W_{\lambda, A}$ (λ 6363)	$W_{\lambda, A}$ (λ 5577)	$\lg \gamma$	Дата, 1935 г.	$W_{\lambda, A}$ (λ 6300)	$W_{\lambda, A}$ (λ 6363)	$W_{\lambda, A}$ (λ 5577)	$\lg \gamma$
8.I (y)	10,01	3,34	2,16	0,642	17—18.III	149,00	50,00	11,81	1,073
9.I (y)	6,01	2,00	2,38	0,378	23—24.III	85,10	28,40	16,45	0,675
10.I (y)	9,30	3,10	4,00	0,347	25—26.III	44,50	14,83	3,51	1,066
21—22.II	160,70	53,30	20,15	0,882					

Следует заметить, что линия λ 6363 не обрабатывалась из-за сильного блендирования с обеих сторон. Ее эквивалентная ширина в табл. 2 взята в соответствии с теоретическим отношением излучаемых энергий; верхний уровень у обеих линий $\lambda\lambda$ 6300 и 6363 общий. Что же касается качества использованных спектрограмм, то более подробные сведения об этом можно найти в [4].

На фиг. 2 мы даем сводный график изменения величины γ . Кроме данных табл. 3, нами были использованы также аналогичные данные из работ [41], [42]. При этом указанные данные были приведены к системе использованных нами спектрофотометрических температур. Введенные таким образом поправки очень малы.

Из фиг. 2 следует, как это уже отмечалось Ситоном [43], что отношение энергий γ сначала практически не меняется со временем, а затем довольно быстро растет. Этот специфический ход указанного отношения был объяснен Ситоном (там же) следующим образом.

Как это хорошо известно, возбуждение линий $\lambda\lambda$ 5577, 6300, 6363 определяется в основном электронным ударом. Линии $\lambda\lambda$ 6300 и 6363 излучаются при переходе электрона со второго уровня на первый (двойной), линия λ 5577 — при переходе с третьего на второй.

Вначале, когда плотность газов в главной оболочке достаточно велика, все переходы между тремя уровнями, как вверх, так и вниз, происходят под действием соударений. В частности, $A_{21} < q_{21}$, $A_{32} < q_{32}$, $A_{31} \ll q_{31}$, где A_{ki} — коэффициенты самопроизвольных переходов, q_{ki} — коэффициенты переходов под действием соударений с электронами (соударения второго рода). При этом можно написать:

$$q_{ki} = \alpha_{ki} n_e, \quad (6)$$

где α_{ki} — коэффициенты пропорциональности, слабо зависящие от электронной температуры. Они рассчитаны в [14].

При выполнении указанных условий распределение атомов по уровням будет определяться формулой Больцмана:

$$\frac{N_2}{N_3} = \frac{\omega_2}{\omega_3} e^{\frac{\epsilon_{21}}{kT_\epsilon}}, \quad (7)$$

где ω_2 и ω_3 — соответствующие статистические веса. Однако, поскольку оболочка расширяется и ее плотность убывает, величины q_{ki} также убывают. Поэтому в некоторый момент начнут соблюдаться неравенства $A_{31} \gg q_{31}$, $A_{32} \gg q_{32}$. Вместе с тем величина A_{21} значительно меньше, чем величина A_{31} и особенно A_{32} , поэтому для перехода $2 \rightarrow 1$ в течение еще некоторого времени будет продолжать соблюдаться неравенство $A_{21} < q_{21}$. В этом интервале времени, когда соблюдаются одновременно все три выписанные неравенства, отношение $N_2:N_3$ будет, согласно [14], равно:

$$\frac{N_2}{N_3} = \frac{\omega_2}{\omega_3} e^{\frac{\epsilon_{21}}{kT_\epsilon}} \left\{ \frac{A_{31} + A_{32}}{A_{21} + \frac{\alpha_{21}(\alpha_{31} + \alpha_{32})}{\alpha_{31}} n_e} \right\}, \quad (8)$$

причем второй член в знаменателе вначале значительно больше, чем первый.

Из (8) следует, что величина $N_2:N_3$, а следовательно, и отношение γ должны в рассматриваемом интервале времени из-за убывания n_e расти со временем в согласии с фиг. 2. Таким образом, постоянство отношения γ в левой части фиг. 2 говорит о том, что на этом участке электронная температура примерно постоянна [формула (7)], а рост этого отношения в правой части той же фиг. 2 со временем говорит о том, что в некоторый момент времени начали выполняться неравенства $A_{31} \gg q_{31}$, $A_{32} \gg q_{32}$ при соблюдении неравенства $A_{21} \ll q_{21}$.

Следовательно, левую часть фиг. 2 мы можем использовать для определения T_ϵ . Исходными должны быть формула

$$\gamma = \frac{E(6300 + 6363)}{E(5577)} = \frac{N_2}{N_3} \frac{\nu_{12}}{\nu_{23}} \frac{A_{21}}{A_{32}} \quad (9)$$

и формула (7), причем, само собой разумеется, что в числителе (9) произведение $\nu_{12}A_{21}$ равно в действительности сумме $\nu(6300)A_{21}(6300) + \nu(6363)A_{21}(6363)$.

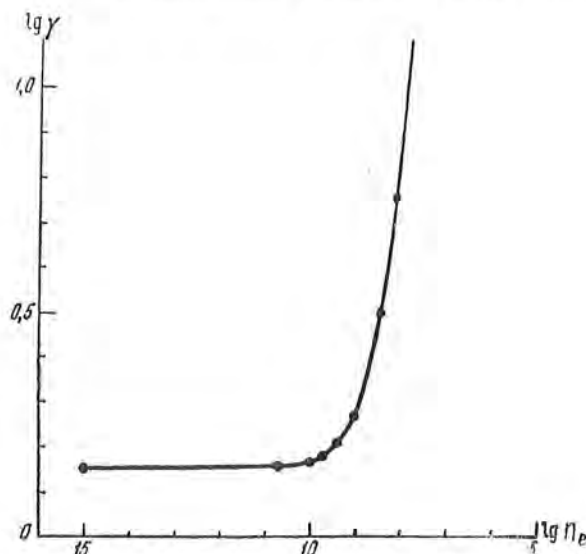
По фиг. 2 мы находим для логарифма левой части (9) значение 0,3, что дает $T_\epsilon = 5900^\circ$.

Если считать теперь, что значение T_ϵ сохраняется тем же самым (т. е. постоянным) и на относительно коротком переходном интервале фиг. 2, когда отношение γ начинает расти, то можно для этого интервала определить и n_e . Для этого мы использовали общее выражение для отношения $N_2:N_3$, данное в [14]:

$$\frac{N_2}{N_3} = \frac{\omega_2}{\omega_3} e^{\frac{\epsilon_{21}}{kT_\epsilon}} \left\{ \frac{A_{31} + A_{32} + (\alpha_{31} + \alpha_{32}) n_e}{A_{21} + \frac{\alpha_{21}(\alpha_{31} + \alpha_{32})}{\alpha_{31}} n_e} \right\}, \quad (10)$$

Приняв теперь уже найденное значение $T_e = 5900^\circ$ и вычислив для этого значения T_e все коэффициенты, входящие в (10), мы можем построить график зависимости отношения $N_2 : N_3$ от n_e . Для указанной температуры $T_e = 5900^\circ$ такой график представлен на фиг. 3. Сравнивая фиг. 2 и 3, можно заключить, что величина n_e в конце февраля была по порядку близка к $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Заметим, что допущение о постоянстве T_e при вычислении $N_2 : N_3$ по формуле (10) является достаточно оправданным. Действительно, для рассматриваемого нами интервала времени, когда отношение $N_2 : N_3$



Фиг. 3. Кривая изменения $\lg \gamma$ с изменением n_e для постоянной электронной температуры T_e .

заметно менялось, соблюдается, как мы видели, неравенство $A_{21} \gg q_{21}$. Это означает, что для относительной населенности уровней 1 и 2 мы можем применить формулу Больцмана. Следовательно, если на каком-то интервале времени величина N_2 , а с ней и абсолютное значение энергии E_{21} (6300) постоянно, то это говорит о постоянстве в этом интервале времени величины T_e . Вместе с тем наблюдения показывают, что как раз на довольно широком интервале времени, включающем и период увеличения отношения γ , абсолютное значение E_{21} (6300) если и менялось, то весьма незначительно.

Для того, чтобы найти полное число атомов кислорода в оболочке, необходимо знать абсолютное значение энергии, излучаемой в линии [O I]. Это значение было получено следующим образом. Как известно, длина волны максимальной чувствительности человеческого глаза близка к $\lambda 5150 \text{ \AA}$. Поэтому, используя значение потока, излучаемого при $\lambda = 5150 \text{ \AA}$ в единичном интервале длин волн Солнцем [15], мы можем найти для различных моментов времени по формуле

$$2,5 \lg \frac{L_{vis}^*}{L_{vis}^\odot} = M_{vis}^\odot - M_{vis}^* \quad (11)$$

величину L_{vis}^* . Величина M_{vis}^* звезды при этом находилась по модулю расстояния, равному $7^m,3$ (см. [16]), и была исправлена за эффект ярких полюс.

Зная ход интенсивности в спектре Новой с длиной волны (см. табл. 1), мы можем определить теперь величины L_λ и для длин волн 5577, 6300, 6363. Умножая, наконец, найденные значения L_λ для этих линий на соответствующие значения W_λ , получаем абсолютные значения энергий, излучаемых главной оболочкой в этих линиях.

Однако в связи с тем, что количество наших спектрограмм в красной части спектра невелико и часть из них передержана или недодержана, мы использовали также и другие данные, приведенные в работах [11] и [12]. Эти данные были приведены в нашей температурной системе. Все эти определения, включая и наши, позволяют заключить, что абсолютное значение энергии в линиях $\lambda\lambda$ 6300, 6363 и 5577 было, по крайней мере до переломного периода, характеризуемого фиг. 2, практически неизменным. После же этого периода значение энергии, излучаемой линией λ 5577, начало убывать, что для нас сейчас существенно. Указанные постоянные значения таковы: $E(6300) = 2,1 \cdot 10^{34}$ эрг/сек, $E(6363) = 0,9 \cdot 10^{34}$ эрг/сек, $E(5577) = 1,6 \cdot 10^{34}$ эрг/сек.

Зная величины E_{ki} , мы можем с помощью очевидной формулы

$$E_{ki} = N_k A_{ki} h \nu_{ik} \quad (12)$$

определить N_k : в нашем случае N_2 или N_3 . Таким образом было найдено $N_2 = 9,2 \cdot 10^{47}$ и $N_3 = 2,6 \cdot 10^{45}$.

Далее, в соответствии с тем, что говорилось выше, мы можем для рассматриваемого нами периода применять формулу Больцмана с $T_\epsilon = 5900^\circ$ и тем самым от величин N_2 и N_3 перейти к величине N_1 .

В результате по величине N_2 получаем $N_1 = 7,0 \cdot 10^{49}$ и по величине N_3 получаем $N_1 = 4,6 \cdot 10^{49}$. В среднем можно принять, что $N_1 = 5,8 \cdot 10^{49}$. Видно, что подавляющее число атомов O I находится в основном состоянии, и мы можем принять, что $N(\text{O I}) \approx 5,9 \cdot 10^{49}$.

Учтем теперь возможное влияние ионизации. Для этого можно применить формулу ионизации [17]:

$$\frac{N_{r+1}}{N_r} n_e = W \frac{u_{r+1}}{g_{r,1}} \frac{2 (2\pi m e)^{3/2} (k T_0)^{3/2}}{h^3} \sqrt{\frac{T_\epsilon}{T_0}} e^{-\frac{z_r}{k T_0}}, \quad (13)$$

где T_0 — температура центральной звезды, в нашем случае самой Новой.

Мы применим эту формулу к тому периоду, когда нами было определено n_e , т. е. к концу февраля. Для этого момента расчеты дают $W = 10^{-5}$. По характеру главного абсорбционного спектра можно было заключить [18], что к этому времени спектральный класс звезды был близок к F0. Следовательно, можно принять $T_0 = 7500^\circ$, $n_e = 3 \cdot 10^8$ см $^{-3}$, $T_\epsilon = 5900^\circ$. В этом случае $N(\text{O II}) : N(\text{O I}) \approx 0,0045$, т. е. кислород в это время был практически нейтральным. Тем самым массу оболочки, определяемую только кислородом, можно было в этот момент найти по величине $N(\text{O I}) \approx 5,9 \cdot 10^{49}$. Это дает для массы оболочки значение $m = 1,6 \cdot 10^{27}$ г.

Однако, в какой степени это значение m определялось конденсациями и в какой степени остальной массой главной оболочки, сказать трудно. В первой части работы мы указывали, что само возникновение пиков в эмиссионных полосах главного спектра N Her 1934 было связано с различием в степени ионизации между газами конденсаций и газами остальной части оболочки, причем основную роль здесь играли различия в плотности. Однако для полос [O I] различия в плотности могли играть и другую роль. Если в некоторый момент времени электронная концентрация n_e газов вне конденсаций сделалась такой, что соблюдалось уже неравенство $q_{21} \ll \ll A_{21}$, то величина N_2 для этих областей должна была убывать со временем пропорционально убыванию n_e (см. формулу (35) в [14]). Следовательно, пики в данном случае могли бы возникнуть не только за счет эффектов ионизации, но и за счет эффектов возбуждения. Однако для разрешенных полос основную роль, конечно, должны играть эффекты, связанные с различиями в степени ионизации.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель и Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 101, 1958.
2. Э. Р. Мустель. Астр. журн., 25, 156, 1948.
3. Э. Р. Мустель. Mémoires Soc. R. Sc. Liège, quatrième série, 20, Fasc. Unique, 111, 1958.
4. D. McLaughlin. Michigan Obs. Publ., 6, 107, 1937.
5. P. W. Merrill. Ap. J., 85, 62, 1937.
6. E. G. Williams. M. N., 99, 91, 1938.
7. Э. Р. Мустель. Астр. журн., 33, 182, 1956.
8. N. T. Bobrovnikov. Perkins Obs. Contr., № 2, 1935.
9. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Астр. журн., 16, № 2, 17, 1939.
10. О. А. Мельников. Астр. журн., 35, 218, 1958.
11. F. L. Whipple а. C. Payne-Gaposchkin. Harv. Coll. Obs. Circ., № 414, 1937.
12. W. H. Greaves а. E. Martin. M. N., 96, 425, 1936.
13. M. J. Seaton. Gas dynamics of cosmic clouds, Symposium. Amsterdam, 1955, p. 75.
14. M. J. Seaton. M. N., 114, 154, 1954.
15. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949, стр. 42.
16. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 9, 116, 1952.
17. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952, стр. 119.
18. В. Мейерманн и. P. Wellmann. Zs. f. Ap., 11, 76, 1935.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ
В СПЕКТРАХ ПЕКУЛЯРНЫХ ЗВЕЗД КЛАССА A0

Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин

Часть I

ВОДОРОДНЫЕ ЛИНИИ В СПЕКТРАХ «МАРГАНЦЕВЫХ»,
«КРЕМНИЕВЫХ» И «МАГНИЕВЫХ» ЗВЕЗД

В работе изучены контуры водородных линий в спектрах десяти пекулярных звезд класса A0 с усиленными линиями марганца, кремния, магния (см. табл. 1); одновременно получены контуры линий водорода в спектрах восьми звезд сравнения классов B9 — A1 (см. ту же таблицу). Каждый контур построен по нескольким спектрам (см. столбец 5 табл. 1).

Определены эквивалентные ширины водородных линий H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} , H_{ζ} и линии K (Ca II) для всех изучаемых звезд.

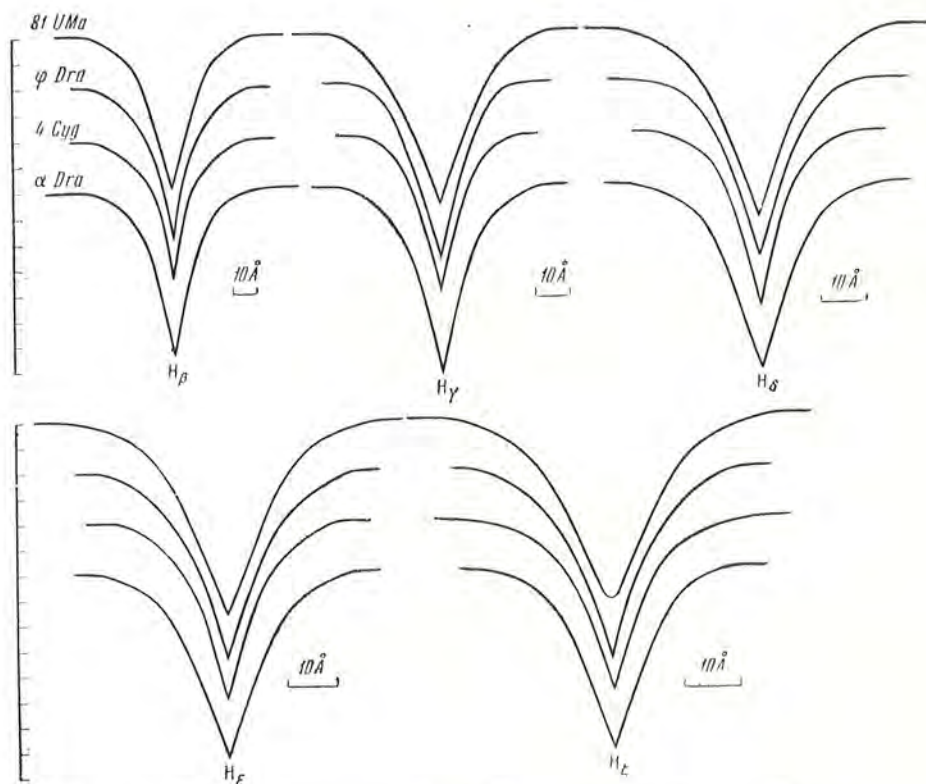
Результаты сравнения контуров водородных линий пекулярных и стандартных звезд представлены на фиг. 7—10 и приводят к следующим результатам. Контуры водородных линий в спектрах «кремниевых» звезд идентичны контурам соответствующих водородных линий в спектрах звезд сравнения класса A0 V. Контуры водородных линий в спектрах изученных «марганцевых» и «магниевых» звезд мельче и уже, даже чем соответствующие водородные линии в спектрах звезд сравнения звезд A0 III. Это говорит либо об относительно высокой светимости рассмотренных звезд, либо о специфических условиях в их атмосферах.

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF HYDROGEN LINES IN THE SPECTRA OF PECULIAR A0 TYPE STARS, by E. R. Mustel, L. S. Galkin.— Part I. Hydrogen lines in the spectra of «manganese», «silicon» and «magnesium» stars.

The hydrogen line profiles in the spectra of ten peculiar A0 type stars with intensified manganese, silicon and magnesium lines (table 1) were studied. The hydrogen line profiles were also found for eight comparison stars of classes B9—A1 (table 1). Each profile was constructed using several spectra (column 5, table 1).

The equivalent widths of the hydrogen lines: H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} , H_{ζ} and also the K (Ca II) line were found for all the stars studied.

The results of the comparison of the hydrogen line profiles of the peculiar stars with those of the standard stars are given in figs. 7—10 and lead to the following conclusions. The hydrogen lines profiles in the spectra of «silicon» stars are identical with the profiles of the corresponding hydrogen lines in the spectra of the comparison stars of spectral type A0 V. The hydrogen lines profiles of the investigated «manganese» and «magnesium» stars are less deep and narrower than the corresponding hydrogen line profiles of the comparison stars, even of the A0 III type. This shows that either the considered stars are high luminosity stars or that there are specific conditions in their atmospheres.



Фиг. 1. Контуры водородных линий в спектрах «кремниевых» звезд.

Область спектральных классов А и ранних F представляет собой одну из интереснейших областей на диаграмме Герцшпрунга — Рессела. Среди звезд этих классов обнаруживаются резкие аномалии, проявляющиеся в характерном виде спектра. Особенно выделяются в этом спектральном интервале две группы звезд:

1. «Металлические» звезды, в спектрах которых интенсивность линий некоторых металлов, в частности линий H и K (Ca II), а иногда и линий водорода, оказывается ослабленной при нормальной интенсивности большинства линий металлов.

2. Так называемые «марганцевые», «кремниевые», «хромовые» и т. п. звезды, характеризующиеся усилением в спектре линий одного или нескольких элементов (Mn, Cr, Si, Sr, Mg). Среди звезд второй группы встречаются (примерно 10% от общего количества звезд этого типа) пекулярные А-звезды, показывающие заметные периодические изменения в интенсивностях некоторых линий поглощения. У многих из этих звезд обнаружено общее магнитное поле порядка нескольких килогаусс. Имеют место случаи изменения напряженности общего магнитного поля звезды, синхронно с небольшими изменениями яркости звезды и интенсивности линий.

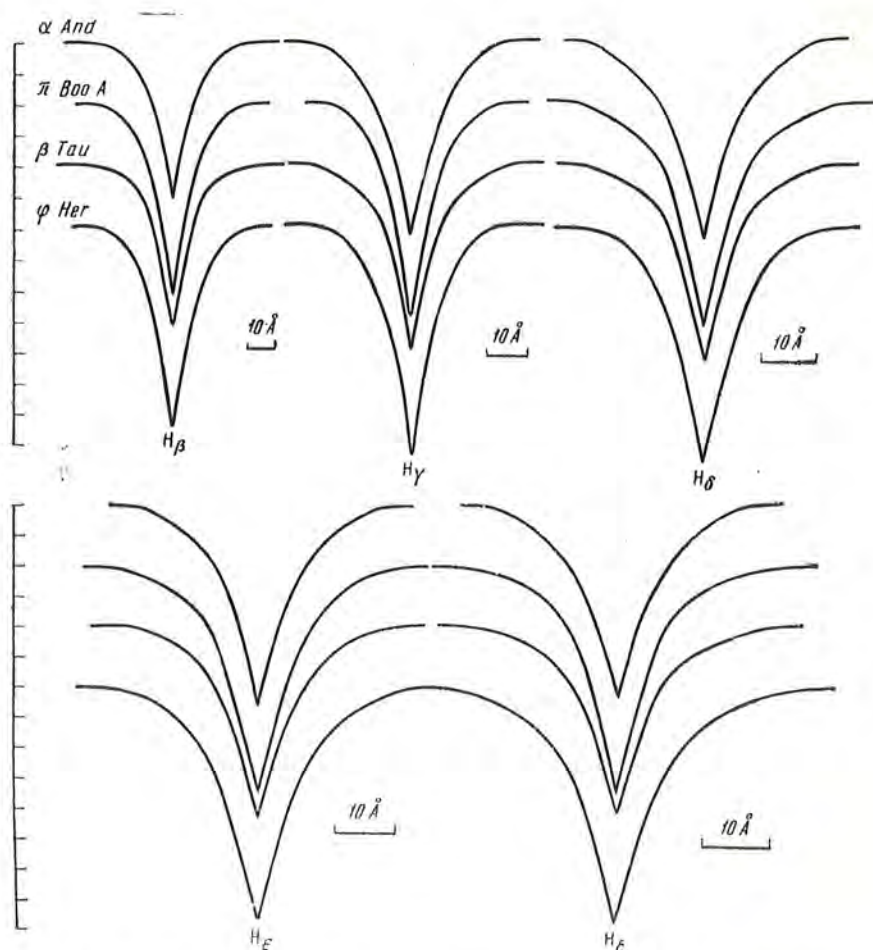
Т а б л и ц а 4

№ по HD и название звезды	Спектр, тип пеку- ляр- ности	$M \pm \Delta M$	$v \sin i$	n	W_λ					
					H_β	H_γ	H_δ	H_ϵ	H_ζ	K
358 α And	A0 Mn	$-0,9 \pm 0,5$	51	48	6,90	8,33	7,97	7,90	6,52	0,21
35497 β Tau	B8 Mn	$-1,9 \pm 1,0$	62	35	6,49	7,35	7,34	7,63	6,36	0,13
47105 γ Gem	A0 IV	$-0,6 \pm 0,4$	27	18	11,12	12,63	11,82	11,80	—	1,10
87737 η Leo	A0 Ib Mg		33	38	4,64	5,25	4,67	5,80	5,00	0,98
97633 θ Leo	A1 V	$-0,2 \pm 0,7$	2	23	11,12	11,48	11,33	12,55	11,08	0,90
118214 δ UMa	A0 Si	$+0,7 \pm 1,4$	197	34	11,43	13,82	13,39	13,90	12,14	0,44
123299 α Dra	A0 Si	$-1,2 \pm 1,1$	10	33	12,00	11,48	11,27	11,35	8,68	0,39
129174 π Boo A	A0 Mn		0	38	8,45	7,63	9,07	9,53	7,54	0,45
145389 ϕ Her	B9 Mn	$-0,3 \pm 1,4$	0	34	9,31	8,75	8,80	10,70	9,30	0,54
166014 $\circ$ Her	B9 V		139	18	10,86	10,78	10,97	12,23	10,38	0,30
170000 ϕ Dra	A0 Si	$-1,3 \pm 1,6$	60	18	10,40	10,43	9,84	11,63	9,88	0,31
172167 α Lyr	A0 V	$+0,6 \pm 0,09$	0	25	11,29	11,48	13,31	11,75	10,68	0,33
176437 γ Lyr	A0 Mg	$-1,5 \pm 1,1$	97	62	7,31	7,66	7,68	8,77	7,44	0,33
177756 λ Aql	B8,5 V	$+0,6 \pm 0,4$	195	21	12,94	12,67	12,10	14,65	14,14	0,22
183056 δ Cyg	A0 Si		31	18	8,80	7,98	7,97	9,12	8,16	0,40
186882 δ Cyg	A0 III	$-0,4 \pm 0,5$	185	40	12,98	10,43	11,27	11,85	10,68	0,40
191692 θ Aql	A0 III	$-2,1 \pm 1,6$	43	66	8,82	10,53	11,38	11,25	9,27	0,45
218045 α Peg	B9,5 V	$0,0 \pm 0,3$	157	42	9,21	12,04	11,60	11,98	10,78	0,72

На диаграмме Герцшпрунга — Рассела эти пекулярные звезды лежат, по-видимому, на верхней границе главной последовательности или выше ее.

Исследование звезд первой группы было проведено авторами ранее [1—4]. В настоящей работе рассмотрены звезды, имеющие аномалии в интенсивностях линий марганца, кремния, магния. Нами были выбраны в основном пекулярные звезды классов B9—A0.

Этой статьей мы предполагаем начать серию работ, посвященных спектрофотометрии «марганцевых», «стронциевых» и др. звезд. Представляется важным в первую очередь изучить в спектрах указанных звезд линии водорода. Линии водорода являются наиболее характерной чертой спектров звезд A0. Как известно, в рассмотренном интервале (B9,5—A1,5) линии водорода достигают своей максимальной интенсивности.



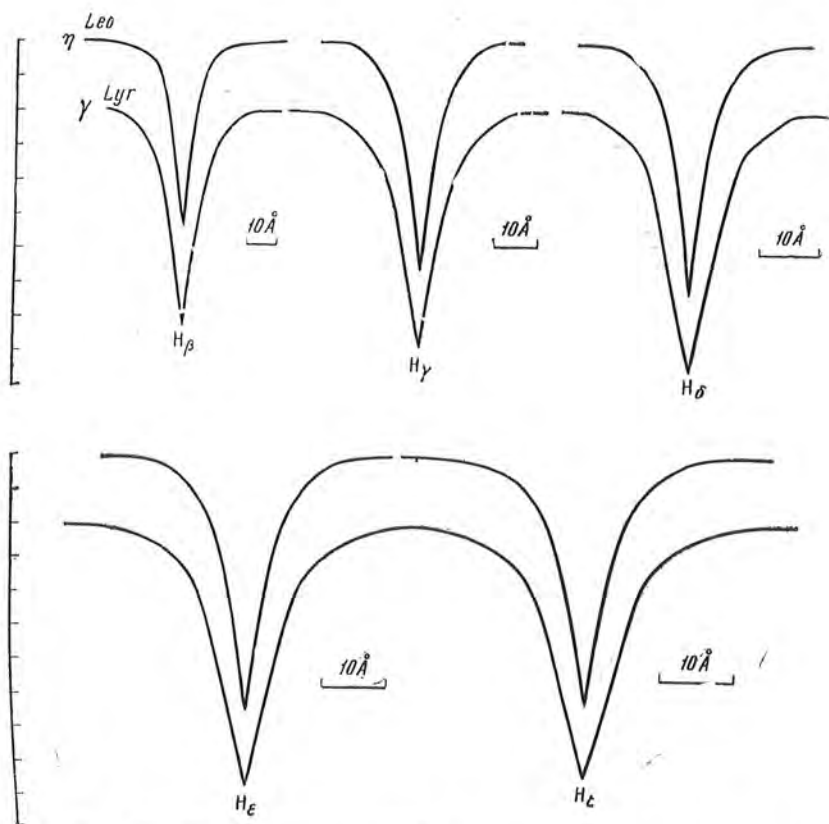
Фиг. 2. Контуры водородных линий в спектрах «марганцевых» звезд.

При спектрофотометрических исследованиях линий возникает много разных трудностей, связанных, главным образом, с измерением контуров линий. Для водородных линий ошибки, вводимые рассеянием света в эмульсии фотопластинок, эффектом Эберхардта и т. п., еще очень малы при используемой в настоящей работе дисперсии.

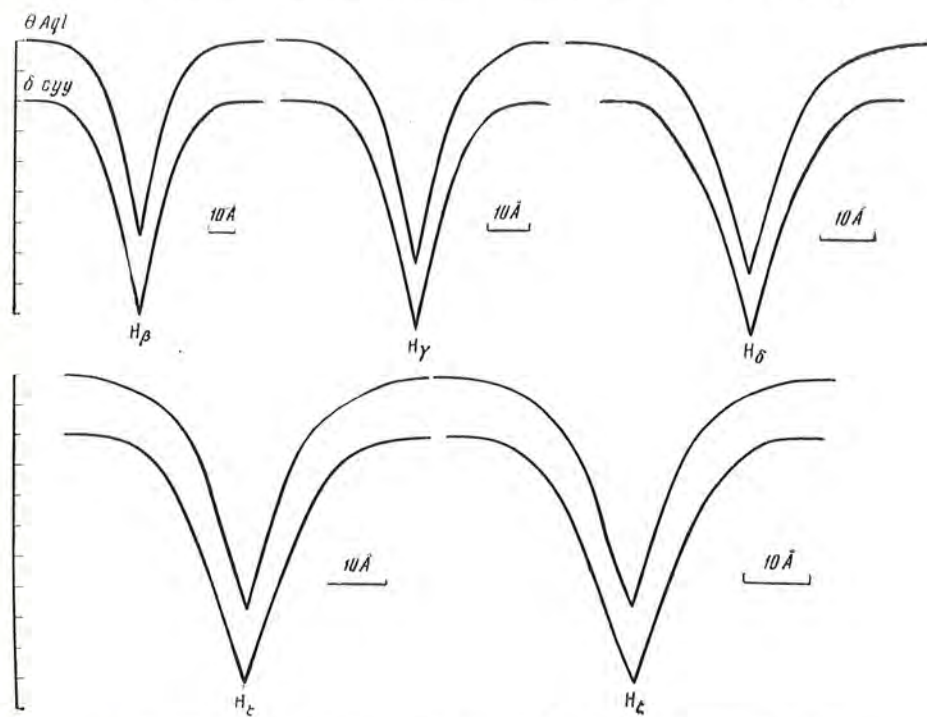
Так как водородные линии являются хорошим качественным индикатором условий в звездной атмосфере, то представляет интерес сравнить профили водородных линий в спектрах рассматриваемых звезд со стандартными звездами этого же класса.

Было изучено десять пекулярных звезд трех типов: «кремниевые», «марганцевые», «магниевого» и отобрано восемь стандартных звезд. Данные об этих звездах приведены в табл. 1.

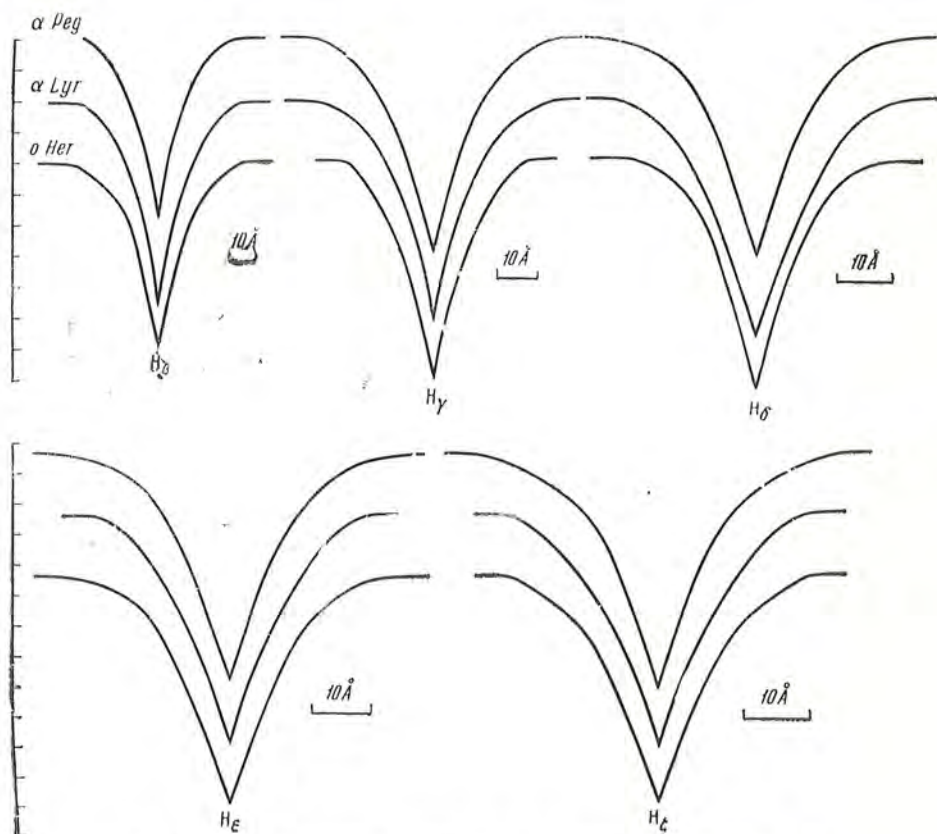
В первом столбце таблицы дан номер звезды по HD и ее название, во втором, третьем и четвертом (соответственно) — спектральный класс и



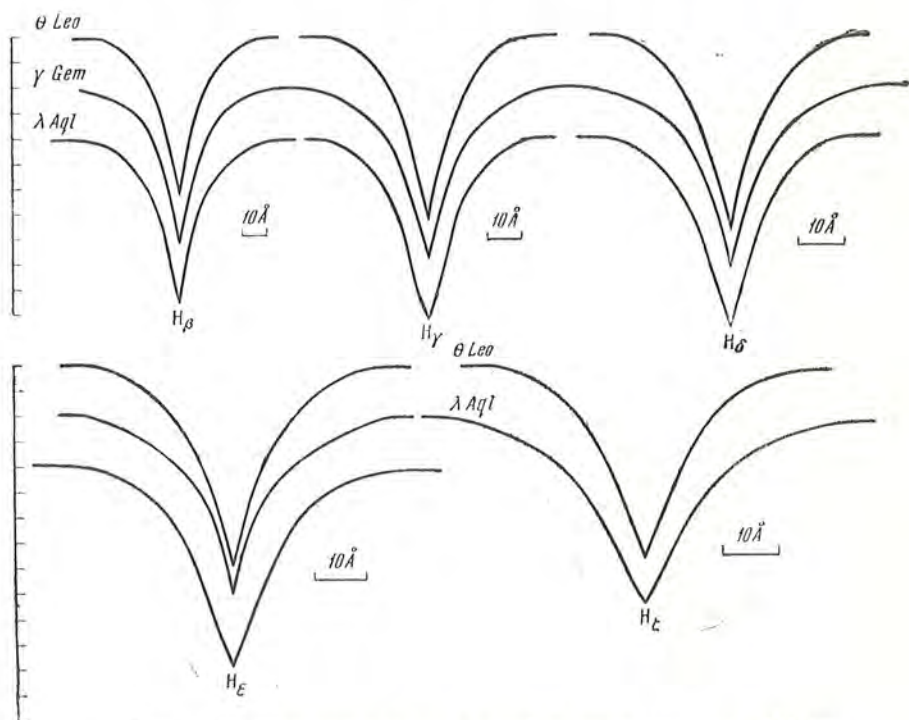
Фиг. 3. Контуры водородных линий в спектрах «магневых» звезд.



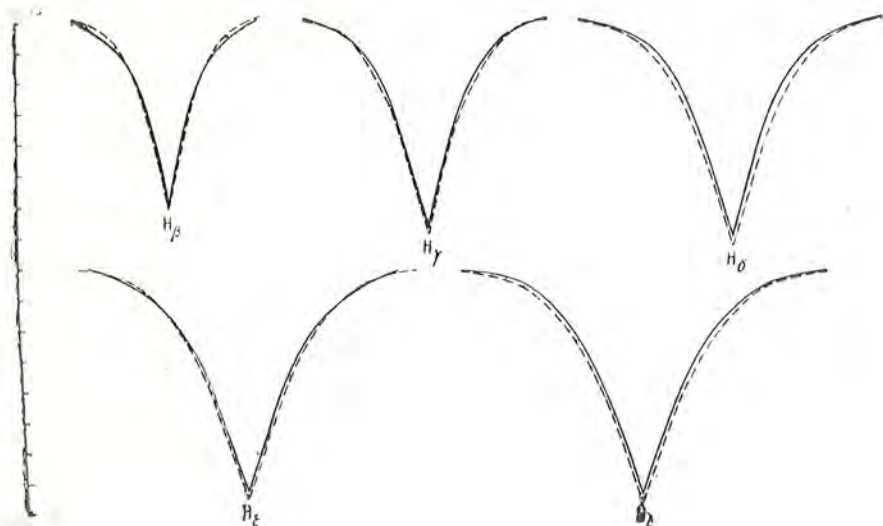
Фиг. 4. Контуры водородных линий в спектрах звезд A0 III.



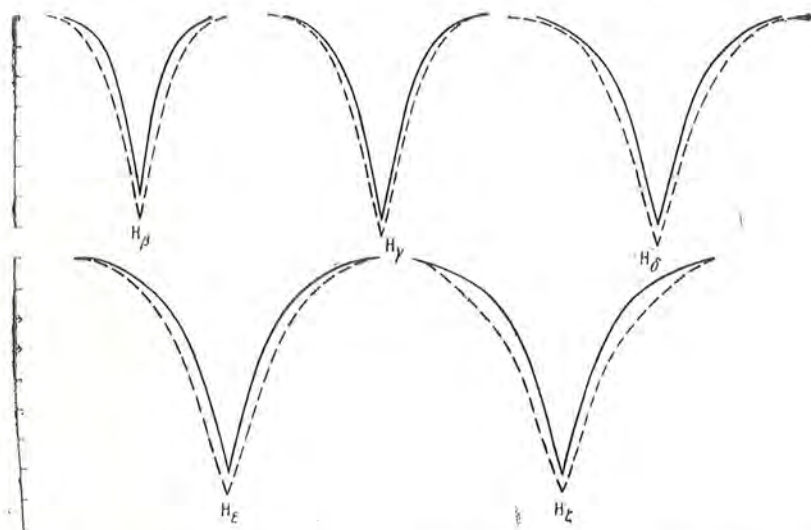
Фиг. 5. Контуры водородных линий в спектрах звезд A0 V.



Фиг. 6. Контуры водородных линий в спектрах θ Leo (A1 V), γ Gem (A0 IV) и λ Aql (B8,5 V).



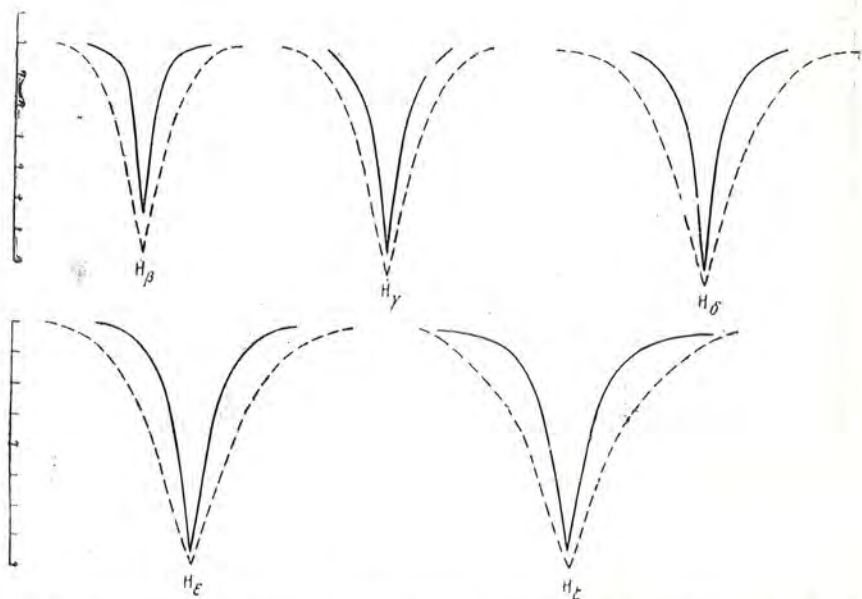
Фиг. 7. Сравнение средних контуров водородных линий «кремниевых» звезд (сплошная линия) со средними контурами тех же линий звезд A0 V (пунктир).



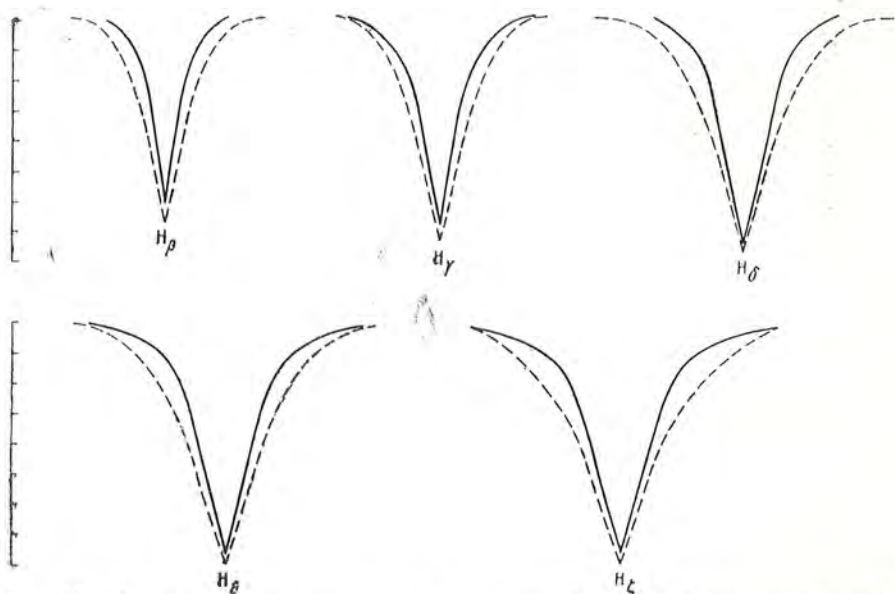
Фиг. 8. Сравнение средних контуров водородных линий «марганцевых» звезд (сплошная линия) со средними контурами тех же линий звезд A0 III (пунктир).

тип пекулярности, абсолютная величина M с ошибкой ΔM , полученная по тригонометрическим параллаксам из каталога Дженкинс [5], скорость вращения из сводного каталога [6]. В пятом — число обработанных контуров по данной звезде, в шестом — одиннадцатом — эквивалентные ширины W_λ для линий H_β , H_γ , H_δ , H_ϵ , H и K (Ca II).

Материал был получен на 1220 мм отражательном телескопе обсерватории [7] с камерой № 2 стеклянного спектрографа, дающей дисперсию



Фиг. 9. Сравнение контуров водородных линий η Leo (сплошная линия) и A0 III звезд (пунктир).



Фиг. 10. Сравнение контуров водородных линий γ Lyr (сплошная линия) и звезд A0 III (пунктир).

36 Å/мм у H_{γ} . Спектры фотографировались на пластинках Ilford Zenith, Kodak 0aO и Kodak 103aO, проявление велось в метол-гидрохиноновом проявителе А-90. Фотометрическая обработка спектров велась на регистрирующем микрофотометре типа Молля.

На фиг. 1—3 представлены контуры водородных линий в спектрах «кремниевых», «марганцевых» и «магниевых» звезд. На фиг. 4—6 даны контуры водородных линий в спектрах стандартных звезд A0 III, A0 V, A0 IV, A1 V, B8,5 V.

Для двух типов пекулярных звезд («кремниевые», «марганцевые») были определены средние контуры водородных линий и проведено сравнение со средними контурами тех же линий звезд A0 III, A0 V (фиг. 7 и 8).

На фиг. 9 и 10 дано сравнение контуров в спектрах двух «магниевых» звезд с контурами в спектрах стандартных звезд.

Графики показывают, что для «кремниевых» звезд контуры водородных линий практически такие же, как и соответствующие контуры в спектрах звезд сравнения класса A0 V.

Контуры водородных линий в спектрах «марганцевых» звезд мельче и уже, чем соответствующие контуры водородных линий в спектрах звезд сравнения класса A0 III. Возможно, это является результатом высокой светимости рассмотренных звезд, хотя данные о параллаксах (табл. 1) как будто не подтверждают этого предположения. Поэтому не исключается также, что рассматриваемые различия связаны с особым характером строения атмосфер изученных трех звезд. То же самое можно сказать и о «магниевых» звездах, где различия еще больше. (Следует отметить, что для η Leo различие, очевидно, обусловлено тем, что она является сверхгигантом.)

В заключение авторы выражают благодарность Г. Н. Шараповой за помощь в обработке.

Ноябрь 1958 г

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель и Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 148, 1954.
2. Э. Р. Мустель и Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 13, 9, 1955.
3. Э. Р. Мустель и Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 15, 136, 1955.
4. Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 187, 1958.
5. L. Jenkins. General catalogue of trigonometric stellar parallaxes, 1952.
6. А. А. Боярчук и И. М. Копылов. Астр. журн., 35, 5, 804, 1958.
7. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 11, 44, 1953.

СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ, ОПРЕДЕЛЕННЫЕ
НА ОСНОВАНИИ ИЗУЧЕНИЯ СПЕКТРОВ ЗВЕЗД*М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук*

На основании величин $\lg \eta$, данных различными авторами [3—7], были определены относительные значения сил осцилляторов для 1184 линий 21 различных нейтральных атомов и ионов. Результаты собраны в табл. 2. Сравнение «звездных» значений сил осцилляторов с лабораторными показывает, что точность «звездных» сил осцилляторов немного ниже точности лабораторных (см. фиг. 1—5). Рассмотрен вопрос об источниках ошибок при определении относительных значений сил осцилляторов. Оказалось, что основным источником ошибок является блендирование линий.

Были найдены множители для перехода от относительных значений сил осцилляторов к абсолютным. Эти множители даны в табл. 3. Для Ni II, V II, Ti II, Cr II, Mn II и Fe II переходные множители были рассчитаны на основании переходных множителей для нейтральных атомов по формуле (13). Для Y II, Zr II и La II не удалось определить переходные множители.

OSCILLATOR STRENGTHS DETERMINED ON THE BASIS OF THE STUDY OF STELLAR SPECTRA, by *M. E. Boyarchuk, A. A. Boyarchuk*.— On the basis of the values of $\lg \eta$, given by various authors [3—7], the relative oscillator strengths for 1184 lines of 21 different neutral atoms and ions were determined. The results are given in table 2. The comparison of the «stellar» oscillator strengths with those derived in the laboratory, shows that the precision of «stellar» oscillator strengths is a little less than that of the latter (figs. 1—5). The sources of the errors of relative oscillator strengths are considered. It was found that the main source is line blending.

The factors for the conversion of relative values of oscillator strengths to absolute have been determined and are given in table 3. For Ni II, V II, Ti II, Cr II, Mn II and Fe II they were calculated on the basis of the factors for neutral atoms according to formula (13). It was not possible to derive these factors for Y II, Zr II and La II.

Для количественного изучения звездных атмосфер необходимо знать величины сил осцилляторов для большого числа линий различных элементов, находящихся в разных степенях ионизации. Знание величин сил осцилляторов необходимо и при выполнении чисто физических исследований, связанных с излучением, например, плазма, газовый разряд.

Обычно величины сил осцилляторов либо измеряются в лаборатории, либо рассчитываются теоретически.

К настоящему времени существует довольно большое число экспериментальных определений величин сил осцилляторов. Однако эти определения обычно выполнены для наиболее интенсивных линий, которые рас-

положены, как правило, в ультрафиолетовой области спектра и которые возникают при переходах с основного, а также близких к нему уровней. Линии, возникающие с уровней с высоким потенциалом возбуждения, редко имеют лабораторные определения сил осцилляторов. Большие ряды лабораторных значений сил осцилляторов, содержащие 200—300 линий, существуют лишь для Fe I, Ti I, Cr I, V I и Co I. Для остальных элементов силы осцилляторов определены меньше, чем для 10 линий. Кроме того, совершенно отсутствуют лабораторные значения сил осцилляторов для ионов. Исключение представляет Ti II, для которого Кингом [1] определены величины сил осцилляторов для 150 линий в ультрафиолетовой области спектра λ 3143—3761 Å.

Теоретические расчеты величин сил осцилляторов были проделаны для многих нейтральных атомов и различных ионов [2]. Результаты этих расчетов хорошо согласуются с относительными лабораторными значениями сил осцилляторов для линий одного и того же мультиплета. Согласие между величинами сил осцилляторов линий, принадлежащих различным мультиплетам, несколько хуже. Теоретические расчеты абсолютных значений сил осцилляторов в настоящее время нельзя считать удовлетворительными, так как они могут отличаться от истинных больше чем в 10 раз. Точность теоретических расчетов в целом заметно понижается при переходе от более легких элементов к более тяжелым.

Таким образом, многие линии нейтральных элементов, возникающие при переходах между возбужденными состояниями атома, а также почти все линии ионов, т.е. как раз те линии, которые наиболее широко представлены в звездных спектрах, не имеют в настоящее время достаточно надежных определений величин сил осцилляторов.

Кроме рассмотренных выше методов определения сил осцилляторов, существует еще один, суть которого заключается в следующем.

Если на основании спектрограмм звезд построить кривую роста, причем при построении кривой роста использовать лишь те линии, для которых известны лабораторные значения сил осцилляторов, то затем для всех линий по измеренной эквивалентной ширине на основании кривой роста можно определить величину $\lg \eta$, которая пропорциональна величине сил осцилляторов.

Такие определения были выполнены впервые Райтом [3] по кривой роста, построенной для Солнца. Затем эти работы были продолжены другими авторами, и сейчас мы уже имеем определение величины $\lg \eta$ по кривым роста, построенным для 7 звезд: Солнце [3], τ UMa [4], γ Gem и α Cyg [5], α^2 CVn [6], 8 Com и 15 Vul [7].

Все кривые роста были построены на основании спектрограмм с дисперсией ~ 3 Å/мм.

Цель настоящей работы — определение относительных значений сил осцилляторов на основании величин $\lg \eta$, которые даны различными авторами [3—7], приведение полученных относительных значений сил осцилляторов в одну систему и нахождение множителя для перехода от относительных значений сил осцилляторов к абсолютным. Так же представляет интерес установить точность «звездных» сил осцилляторов.

По измеренной величине эквивалентной ширины линии можно по кривой роста определить величину η , равную:

$$\eta = \frac{\sigma}{k_\lambda} = \frac{\pi^{1/2} e^2 f \lambda N_i}{mc v_i k_\lambda}, \quad (1)$$

где σ и k_λ означают коэффициенты поглощения в линии и в непрерывном спектре соответственно, f — сила осциллятора v_i — турбулентная скорость, определяемая по кривой роста, и N_i — число атомов на i -ом уровне. Используя формулу Больцмана, можно в уравнении (1) число атомов на i -ом уровне заменить числом атомов на основном уровне:

$$\eta = \frac{\pi^{1/2} e^2}{mc v_i k_\lambda} g f \lambda \frac{N_0}{g_0} e^{\frac{\varepsilon_i}{kT}} \quad (2)$$

где ε_i — потенциал возбуждения i -го уровня. Логарифмируя уравнение (2), получим;

$$\lg g f \lambda = \lg \eta + \Theta \varepsilon_i - \lg \frac{N_0}{g_0} + b, \quad (3)$$

где

$$b = \lg \frac{v_i k_\lambda mc}{\pi^{1/2} e^2} \text{ и } \Theta = \frac{5040^\circ}{T}. \quad (4)$$

Величина b определяется лишь условиями в атмосфере звезды и является постоянной для всех величин $\lg \eta$, определенных по одной кривой роста. Так как величина $\lg \frac{N_0}{g_0}$ постоянна для всех линий одного и того же элемента, то, как видно из формулы (3), величины $\lg \eta + \Theta \varepsilon_i$ представляют собой относительные значения сил осцилляторов. Таким образом, для получения относительных значений сил осцилляторов необходимо к величине $\lg \eta$, которую получают по кривой роста, прибавить величину $\Theta \varepsilon_i$. Для этого необходимо знать температуру возбуждения. Вообще говоря, в каждой работе, в которой производилось определение величин $\lg \eta$, дается значение температуры возбуждения. Однако эти значения температуры возбуждения нельзя считать надежно определенными для всех звезд. В подтверждение сказанного можно привести случай γ Gem: Аллер [8] нашел для этой звезды $T = 6000^\circ$, Баскомб [5] — $T = 10\,050^\circ$ и Бёрбиджи [6] — $T = 8000^\circ$. Поэтому мы произвели независимое определение температуры возбуждения звезды, используя лабораторные значения сил осцилляторов.

Если мы напишем формулу (3) для i -го и k -го уровней и решим получившуюся систему уравнений относительно Θ , то получим:

$$\Theta = \frac{(\lg g f \lambda - \lg \eta)_i - (\lg g f \lambda - \lg \eta)_{ik}}{\varepsilon_i - \varepsilon_k}. \quad (5)$$

Уравнения типа (5) были составлены для нескольких пар уровней элементов Fe I, Ti I и V I. Затем эти уравнения были решены совместно. Полученные значения величины Θ для каждой звезды даны во втором столбце табл. .

Таблица 1

Звезда	θ	Вес	Звезда	θ	Вес
Солнце	1,10	3	γ Gem	0,68	3
τ UMa	1,00	2	α Cyg	0,75	3
8 Vul	0,90	2	α^2 CVn	0,60	1
15 Com	0,95	2			

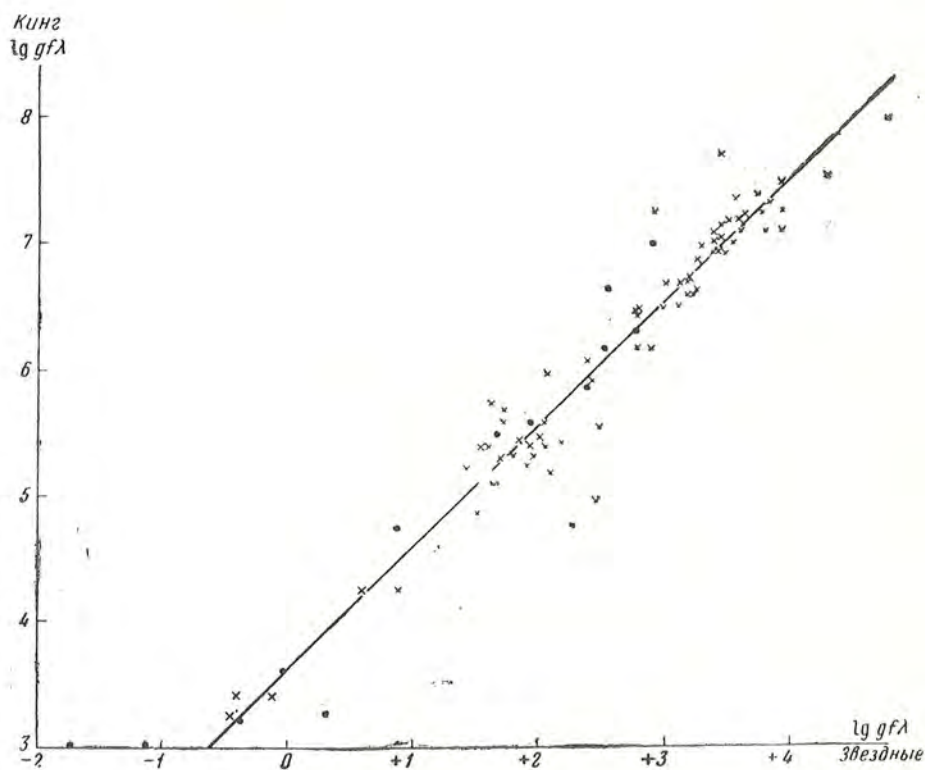
Определение относительных значений сил осцилляторов было произведено следующим образом. Сначала для каждой звезды величины $\lg \eta$ были пересчитаны в величины $\lg \eta + \Theta \epsilon$ при помощи определенной выше температуры возбуждения. Затем для каждого элемента была выбрана наиболее полная система величин $(\lg \eta + \Theta \epsilon)_0$ и отдельно для каждой звезды получены разности $(\lg \eta + \Theta \epsilon)_0 - (\lg \eta + \Theta \epsilon)$. Эти разности были усреднены для каждого элемента. Затем, при помощи средних значений $(\lg \eta + \Theta \epsilon)_0 - (\lg \eta + \Theta \epsilon) \equiv a$ величины $\lg \eta + \Theta \epsilon$, полученные по кривым роста для различных звезд, были приведены к выбранной системе отдельно для каждого элемента:

$$(\lg \eta + \Theta \epsilon) + a = (\lg \eta + \Theta \epsilon)_0. \quad (6)$$

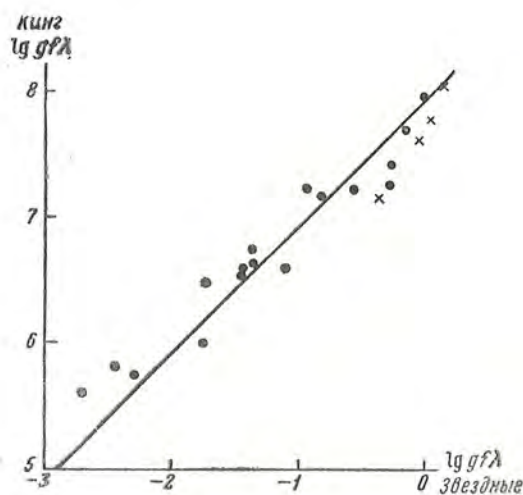
После того как величины $\lg \eta + \Theta \epsilon$ для различных звезд были приведены к одной системе, было произведено усреднение всех величин $(\lg \eta + \Theta \epsilon)_0$ отдельно для каждой линии. При усреднении были даны различные веса для величин $\lg \eta + \Theta \epsilon$, определенных различными авторами. Значения весов были определены из анализа сравнения величин $\lg \eta + \Theta \epsilon$ и лабораторных величин сил осцилляторов, а также из сравнения величин $\lg \eta + \Theta \epsilon$ для различных звезд между собой. Принятые значения весов даны в третьем столбце табл. 1.

Результаты усреднения величин $\lg \eta + \Theta \epsilon$, относительные значения сил осцилляторов, приведены в табл. 2. В первом столбце даны длины волн линий, расположенные по мультиплетам согласно таблицам Мур [9], во втором относительные значения сил осцилляторов $\lg gf \lambda_i^0$ и в третьем дан вес. Значок : означает, что при усреднении двух различных значений $\lg \eta + \Theta \epsilon$ различие между ними было больше, чем 0,30.

На фиг. 1—4 представлено сравнение относительных значений сил осцилляторов, взятых из табл. 2 настоящей работы, с лабораторными значениями сил осцилляторов для элементов Ti I, V I, Fe I и Cr I [10—13]. Для того чтобы судить о точности полученных значений сил осцилляторов, на фиг. 5 представлено сравнение лабораторных значений сил осцилляторов, определенных Кингом и др. [14] и Островским [15]. Из рассмотрения фиг. 1—5 можно заключить, что точность «звездных» определений сил осцилляторов немного ниже точности лабораторных. Свыше 75 % точек имеют отклонение от средней линии, проведенной на фиг. 1—3, меньше, чем 0,25. Для остальных точек это отклонение заключено в пределах 0,25—0,80. Отклонений больше, чем

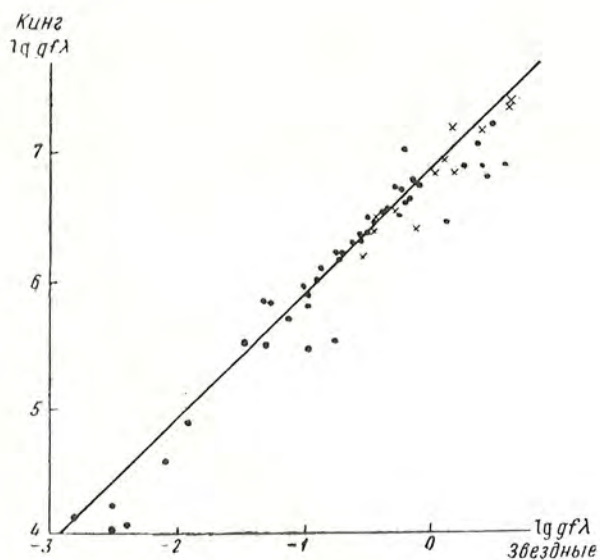


Фиг. 1. Сравнение «звездных» относительных значений сил осцилляторов для линий Fe I с лабораторными значениями, полученными Кингом [10] и Картером [11]. Крестики — значения, имеющие вес 4 и больше; точки — значения, имеющие вес 3 и меньше.

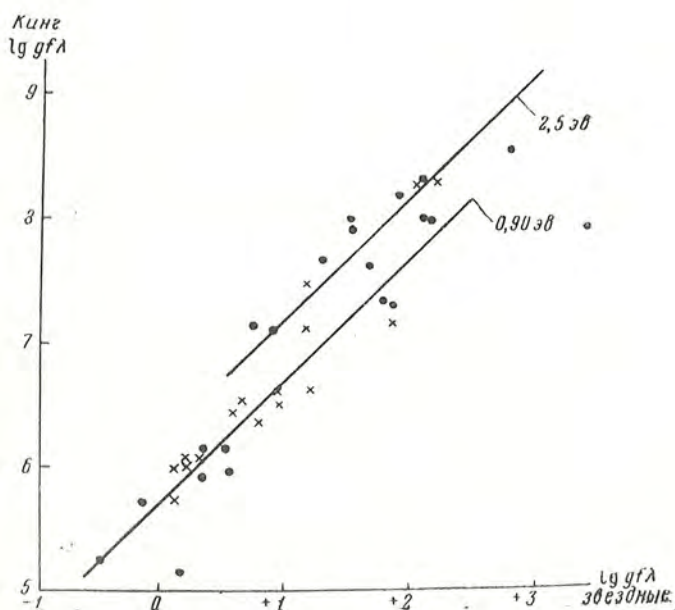


Фиг. 2. Сравнение «звездных» относительных значений сил осцилляторов для линий V I с лабораторными значениями, полученными Кингом [12].

Обозначения те же, что и на Фиг. 1.



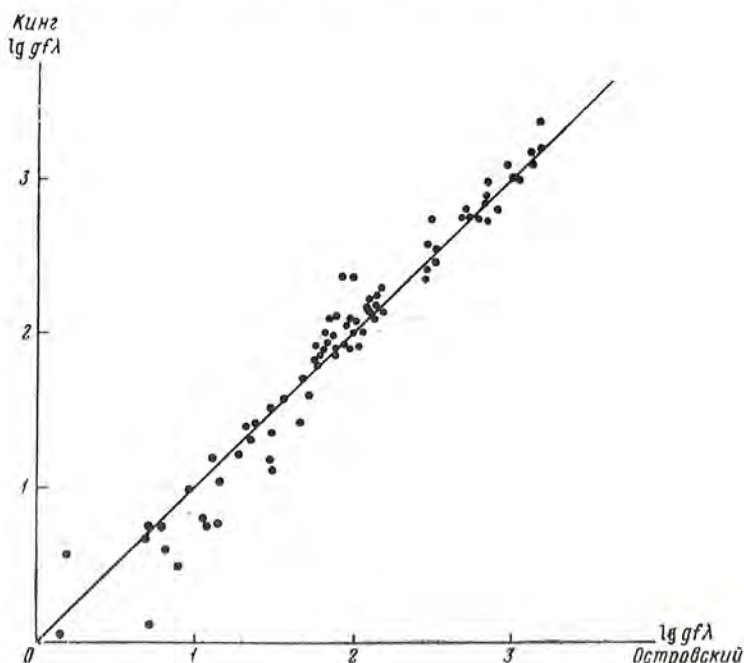
Фиг. 3. Сравнение «звездных» относительных значений сил осцилляторов для линий Ti I с лабораторными значениями, полученными Кингом [10].
Обозначения те же, что и на фиг. 1.



Фиг. 4. Сравнение «звездных» относительных значений сил осцилляторов для линий Sr I с лабораторными значениями, полученными Хилл и Кингом [13].
Обозначения те же, что и на фиг. 1. Прямые проведены как средние для линий с потенциалом возбуждения 0,90 и 2,5 эВ соответственно.

0,80, нет. Это означает, что ошибки в относительных значениях сил осцилляторов больше, чем 100%, очень редки.

На фиг. 4 представлено сравнение «звездных» и лабораторных значений сил осцилляторов для Sr I. Мы видим, что разброс точек здесь больше, чем для остальных элементов. Этот разброс объясняется тем, что точки, соответствующие различным потенциалам возбуждения, имеют различные зависимости. Так как такого явления не наблюдается на других



Фиг. 5. Сравнение лабораторных значений сил осцилляторов для Sr I, определенных Островским [15], со значениями, определенными Кингом и др. [14].

рисунках и в звездных атмосферах линии Fe I, Sr I, Ti I и V I возникают в одних и тех же местах (примерно одинаковые потенциалы ионизации и возбуждения и приблизительно одинаковые относительные содержания этих элементов), то, по-видимому, при определении лабораторных значений сил осцилляторов для Sr I была взята заниженная температура возбуждения приблизительно на 300°.

Рассмотрим основные источники ошибок, которые могут возникнуть при определении величин сил осцилляторов на основании спектров звезд.

1. Все неточности метода кривых роста для однородной модели атмосферы входят в полученные значения сил осцилляторов. К этим неточностям можно отнести следующее: предположение о том, что все линии возникают на одинаковой глубине, имеют одно и то же значение постоянной затухания и турбулентной скорости, а также предположение об одинаковом механизме образования линий. Кроме того, предполагается, что в атмосфере звезд существует термодинамическое равновесие.

2. Блендирование линий. Вследствие того, что в звездных спектрах мы наблюдаем одновременно линии многих элементов, а также вследствие вращения звезд и наличия в их атмосферах больших турбулентных движений, блендирование линий будет намного больше, чем в лабораторных условиях. При этом величина этого блендирования мало зависит от разрешающей силы спектрографа. Если бленда состоит из линии, принадлежащей атомам с различными потенциалами ионизации, то ее величина будет меняться с изменением спектрального класса звезд и ее можно обнаружить, сравнивая величины $\lg \eta$ для звезд различных спектральных классов. Но если бленда состоит из линий, принадлежащих атомам с близкими потенциалами ионизации и возбуждения, то ее нельзя обнаружить таким методом. Блендирование линий приводит к завышению величины $\lg \eta$ и, следовательно, величины сил осцилляторов. Блендирование линий, по-видимому, вносит наибольшую ошибку в определение «звездных» сил осцилляторов. Из фиг. 1—4 мы видим, что отдельные значения «звездных» сил осцилляторов чаще завышены, чем занижены, по сравнению с лабораторными.

3. Ошибки при обработке спектрограмм. Сюда входят ошибки в проведении непрерывного спектра, определении эквивалентных ширин линии и отождествлении линий. Ошибки этой группы значительно уменьшаются при усреднении величин $\lg \eta + \Theta \varepsilon_i$, относящихся к различным звездам.

Для перехода от относительных значений сил осцилляторов, собранных в табл. 2, к абсолютным необходимо знать переходные множители. Эти множители могут быть найдены из сравнения «звездных» относительных значений сил осцилляторов с абсолютными значениями лабораторных сил осцилляторов. Обычно абсолютные значения сил осцилляторов определялись экспериментально для одной линии. Эта линия чаще всего располагается в ультрафиолетовой области спектра и отсутствует среди линий, приведенных в табл. 2. В этом случае сперва значения сил осцилляторов были приведены к системе экспериментальных значений сил осцилляторов, для которой уже известен переходный множитель к абсолютным значениям сил осцилляторов. Затем, зная переходный множитель от звездных значений сил осцилляторов к лабораторным и от лабораторных к абсолютным, можно найти переходный множитель от «звездных» значений сил осцилляторов к абсолютным. Такие переходные множители удалось определить почти для всех нейтральных атомов и некоторых ионов. Множители для переходов от относительных значений сил осцилляторов к абсолютным приведены в табл. 3. Логарифмы величин этих множителей даны во втором столбце табл. 3. В пятом столбце этой же таблицы даны ссылки на литературный источник, откуда были взяты абсолютные значения сил осцилляторов. Необходимо отметить, что при определении переходного множителя λ была взята в ангстремах!

Аналогичным способом были найдены переходные множители от звездных относительных значений сил осцилляторов к абсолютным теоретическим. Эти множители приведены в четвертом столбце табл. 3. Если в спектрах звезд наблюдаются одновременно линии нейтрального и ионизо-

ванного атомов, то, зная абсолютные значения сил осцилляторов для линий нейтральных атомов, можно определить также и абсолютные значения сил осцилляторов для линий ионизованного атома.

В этом случае переходный множитель от относительных значений сил осцилляторов, приведенных в табл. 2, к абсолютным будет равен:

$$\begin{aligned}\Delta^+ &\equiv (\lg gf\lambda)_{\text{абс}} - (\lg gf\lambda)_{\text{зв}} = (\lg gf\lambda)_{\text{абс}} - (\lg \eta + \Theta_{\epsilon})_0 = \\ &= (\lg gf\lambda)_{\text{абс}} - (\lg \eta + \Theta_{\epsilon}) - a^+ = b - \lg \left(\frac{N}{g}\right)^+ - a^+.\end{aligned}\quad (7)$$

Значок $^+$ означает, что эти величины относятся к ионизованному атому. Величину $\lg \left(\frac{N}{g}\right)^+$ можно определить по формуле Саха:

$$\frac{N^+}{N} n_e = \frac{g^+}{g} \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi}{kT}}, \quad (8)$$

или

$$\lg \left(\frac{N^+}{g}\right) = \lg \frac{N}{g} + 15,65 + 3/2 \lg T - \lg n_e - \Theta_{\text{ион}} \chi. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (7), имеем:

$$\Delta^+ = b - \lg \frac{N}{g} - (15,65 + 3/2 \lg T - \lg n_e - \Theta_{\text{ион}} \chi) - a^+. \quad (10)$$

Величину $b - \lg \frac{N}{g}$ можно определить следующим образом. Величина переходного множителя для нейтрального атома, которая нам уже известна, равна:

$$\Delta = b - \lg \frac{N}{g} - a. \quad (11)$$

Отсюда получаем:]

$$b - \lg \frac{N}{g} = \Delta + a. \quad (12)$$

Подставляя (12) в (10), получим окончательное выражение:

$$\Delta^+ = \Delta + a - a^+ - (15,65 + 3/2 \lg T - \lg n_e) + \Theta_{\text{ион}} \chi. \quad (13)$$

В формулу (13) входят лишь два параметра, которые зависят от условий в атмосфере звезд: ионизационная температура и электронная плотность. Эти величины определяются довольно уверенно, и влияние возможных ошибок в их значениях уменьшается при усреднении величин Δ^+ , определенных по различным звездам.

Как видно из формулы (13), в абсолютные значения сил осцилляторов для ионов, определенные таким методом, полностью входят ошибки в определении абсолютных значений сил осцилляторов для нейтральных атомов. Нужно отметить, что в формулу (13) не входят такие параметры атмосферы, как коэффициент непрерывного поглощения k_{λ} , турбулентная скорость, а также число атомов в нейтральном или ионизованном состояниях, что является достоинством предложенного метода.

Таблица 2

λ	$\lg gf/\lambda$	Вес	λ	$\lg gf/\lambda$	Вес	λ	$\lg gf/\lambda$	Вес
Mg I			Ca I			Sc II		
1			2			7		
4571,1	-0,60:	5	4226,7	2,44	12	4246,8	2,10	15
2			3			8		
5183,6	5,32	5	6162,2	2,82	5	3986,1	0,33	4
5172,7	5,12	5	6122,2	2,61	5	14		
3			6102,7	2,03	2	4374,4	1,59	12
3838,3	5,81	3	4			4400,3	1,39	11
3832,3	5,53	5	4454,8	2,93	3	4415,6	1,16	10
3829,4	5,20	5	4435,0	2,70	7	4420,7	-0,46	3
8			4425,4	2,39	12	4431,4	0,06	5
5711,1	4,12	3	4455,9	2,41	7	4354,6	0,22	7
9			4435,7	2,49	10	15		
5528,4	5,77	5	5			4314,1	2,05	8
10			4302,5	2,84	9	4320,7	2,13	7
4730,0	3,60:	5	4318,6	2,25	6	4325,0	1,70	8
11			4283,0	2,48	12	4294,8	0,97	6
4703,0	5,82	7	18			19		
15			6439,1	3,10:	5	6604,6	0,67	3
4167,3	5,60	9	6462,6	3,20	2	23		
16			6493,8	2,56	5	5031,0	1,33	3
4057,5	5,99	6	6471,8	1,59	3	26		
17			6499,6	1,55	3	5239,8	1,10	3
3986,8	5,43	7	20			28		
Mg II			6166,4	1,31	3	6320,8	-0,01	3
4			21			29		
4481,3	8,51	9	5588,8	3,04	3	5667,2	0,77	3
9			5594,5	2,71	3	5669,0	0,83	3
4334,0	6,94	6	5601,3	2,52	5	31		
4428,0	6,63	9	5582,0	2,16:	5	5526,8	1,49	5
10			5990,1	1,80	3	Ti I		
4390,6	7,45	6	22			3		
4384,7	6,97	4	5262,2	2,98	2	5426,6	-2,82	3
19			5260,4	0,91	3	4		
4436,5	7,85	4	23			5210,4	-0,86	3
[Si I]			4585,9	2,46	5	5173,7	-1,29	3
1			4578,6	2,20	7	5219,7	-2,10	3
3856,0	6,12	4	25			5147,5	-1,91	3
3862,6	5,80	5	4094,9	2,69	3	5		
2			32			5064,6	-0,99	3
6347,1	5,86	5	6717,7	2,43	3	5040,0	-1,26	3
6371,4	5,37	5	37			6		
3			4355,1	2,39	6	4656,5	-1,30	3
4128,0	7,02	4	39			4715,3	-2,51	3
4130,9	7,12	4	4108,6	1,64	3	4693,7	-2,40	3
			46			7		
			5867,6	2,10	3	4562,6	-2,51	3
			48			12		
			5513,0	2,22	3	3998,6	0,20	5
			51					
			4686,3	2,25:	5			

Таблица 2 (продолжение)

λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес
38			107			233		
4981,7	0,67	3	5490,2	-0,70	3	4759,3	0,73	5
5016,1	-0,55	3	109			4758,1	0,71	5
5022,9	-0,43	3	5113,5	-0,54	3	4742,8	0,45	3
5024,8	-0,61	3	110			238		
42			5071,5	-0,52	3	6091,2	0,00	3
4533,2	0,65	5	113			240		
4534,8	0,17:	5	4457,4	0,62:	3	5644,1	0,39	3
4535,6	0,11	4	4453,3	0,04	1	249		
4555,5	-0,40	4	4482,7	-0,22	1	5675,4	0,75	3
4548,8	-0,38	3	4474,8	0,05	1	250		
4512,7	-0,44	4	126			4827,6	0,18	3
4518,0	-0,26	4	4820,4	-0,10	3	252		
43			129			4261,6	0,35	1
4326,4	-0,97	3	4186,1	-0,12	1	259		
44			145			5429,1	0,06	3
4301,1	-0,19	1	4617,3	0,41	5	287		
4298,7	-0,09	2	4623,1	0,28	3	5503,9	0,42	3
4295,8	-0,48	1	4639,4	0,04	4	288		
4287,4	-0,40	5	4639,9	-0,02	1	5120,4	0,86	3
4286,0	-0,25	2	4650,0	-0,32	4	309		
4289,1	-0,39:	3	4645,2	-0,31	4	5774,0	0,99	3
4290,9	0,13	2	146			5766,3	0,88	3
4272,4	-0,96	1	4479,7	0,02	2			
48			4465,8	0,47	2	Ti II		
6743,1	-1,47	3	154			11		
49			5969,8	-0,12	3	3987,6	-1,03	4
6599,1	-1,73	3	5978,5	-0,22	3	4025,1	0,17	4
53	46		157			4056,2	-0,94	2
4840,9	-0,48	3	4885,1	0,50	3	12		
56			4913,6	0,41	3	3813,4	0,25	5
3904,8	0,60	2	170			18		
69			4449,1	0,69	3	4469,2	0,09	1
6126,3	-1,11	3	4050,9	0,47	4	4493,5	-0,92	5
72			162			19		
5866,5	-0,71	3	4263,1	0,41	1	4395,0	1,42	16
77			173			4443,8	1,21	15
4675,1	-0,76	3	5001,0	0,31	3	4450,5	0,68	14
80			4973,1	0,50	3	20		
4060,3	-0,53	4	199			4294,1	0,82	1
102			5052,9	0,13	3	4287,9	0,51	7
6556,1	-0,91	3	218			30		
6554,2	-0,96	3	4404,3	0,14	1	4506,7	-1,40	2
104			228			4545,1	-0,36	6
6258,7	-0,27	3	5739,5	0,40	3	31		
6258,1	-0,17	3	5740,1	0,54	3	4468,5	1,25	13
6261,1	-0,34	3	231			450 3	1,23	16
6312,2	-1,27	3	4870,1	0,61	3	4444,6	0,17	3
			4868,3	0,48	3			

Таблица 2 (продолжение)

λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес
34			70			6199,2	-2,41	3
3900,5	1,75	7	5154,1	0,25	3	6216,4	-1,74	3
3913,5	1,58	10	82			20		
3932,0	0,99	4	4572,0	1,79	14	6150,1	-2,28	3
38			4529,5	0,61	14	22		
4636,3	-1,06	3	86			4379,2	0,13	5
4665,7	-0,16	1	5129,1	1,10	2	4390,0	-0,05	5
39			5185,9	0,57	5	4406,6	-0,35	5
4583,4	-0,49	2	87			27		
40			4028,3	1,38	16	4111,8	0,05	7
4441,7	0,00	7	4053,8	1,51	1	4128,1	-0,28	3
4470,9	0,22	7	91			4099,8	-0,55	3
4495,5	0,19	1	6491,6	0,13	3	28		
4417,7	0,85	13	6559,6	-0,22	3	3803,5	-1,10	3
4464,5	0,67	1	6607,1	-0,68	3	3822,9	-0,26	3
41			92			34		
4300,1	1,55	12	4805,1	1,40	7	6090,2	-0,83	3
4290,2	1,24	6	4780,0	0,59	7	6039,7	-1,43	3
4301,9	1,14	13	93			6081,4	-1,35	3
4312,9	1,00	9	4374,8	1,48	1	6111,6	-1,44	3
4315,0	1,19	1	4422,0	0,64	16	35		
4330,7	-0,52	6	94			5703,6	-0,93	3
49			4316,8	0,52	13	5737,0	-1,37	3
4708,7	-0,49	5	4337,3	1,29	4	87		
50			4330,3	0,60	3	4452,0	-0,02	3
4534,0	1,78	4	103			4469,7	-0,13	3
4563,8	1,32	15	5211,5	0,66	2	V II		
4590,0	0,34	3	104			9		
51			4367,7	1,49	4	4036,8	1,40	12
4400,0	0,92	9	4386,9	1,44	10	4002,9	1,73	7
4394,1	0,51	14	105			10		
4418,3	0,33	10	4163,6	2,06	7	3951,9	2,21	5
4407,7	-0,03	6	4171,9	2,00	6	3916,4	2,28	5
59			4174,1	1,35	1	3929,7	1,63	3
4719,5	0,50	1	106			24		
60			4064,2	0,90	1	4234,2	0,86	3
4544,0	-0,51:	4	113			25		
4580,5	0,21	1	5010,2	1,12	3	4178,4	1,22	2
4524,7	0,41	1	114			32		
4568,3	-0,71:	4	4911,2	1,43	3	4005,7	2,79	7
61			4874,0	1,68	3	4023,4	2,45	10
4395,8	0,15:	12	115			4035,6	2,40	6
4409,5	0,19	7	4488,3	1,99	14	4039,6	1,22	2
4411,9	-0,21	9	4411,1	1,80	7	37		
4423,3	-0,37	1	4456,6	1,51	1	4183,4	2,17	15
69			VI			4225,2	2,77	4
5336,8	0,11	3	8			56		
5381,0	-0,06	5	3862,2	-2,69	3	4564,6	2,47	2
5418,8	-0,21	5	19					
			6243,1	-1,71	3			

Таблица] 2 (продолжение)

λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес
199			94			26		
4453,3	3,05	6	5297,4	2,08	3	4179,4	2,81	1
215			96			4072,6	2,59	1
4065,1	3,22	2	4299,7	1,77	1	4207,4	2,27	10
225			4319,6	0,91	3	4132,4	2,35	1
4232,1	3,44	2	119			30		
Cr I			5712,8	0,90	3	4848,2	2,92	2
1			5787,0	0,45	3	4876,4	2,83	2
4254,4	1,21	10	150			4884,6	2,25	3
4274,8	0,96	12	4540,7	2,06	2	4812,4	2,24	7
4289,7	0,77	5	4511,9	2,14	4	31		
7			169			4242,4	3,11	8
5208,4	1,84	2	4729,7	1,80	1	4261,9	3,02	16
5206,0	1,83	5	186			4275,6	2,74	11
9			4718,4	2,19	6	4284,2	2,62	9
4942,5	0,15	2	4708,0	2,02	4	4252,6	2,53	13
10			4689,4	1,53	3	4269,3	2,63	4
4546,0	0,20	8	4628,5	0,70	3	37		
18			205			4318,8	1,51	1
5409,8	0,93	5	5257,1	3,15	2	39		
5296,7	0,34	3	225			4539,6	2,32	1
5348,3	0,34	3	5304,2	1,40	3	4565,8	2,64	4
5300,8	-0,46	3	5312,9	1,50	3	43		
5247,6	-0,14	3	249			5237,3	3,10	5
21			4197,2	2,29	1	5334,9	2,75	5
4646,2	0,65	10	4198,5	2,71	1	5308,4	2,28	3
4652,2	0,58	8	268			5310,7	1,90	3
4651,3	0,11	8	4001,4	2,35	1	5313,6	2,31	3
4600,8	0,53	1	282			44		
4616,1	0,30	8	6661,1	1,95	3	4558,7	3,79	14
4626,2	0,19	7	Cr II			4588,2	3,50	16
4591,4	0,12	4	16			4618,8	3,27	7
22			4456,8	1,90	4	4634,1	3,14	14
4351,0	0,56	2	18			4555,0	2,96	16
33			4172,6	1,72	1	4592,1	2,96	16
4530,8	1,53	1	4217,0	1,53	1	4616,6	2,85	16
4540,5	1,66	2	19			4589,9	2,69	1
4544,7	1,28	1	4054,1	2,19	1	50		
4541,1	0,74	3	4030,7	1,47	1	5503,2	3,26	3
35			4051,9	2,04	7	5508,6	3,63	3
4126,5	1,16	5	4053,4	1,62	1	127		
4153,1	0,19	3	4075,9	1,81	1	4204,7	1,49	1
38			23			128		
3963,7	2,78	3	5246,7	2,03	3	3936,9	2,77	1
3991,1	1,91	3	5510,9	2,07	2	129		
62			25			3911,4	3,31	1
4697,1	1,19	4	4621,4	2,13	1	3930,9	2,47	1
69						130		
3857,6	3,40	3				3866,5	2,86	1
						3866,0	2,84	1

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

λ	$\lg gf/\lambda$	Вес	λ	$\lg gf/\lambda$	Вес	λ	$\lg gf/\lambda$	Вес
142			Mn I			6		
3945,1	3,16	1	2			4292,2	5,41	3
161			4030,8	1,67	5	4283,8	5,06	3
4195,4	3,47	1	4033,1	1,40	9	7		
162			4034,5	0,97	12	4206,4	5,66	6
4145,7	3,53	5	4			4259,2	5,64	1
4224,8	3,23	1	5470,6	0,59	3	4253,0	5,34	1
4209,0	3,18	1	5516,8	0,53	3	4244,3	5,14	3
163			5			17		
4135,7	2,47	1	4041,4	2,68	9	4510,2	10,49	2
4185,5	2,61	1	4055,5	2,44	12	Fe I		
4151,0	3,37	1	4082,9	2,89	2	1		
165			16			5166,3	-0,38	3
4082,3	3,09	1	4823,5	2,82	4	5110,4	-0,04	3
166			4783,4	2,71	5	2		
4018,0	2,83	1	4754,0	2,48	7	4375,9	0,59	10
167			21			4427,3	0,88	7
3865,6	4,13	1	4762,4	2,88	5	4482,2	1,56	4
177			4766,4	2,56	3	4489,7	-0,39	7
4697,6	3,23	1	4765,9	2,14	3	4347,2	-1,73	3
178			4761,5	2,07	3	4389,2	-1,11	5
4715,1	3,71	1	4709,7	1,86	3	3		
4671,3	3,01	1	4739,1	1,86	4	4216,2	0,30	9
179			22			4206,7	-0,13	7
4362,9	3,38	1	4470,1	1,72	3	4200,0	-0,54	2
180			4472,8	2,40	1	4291,5	-0,46	5
4209,8	3,03	1	4436,4	2,00	3	4		
4222,0	3,01	1	4453,0	1,68	3	3859,9	2,36	7
181			4502,2	1,82	6	3886,3	1,60	4
4127,1	3,60	1	4498,9	1,70	3	3899,7	1,68	7
4170,9	3,75	1	23			3906,5	1,50	5
182			4235,3	2,33	1	3824,4	2,00	5
4048,0	3,30	1	4239,7	2,02	1	3856,4	2,04	8
4056,1	3,35	1	4265,9	1,88	4	3895,7	1,46	3
183			27			3922,9	1,94	10
4012,5	3,88	1	6021,8	2,35	3	3930,3	2,15	13
4022,4	3,73	1	6016,6	2,30	3	3927,9	2,04	10
191			6013,5	2,01	3	3920,3	1,89	11
4465,8	3,79	1	29			15		
192			4061,7	2,13	3	5269,5	2,40	5
4256,1	4,15	1	4059,4	1,86	5	5371,5	1,91	3
4268,9	3,73	1	42			5405,8	1,82	5
193			5377,6	2,32	3	5434,5	1,41	5
4049,1	4,41	1	Mn II			5307,1	1,69	5
4070,9	4,13	1	5			5429,7	1,91	5
194			4755,7	6,12	2	5446,9	1,88	5
4038,0	4,71	1	4730,4	5,21	1	5506,8	0,90	5
4003,3	4,13	1	4727,9	5,30	1	5497,5	1,09	5

Таблица 2 (продолжение)

λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес
16			42			3807,5	3,11:	5
5083,3	0,53	3	4271,8			111		
5123,7	0,58	2	4325,8	3,26	16	6421,4	1,61	5
4939,7	0,43	3	4202,0	3,49	12	6750,2	1,07	3
4994,1	0,50	3	4250,8	3,11	8	6254,3	1,61	3
5127,4	0,36	3	4147,7	2,96	15	114		
5150,8	0,60	3	43	1,81	10	5049,8	2,54	3
5151,9	0,61	3	4045,8			4924,8	1,96	3
18			4063,7	3,80	14	5141,8	1,85	3
4100,7	0,96	3	4071,7	3,55	16	115		
4152,2	1,89:	4	4005,2	3,42	16	4630,1	2,06:	5
4139,9	0,29	5	4143,9	3,24	10	4574,7	3,21	1
19			4132,1	3,16	12	116		
4174,9	1,08	12	44	3,25	12	4439,9	1,88	3
20			4132,9			117		
3820,4	3,36	5	45	1,86	4	4047,3	0,69	2
3825,9	3,12	5	3815,8			120		
3834,2	3,17	3	3827,8	3,69	5	4058,8	3,02	1
3840,4	2,76	5	3841,0	3,34	5	124		
3850,0	2,77	3	62	3,32	5	3885,5	2,51	2
3887,0	2,05	7	6430,8			3845,2	2,75	3
3878,0	2,76	7	6335,3	1,58	3	152		
3872,5	2,88	7	6297,8	1,35	3	4260,5	3,87	16
3865,5	2,50	3	6265,1	0,85	3	4235,9	3,73	16
3940,9	2,26	1	6219,3	0,90	3	4222,2	3,10	16
3917,2	2,08	4	6213,4	1,09	3	4210,3	3,14	10
22			6151,6	0,87	3	4187,8	3,75	13
3813,0	2,38	3	6173,3	0,54	3	4187,0	3,49	13
3850,8	2,47	7	66	0,76	3	4191,4	3,50	6
3876,0	1,23	2	5145,1			4299,2	3,46	7
36			5250,6	0,62	3	4271,2	3,55	15
5174,6	1,86	3	5198,7	1,83	3	4250,1	3,55	17
5216,3	1,53	5	68	1,75	3	4233,6	3,36	12
5332,9	0,85	3	4528,6			153		
5307,4	1,20	5	4494,6	3,39	10	3980,6	0,76	3
38			4459,1	2,97	16	168		
4733,6	0,96	2	4442,3	2,53	1	6495,0	2,59	2
39			4447,7	2,75	13	6393,6	2,19	2
4602,9	1,50	7	4430,6	2,74	12	6318,0	2,49	2
4531,1	1,69	4	71	2,44	9	169		
4592,7	1,54	2	4282,4			6252,6	2,00	5
4632,9	1,21	2	4315,1	3,16	13	6191,6	2,33	2
4602,0	0,67	5	4352,7	3,09	1	6136,6	2,41	3
41			72	2,50	9	6344,2	0,96	3
4383,6	3,51	16	4001,7			170		
4404,5	3,37	16	3977,7	2,32	6	5916,2	0,93	3
4415,1	3,17	12	3949,9	2,83	1	175		
4337,0	1,70	12	4009,7	2,62	8	3859,2	3,39	3
4291,5	1,57	2	73	2,76	8	3973,8	3,39	2
			3852,6					
				2,89	7			

Таблица 2 (продолжение)

λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес
176			284			358		
3813,1	4,32	2	3910,8	3,20	1	4085,0	3,07	2
206			287			359		
6647,0	0,04	3	3811,9	3,37	2	4044,6	3,05	16
6609,1	1,18	3	318			4062,4	3,20	11
6575,0	1,10	3	4920,5	4,40	5	4079,8	2,61	9
6475,6	1,02	3	4891,5	4,05	5	361		
207			4871,3	3,90	3	3964,5	3,15	3
6230,7	2,43	5	4859,8	3,42	3	364		
6137,7	2,64	5	4919,0	3,90	5	3942,4	3,15	4
6065,5	2,42	5	4890,8	3,61	5	3926,0	3,26	4
6005,5	0,53	3	4872,1	3,68	3	367		
6322,7	1,32	3	5044,2	1,58	3	3809,0	2,55	3
6200,3	1,19	3	4938,8	2,89	3	383		
209			4903,3	3,22	3	5232,9	3,62	5
5701,6	1,65	5	342			5266,6	3,89	5
5567,4	1,22	5	6518,4	1,33	3	5281,8	3,27	5
5778,5	0,51	5	6355,0	1,52	3	5192,4	3,81	5
5833,9	0,39	5	6270,2	1,33	3	5191,5	3,78	5
217			6311,5	0,90	3	409		
4095,0	2,57	2	6229,2	1,04	3	4647,4	2,94	10
218			350			4691,4	2,70	3
4049,3	1,78	5	4466,6	3,50	13	4710,3	2,80	5
222			4476,0	3,52	10	4662,0	1,55	3
3808,8	3,02	5	4443,2	3,40	8	410		
3821,8	3,54	2	4454,4	2,86	2	4556,1	3,41	1
268			351			414		
6678,0	2,28	3	4258,6	1,64	2	4309,4	3,04	1
6592,9	2,32	3	4241,1	1,41	3	4367,6	3,71	4
6546,2	1,33	3	352			415		
6703,6	0,99	3	4207,1	2,80	3	4365,9	1,68	3
273			4245,3	3,03	10	419		
4267,0	2,35	4	354			4219,4	3,61	4
276			4181,8	4,13	4	422		
3998,0	3,31	2	4175,6	3,30	13	4141,9	2,37	5
277			4143,8	3,55	1	423		
4007,3	2,69	2	4156,8	3,35	4	4120,2	2,60	4
278			4107,5	3,07	7	429		
3997,4	3,49	1	4126,9	1,27	3	3897,4	2,94	5
4021,9	3,32	4	355			3871,8	3,59	4
3937,3	2,74	5	4184,9	3,16	6	3903,9	3,61	4
280			4154,5	3,50	6	472		
3932,6	3,42	1	4213,6	2,71	6	4517,5	2,29	4
3863,7	3,54	3	4204,0	3,27	5	476		
3907,9	3,02	4	4191,7	2,79	3	4387,9	2,69	9
282			357			476a		
3884,4	2,52	4	4134,7	3,45	8	4182,4	2,66	4
283			4132,9	3,24	8	482		
3861,3	2,84	4	4114,4	2,65	9	4210,4	3,61	4
			4091,6	1,80	5			

Таблица 2 (продолжение)

λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес
4220,4	3,00:	3	4073,8	3,42	4	4946,4	3,09:	5
4248,2	2,88	6	4080,2	2,83	4	4882,2	2,41	3
4267,8	2,89	6	4109,1	2,64	6	4863,6	2,36	3
488			559			4875,9	2,09	3
3867,2	3,57	8	4068,0	3,78	13	5002,8	2,56	3
3956,0	2,75	2	4085,3	3,77	3	4950,1	2,60	3
515			560			4907,7	2,24	3
4480,1	2,72	2	4030,5	4,20	1	589		
518			4016,4	3,81	3	4224,2	3,76	7
4369,8	3,15	4	3986,3	3,15	7	4200,9	3,28	6
520			561			4238,0	3,27	9
4298,0	3,31	1	3947,0	3,26	7	4208,6	3,45	4
522			562			4176,6	3,60	5
4199,1	3,99	12	3941,3	3,51	4	4227,4	4,78	4
523			3955,4	3,26	4	690		
4143,4	3,89	12	597			4228,7	1,76	2
524			4285,4	3,30	3	692		
4074,8	3,32	1	599			4264,2	2,52	2
527			4167,9	2,95	4	693		
4017,2	3,17	6	603			4227,4	4,78	5
529			4006,3	3,11	5	4247,5	4,01	13
3839,3	2,65	2	606			4238,8	3,99	8
553			3916,7	3,59	8	4225,5	3,55	3
5324,2	4,24:	5	608			4217,6	3,56	1
5263,3	3,33	3	3821,2	4,36	5	4198,3	5,06	4
5253,5	2,42	3	3805,3	4,40	5	4196,2	3,60	5
5217,4	3,18	5	652			694		
5215,2	3,36	5	3948,0	3,64	5	4154,8	4,02	2
5229,9	3,44	5	655			4136,5	2,71	5
5393,2	3,30:	5	3986,2	3,24	4	4087,1	2,97	7
5339,9	3,55	5	4040,6	3,73	6	4140,4	2,61	2
5302,3	3,74	3	3976,6	3,67	4	695		
554			661			4126,2	3,03	6
4736,8	3,66	8	3923,0	3,88	1	4115,0	1,66	2
4707,3	3,46	4	3951,2	3,49	3	4150,3	3,35:	5
4668,1	3,23	5	665			4112,4	3,87	3
4637,5	2,91	10	3810,8	3,82	5	4157,8	3,80	12
4613,2	3,19	1	666			4158,8	3,46	5
4625,0	3,00	9	3802,3	3,32	3	698		
4607,7	2,77	3	686			4084,5	3,58	9
555			5615,6	4,39:	5	4065,4	2,81	9
4531,6	2,19	2	5586,8	4,18	5	4133,9	3,39	9
4504,8	1,90	5	5572,8	4,06:	5	4082,1	2,96	5
556			5569,6	3,69:	5	4072,5	3,10	5
4022,7	2,37	2	5576,1	3,36	5	702		
558			5624,6	3,51	3	3804,0	3,68	3
4076,6	3,87	2	5784,7	1,49	3	726		
4058,2	3,80	1	687			4137,0	3,65	6
4070,8	3,47	9	4966,1	3,24	5			

Таблица 2 (продолжение)

λ	$\lg g/\lambda$	Вес	λ	$\lg g/\lambda$	Вес	λ	$\lg g/\lambda$	Вес
752			830			1066		
4705,5	2,19	2	4388,4	3,60	7	4989,0	3,56	2
753			4485,7	3,23	7	1087		
4789,6	3,26	2	4433,2	3,59	7	5638,3	3,25	3
755			4469,4	3,64	1	5775,1	2,92	3
4547,8	3,51	1	883			5731,8	3,00	3
764			5027,2	3,36	2	5873,2	2,26	3
4240,4	2,74	2	889			5759,6	2,05	3
767			4709,0	3,82	2	1089		
4059,7	3,11	2	896			5162,3	4,73	2
795			4536,5	2,85	2	1092		
4587,1	2,75	2	906			5133,7	4,57	2
797			4246,1	3,55	7	5097,0	4,24	2
4432,6	2,63	2	913			1094		
800			3960,3	3,29	3	5074,8	4,39	2
4219,4	4,54	2	959			1095		
802			6003,0	2,90	3	5121,6	3,62	2
4014,5	3,62	1	5976,8	2,74	3	1103		
816			6188,0	2,66	5	4113,0	3,84	4
6400,0	3,73	5	6096,7	2,42	1	1107		
6411,7	3,75	5	965			5763,0	3,67	3
6408,0	2,94	5	5001,9	4,35	5	5753,1	3,37	3
6246,3	3,49	2	5015,0	3,82	5	5717,8	3,12	3
6336,8	3,12	5	5022,2	3,87	3	5618,6	2,82	3
6232,7	2,84	5	973			5655,5	3,19	3
820			4494,0	2,79	2	1110		
4596,1	5,15	3	4392,6	2,33	5	5027,8	3,51	2
4673,2	3,32	5	974			1145		
4643,5	3,10	6	4490,8	3,40	7	5404,5	5,06	2
821			976			5400,5	4,91	2
4745,8	3,43	4	4276,7	2,91	5	5389,5	4,17	2
4619,3	3,62	4	4300,8	3,29	6	1146		
4705,0	2,85	2	982			5383,4	5,04	2
822			5934,7	2,83	3	5369,9	4,91	2
4638,0	3,34	6	5809,2	2,46	3	5367,5	4,71	2
823			984			5364,9	4,71	2
4560,1	3,10	2	4973,1	3,00	5	1147		
825			4896,4	2,28	3	5409,1	3,81	2
4433,8	3,38	4	993			1163		
4496,0	2,55	2	4265,3	3,09	2	5445,0	4,58	5
826			4264,7	2,67	2	5562,7	3,20	2
4525,1	3,87	1	4200,1	2,95	4	1165		
4611,3	4,05	5	1025			5410,9	4,76	2
828			5487,8	3,94	2	1175		
4484,2	3,42	6	1026			5983,7	4,92	2
4479,6	3,33	4	5424,2	4,89	2	5927,8	3,77	2
4427,3	3,84	5	1042			1178		
4446,8	3,03	2	4735,8	3,40	4	6024,1	4,57	2
4438,4	2,79	2	1062			6020,2	4,31	2
			5543,9	3,08	3			

Таблица 2 (продолжение)

λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес
1179			28			44		
5816,4	3,77	2	4178,9	2,26	14	4663,7	1,27	1
1180			4296,6	2,11	14	46		
5862,4	4,20	3	4369,4	1,20	10	5991,4	1,23	2
5914,2	4,25	2	4122,6	1,56	7	6084,1	0,94	2
5930,2	4,16	5	4258,2	1,70	7	48		
5752,0	3,66	3	29			5362,9	2,62	2
5806,7	3,75	5	4002,1	1,31	4	5264,8	1,88	2
1183			32			5414,1	2,01	2
5554,9	4,04	5	4314,3	1,00	6	49		
5565,7	4,14	5	4278,1	0,97	1	5276,0	2,80	3
5679,0	3,60	3	4413,6	0,67	4	5234,6	2,60	5
1195			36			5197,6	2,51	5
6713,1	2,81	3	4993,4	0,47	2	5425,3	1,62	5
6752,7	3,06	3	4893,8	0,38	2	5325,6	1,76	5
6639,7	2,66	3	37			55		
6733,2	2,88	3	4629,3	2,33	6	5534,9	2,08	2
1259			4555,9	2,42	8	74		
6056,0	3,92	5	4515,3	2,24	13	6456,4	3,10	5
6078,5	3,96	5	4491,4	1,99	13	6247,6	2,91	2
6102,2	4,16	2	4520,2	2,17	14	6147,7	2,50	3
1260			4489,2	1,93	14	6416,9	2,30	5
5984,8	3,99	5	4472,9	1,48	13	6238,4	2,31	5
5987,1	3,86	3	4666,7	1,72	9	6149,2	2,20	5
6170,5	3,68	3	4582,8	1,80	8	6407,3	2,08	3
Fe II			38			6239,9	1,71	3
3			4583,9	2,79	14	126		
3938,3	1,20	7	4549,5	2,59	1	4032,9	2,80	1
3914,5	0,85	1	4522,6	2,68	13	127		
17			4508,3	2,30	13	4024,5	2,94	7
4664,8	0,11	1	4620,5	1,59	14	3863,9	2,80	1
22			4576,3	1,83	14	140		
4124,8	0,79	3	4541,5	1,93	11	4455,8	2,57	1
4168,7	0,65	1	4648,2	0,87	1	151		
4035,5	0,70	1	4595,7	0,87	1	4031,5	2,58	1
25			39			152		
4670,2	1,42	1	4138,4	1,40	1	3863,4	2,62	1
26			40			3863,9	2,94	1
4580,1	1,07	1	6516,0	1,35	2	153		
27			6432,7	1,22	2	3814,1	3,72	2
4233,2	2,95	7	42			170		
4351,8	2,64	3	5169,0	3,45	2	4626,8	2,19	1
4416,8	2,16	14	5018,4	3,33	5	171		
4173,5	2,36	7	4923,9	3,15	5	4526,6	2,89	1
4303,2	2,28	14	43			4474,2	2,57	1
4385,4	2,30	14	4731,4	1,84	1	172		
4128,7	1,22	11	4656,9	1,81	1	4048,8	3,20	1
4273,3	1,69	7	4601,3	1,19	1	4044,0	3,00	7
						173		
						3935,9	3,78	7

Таблица 2 (продолжение)

λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес
186			70			177		
4635,3	3,78	9	5435,9	0,45	3	5115,4	2,92	5
4625,9	3,20	1	88			4935,8	2,84	3
187			4410,5	2,30	5	5130,4	2,08	3
4446,2	2,70	4	98			194		
188			4714,4	3,54	7	5081,4	3,39	2
4069,8	3,50	1	4648,7	2,80	7	209		
189			4605,0	2,65	9	5176,7	2,63	3
4061,8	3,80	1	4756,5	2,68	5	210		
4007,7	2,84	1	4715,8	2,72	5	5155,8	2,97	5
190			4686,2	2,48	5	221		
4002,5	3,00	1	4874,8	1,74	3	5625,3	2,52	3
3938,9	2,64	7	4814,6	1,74	3	228		
212			100			6176,8	2,72	3
3960,9	4,18	3	4606,2	2,34	4	6224,0	2,34	3
4057,4	4,46	7	111			229		
213			5017,6	3,08	5	6133,9	1,51	3
4354,3	4,45	3	4998,2	2,35	3	6186,7	2,32	3
216			4953,2	2,51	3	6360,8	2,14	3
4366,1	4,03	1	4866,3	2,73	3	230		
219			4873,4	2,55	3	6111,1	2,47	3
4631,9	4,38	1	4857,4	2,48	3	6366,5	2,36	3
220			112			231		
4319,7	4,30	4	4980,2	2,49	2	5760,8	2,46	3
4318,2	3,98	1	129			235		
222			4904,4	2,94	2	4735,5	2,80	3
4493,6	4,71	1	130			248		
4449,7	4,40	4	5082,6	2,46	3	6130,1	2,37	3
4431,6	4,32	1	131			249		
Ni I			4829,0	2,54	2	6598,6	2,43	3
15			133			6086,3	2,77	3
3913,0	-1,19	3	4703,8	2,65	4	6322,2	2,17	3
31			143			5996,7	2,30	3
3837,7	1,84	3	5080,5	3,48	2	250		
32			144			5669,9	2,33	3
3858,3	1,58	7	5011,0	2,09	3	5614,8	2,69	3
33			145			264		
3807,1	1,29	5	5036,0	3,22	2	6635,1	2,58	3
47			5000,3	2,66	3	Ni II		
5578,7	0,13	3	161			9		
51			5099,9	2,74	3	4362,1	2,52	5
4520,0	-0,07	3	162			4244,8	2,30	6
64			5084,1	3,21	2	10		
6532,9	-0,36	3	5146,5	3,20	3	4192,1	2,26	8
68			163			12		
5892,9	0,70	3	4807,0	2,66	3	4015,5	2,66	7
69			168			Y II		
5592,3	0,97	2	4437,6	1,96	5	1		
						4204,7	0,07	2

Таблица 2 (окончание)

λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес	λ	$\lg gf\lambda$	Вес
5			67			36		
4309,6	1,58	4	4613,9	0,84	6	5114,6	-2,17	3
4398,0	0,96	6	79			37		
6			4440,5	2,08	5	4804,0	-2,44	3
3982,6	1,43	4	88			38		
3950,5	1,41	7	4379,8	1,71	1	4429,9	-2,51	1
7			95			39		
3818,3	1,01	3	5112,3	0,96	3	4699,6	-1,49	1
12			97			40		
4682,3	0,38	2	4210,6	2,17	1	3988,5	-1,28	7
13			99			4152,0	-2,29	1
4374,9	2,28	8	4171,8	2,45	2	41		
14			130			4123,2	-1,66	3
4177,5	2,92	6	4553,9	1,93	1	4238,4	-1,63	6
20			139			53		
5087,4	1,81	5	4574,5	2,05	1	4559,3	-2,42	1
5200,4	1,56	5	140			65		
22			4388,5	2,06	1	4748,7	-2,01	5
4883,7	2,01	5	Ba II			75		
4900,1	2,78	2	1			4286,9	-0,32	4
27			4554,0	2,16	5	76		
5521,6	1,33	3	4934,1	2,28	5	4619,9	-1,23	2
5546,0	1,47	3	2			81		
5544,6	1,16	3	6141,7	1,73:	5	4540,7	-1,44	1
Zr II			6496,9	1,76:	5	84		
15			5853,7	1,31	3	4263,6	-0,01	2
4211,9	1,03	3	4			92		
16			4166,0	2,46	1	4688,6	-1,11	1
3999,0	1,23	1	La II			141		
17			4			3864,5	-1,72:	2
3915,9	0,80	1	5805,8	-2,53	3	149		
29			8			4538,9	-0,25	1
4156,2	1,50	1	4662,5	-2,80	6			
40			10					
4277,4	1,26	1	4432,9	-1,70:	4			
4317,3	1,43	3	22					
4497,0	0,87	1	4728,4	-2,14	1			
41			23					
4149,2	2,01	5	4574,9	-2,83	1			
4209,0	0,95	3	4691,2	-2,70	1			
42			24					
4161,2	2,05	2	4333,8	-1,60	9			
4151,0	1,68	6	25					
43			4322,5	-2,46:	5			
4050,3	1,14	4	27					
3934,8	1,10	1	3929,2	-1,62	1			
54			3995,7	-2,38	1			
4018,4	1,28	1						

Вычисления по формуле (13) были выполнены отдельно для каждой звезды, а затем полученные результаты были усреднены. Величины ионизационных температур и электронных плотностей для различных звезд были взяты из соответствующих работ [3—7]. Результаты вычислений приведены в третьем столбце табл. 3. Кроме величины переходного множителя, дана еще средняя квадратичная ошибка, которая характеризует разброс значений переходного множителя, определенного по различным звездам. Мы видим, что в среднем она равна $\pm 25\%$.

Для ионов Y II, Zr II и La II не оказалось возможным определить переходный множитель, так как для этих ионов нет ни теоретических, ни экспериментальных абсолютных значений сил осцилляторов и линии соответствующих им нейтральных атомов не наблюдаются в спектрах рассмотренных звезд.

Таблица 3

Элемент	Экспериментальные	Звездные	Теоретические	Литература
Mg I	-1,32			[15]
Mg II			-3,88	[16]
Si II			-3,09	[16]
Ca I	+1,30		+1,01	[15, 16]
Se II			+1,78	[16]
Ti I	+3,82		+3,35	[10, 17, 16]
Ti II		+1,96 $\pm$ 0,10	+1,85	[16]
V I			+3,95	[16]
V II		+0,75 $\pm$ 0,14		
Cr I	+2,54		+2,68	[15, 16]
Cr II		+0,44 $\pm$ 0,09		
Mn I	+1,64		+1,60	[15, 16]
Mn II		-2,44 $\pm$ 0,24		
Fe I	+0,43			[17]
Fe II		-0,37 $\pm$ 0,16	+0,32	[16]
Ni I	+0,56		+1,66	[18]
Ni II		-0,66 $\pm$ 0,34		
Ba II			+1,54	[16]

Ноябрь 1958 г.

Л и т е р а т у р а

1. R. B. King. Ap. J., 94, 27, 1941.
2. D. R. Bates, A. Damgaard. Phil. Trans., A, 242, 101, 1949.
3. K. O. Wright. Publ. of Dominion Aph. Obs., Victoria, 8, № 1, 1946.
4. J. Greenstein. Ap. J., 107, 151, 1948.
5. W. Buscombe. Ap. J., 114, 73, 1951.
6. G. R. Burbidge a. E. M. Burbidge. Ap. J. Suppl., 1, № 11, 1955.
7. G. R. Miczaika a. oth. Ap. J., 124, 134, 1956.
8. L. H. Aller. Ap. J., 96, 321, 1942.

9. C. Moore. Princeton Obs. Contr., № 20, 1945.
 10. R. B. King a. A. S. King. Ap. J., 87, 24, 1938.
 11. W. W. Carter. Phys. Rev., 76, 972, 1949.
 12. R. B. King. Ap. J., 105, 376, 1947.
 13. A. Hill, R. B. King. J. O. S. A., 41, 315, 1951.
 14. R. B. King, B. Parnes, M. Davis, K. Olsen. J. O. S. A., 45, 350, 1955.
 15. Ю. И. Островский. Диссертация, ЛГУ, 1957.
 16. C. W. Allen. Astrophysical Quantities. London, 1955.
 17. G. Larsson-Leander. Stockholms Obs. Ann., 19, № 8, 1957.
 18. F. B. Estabrook. Ap. J., 113, 684, 1951.
-

О ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ И ИЗБЫТКОВ ЦВЕТА ЗВЕЗД O—A2 С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ДВУХЦВЕТНЫХ ДИАГРАММ

Т. С. Белякина, П. Ф. Чугайнов

Рассматриваются вопросы определения спектральных классов и изучения межзвездного поглощения с помощью метода двухцветных диаграмм.

Получены фотоэлектрические наблюдения цветов сине-желтого и сине-фиолетового $C_{\text{сж}}$, $C_{\text{сф}}$ 125 звезд спектральных классов O — A2 в системе, близкой к системе U, B, V. Средняя квадратичная ошибка каталожного значения цветов $C_{\text{сж}} \epsilon_{\text{сж}} = \pm 0^m,008$ и $C_{\text{сф}} \epsilon_{\text{сф}} = \pm 0^m,005$. По звездам, для которых имелись определения цветов B — V и U — B, наша цветовая система приведена к системе U, B, V.

Сопоставление цветовой характеристики Q с величинами бальмеровского скачка D и оценками спектральных классов, полученными И. М. Копыловым [4, 5], показывает: 1) между величинами Q и D существует уверенная линейная связь; 2) зависимость между Q и Sp — нелинейная и имеет дисперсию, необъяснимую ошибками наблюдений; эта дисперсия, по-видимому, вызывается различиями цветовой температуры звезд, спектральный класс которых одинаков.

Показано, что дисперсия истинных цветов на двухцветной диаграмме невелика. Вносимые ею ошибки в определения избытков цвета звезд, вероятно, не превышают $\pm 0^m,02$.

ON THE PRECISION OF THE DETERMINATION OF SPECTRAL CLASSES AND COLOUR EXCESSES OF O—A2 STARS BY THE METHOD OF TWO-COLOUR DIAGRAMS, by *T. S. Belyakina, P. F. Chugainov*.— The problems of the determination of spectral classes and the study of interstellar absorption by the method of two-colour diagrams are considered.

Photoelectric observations were obtained of the colours (blue-yellow, blue-violet, $C_{\text{сж}}$, $C_{\text{сф}}$) of 125 O — A2 type stars on a system close to that of U, B, V. The mean square error of a catalogue value of $C_{\text{сж}}$ is $\epsilon_{\text{сж}} = \pm 0^m,008$, of $C_{\text{сф}} - \epsilon_{\text{сф}} = \pm 0^m,005$. The system was reduced to that of U, B, V using stars with known colours B — V and U — B.

The comparison of the colour characteristic Q with the values of the Balmer discontinuity D and the spectral types obtained by I. M. Kopylov [4, 5] shows: 1) there is a definite linear relation between the values of Q and D ; 2) the relation between Q and Sp is nonlinear and has a dispersion, which cannot be explained by observational errors; this dispersion is evidently due to the difference of colour temperatures of stars of one and the same spectral class.

It is shown that the dispersion of the true colours on the two-colour diagram is small. The errors due to it in the determination of colour excesses probably do not exceed $\pm 0^m,02$.

Как известно [1, 2], метод двухцветных диаграмм оказывается весьма полезным при изучении некоторых вопросов астрофизики и звездной астрономии. Сюда, например, относятся: 1) определение спектральных классов звезд в спектральном интервале В—А0; 2) изучение избирательного межзвездного поглощения.

Проблема спектральной классификации звезд требует выяснения связи между величинами, характеризующими непрерывный спектр звезды (спектрофотометрический градиент, цвет звезды, величина балмеровского скачка), и величиной, получаемой по интенсивностям спектральных линий, оценкой спектрального класса.

Для изучения межзвездного поглощения необходимо определить истинные цвета звезд, их дисперсию на двухцветной диаграмме и зависимость избирательного поглощения от длины волны.

Истинные цвета звезд в системе U, B, V определены в 1953 г. Джонсоном и Морганом [2]. В интервале спектральных классов В1—А0 были использованы наблюдения всего лишь 15 звезд, причем предполагалось, что их цвета не искажены влиянием межзвездного поглощения. Вопрос о дисперсии истинных цветов на двухцветной диаграмме не исследовался.

Представляющее большой интерес сопоставление фотометрических и спектральных характеристик звезд также нельзя считать выполненным достаточно тщательно.

В настоящей работе мы попытались снова рассмотреть перечисленные вопросы на основе более богатого, чем в предыдущих работах, наблюдательного материала.

§ 1. МАТЕРИАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Нами были проведены фотоэлектрические наблюдения цветов 125 звезд спектральных классов О—А2 и классов светимости III, IV и V в системе, позволяющей произвести уверенную редукцию к системе Джонсона U, B, V . Из них для 78 звезд имелись точные определения спектрального класса и светимости, взятые из работ И. М. Копылова [4, 5]. Большинство звезд расположено на сравнительно небольших расстояниях от Солнца, и их цвета мало искажены влиянием межзвездного поглощения.

Все наблюдения производились с помощью 200 мм телескопа МТМ-200 [6]. Ввиду необходимости проведения наблюдений в ультрафиолетовой части спектра мениск был заменен асферическим дополнительным зеркалом.

В качестве приемника радиации был применен фотоумножитель ФЭУ-17, фототок которого усиливался усилителем постоянного тока. Для выделения излучения в участках спектра, близких к использованным Джонсоном [7], применялись следующие фильтры: GG 11, BG 28 и UG 2. Для уравнивания величин фототока при измерениях во всех трех фильтрах фильтр BG 28 применялся в сочетании с нейтральным фильтром, пропускавшим 30% излучения.

Методика наблюдений была аналогична описанной ранее [8].

Учет прозрачности производился по методу В. Б. Никонова [8].

Зависимость изменения коэффициента прозрачности атмосферы от цвета звезд, т.е. величина $\gamma = da/dc$, определялась в течение трех ночей по специальным наблюдениям пар звезд, имеющих цвета, близкие к границам выбранного интервала спектральных классов (например, одна звезда со спектром В1, а другая — А0). В результате получились следующие значения для сине-желтого и сине-фиолетового цветов:

$$\begin{aligned}\gamma_{\text{сж}} &= -0,07; \\ \gamma_{\text{сф}} &= 0,00.\end{aligned}$$

Наблюдения охватывают период с мая 1957 г. по февраль 1958 г.

Все наблюдения были разбиты по времени на шесть периодов. Каждому периоду соответствовала своя цветовая система. В качестве основной была выбрана система, полученная по наблюдениям в октябре 1957 г., охватывающая наибольшее число звезд; второй по числу звезд была система, полученная по наблюдениям в августе 1957 г. Августовская система по общим звездам была приведена к октябрьской, и к полученной таким образом сводной системе были приведены все остальные системы.

В результате были получены внеатмосферные значения сине-желтого $C_{\text{сж}}$ и сине-фиолетового $C_{\text{сф}}$ цветов 125 звезд.

Средняя квадратичная ошибка одного наблюдения равна для $C_{\text{сж}} \pm 0^m,014$, для $C_{\text{сф}} \pm 0^m,012$. Средняя квадратичная ошибка каталожного значения составляет для $C_{\text{сж}} \pm 0^m,008$, для $C_{\text{сф}} \pm 0^m,005$.

Для проверки фундаментальности (см. [8], стр. 51), полученной по всем наблюдениям сводной системы, был построен график зависимости Δc , $\Delta \eta$. Величина Δc — разность значений внеатмосферного цвета звезды, соответствующая разности величин η . Величина η равна отношению массы воздуха, на которой было произведено наблюдение звезды, к массе воздуха, на которой в этот момент находилась стандартная звезда. Цветовая система считается фундаментальной, если на графике Δc , $\Delta \eta$ нет хода величины Δc с $\Delta \eta$. Как видно из фиг. 1 и 2, наша цветовая система удовлетворяет этому требованию.

По 38 звездам, для которых имелись определения цветов [2, 17, 18] $B-V$ и $U-B$, полученная система цветов $C_{\text{сж}}$ и $C_{\text{сф}}$ была приведена к системе U, B, V . Связь между $C_{\text{сж}}$ и $B-V$ дается уравнением:

$$B-V = +0^m,284 \pm 0,003 + 1,023 \pm 0,009 C_{\text{сж}}.$$

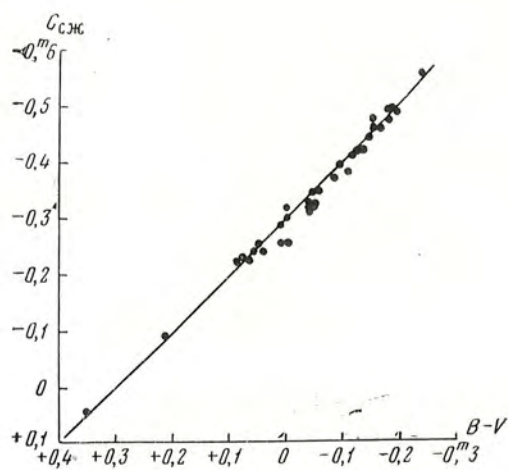
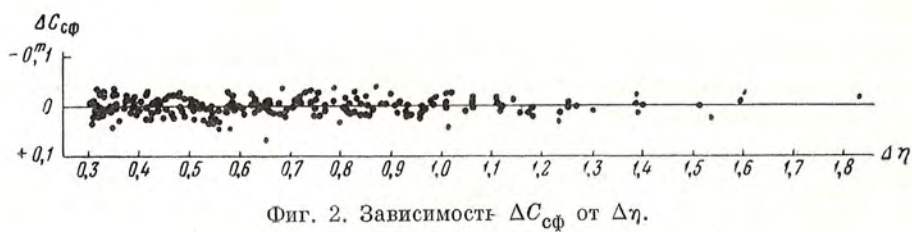
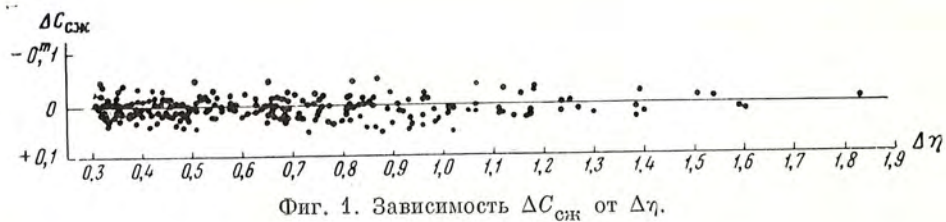
Связь между $C_{\text{сф}}$ и $U-B$ дается уравнением:

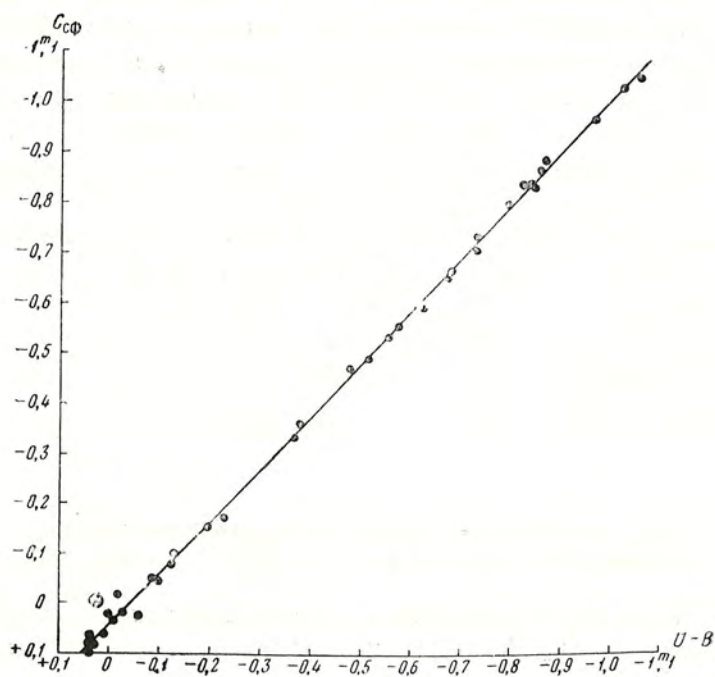
$$U-B = -0^m,043 \pm 0,005 + 0,978 \pm 0,009 C_{\text{сф}}.$$

* Эти соотношения показаны графически на фиг. 3 и 4.

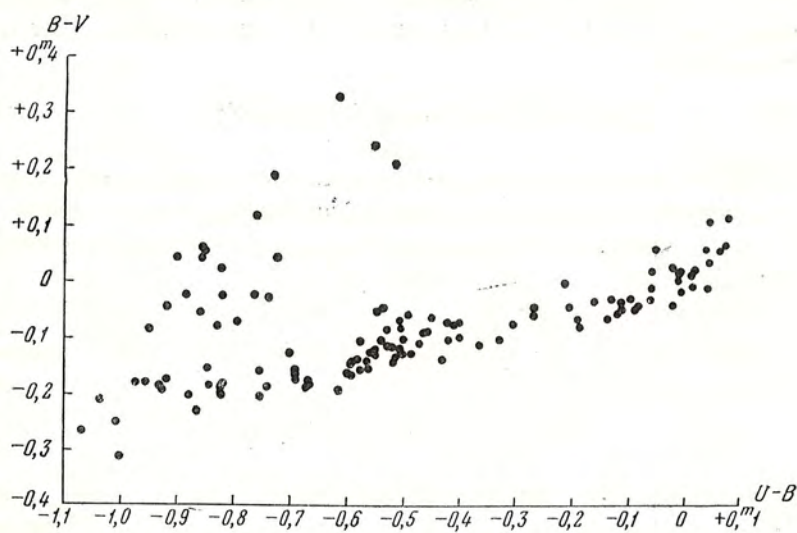
Двухцветная диаграмма $B-V$, $U-B$ для всех 125 звезд приводится на фиг. 5.

Полученный нами каталог цветов звезд приведен в табл. 1. Содержание столбцов следующее: 1 — порядковый номер звезды (номера звезд, для которых даны примечания, отмечены звездочками), 2 — номер звезды





Фиг. 4. Сопоставление цветовых систем $C_{сф}$ и $U-B$.



Фиг. 5. Двухцветная диаграмма по данным каталога.

по каталогу HD, 3 — название звезды, 4 и 5 — экваториальные координаты звезды α и δ , относящиеся к равноденствию 1955 г., 6 и 7 — галактические координаты звезды l и b , 8 — визуальные звездные величины из каталога HD, 9 — спектральный класс в системе МК или каталога HD, 10 — спектральный класс из работы И. М. Копылова [4, 5], 11 — цвет звезды, $C_{\text{сж}}$ и средняя квадратичная ошибка его определения, 12 — число наблюдений цвета $C_{\text{сж}}$, 13 — цвет звезды $C_{\text{сф}}$ и средняя квадратичная ошибка его определения, 14 — число наблюдений цвета $C_{\text{сф}}$, 15 — цвет $C_{\text{сж}}$ звезды, редуцированный к системе $B-V$, 16 — цвет $C_{\text{сф}}$ звезды, редуцированный к системе $U-B$, 17 — визуальная абсолютная звездная величина звезды по определениям И. М. Копылова [4, 5], 18 — величина $Q = (U-B) - 0,72 (B-V)$, 19 — значения бальмеровского скачка D из [9—13]; значения, полученные в 1941 г. D_{1941} , приведены к значениям 1952 г. по формуле $D_{1952} = D_{1941} + 0^m,03$; эти значения выделены курсивом, так как имеют меньшую точность.

§ 2. ЗАВИСИМОСТЬ ЦВЕТОВОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ Q ОТ БАЛЬМЕРОВСКОГО СКАЧКА И СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА

При изучении связи между характеристиками звезд, получаемыми по непрерывному спектру (спектрофотометрический градиент, цвет звезды и величина бальмеровского скачка) и по спектральным линиям (оценка спектрального класса), нужно иметь в виду, что межзвездное поглощение искажает первые две величины. Поэтому, например, непосредственное сравнение цветов звезд со спектральным классом недопустимо.

Джонсон и Морган [2] предложили использовать в качестве цветовой характеристики звезды, не зависящей от межзвездного поглощения, комбинацию цветов

$$Q = (U - B) - E_u/E_v (B - V),$$

где E_u и E_v — сине-фиолетовый и сине-желтый избытки цвета звезды.

Для большинства участков неба можно, по-видимому, принять значение $E_u/E_v = 0,72$, но в направлении созвездия Лебедь получено резко отличающееся значение $E_u/E_v = 0,886$ [3].

Мы вычисляли величину Q , принимая значение $E_u/E_v = 0,72$. Отличие истинного значения E_u/E_v от принятого вызывает ошибку, зависящую от величины цвета $(B - V)$:

$$\Delta Q = (E_u/E_v - 0,72) (B - V).$$

Поскольку для большинства исследованных нами звезд значения цвета $B-V$ заключались в пределах от $0^m,0$ до $-0^m,3$, ошибки в принятом значении E_u/E_v не могли внести больших ошибок в величину Q .

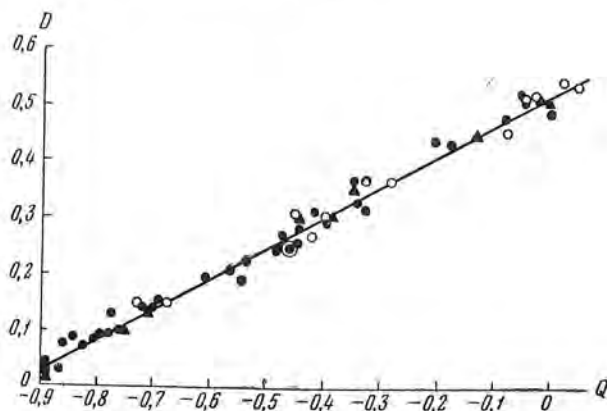
На фиг. 6 величина Q сопоставлена с величиной бальмеровского скачка D . Из этого сопоставления видно, что между величинами Q и D суще-

стствует хорошая статистическая зависимость, которую можно представить уравнением:

$$D = 0,53 + 0,55 Q.$$

Коэффициенты этого уравнения определены нами графически.

Голе [14] из сравнения Q и D получил подобный результат, отличающийся от нашего тем, что у него зависимость между Q и D отличается от прямолинейной вблизи границ использованного им спектрального интервала В0—А0. Такое различие между соотношениями (Q , D), полученными нами и Голе, по-видимому, объясняется возможной неточностью цветов звезд, использованных последним.



Фиг. 6. Зависимость между величинами Q и D .

Черные кружки и треугольники — звезды, для которых значения D определены более точно; светлые кружки — звезды, для которых значения определены менее точно; черные и светлые кружки — звезды, для которых имеются определения спектрального класса Копыловым [4, 5]; кружок с точкой — звезда HD 4180.

Поскольку величина Q является характеристикой непрерывного спектра звезды, ее изменение должно быть тесно связано с изменением цветовой температуры и балмеровского скачка. Сопоставление Q и D подтверждает существование такой связи.

На фиг. 7 величина Q сопоставлена со спектральным классом. Данные о спектральных классах взяты из работ И. М. Копылова [4, 5] и имеют ошибку $\pm 0,25$ спектрального подкласса. На фиг. 7 видно, что зависимость Q — спектральный класс нелинейна и имеет дисперсию, не объяснимую только ошибками наблюдений. Поэтому точность спектральной классификации по величине Q должна быть меньше, чем было найдено Джонсоном и Морганом [2]. Аналогичный вывод был сделан И. М. Копыловым [4].

Частично причиной обнаруженной дисперсии могут быть ошибки, вносимые неточным знанием величины E_u/E_v . Однако по причинам, изложенным выше, они, по-видимому, невелики и вряд ли превышают $\pm 0,002$.

№	HD	Название звезды	$\alpha_{1955.0}$	$\delta_{1955.0}$	l	b	m	Спектр МК	Спектр по Копылову
1	1280	η And	$14^h 14^m 6^s$	$+38^\circ 26'$	85°	-22°	$4^m 4$	A2 V	
2	1404	σ And	15,9	$+36 32$	85	-25	4,5	A2 V	
3	3360	ζ Cas	34,7	$+53 39$	89	-9	3,7	B2 V	B2,40
4 *	3369	π And	34,4	$+33 29$	88	-28	4,4	B5 V	B5,25
5	4142		41,9	$+47 37$	90	-15	5,6	B5 V	B2,70
6 *	4180	σ Cas	42,2	$+48 02$	90	-14	4,7	B2 Ve	B1,60
7 *	4727	ν And	47,3	$+40 51$	92	-22	4,4	B5 V	B3,60
8	1124		1 49,0	$+54 56$	100	-5	5,5	B3 V	
9 *	11415	ε Cas	0 51,4	$+63 27$	98	-3	3,4	B3 III	B2,90
10	14055	γ Tri	2 14,6	$+33 29$	112	-24	4,1	A0 V	
11	14951	ξ Ari	2 22,3	$+10 26$	127	-44	5,5	B7 n	
12	15318	ξ^2 Cet	25,8	$+8 14$	130	-46	4,3	B9 III	B9,6
13 *	16970	γ Cet	40,9	$+3 01$	138	-47	3,6	A2 V	
14 *	17543	π Ari	46,7	$+17 18$	128	-35	5,3	B6 IV	
15	17769	σ Ari	49,0	$+14 53$	130	-37	5,5	B7 V	
16	18604	λ Cet	57,3	$+8 45$	137	-40	4,7	B5 III	B5,75
7 *	20336		3 15,9	$+65 29$	105	$+8$	4,8	B2 Ve	
18	21856		29,7	$+35 19$	125	-15	5,8	B1 V	B1,65
19	22928	δ Per	39,7	$+47 39$	119	-4	3,0	B5 III	B3,80
20 *	22951	40 Per	39,5	$+33 49$	127	-15	5,0	B0,5	B0,40
21 *	23180	σ Per	41,6	$+32 09$	129	-15	3,9	B1 III	B0,80
22 *	23302	17 Tau	43,2	$+23 59$	135	-22	3,7	B6 III	B6,60
23	23338	19 Tau	43,5	$+24 21$	135	-21	4,3	B6 V	B5,65
24	23408		43,1	$+24 15$	135	-22	3,9	B7 III	B6,00
25 *	23630	η Tau	44,8	$+23 58$	135	-21	2,9	B7 III	B6,05
26 *	23850	27 Tau	46,5	$+23 55$	135	-21	3,6	B8 III	
27	24131		48,9	$+34 15$	129	-13	5,7	B1	
28	24640		53,5	$+34 57$	129	-12	5,5	B2 V	B1,80
29 *	24760	ε Per	54,8	$+39 53$	126	-8	3,0	B0,5 V	B0,45
30	25642	λ Per	4 03,2	$+50 14$	120	-0	4,3	B9 V	
31	26912	μ Tau	4 13,1	$+8 47$	152	-27	4,3	B3 V	B3,05
32 *	29763	τ Tau	39,6	$+22 52$	145	-13	4,3	B5	
33	30739	π^2 Ori	48,	$+8 51$	158	-20	4,4	A0 V	
34 *	30836	π^1 Ori	48,8	$+5 33$	161	-21	3,7	B2 III	B1,75
35	31237	π^5 Ori	51,9	$+2 23$	164	-23	3,9	B2 III	B2,25
36	32630	η Aur	5 03,3	$+41 11$	133	$+2$	3,3	B3 V	B2,50
37 *	34503	τ Ori	15,4	$-6 53$	176	-22	3,7	B5 III	
38	34759	ρ Aur	18,7	$+41 46$	135	$+5$	5,1	B5 V	B3,40
39 *	34816	λ Lep	17,0	$-13 14$	182	-25	4,3	B0,5 IV	
40	35299		21,5	$-0 11$	171	-17	5,7	B2 V	
41 *	35411	η Ori	5 22,2	$-2 26$	173	-18	3,4	B1 V	B0,65
42	35468	γ Ori	22,7	$+6 20$	165	-14	1,6	B2 III	B2,10
43	35497	β Tau	23,5	$+28 37$	146	-2	1,8	B7 III	B7,00
44 *	36351	η' Ori	28,9	$+3 16$	168	-13	5,5	B1,5 V	
45	36512	ν Ori	29,8	$-7 20$	178	-19	4,6	B0 V	O0,95
46 *	36822	φ' Ori	32,5	$-9 28$	163	-10	4,5	B1 III	B0,60
47 *	37438	125 Tau	37,0	$+25 53$	150	-0	5,0	B2 V	
48	38622	133 Tau	45,2	$+13 55$	161	-5	5,2	B2 V	
49	38839	134 Tau	46,8	$+12 39$	163	-5	4,9	B9 V	
50 *	40312	Aur	56,6	$+37,14$	142	$+9$	2,7	B9 III	

Таблица 1

$C_{\text{сж}}$	n	$C_{\text{сф}}$	n	$B - V$	$U - B$	M по Копылову	Q	D
$-0^m,218 \pm 0^m,008$	4	$+0^m,098 \pm 0^m,009$	4	$+0^m,061$	$+0^m,053$		$+0,009$	
— 201 003	7	+ 114 005	7	+ 078	+ 068		+ 012	
— 475 009	5	— 801 005	5	— 201	— 826	$-3^m,46$	— 681	0,15
— 398	ст.	— 530	ст.	— 123	— 561	$-1,45$	— 473	271
— 415 008	5	— 534 002	5	— 140	— 564	$-1,40$	— 463	
— 340 005	2	— 473 002	2	— 064	— 505	$-3,30$	— 459	250
— 410 008	5	— 551 004	5	— 135	— 582	$-1,50$	— 485	
— 458 007	7	— 817 007	7	— 184	— 842		— 710	142
— 419 014	3	— 558 005	3	— 145	— 589	$-2,40$	— 485	24
— 262 005	5	+ 047 003	5	+ 018	+ 003		— 010	504
— 374 001	2	— 465 004	2	— 099	— 498		— 427	
— 307 008	6	— 076 004	6	— 030	— 117	$+0,82$	— 095	486
— 163	1	+ 086	1	+ 117	+ 041		— 043	
— 331 005	5	— 456 006	5	— 054	— 489		— 450	
— 362 012	2	— 422 002	2	— 086	— 456		— 394	
— 383 016	4	— 442 012	4	— 108	— 475	$-0,71$	— 397	
— 432 000	2	— 727 014	2	— 158	— 754		— 640	
— 354 007	6	— 805 003	6	— 078	— 830	$-4,00$	— 774	093
— 409 011	4	— 484 004	4	— 134	— 516	$-2,09$	— 420	313
— 300 007	4	— 793 001	5	— 023	— 819	$-3,90$	— 802	085
— 232 003	4	— 696 008	4	+ 047	— 724	$-4,55$	— 758	107
— 378 007	3	— 387 004	3	— 103	— 421	$-1,67$	— 347	332
— 367 004	2	— 431 008	2	— 091	— 465	$-1,30$	— 399	294
— 345 006	4	— 386 008	4	— 069	— 420	$-1,65$	— 370	
— 340 008	2	— 362 009	2	— 064	— 397	$-2,15$	— 351	355
— 351 002	2	— 374 006	2	— 075	— 409		— 355	339
— 296 005	2	— 736 003	2	— 019	— 763		— 749	100
— 302 004	2	— 712 007	2	— 025	— 739	$-3,30$	— 721	145
— 462 006	4	— 953 008	4	— 188	— 975	$-4,70$	— 840	087
— 282 007	5	— 021 005	5	— 004	— 063		— 060	
— 321 006	2	— 503 007	2	— 044	— 535	$-2,52$	— 503	
— 380 014	2	— 543 001	2	— 105	— 574		— 498	
— 266 012	3	+ 027 011	3	+ 012	— 017		— 026	517
— 453	1	— 795 003	2	— 179	— 821	$-4,22$	— 692	156
— 429	1	— 819	1	— 155	— 844	$-4,30$	— 732	15
— 448 003	6	— 642 004	6	— 174	— 671	$-1,81$	— 546	229
— 358 010	2	— 473 002	2	— 082	— 505	$-1,20$	— 446	30
— 439 006	4	— 558 009	4	— 165	— 0,589	$-0,55$	— 470	
— 583 017	4	— 982 002	4	— 312	— 1,003		— 778	
— 475	1	— 858	1	— 202	— 0,882		— 737	
— 449 003	2	— 896 001	2	— 175	— 919	$-3,82$	— 793	092
— 501	1	— 841	1	— 228	— 865	$-3,92$	— 701	143
— 400 010	2	— 465 007	2	— 125	— 498	$-1,09$	— 408	30
— 459 007	3	— 801 003	3	— 196	— 0,826		— 685	
— 539 002	3	— 1,044 003	3	— 267	— 1,064	$-3,97$	— 872	
— 444 008	4	— 0,934 005	4	— 170	— 0,956	$-4,34$	— 834	
— 431 008	3	— 662 004	3	— 157	— 690		— 577	
— 439 005	3	— 665 010	3	— 165	— 693		— 574	
— 338 008	3	— 154 004	3	— 062	— 194		— 149	
— 352 006	3	— 150 002	3	— 076	— 190		— 135	0,45

№	HD	Название звезды	$\alpha_{1925,0}$	$\delta_{1925,0}$	l	b	m	Спектр МК	Спектр по Копылову
51	42545	f' Ori	6 ^h 09 ^m 5	+16°09'	1 61°	+1°	4 ^m 9	B5 V	
52	42560	ξ Ori	09,4	+14 13	164	0	4,4	B3 V	
53 *	45542	v Gem	27,6	+20 15	161	+ 7	4,1	B7 IV	B6,05
54	46487		31,3	— 1 9	180	— 2	5,0	B6 V	
55 *	47105	γ Gem	35,2	+16 29	165	+ 7	1,9	A0 IV	A0,5
56	52918		7 00,7	— 4 10	186	+ 3	4,9	B1 V	
57	53975		04,5	—12 20	194	— 0	6,5	O8	
58	54662		07,2	—10 15	192	+ 1	6,2	O6	
59	57682		20,4	—8 53	192	+ 4	6,4	O9 V	O8,9
60	71155	CHya	8,23,3	—3 45	196	+21	3,9	A0 V	
61	74280	η Hya	8 40,8	+ 3 34	193	+28	4,3	B3 V	B2,90
62 *	79469	θ Hya	9 12,0	+ 2 33	198	+34	3,8	B9,5 V	B9,0
63	82621	26 UMa	9 31,6	+52 14	132	+48	4,6	A2 V	
64	87015		10 00,3	+22 11	180	+53	5,6	B3 V	B2,30
65 *	87901	α Leo	06,0	+12 11	196	+50	6,3	B7 V	B7,65
66	90994		28,0	— 0 25	216	+47	5,0	B6 V	B6,05
67 *	95418	β UMa	59,0	+56 37	115	+56	2,4	A1 V	A0,9
68	97633	θ Leo	11 12,1	+15 41	208	+65	3,4	A2 V	
69	103287	γ UMa	11 51,2	+53 57	106	+62	2,4	A0 V	A0,7
70 *	109387	κ Dra	12 30,7	+70 03	91	+48	3,9	B5 III	B5,70
71	120315	η UMa	12 45,7	+49 33	64	+65	1,9	B3 V	B3,30
72 *	123299	α Dra	14 02,2	+64 35	76	+51	3,6	A0 III	B9,6
73	130109	109 Vir	14 44,0	+ 2 05	324	+51	3,6	A0 V	B9,7
74	135742	β Lib	15 14,6	— 9 12	329	+37	2,6	B8 V	B7,6
75 *	140159	ι Ser	15 39,6	+19 47	359	+48	4,5	A1 V	A1,3
76 *	140436	γ CrB	40,9	+26 26	9	+50	3,9	A0 III	A0,25
77	141513	μ Ser	47,2	— 3 15	333	+34	3,6	A0 V	
78 *	147394	τ Her	16 18,5	+46 26	39	+44	3,9	B5 IV	B3,85
79	155763	ζ Dra	17, 08,7	+65 47	63	+34	3,2	B6 III	B6,55
80	160762	ι Her	38,1	+45 03	39	+30	3,8	B3 V	B2,85
81	161868	γ Oph	17 45,6	+ 2 40	356	+13	3,8	A0 V	A0,3
82	164852		18 00,4	+20 50	14	+18	5,1	B3 V	B2,70
83	173370		42,5	+ 2 01	2	+ 0	5,0	B9 V	
84	176437	γ Lyr	57,2	+32 38	31	+12	3,2	B9 III	B9,1
85 *	177724	ζ Aql	19 03,4	+13 47	15	+ 1	3,0	B9 V	B3,25
86	178475	ι Lyr	05,7	+36 01	35	+12	5,0	B7 IV	B2,85
87	180554		14,3	+21 18	23	+ 3	4,6	B3 IV	B5,35
88	182255		21,0	+26 10	28	+ 4	4,9	B6 III	B0,60
89	184915	k Aql	34,5	— 7 08	000	—15	5,0	B0,5 III	B0,60
90	184930	ι Aql	34,4	— 1 24	5	—12	4,3	B5 III	B3,85
91 *	186882	δ Cyg	19 43,6	+45 0	46	+ 9	3,0	A0 III	B9,4
92	186980		44,6	+32 00	35	+ 2	7,3	O7,5	
93	188209		50,6	+46 56	49	+ 9	5,5	O9 III	O9,40
94	188665		52,3	+57 24	58	+14	5,0	B5 V	
95	188892	22 Cyg	54,2	+38 22	42	+ 4	4,9	B6 III	B5,00
96 *	191692	θ Aql	20 09,0	— 0 59	10	—20	3,4	B9 V	B9,0
97	192639		12,8	+37 13	43	+ 0	7,0	O8	O7,15
98 *	192907	κ Cep	13,7	+77 26	78	+22	4,4	B9 III	B9,5
99	195810	ε Del	31,1	+11 09	24	—18	4,0	B6 III	
100	196867	α Del	37,5	+15 46	29	—17	3,9	B9 V	

Таблица 1 (продолжение)

$C_{\text{сж}}$	n	$C_{\text{сф}}$	n	$B - V$	$U - B$	M по Копылову	Q	D
$-0^m433 \pm 0^m005$	6	$-0^m567 \pm 0^m003$	7	-0^m159	-0^m597		$-0,483$	
— 460 010	3	— 644 008	3	— 186	— 670		— 536	
— 389 007	3	— 473 008	3	— 114	— 505	$-1,87$	— 423	27
— 428 004	2	— 543 012	2	— 154	— 574		— 463	
— 282	1	+ 082	1	— 004	+ 037	$+0,77$	+ 040	54
— 468	1	— 909	1	— 195	— 932		— 792	
— 363	1			— 087			—	
— 235	1	— 876	1	+ 044	— 900	$-5,77$	— 932	
— 520	1	— 986	1	— 248	— 1,007		— 829	
— 252 005	3	— 020 006	3	+ 026	— 0,063	$+1,12$	— 082	
— 480 008	3	— 729 002	3	— 207	— 756	$-2,51$	— 607	
— 335 011	2	— 099 000	3	— 059	— 139	$+0,75$	— 097	
— 221 008	2	— 077 002	2	+ 058	+ 032		— 010	
— 460	ст.	— 713	ст.	— 186	— 740	$-1,90$	— 606	37
— 371 014	2	— 362 000	2	— 095	— 397	$-0,53$	— 329	
— 419 009	2	— 486 006	2	— 145	— 518	$+0,03$	— 414	
— 262	1	— 019	1	+ 016	— 019	$+0,72$	— 031	525
— 244 012	2	— 041 003	2	— 034	— 083		— 059	54
— 281 006	3	+ 056 006	3	— 023	+ 012	$+0,88$	+ 014	55
— 404 008	4	— 518 005	4	— 129	— 550	$-2,18$	— 457	31
— 462 009	3	— 644 004	3	— 188	— 673	$-1,65$	— 538	225
— 321 000	4	— 050 005	4	— 044	— 092	$+0,24$	— 060	52
— 310 005	2	+ 021 004	2	— 033	— 023	$+0,61$	+ 001	
— 387 004	3	— 329 005	3	— 111	— 365	$-0,90$	— 285	37
— 240 001	4	+ 082 007	4	+ 039	+ 037	$+1,21$	+ 009	
— 213 008	2	— 014 005	2	+ 066	— 057	$+0,73$	— 105	
— 326 001	2	— 077 007	2	— 049	— 118		— 083	
— 429 005	8	— 531 006	8	— 155	— 562	$-0,80$	— 450	253
— 412 007	8	— 397 004	8	— 137	— 431	$-1,08$	— 332	319
— 449 003	6	$-0,662$ 006	6	— 175	— 690	$-2,18$	— 564	206
— 250 0,7	4	$+1,058$ 008	4	+ 028	+ 014	$+1,08$	— 006	494
— 365	ст.	$-0,585$	ст.	— 089	— 616		— 551	
— 331 008	3	— 233 009	3	— 055	— 271		— 231	
— 313 004	6	— 046 002	6	— 036	— 088	$-1,08$	— 062	521
— 252 006	6	— 034 004	6	+ 026	— 010	$+0,23$	— 029	516
— 378 008	5	— 509 002	5	— 104	— 541		— 465	
— 329 010	4	— 519 013	4	— 052	— 551	$-1,15$	— 514	
— 392 004	10	— 488 004	10	— 117	— 520	$+0,70$	— 436	
— 296 004	5	— 852 005	5	— 019	— 876	$-5,52$	— 862	076
— 338 008	7	— 414 005	7	— 062	— 448	$-0,78$	— 403	
— 300 004	7	— 059 004	7	— 023	— 101		— 085	482
— 217 001	2	— 830 003	3	+ 062	— 855		— 900	
— 362 007	8	— 927 006	8	— 086	— 950	$-6,10$	— 888	027
— 394 004	10	— 518 003	10	— 119	— 550		— 464	
— 363 007	6	— 496 005	6	— 087	— 528	$-2,20$	— 465	
— 306 011	4	— 126 006	4	— 029	— 166		— 145	
+ 044 006	4	— 586 006	4	+ 329	— 616	$-6,65$	— 853	
— 321 005	10	— 074 006	11	— 044	— 115	$+0,29$	— 083	46
— 402 008	5	— 460 006	5	— 127	— 483		— 392	299
— 317 004	11	— 169 002	11	— 040	— 208	$+0,33$	— 179	0,437

№	HD	Название звезды	$\alpha_{1955.0}$	$\delta_{1955.0}$	l	b	m	Спектр НК	Спектр по Копылову
101 *	199081	57 Cyg	20 ^h 51 ^m 7	+44°43'	53	— 1	4 ^m 7	B5 V	B3,65
102 *	199579		55,0	+44 46	54	— 1	6,0	O6	O7,45
103 *	199629	v Cyg	55,5	+40 59	51	— 4	4,0	A0 V	
104	200120	f' Cyg	58,3	+47 20	56	+ 0	4,9	O9 V	
105 *	200340		59,6	+45 58	55	— 1	5,2	B1 V	
106 *	202214		21 10,7	+59 47	66	+ 8	5,6	B0 V	O9,70
107 *	203025		16,2	+58 25	66	+ 6	6,4	B2 III	B2,40
108 *	206267		37,7	+57 17	67	+ 3	5,6	O6	O6,65
109 *	207330	π^2 Cyg	45,2	+49 06	63	+ 3	4,3	B3 III	B2,80
110	208248		51,3	+62 28	72	— 3	4,3	B1 III	B1,40
111	209339		21 59,3	+62 16	73	+ 6	6,8	B0 IV	O9,70
112	209481	14 Cep	22 05,0	+57 47	70	+ 6	6,5	O9 V	O9,20
113 *	209819		04,0	—14 05	12	+ 2	5,5	B8 V	
114	210418	θ Peg	07,9	+ 5 59	37	—51	4,4	A2 IV—V	
115 *	212061	γ Aqr	17,5	— 1 42	32	—40	3,7	A0 V	
116	212097		19,2	+28 07	56	—47	4,0	B8 V	
117 *	212120		19,1	+46 18	66	—24	4,9	B6 V	B5,95
118 *	214680		37,3	+38 49	66	— 9	4,7	B6 V	
119	214923	ζ Peg	39,7	+10 36	65	—18	4,9	O9 V	O8,25
120	214994	σ Peg	39,7	+29 04	49	—42	3,6	B8 V	B8,5
121	216735	ρ Peg	22 52,9	+ 8 35	61	—26	4,9	A1 V	
122	218045	α Peg	23 02,6	+14 59	51	—45	5,0	A1 V	
123	218376	1 Cas	04,8	+59 11	59	—41	2,5	B9,5 III	A0,1
124	222173	ι And	35,6	+42 56	78	0	4,9	B1 III	B0,90
125 *	224572	σ Cas	56,7	+55 30	78	—17	4,3	B8 V	B8,2
					84	— 6	4,9	B1 V	

Примечания к табл. 1

- | | |
|--|---|
| 4. ADS 513; спектрально-двойная. | 29. ADS 2888. |
| 6. Ве. ADS 622. | 32. Спектрально-двойная. |
| 7. Спектрально-двойная. | 34. Спектрально-двойная. |
| 9. См. Изв. Крымской астрофиз. общ., 20, 190, 1958. | 37. См. Изв. Крымской астрофиз. общ., 20, 190, 1958. |
| 13. ADS 2080. | 39. Возможно, $C_{\text{сн}}$ определен неточно. |
| 14. ADS 2151. Спектрально-двойная. | 41. ADS 4002. Спектрально-переменная; затменно-переменная; $\Delta m = 0^m,2$. |
| 17. Ве. | 44. ADS 4123. |
| 20. ADS 2699. | 46. Спектрально-двойная. |
| 21. ADS 2726. Более яркий компонент спектрально-двойная. | 47. Спектрально-двойная. |
| 22. Ве. Из скопления Плеяды. | 50. ADS 4566. |
| 25. Ве. Из скопления Плеяды. | 53. Ве. Спектрально-двойная. |
| 26. Из скопления Плеяды. | 55. Спектрально-двойная. |

Плохое соответствие между цветом звезд и их спектральным классом обращает на себя внимание и при непосредственном рассмотрении их положений на двухцветной диаграмме.

Как было показано ранее В. Б. Никоновым, а также Джонсоном и Морганом, звезды, истинные цвета которых ($B-V$) и ($U-B$) одинаковы, должны располагаться на двухцветной диаграмме вдоль линии нарастаю-

Таблица 1 (окончание)

$C_{\text{ск}}$	n	$C_{\text{сф}}$	n	$B -$	$U - B$	M по Копылову	Q	D
$-0^m409 \pm 0^m005$	7	$-0^m552 \pm 0^m005$	7	-0^m134	-0^m583	-1^m30	$-0,487$	0,247
— 235 006	8	— 830 003	8	+ 044	— 855	$-5,47$	— 887	
— 257 009	6	+ 026 006	6	+ 022	— 019		— 035	
— 323 002	6	— 898 002	6	— 046	— 921		— 888	014
— 465 004	5	— 905 004	5	— 191	— 928		— 790	
— 158 007	5	— 732 006	5	+ 122	— 759	$-4,72$	— 847	
— 075 006	6	— 481 005	7	+ 207	— 513	$-4,67$	— 662	
— 092 007	6	— 701 006	6	+ 190	— 729	$-5,46$	— 866	029
— 399 004	6	— 671 004	6	— 124	— 699	$-3,15$	— 610	193
— 038 008	4	— 519 010	4	+ 245	— 550	$-4,75$	— 726	
— 253 005	3	— 801 012	3	+ 025	— 826	$-4,90$	— 844	
— 225 012	5	— 823 005	5	+ 054	— 848	$-5,43$	— 887	034
— 347 009	5	— 269 007	5	— 071	— 306		— 255	
— 159 003	8	+ 118 004	8	+ 121	+ 072		— 015	525
— 300 008	7	— 089 004	6	— 023	— 130		— 114	486
— 273 007	6	— 174 005	6	+ 005	— 213		— 217	
— 386 006	7	— 0494 004	7	— 111	— 0526	$-0,92$	— 446	286
— 485 005	7	— 1016 005	7	— 212	$-1,037$	$-5,10$	— 884	047
— 367 006	4	— 0233 006	4	— 091	$-0,271$	$-0,02$	— 205	440
— 287 006	8	+ 032 003	8	— 010	— 012		— 005	495
— 250 006	4	+ 019 007	4	+ 028	— 025		— 045	
— 300 004	6	— 023 009	4	— 023	— 065	$+0,36$	— 048	51
— 330 012	6	— 836 003	6	— 053	— 861	$-4,61$	— 823	0,071
— 376 010	3	— 293 012	3	— 101	— 329		— 256	
— 346 006	4	— 768 008	4	— 070	— 794	$-3,89$	— 744	

62. Спектрально-двойная.

65. ADS 7654.

67. Из скопления Б. Медведицы.

70. Ве.

72. Спектрально-двойная.

75. ADS 9744.

76. ADS 9757. Спектрально-двойная.

78. ADS 10010.

85. ADS 12026.

91. ADS 12880.

96. Спектрально-двойная.

98. ADS 13524.

101. Спектрально-двойная.

102. Спектрально-двойная.

103. Спектрально-двойная.

104. Спектрально-двойная.

105. Ве. ADS 14549.

106. ADS 14749.

107. ADS 14832. Спектрально-двойная
(см. Изв. Крымской астрофиз. общ.,
20, 190, 1958).

108. ADS 15184.

109. Спектрально-двойная.

113. Спектрально-двойная.

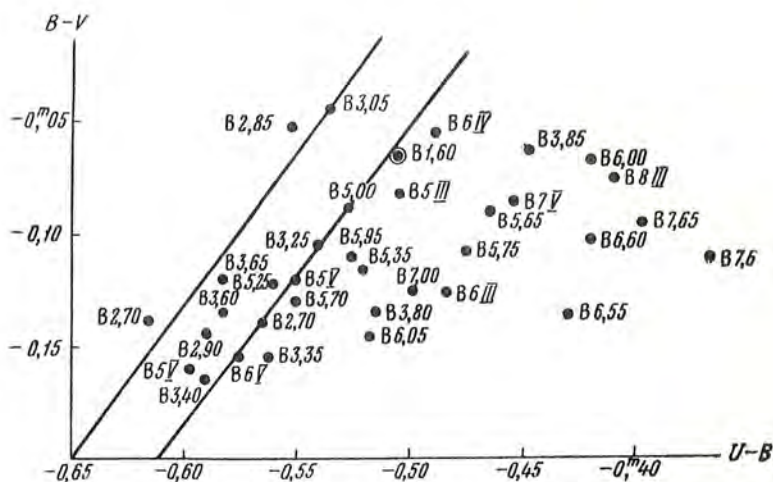
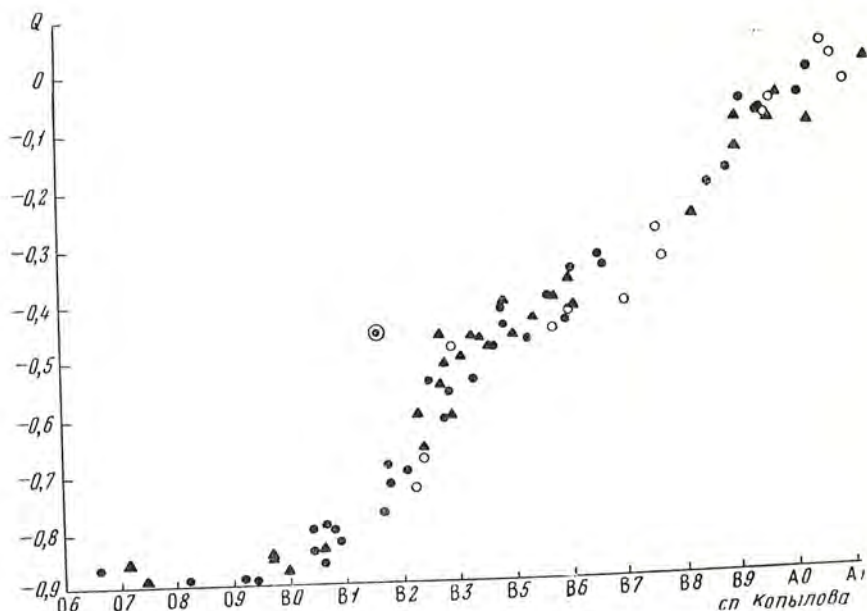
115. Спектрально-двойная.

117. Спектрально-двойная.

118. ADS 16148.

125. ADS 17140.

щего поглощения. Если бы существовало точное соответствие между истинным цветом звезды и ее спектральным классом, то вдоль линии нарастающего поглощения располагались бы звезды одного спектрального подкласса. Однако этого не наблюдается. Особенно выделяется в этом отношении спектральный интервал В3—В7. На фиг. 8 построена двухцветная диаграмма $U-B$, $B-V$ для этого спектрального интервала. На

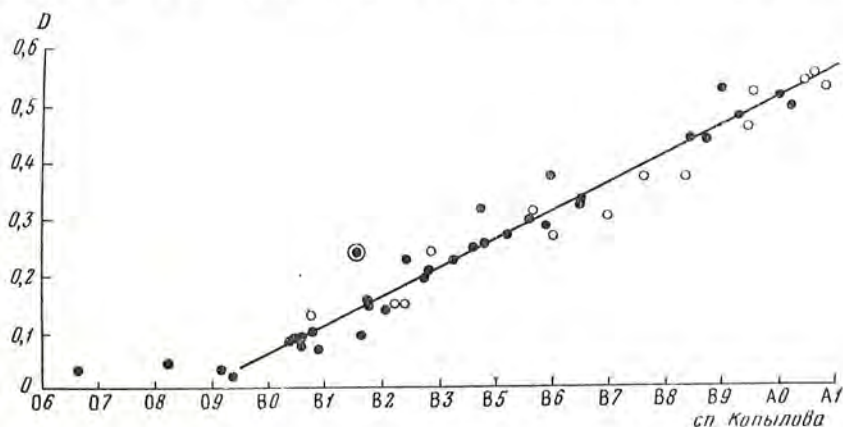


ней проведены линии нарастающего поглощения (принимая значение E_u/E_v равным 0,72), и для каждой звезды указан спектральный класс. Из фиг. 8 видно, что, например, вдоль линии нарастающего поглощения, проходящей через точку $(U-B) = 0^m,57$, $(B-V) = -0^m,15$ расположены звезды спектральных классов от B1,6 до B6.

Интересно, что спектральному интервалу ВЗ—В7 соответствует хорошо заметный на фиг. 7 изгиб кривой, выражающей зависимость Q , Sp.

Мы произвели также сопоставление величин бальмеровских скачков и оценок спектральных классов (фиг. 9). Как видно из фиг. 9, между спектральным классом и бальмеровским скачком существует хорошая статистическая зависимость, дисперсию которой можно целиком объяснить ошибками наблюдений, если учесть, что ошибка в определении бальмеровского скачка заключается в пределах от $\pm 0^m,005$ до $\pm 0^m,02$.

Следует обратить внимание на звезду HD 4180. Эта звезда интересна тем, что по спектральным линиям она классифицируется как B2 (в системе МК) или B1,6 (Копылов), а по непрерывному спектру — как B5



Фиг. 9. Зависимость величины D от спектрального класса.
Черные кружки — звезды, для которых значения D определены более точно; светлые кружки — звезды, для которых значения D определены менее точно; кружок с точкой — звезда HD 4180.

(Шалонж). Значения Q и D для нее также соответствуют спектральному классу B5. Совместное рассмотрение полученных зависимостей между характеристиками непрерывного спектра Q и D и характеристикой, получаемой по спектральным линиям, Sp позволяет сделать следующие выводы.

Существование тесных зависимостей между величинами Q и D , с одной стороны, и между D и Sp — с другой, не означает а priori, что между Q и Sp должна существовать тесная зависимость, так как величина Q определяется не только величиной бальмеровского скачка, но и цветовой температурой звезды. Поэтому отмеченная выше дисперсия зависимости Q , Sp может быть объяснена, по-видимому, некоторыми различиями цветовой температуры звезд, спектральный класс которых одинаков. Она может быть вызвана, например, эффектом абсолютной величины. Необходимо специальное рассмотрение этого вопроса.

§ 3. О ЛИНИИ ИСТИННЫХ ЦВЕТОВ НА ДВУХЦВЕТНОЙ ДИАГРАММЕ

Определение истинных цветов звезд спектральных классов B0—A0 представляет значительные трудности, так как большинство этих звезд расположено на расстояниях не менее 50—100 пс от Солнца, и их цвета могут быть искажены влиянием избирательного межзвездного поглощения.

Можно оценить поправку к цветам звезд, использованных Джонсоном и др. [2, 15], для построения линии истинных цветов, исходя из среднего значения избытка цвета на 1 *кпс*. Как видно из табл. 2, среднее расстояние до этих звезд (список [15]) в спектральном интервале В1—В7 порядка 150 *пс*.

Т а б л и ц а 2

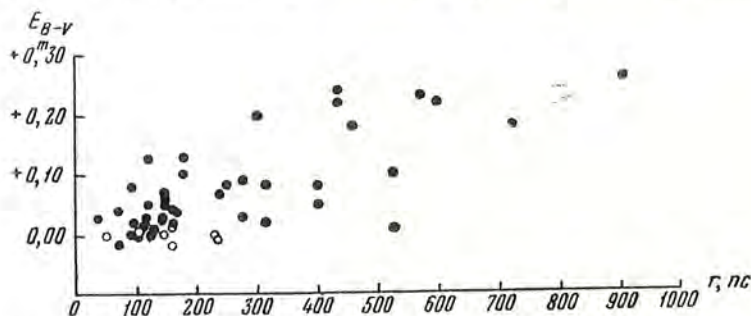
Звезда	Sp	<i>r, пс</i>	Звезда	Sp	<i>r, пс</i>
HD 116658	B1 V	95	HD 32630	B3 V	100
74280	B3 V	229	4727	B5 V	144
120315	B3 V	51	87901	B7 V	229
160762	B3 V	158			

По данным каталога цветов В-звезд Хильтнера [16], средний избыток цвета на 1 *кпс* равен приблизительно 0^м,5 в системе В—V. Приняв это значение, получим поправку к цвету В—V звезд, использованных для построения линии истинных цветов в спектральном интервале В1—В7, приблизительно равную —0^м,07.

Однако даже предварительный просмотр нашего каталога показывает, что для построения линии истинных цветов Джонсон и Морган отобрали звезды, цвета которых по сравнению с другими звездами, расположенными на том же расстоянии, наименее искажены избирательным поглощением. Фиг. 10 иллюстрирует это положение. По оси абсцисс отложены расстояния до звезд в парсеках. При вычислении расстояний здесь и дальше мы брали светимости звезд из работы И. М. Копылова [4, 5]. По оси ординат — избытки цвета, вычисленные по формуле

$$E_{B-V} = (B - V) - (B - V)_0,$$

где $(B - V)$ — наблюдаемый цвет звезды, $(B - V)_0$ — ее истинный цвет.



Фиг. 10. Зависимость между избытками цвета E_{B-V} и расстоянием. Светлые кружки — звезды из списка [15]; черные кружки — остальные звезды, для которых определены светимости Копыловым [4, 5].

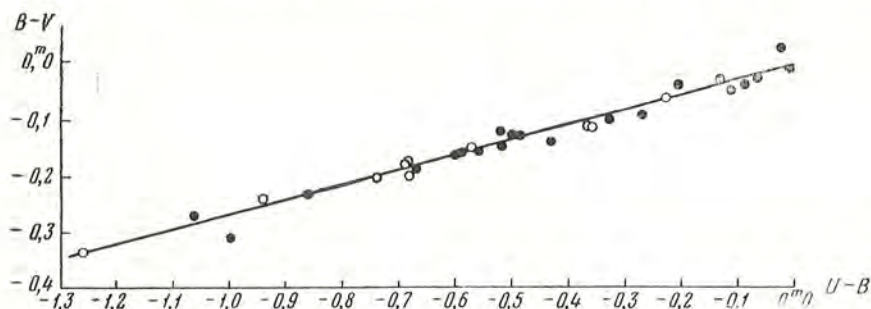
Истинные цвета мы находили по вычисленному нами значению Q , используя данные Моргана и Гарриса [15].

Поэтому величина поправки, учитывающей влияние избирательного поглощения на цвета $(B - V)$ звезд В1—В7, выбранных для построения линии истинных цветов, должна быть значительно меньше указанной

выше величины $0^m,07$, соответствующей среднему значению избирательного поглощения на 1 *кпс*.

Вопрос о дисперсии истинных цветов на двухцветной диаграмме непосредственно смыкается с вопросом об учете тех малых поправок к цветам ближайших звезд, которые могут быть найдены лишь при детальном изучении структуры межзвездного поглощения в окрестностях Солнца.

Мы все же попытались грубо оценить величину дисперсии, отобрав звезды, лежащие в наиболее прозрачных местах Млечного Пути и по возможности на небольших расстояниях. Из рассмотрения были исключены



Фиг. 11. Дисперсия истинных цветов на двухцветной диаграмме

все звезды, попадающие в области с большим поглощением, а именно район созвездий Щита, Стрельца и Змееносца (интервал галактических долгот от 330 до 20°), а также район созвездий Тельца—Персея (интервал долгот от 80 до 150—160°). Расстояния до этих звезд в большинстве случаев не превышают 100 *пс*, за исключением двух ранних В-звезд HD 34816

Таблица 3

HD	<i>l</i>	<i>b</i>	<i>r, пс</i>	Примечания	HD	<i>l</i>	<i>b</i>	<i>r, пс</i>	Примечания
34759	135°	+5°	132	Согласно Мак-Каски [19], в этом направлении поглощение начинается с 500 <i>пс</i>	90994	216	+48	100	
					147394	39	+44	87	
					155763	63	+35	72	
					176437	31	+12	72	
					182255	28	+ 4	69	
34816	182	—25	500	Согласно Мак-Каски [20], в этом направлении поглощение начинается с 500 <i>пс</i>	192907	78	+22	66	
35468	165	—14	126		195810	24	—18	105	
35497	146	— 2	36		196867	29	—17	50	
36512	178	—49	525		212061	32	—47	60	
42545	161	+ 1	190		214923	49	—42	52	
42560	164	0	190		214994	61	—26	66	
					216735	51	—45	70	
					218045	59	—41	26	
					222173	78	—18	72	

и HD 36512. В табл. 3 перечислены эти звезды, а также указаны их галактические координаты и расстояния в парсеках.

На фиг. 11 приведена двухцветная диаграмма для звезд, перечисленных в табл. 3. На ней нанесены также звезды, выбранные Морганом и Гаррисом для построения линии истинных цветов (светлые кружки).

Рассмотрение фиг. 11 показывает, что отклонения точек от линии истинных цветов не превышают $\pm 0^m,02$. Учитывая, что ошибки определения цветов могут быть около $\pm 0^m,01$, и то, что цвета части отобранных звезд все же могут быть искажены избирательным поглощением, можно заключить, что дисперсия истинных цветов на двухцветной диаграмме в спектральном интервале O—A2, по-видимому, невелика, и ошибки, вносимые ею в определения избытков цвета, не превышают $\pm 0^m,02$.

В заключение авторы пользуются случаем выразить благодарность В. Б. Никонову за руководство работой, а также И. М. Копылову и А. И. Брунс.

Л и т е р а т у р а

1. В. Б. Никонов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 12, 134, 1954
2. H. L. Johnson a. W. W. Morgan. Ap. J., 117, № 3, 1953.
3. H. L. Johnson a. W. W. Morgan. Ap. J., 122, № 1, 1955.
4. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 20, 156, 1958.
5. И. М. Копылов. Частное сообщение.
6. В. Б. Никонов и Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. obs. 9, 41, 1952.
7. H. L. Johnson. Ann. d'Aph., 18, № 4, 292, 1955.
8. В. Б. Никонов и др. Изв. Крымской астрофиз. obs., 17, 42, 1957.
9. D. Barbier, D. Chalonge. Ann. d'Aph., 4, № 1, 30, 1941.
10. D. Chalonge, L. Divan. Ann. d'Aph., 15, № 3, 201, 1952.
11. L. Divan. J. O., 38, № 5, 93, 1955.
12. J. Berger. J. O., 39, № 8, 148, 1956.
13. A.-M. Rozis-Saulgeot. J. O., 38, № 12, 352, 1955.
14. M. Golay. Publ. de l'obs. de Genève, Ser. A, 6, № 2,
15. W. W. Morgan, D. Harris. Vistas in Astronomy, 2, 1124, 1956.
16. W. A. Hiltner. Ap. J. Suppl., 2, 389, 1956
17. H. L. Johnson, D. Harris. Ap. J., 120, № 2, 196, 1954.
18. W. A. Hiltner, H. L. Johnson. Ap. J., 124, № 2, 1956.
19. S. W. McCuskey. Ap. J., 109, 414, 1949.
20. S. W. McCuskey. Ap. J., 109, 139, 1949.

СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОГО СОГЛАСОВАНИЯ ВРАЩЕНИЯ КУПОЛА С ДВИЖЕНИЕМ ТЕЛЕСКОПА НА ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ МОНТИРОВКЕ

Ю. А. Сабинин, В. П. Егоров

В статье дано описание системы синхронизации вращения купола с движением телескопа.

Преобразователь координат построен на принципе электромеханической модели с комплексом следящих приводов и систем синхронной связи. Отличительной чертой системы является наличие автоматической перекладки купола в точке зенита.

Разработанная система синхронизации была исследована в лабораторных условиях и на телескопе МТМ-500 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Такая же система с улучшенным преобразователем координат (ПК-IV) применена на двойном 400 мм астрографе Обсерватории.

A SYSTEM FOR THE AUTOMATIC COORDINATION OF THE ROTATION OF THE DOME WITH THE MOVEMENT OF AN EQUATORIALLY MOUNTED TELESCOPE, by Y. A. Sabinin, V. P. Egorov.— A system for the synchronization of the rotation of the dome with the movement of the telescope is described.

The transformer of coordinates is constructed on the principle of an electromechanical model with a set of servomechanisms and systems of synchronic coupling. A specific feature of the system is an automatic rotation of the dome at the zenith.

This system of synchronization was tested in laboratory conditions and on the 500 mm telescope of the Crimean Astrophysical Observatory.

This system, but with an improved transformer of coordinates (ПК-IV), was applied to the double 400 mm astrograph.

Современный телескоп представляет собой уникальное сооружение, эффективное использование которого возможно лишь при полной его автоматизации. Поэтому необходимо свести к минимуму время, затрачиваемое на подготовительные и вспомогательные операции, выполняемые в процессе наблюдений. Автоматизации подлежит не только сам телескоп, но и все механизмы, его обслуживающие, и в первую очередь механизмы вращения купола и перемещения шторы. Телескопы, установленные в обсерваториях СССР, до сих пор не были оснащены автоматическими системами, что затрудняло проведение астрономических наблюдений.

Оси вращения телескопа и купола имеют в пространстве различное направление. Поэтому для согласования движений купола и телескопа необходима система непрерывного автоматического преобразования координат. Преобразователь координат может быть построен на различных

принципах в виде электрического счетно-решающего устройства или электромеханической модели.

В Институте электромеханики АН СССР (ИЭМ) разработана система автоматического ведения купола с электромеханическим преобразователем координат типа моделирующего устройства и комплексом следящих приводов и систем синхронной связи. Система обеспечивает два режима работы: режим ведения телескопа и купола в процессе наблюдения и режим наведения на заданный объект при повышенной скорости. Переход с одного режима на другой совершается автоматически. Отличительной чертой разработанной системы является наличие системы автоматической перекладки купола в точке зенита. Без дополнительного решающего устройства околосенитная область недоступна.

Разработанная система была исследована в лабораторных условиях, а также на телескопе МТМ-500 в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Результаты испытаний показали полную возможность использования ее на существующих телескопах. В настоящее время система находится в опытной эксплуатации.

Система с электромеханическим преобразователем координат может быть использована не только для автоматического согласования движения купола и инструмента, но и для решения ряда других задач, как то: автоматического ведения радиотелескопа на азимутальной монтировке, для обеспечения различного рода блокировок при автоматическом наведении телескопа на экваториальной монтировке и т. п.

§ 1. СИСТЕМЫ СФЕРИЧЕСКИХ АСТРОНОМИЧЕСКИХ КООРДИНАТ И СВЯЗЬ МЕЖДУ НИМИ

На фиг. 1 представлены совместно две системы небесных сферических координат, преимущественно используемых в астрономии — горизонтальная и экваториальная (или параллактическая) системы.

Азимутальными координатами светила σ служат высота h или чаще используемое зенитное расстояние z и азимут A .

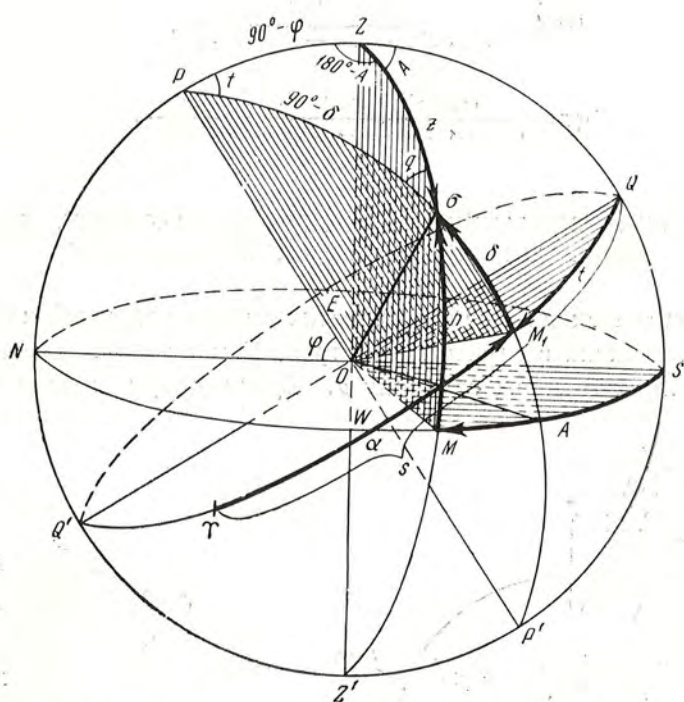
Экваториальными координатами светила σ являются склонение δ и часовой угол t (или прямое восхождение α).

Обе координаты светила в горизонтальной системе координат зависят от времени и от места наблюдения, что представляет известные неудобства, в то время как звездное время s и часовой угол t являются линейной функцией времени, а координаты светил α и δ не зависят ни от времени, ни от места наблюдения.

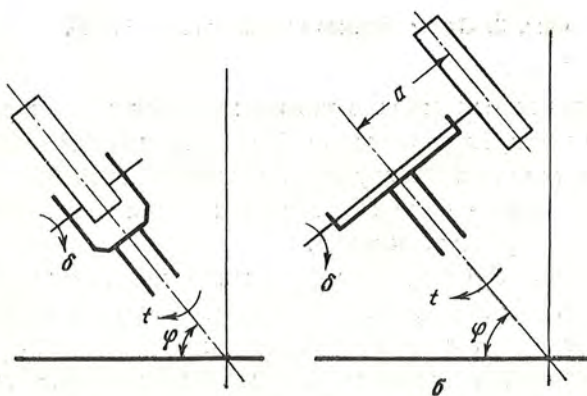
Современные телескопы имеют экваториальную (параллактическую) монтировку и могут выполняться с центральной трубой (монтировка в вилке) — фиг. 2, а и с внецентренной трубой (английская или немецкая монтировка) — фиг. 2, б.

Большинство существующих телескопов среднего размера выполнено на экваториальной монтировке с внецентренной трубой.

Для определения координат светила в горизонтальной системе (A, z)



Фиг. 1. Азимутальная и экваториальная системы сферических координат.



Фиг. 2. Схема экваториальной монтировки телескопа:
а — с центральной трубой; б — с внецентрированной трубой.

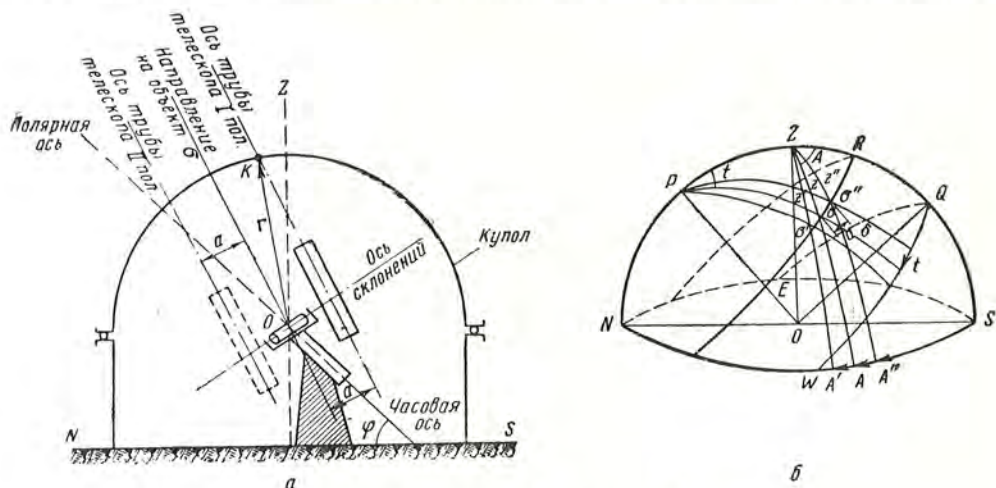
по заданным координатам в экваториальной системе (t, δ) можно воспользоваться известными формулами (1) и (2):

$$\operatorname{tg} A = \frac{\cos \delta \sin t}{\cos \delta \sin \varphi \cos t - \sin \delta \cos \varphi}, \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} z = \frac{\cos \delta \sin \varphi \cos t - \sin \delta \cos \varphi}{\cos A (\cos \varphi \cos \delta \cos t + \sin \varphi \sin \delta)}. \quad (2)$$

§ 2. ЗАДАЧА СИНХРОНИЗАЦИИ ПОЛОЖЕНИЙ ИНСТРУМЕНТА И КУПОЛА. ВЫБОР ТИПА ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ КООРДИНАТ

Установка телескопа в башне схематически представлена на фиг. 3, а. Ось трубы телескопа в случае внецентренной монтировки смещена относительно полярной оси на величину a . Центр сферы купола совмещен



Фиг. 3. Схема установки телескопа в башне.

с точкой пересечения оси мира с осью склонения телескопа (точка O). Купол вращается вокруг вертикальной оси, проходящей через точку O .

Согласование купола и инструмента состоит в придании щели купола и ветровой шторы такого положения, при котором ось трубы телескопа проходит через центр окна купола.

Точка σ на фиг. 3, б определяет положение центра окна купола лишь в случае центральной монтировки телескопа. При этом координаты окна купола z и A совпадают с азимутальными координатами светила.

При внецентренной монтировке телескопа точка σ уже не определяет положение центра окна купола. В этом случае прибор наводится на один и тот же объект при двух положениях трубы телескопа (фиг. 3, а) и соответственно возможны два положения окна купола σ' или σ'' (1-ое и 2-ое положения оси трубы телескопа). Координаты окна купола при этом будут иметь значения z', A' или z'', A'' . При их определении необходимо вводить поправку на величину смещения трубы a . Для согласования по-

ложения окна щели купола и трубы телескопа необходим преобразователь координат — счетно-решающее устройство, преобразующее экваториальные координаты в азимутальные. Входными данными счетно-решающего устройства являются экваториальные координаты объекта наблюдения, снимаемые с телескопа, выходными данными — азимутальные координаты окна купола, значения которых поступают на вход системы управления движением купола.

При движении телескопа по осям t и δ точка K , лежащая на продолжении оси трубы телескопа, описывает некоторую траекторию на полусферической поверхности купола (фиг. 3,а). Если из центра полусферы купола провести радиус-вектор r в точку K , то при движении телескопа радиус-вектор будет описывать годограф, который должен совпадать с траекторией движения точки K оси телескопа (при центральной монтажке указанный радиус-вектор совпадает с осью трубы телескопа).

Определив положение радиуса-вектора r в обеих системах координат, можно найти следующие зависимости, характеризующие закон движения щели купола $A = f(t, \delta)$ при $\varphi = \text{const}$:

$$A = \arctg \frac{\cos \delta \sin t + \frac{a}{l} \cos t}{\left(\cos \delta \cos t - \frac{a}{l} \sin t \right) \sin \varphi - \sin \delta \cos \varphi}, \quad (3)$$

где a — смещение оси трубы телескопа относительно полярной оси, l — расстояние, отсчитываемое вдоль трубы телескопа от оси склонения до купола.

Следует отметить, что величина a может иметь два знака, плюс или минус, соответственно двум положениям трубы телескопа при внецентренной монтажке. Для центральной монтажки телескопа $a = 0$ и

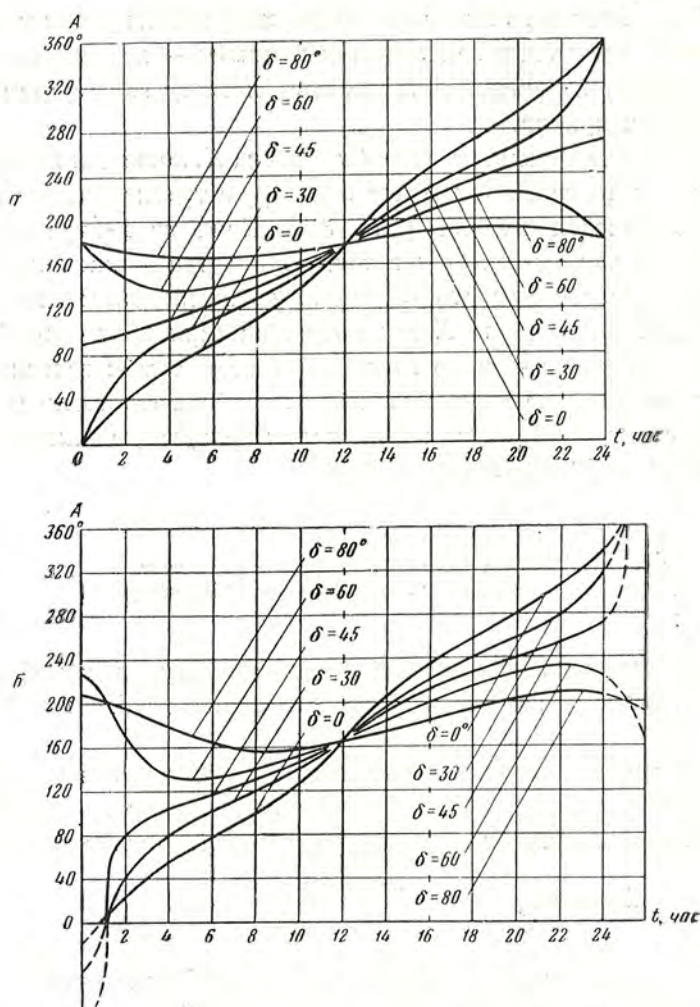
$$A = \arctg \frac{\cos \delta \sin t}{\cos \delta \cos t \sin \varphi - \sin \delta \cos \varphi}. \quad (4)$$

Характер зависимости $A = f(t, \delta)$ для $\varphi = 45^\circ$ графически показан на фиг. 4, а при $a = 0$ и на фиг. 4,б при $\frac{a}{l} = -0,27$.

В системе согласования инструмента и купола должно быть предусмотрено два режима работы: наведение и ведение, отличающиеся скоростями движения инструмента и купола. Переключение режимов должно происходить автоматически.

Большие трудности для автоматизации движения купола представляет работа в околоразенитной области. У светил, имеющих $\delta > \varphi$, при прохождении околоразенитной области малым изменениям часового угла t соответствуют большие изменения азимута A . При прохождении светил точно через разенит, т. е. при $\delta = \varphi$ (при наблюдении на инструменте, имеющем центральную монтажку), происходит мгновенное изменение азимута на 180° . Соответственно этому в точке разенита требуется перекладка купола на 180° . При внецентренной монтажке значение δ , при котором происходит мгновенное изменение азимута, будет несколько отлчно от $\delta = \varphi$, так как в точку разенита купола труба телескопа попадает при дру-

гих углах t и δ , нежели при монтажке на вилке. В соответствии с изложенным в системе синхронизации движений инструмента и купола должно быть устройство автоматической перекладки купола в точке зенита.



Фиг. 4. Характеристики $A = f(t, \delta)$ при $\varphi = 45^\circ$:
 а — для центральной монтажки телескопа при $\alpha = 0$; б — для висцен-
 тральной монтажки телескопа при $\alpha/l = -0,27$.

Как уже указывалось, основным узлом системы синхронизации инструмента и купола является преобразователь координат (ПК). Возможны разные варианты преобразователя сферических координат:

1) механический построительный счетно-решающий прибор, включающий в себя фигурные шестерни, кулачки, коноиды, шарнирные многосвязные механизмы и т. д.;

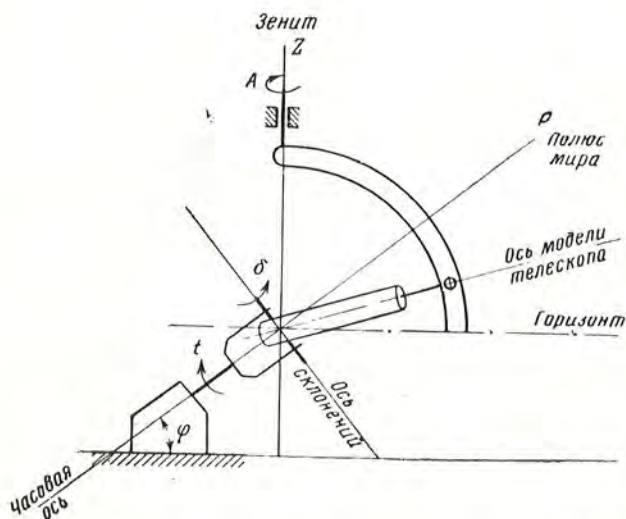
2) счетно-решающее устройство типа быстродействующей электронной цифровой счетной машины;

3) электромеханическое счетно-решающее устройство на вращающихся трансформаторах;

- 4) счетно-решающее устройство на функциональных потенциометрах;
- 5) преобразователь сферических координат типа моделирующего устройства.

В системе управления куполом, разработанной в ИЭМ АН СССР, использовано счетно-решающее устройство последнего типа.

Моделирующее устройство представляет собой макет телескопа и купола в определенном масштабе. Оно состоит из небольшой вспомогательной параллактической монтировки, имеющей механическую или электрическую связь с телескопом (фиг. 5). Тубус этой монтировки имеет на своем



Фиг. 5. Схема ПК типа моделирующего устройства.

конце штифт, соединенный с ползунком, перемещающимся по направляющим, которые имеют вид дуги. Эта дуга, являющаяся моделью щели купола, может поворачиваться вокруг вертикальной оси. Перемещение ползунка и поворот дуги должны передаваться на привод купола и латоры.

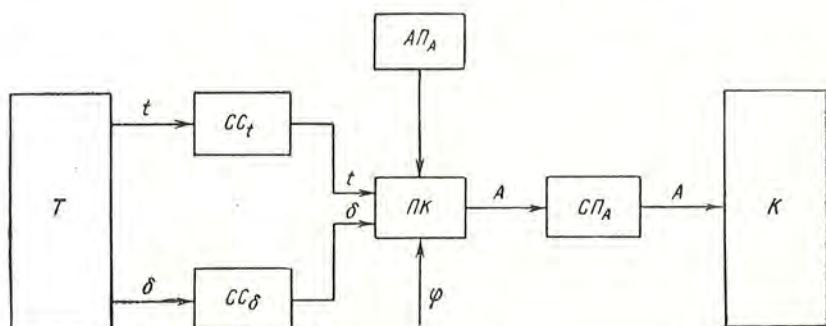
Моделирующее устройство более просто по конструкции, нежели другие типы преобразователей координат (ПК). Такой тип ПК более нагляден, нежели все остальные, что особенно важно на первом этапе работ по созданию системы ведения купола, при выявлении основных путей решения задачи. На моделирующее устройство, кроме согласования инструмента и купола, можно возложить и решение других задач. Сюда относятся защитная блокировка движения инструмента, согласование движений инструмента и подъемных устройств, определение позиционного угла и т. д. Поэтому система с моделирующим устройством при условии, что она обеспечивает требуемую точность, предпочтительнее остальных, что и определило выбор типа ПК в системе согласования инструмента и купола.

§ 3. БЛОК-СХЕМА СИСТЕМЫ АВТОМАТИЧЕСКОГО ВЕДЕНИЯ КУПОЛА

При использовании преобразователя координат типа моделирующего устройства ввод углов t и δ в систему может осуществляться:

- 1) путем непосредственной механической связи телескопа с преобразователем координат;
- 2) посредством синхронной связи;
- 3) при помощи следящего привода.

В первом случае получается довольно громоздкая механическая передача, так как телескоп и ПК могут быть расположены на значительном



Фиг. 6. Блок-схема системы автоматического ведения купола:

T — телескоп, K — купол, CC_t — синхронная система ввода t , CC_δ — синхронная система ввода δ , $СП_A$ — следящий привод отработки A , $ПК$ — преобразователь координат, $АП_A$ — система автоматической перекладки купола в точке зенита.

расстоянии друг от друга. Третий и особенно второй варианты связи телескопа с ПК более просты по исполнению. Наибольшую точность обеспечивает третий вариант связи инструмента с ПК.

На первом этапе работ стояла задача создания системы согласования инструмента и купола для существующих телескопов. Эти купола не снабжены подвижной ветровой шторой, и соответственно необходима отработка только одной горизонтальной координаты — азимута купола. В этом случае для ввода t и δ был принят вариант синхронной связи, что позволило значительно упростить установку.

Для системы отработки азимута A наиболее целесообразным является применение системы следящего привода.

Блок-схема системы автоматического ведения купола с ПК типа моделирующего устройства представлена на фиг. 6.

§ 4. КОНСТРУКЦИЯ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ КООРДИНАТ

Упрощенное моделирующее устройство (ПК-1), разработанное в Институте электромеханики АН СССР, представлено на фиг. 7. Сельсины $СП_t$ и $СП_\delta$, с помощью которых в ПК вводятся значения t и δ , электрически соединены с сельсинами-датчиками t и δ , которые механически связаны с часовой осью и осью склонений телескопа. Поворот роторов сель-

синов ПК вызывает перемещение поводка, на конце которого закреплен шариковый подшипник, обработанный под полусферу. Скользя по направляющим, он поворачивает дугу азимута ПК вокруг вертикальной оси и этим определяет азимут щели купола. Таким образом, угол поворота сельсина $СД_A$ определяет азимут щели купола в соответствии с углами поворота сельсинов-приемников по t и δ , т. е. по значениям t и δ телескопа.

Упрощенный вариант моделирующего устройства не может обеспечить требуемой точности из-за недостаточной величины вращающих моментов,



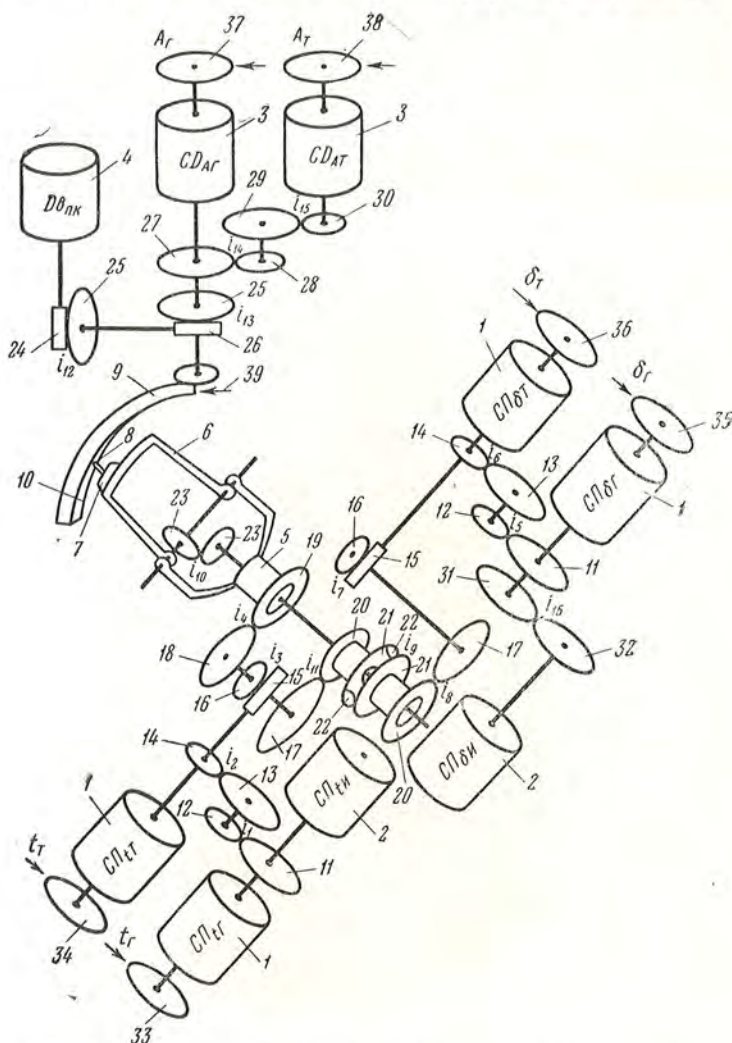
Фиг. 7. Преобразователь координат типа ПК-I:
1 — $СП_t$ — сельсин-приемник по t , 2 — $СП_\delta$ — сельсин-приемник по δ , 3 — поводок, 4 — дуга ПК (мает щели купола), 5 — $СД_A$ — сельсин-датчик по A .

создаваемых сельсинами. В связи с этим при разработке моделирующего устройства для существующих телескопов (ПК-III) была использована двойная система синхронной связи с сельсинами грубого и точного отсчетов. Сельсины грубого отсчета соединены с осями телескопа и ПК с передачей 1 : 1, а сельсины точного отсчета — через промежуточные редукторы 1 : 12.

Конструкция преобразователя ПК-III имеет следующие особенности:

1) сельсины-приемники δ , используемые в синхронной передаче, вынесены с вращающихся узлов конструкции на неподвижные элементы;

- 2) использованы необратимые механические передачи ввода t и δ ;
- 3) введена релейно-контактная следящая система для передачи движения от поводка к дуге преобразователя;



Фиг. 8. Кинематическая схема преобразователя координат типа ПК-III:

1 — сельсин-приемники t и δ типа БС-501А, 2 — сельсин-индикаторы и δ типа БС-404А, 3 — сельсин-датчики А типа БД-404А, 4 — двигатель $De_{ПК}$ типа СЛ-161, 5 — макет часовой оси телескопа, 6 — коромысло поводка азимута, 7 — изоляционная планка поводка, 8 — контакт поводка азимута, 9 — дуга азимута, 10 — контактные щетки дуги азимута, 11—14, 17—20, 27—30, 31, 32 — цилиндрические шестерни, 21—23 — конические шестерни, 15, 24, 26 — червяки, 16, 25 — червячные шестерни, 33—38 — отсчетные шкалы t , δ , А, 39 — контакт-зенита Z.

- 4) в схему введена система автоматической перекладки купола в точке зенита.

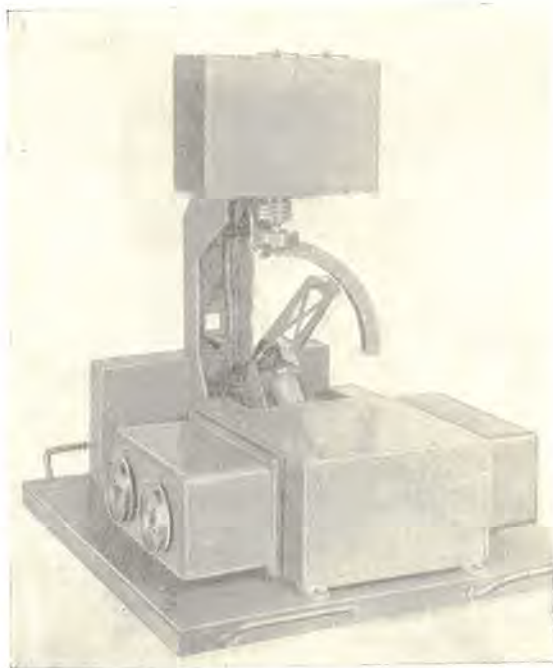
Кинематическая схема разработанного в Институте электромеханики АН СССР преобразователя координат типа ПК-III представлена на фиг. 8.

В выбранной кинематической схеме при вводе угла t вследствие обкатывания конических шестерен 23—23 может сбиваться установленное

значение δ . Для устранения этого введена механическая обратная связь со стороны входа часового угла (шестерни 17 и 20 и механический дифференциал 21—22), которая компенсирует ошибку в величине δ в соответствии с величиной введенного значения t .

Внешний вид преобразователя представлен на фиг. 9. На фиг. 10 показан ПК-III со снятыми защитными кожухами.

Конструкция преобразователя координат пригодна как для центральной, так и для внецентральной монтировки телескопа.



Фиг. 9. Преобразователь координат типа ПК-III.

Возможность использования его при любой монтировке телескопа обеспечивается за счет подвижности изоляционной планки 7, которую можно закрепить в любом положении. Выбор ее положения должен производиться на основе следующей пропорции:

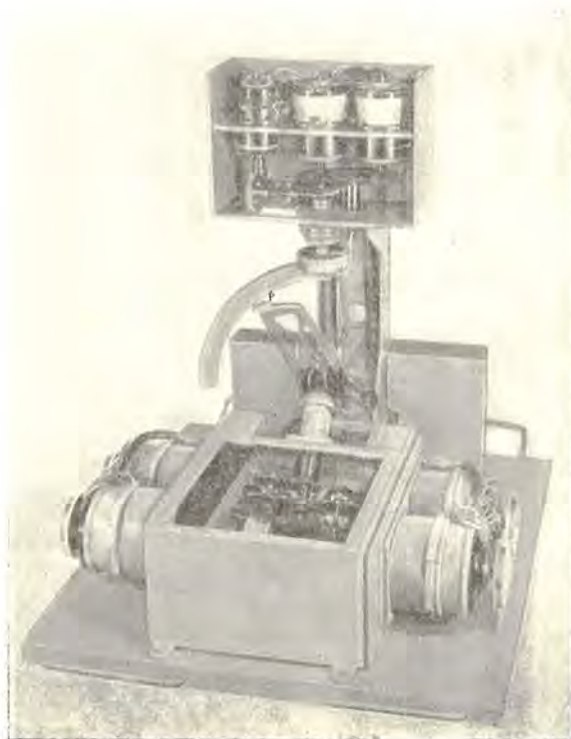
$$\frac{a_T}{l_T} = \frac{a_{ПК}}{l_{ПК}}, \quad (5)$$

где a_T — расстояние между осью трубы телескопа и часовой осью, $a_{ПК}$ — расстояние между осью контакта и часовой осью ПК, l_T — расстояние от оси склонения телескопа до купола, $l_{ПК}$ — расстояние от оси склонения ПК до дуги азимута.

В результате использования специальной конструкции коромысла 6 и изоляционной планки 7 ось контакта 8 в любом положении расположе-

на по радиусу дуги азимута, что обеспечивает отсутствие перекоса контактов на любом участке дуги.

Вдоль дуги 9 укреплены текстолитовые изоляционные прокладки, к которым крепятся латунные контактные щеки. Контакт 8 поводка ПК и контактные щеки дуги ПК используются в контактной следящей системе отработки азимута. Перемещение контакта поводка в ту или другую сторону приводит к замыканию его с одним из контактов щек дуги. При этом на вход следящей системы поступает сигнал определенной по-



Фиг. 10. Преобразователь координат типа ПК-III (защитные кожухи сняты).

лярности. После усиления сигнал подается на двигатель отработки $Дв_{ПК}$, который выводит дугу азимута из соприкосновения с контактом поводка.

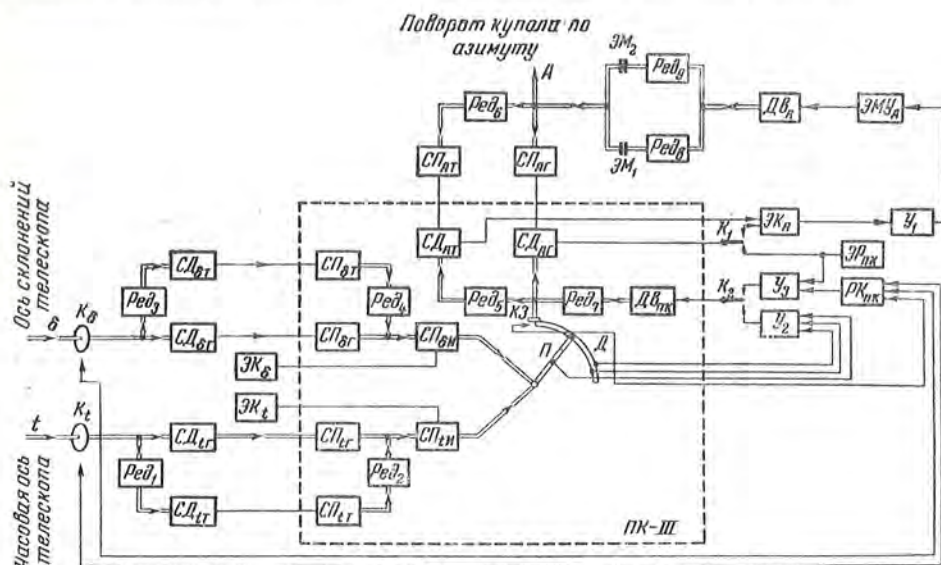
При приходе поводка в точку зенита специальный контакт 39 на дуге азимута замыкается с контактом поводка 8.

Для подвода электрического питания к подвижным частям конструкции (контакт поводка, контактные щеки дуги, контакт зенита) предусмотрены скользящие контакты.

Все сельсины ПК снабжены отсчетными шкалами. Сельсины и двигатель находятся в корпусе прибора и закрыты кожухами.

§ 5. СТРУКТУРНАЯ И ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМЫ СИСТЕМЫ АВТОМАТИЧЕСКОГО СОГЛАСОВАНИЯ ДВИЖЕНИЙ ИНСТРУМЕНТА И КУПОЛА

На фиг. 11 представлена структурная схема и на фиг. 12 — принципиальная электрическая схема системы ведения купола с ПК-III.



Фиг. 11. Структурная схема системы автоматического согласования движений инструмента и купола с ПК-III.

ПК-III — преобразователь координат, Д — дуга азимута ПК, П — поводок азимута ПК, КЗ — контакт зенита, ПК, СД_{тГ}, СД_{тТ}, СД_{δГ}, СД_{δТ} — сельсинь-датчики грубого и точного отсчетов по t и δ , СП_{тГ}, СП_{тТ}, СП_{δГ}, СП_{δТ} — сельсинь-приемники грубого и точного отсчетов по t и δ , СД_{тИ}, СП_{тИ} — сельсинь-датчики грубого и точного отсчетов по А, СП_{тГ}, СП_{тТ} — сельсинь-приемники грубого и точного отсчетов по А, Д_{сА} — двигатель отработки А, Д_{сПК} — двигатель ПК, Ред_т — Ред_δ — механические редукторы, ЭМ₁, ЭМ₂ — электромагнитные муфты, ЭК₁, ЭК₂, ЭК₃ — электронные коммутаторы, ЭР_{ПК} — электронное реле блокировки, РК_{ПК} — решающий коммутатор переключки, К₁ — коммутатор сельсиня СД_{тГ}, К₂ — коммутатор переключки купола, У₁ — усилитель системы отработки А, У₂ — усилитель системы ведения дуги ПК, У₃ — усилитель системы переключки купола, ЭМУ_А — электромагнитный усилитель системы отработки А, К₁, К₂ — кулачки переключки по осям t и δ .

Основные параметры элементов схемы приведены в таблице.

Таблица

Основные параметры элементов системы автоматического согласования движений инструмента и купола

СД_{тГ}, СД_{тТ}, СД_{δГ}, СД_{δТ} — БД-501 А

СП_{тГ}, СП_{тТ}, СП_{δГ}, СП_{δТ} — ВС-501 А

СП_{тИ}, СП_{δИ} — ВС-404 А

СД_{тГ}, СД_{тТ} — БД-404 А

СП_{тГ}, СП_{тТ} — ВС-404 А

Д_{сА} — СЛ-661

Д_{сПК} — СЛ-161

ЭМУ_А — ЭМУ-5 А

Ред₁ — Ред₉ — $i_1 = i_2 = i_3 = i_4 = i_5 = i_6 = 12$, $i_7 = 7396$, $i_8 = 4620$, $i_9 = 282744$

Л₁, Л₃, Л₉, Л₁₂, Л₁₄ — 6Н8

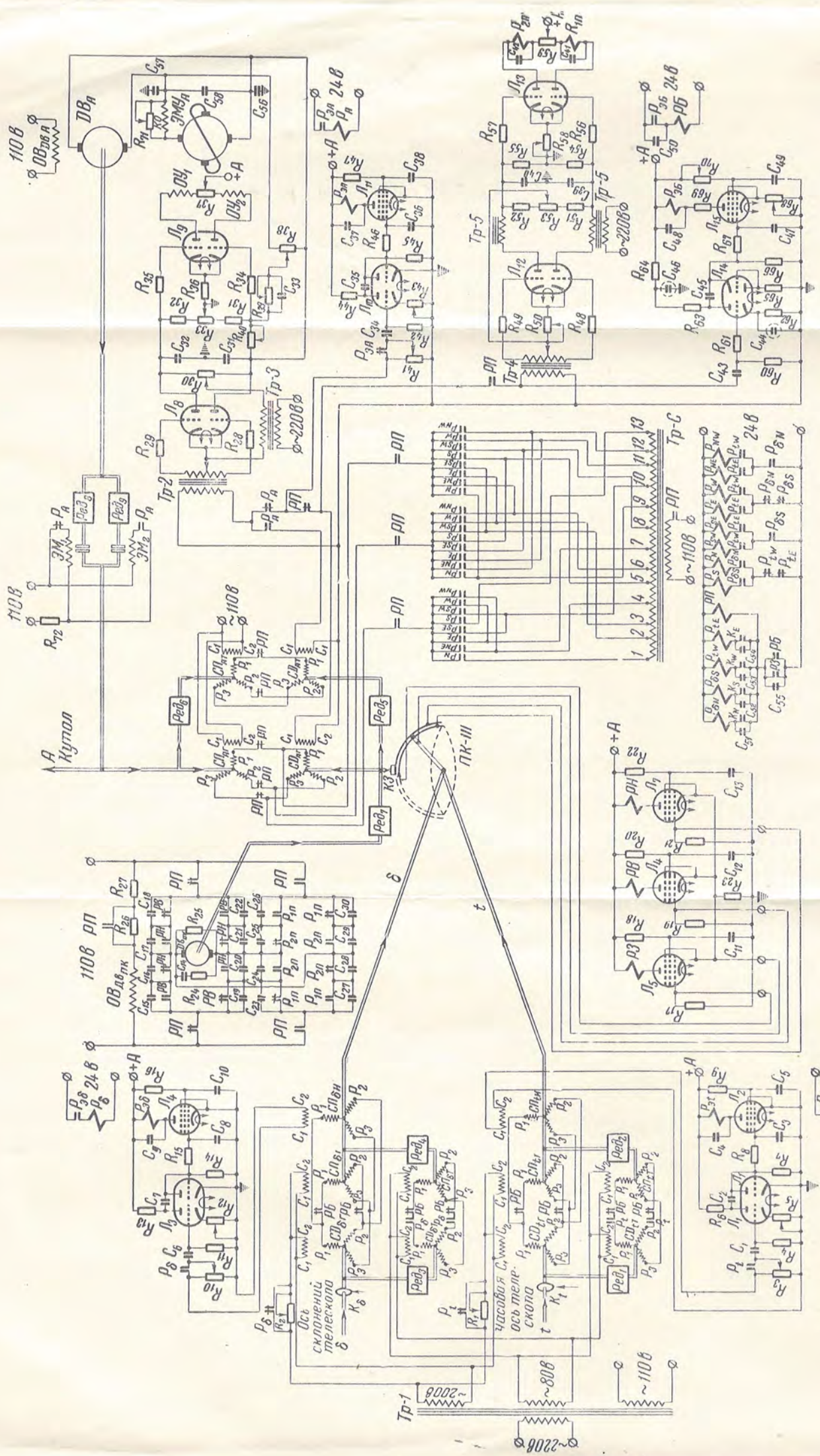
$J_8, J_{10} - 6H9$
 $J_{13} - 6H7$
 $J_2, J_4, J_5, J_6, J_7, J_{11}, J_{15} - 6K4$
 $P_{\mathcal{U}T}, P_{\mathcal{U}\delta}, P_{\mathcal{U}A}, P_{\mathcal{U}B}, P_{\mathcal{U}H}, P_{\mathcal{U}B}, P_{2H}, P_{1H} - P-4 \text{ с } R = 10\,000 \text{ ом}$
 $P_t, P_{\delta}, P_A, P_B, P_H, P_{\delta N}, P_{\delta S}, P_{tW}, P_{tE}, P_S, P_N, P_{SW}, P_{SE}, P_E, P_W,$
 $P_{NE}, P_{NW} - КДР-1 \text{ с } R = 280 \text{ ом}$
 $R_1, R_2 - 60 \text{ ом}; R_3, R_{10} - 15 \text{ ком}; R_4, R_{11}, R_{42} - 100 \text{ ком};$
 $R_5, R_{12} - 6,8 \text{ ком}; R_6, R_{13}, R_{44} - 4,7 \text{ ком}; R_7, R_{14}, R_{45} - 920 \text{ ком};$
 $R_8, R_{15}, R_{46} - 180 \text{ ком}; R_9, R_{16} - 2,7 \text{ ком}; R_{17}, R_{19}, R_{21} - 91 \text{ ком};$
 $R_{18}, R_{20}, R_{22} - 24 \text{ ком}; R_{23} - 1,1 \text{ ком}; R_{24} - 910 \text{ ком};$
 $R_{25} - 200 \text{ ом}; R_{26}, R_{27} - 3 \text{ ком}; R_{28}, R_{28}, R_{34}, R_{35} - 100 \text{ ком};$
 $R_{30} - 20 \text{ ком}; R_{31}, R_{32} - 330 \text{ ком}; R_{33} - 100 \text{ ком}; R_{36} - 1,2 \text{ ком};$
 $R_{37} - 1,5 \text{ ком}; R_{38} - 6,8 \text{ ком}; R_{39}, R_{40} - 330 \text{ ком}; R_{41} - 330 \text{ ком};$
 $R_{43} - 4,7 \text{ ком}; R_{47} - 4,3 \text{ ком}; R_{48}, R_{49}, R_{50}, R_{57} - 100 \text{ ком};$
 $R_{50} - 6,8 \text{ ком}; R_{51}, R_{52} - 18 \text{ ком}; R_{53} - 20 \text{ ком}; R_{54}, R_{55} - 330 \text{ ком};$
 $R_{58} - 3 \text{ ком}; R_{59} - 10 \text{ ком}; R_{60} - 470 \text{ ком}; R_{61} - 100 \text{ ком}; R_{62} - 4 \text{ ком};$
 $R_{63} - 91 \text{ ком}; R_{64} - 22 \text{ ком}; R_{65} - 1 \text{ ком}; R_{66} - 1,5 \text{ мом}; R_{67} - 430 \text{ ком};$
 $R_{68} - 5 \text{ ком}; R_{69} - 5,1 \text{ ком}; R_{70} - 22 \text{ ком}; R_{72} - 5 \text{ ком};$
 $C_1, C_6, C_{34} - 1 \text{ мкф}; C_2, C_7, C_{35} - 5100 \text{ пкф}; C_3, C_8 - 0,03 \text{ мкф};$
 $C_4, C_9 - 10 \text{ мкф}; C_5, C_{10}, C_{38} - 0,5 \text{ мкф}; C_{11}, C_{12}, C_{13} - 0,5 \text{ мкф};$
 $C_{14} - 1 \text{ мкф}; C_{15} - C_{30} - 0,03 \text{ мкф}; C_{31}, C_{32} - 4 \text{ мкф}; C_{33} - 6 \text{ мкф};$
 $C_{36} - 0,5 \text{ мкф}; C_{37} - 1 \text{ мкф}; C_{39} - C_{42} - 4 \text{ мкф}; C_{43} - 0,03 \text{ мкф};$
 $C_{44} - 20 \text{ мкф}; C_{45} - 0,03 \text{ мкф}; C_{46} - 40 \text{ мкф}; C_{47} - 0,07 \text{ мкф};$
 $C_{48} - 6 \text{ мкф}; C_{49} - 0,5 \text{ мкф}; C_{50} - 0,03 \text{ мкф}; C_{51} - C_{54} - 0,5 \text{ мкф};$
 $C_{55} - 0,03 \text{ мкф}$
 $Tr-C - III-27, w_1 = 660, w_2 = 396, \text{ выводы на вторичной обмотке } 0, 7, 26, 58, 99,$
 $147, 198, 249, 297, 338, 370, 389, 396$
 $Tr-1 - S = 60 \text{ см}^2, w_1 = 184, w_2 = 69, w_3 = 184, w_4 = 101$
 $Tr-2 - III-49, w_1 = 2200, w_2 = 6600 + 6600$
 $Tr-3 - III-49, w_1 = 1500, w_2 = 4850$
 $Tr-4 - III-49, w_1 = 2200, w_2 = 6600 + 6600$
 $Tr-5 - III-49, w_1 = 2450, w_2 = 2450$

1. Система ввода углов t и δ

Для ввода углов t и δ принята система синхронной связи грубого и точного отсчета, что, наряду с повышением точности, обеспечивает работу схемы в режиме наведения. Для перехода с точного отсчета на грубый и обратно Институтом электромеханики АН СССР предложена схема (фиг. 11) с индикаторным сельсином ($СП_{IH}, СП_{\delta H}$) и электронным коммутатором ($\mathcal{E}K_t, \mathcal{E}K_{\delta}$).

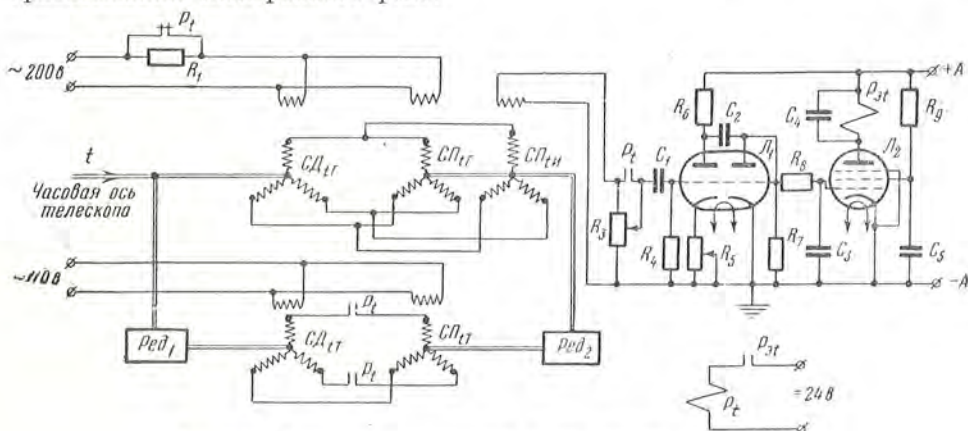
Схемы ввода t и δ идентичны, поэтому ограничимся рассмотрением одной из них, а именно системы ввода угла t (фиг. 12 и 13).

Индикаторный сельсин $СП_{IH}$, работающий в трансформаторном режиме, механически связан с осью сельсина-приемника грубого отсчета, а электрически его ротор соединен с ротором сельсина-датчика грубого отсчета $СД_{IG}$. Такое соединение обеспечивает на обмотке возбуждения индикаторного сельсина напряжение, пропорциональное углу рассогласования сельсинов $СД_{IG}$ и $СП_{IG}$. Эта обмотка подключена на вход коммутирующего устройства (электронное реле и реле-повторитель).



Фиг. 12. Принципиальная схема системы автоматического согласования движения инструмента и кулола с ПК-III.

Первый каскад электронного реле J_1 выполнен на лампе 6Н8 и служит для усиления и выпрямления поступающего напряжения сигнала ошибки. Второй каскад J_2 выполнен на лампе 6Ж4, в анодную цепь которой включено реле $P_{эл}$. При отсутствии сигнала на входе якорь электромагнитного реле $P_{эл}$ притянут. Контакты этого реле управляют цепью реле-повторителя P_t , т. е. промежуточного электромагнитного реле с большим числом контактных групп и усиленными контактами. Переменное сопротивление R_5 обеспечивает регулировку напряжения срабатывания электронного реле.



Фиг. 13. Система синхронной связи ввода значений t .

При малом угле рассогласования α , следовательно, при малом сигнале ошибки лампа J_2 открыта, катушка $P_{эл}$ находится под током и реле P_t держит якорь притянутым. Соответственно контакты реле P_t во вторичной цепи сельсинов точного отсчета замкнуты.

При большом напряжении сигнала ошибки лампа J_2 запирается и реле P_t своими контактами выключает систему точного отсчета и оставляет в работе лишь систему грубого отсчета. После отработки угла рассогласования схема коммутации приходит в исходное состояние.

Для увеличения вращающего момента сельсинов грубого отсчета в схеме синхронной связи предусмотрена форсировка возбуждения. Она достигается шунтированием контактами реле P_t дополнительного сопротивления R_1 , последовательно включенного в цепь питания сельсинов грубого отсчета. При переходе на точный отсчет реле P_t , размыкая свои контакты, вводит в цепь питания сельсинов сопротивление R_1 , посредством которого снижается напряжение на обмотках возбуждения до номинального значения 110 в.

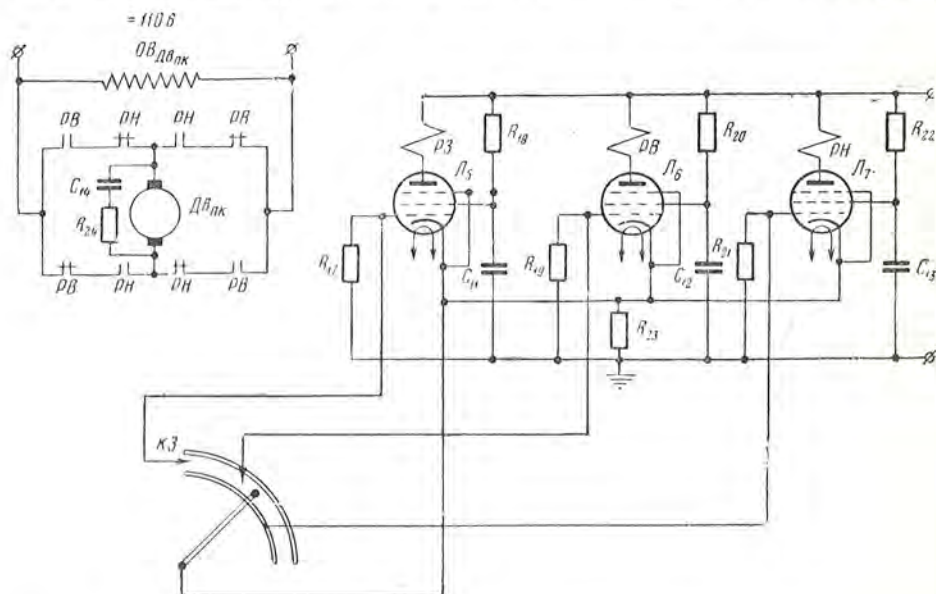
Чтобы при форсировке возбуждения сельсинов сохранить при данном угле рассогласования напряжение на входе электронного реле неизменным, на вход подается лишь часть напряжения обмотки возбуждения $СП_{тн}$, снимаемая с делителя напряжения R_3 . При работе точного отсчета контакт реле P_t в цепи сетки J_1 замкнут, и при этом на вход электронного реле подается полное напряжение.

Коэффициент возврата электронного реле, т. е. отношение напряжения

отпускания к напряжению втягивания якоря реле, регулируется соответствующей настройкой сопротивления R_3 и может быть сделан близким к единице.

2. Система ведения дуги ПК. Электронное реле зенита

Для передачи значений азимута на сельсины-датчики $СД_A$ в ПК-III введена дополнительная контактная следящая система поворота дуги азимута. Основное требование к системе — недопустимость обгорания



Фиг. 14. Система ведения дуги ПК-III и электронное реле зенита.

контактов — может быть выполнено при минимальном потреблении тока на входе системы. Для этого система осуществлена с промежуточным электронным коммутирующим устройством с высокоомным входом.

Электронные реле (фиг. 14) выполнены на лампах 6Ж4. При отсутствии сигнала на входе, когда поводок не касается контактов дуги, лампы L_6 и L_7 заперты падением напряжения на сопротивлении R_{23} и реле PB и RH обесточены. При замыкании поводка с одним из контактов дуги сетка лампы L_6 или L_7 в результате соединения ее с катодом приобретает нулевой потенциал. При этом одно из реле PB или RH срабатывает и замыкает свои контакты в цепи якоря двигателя $Дв_{ПК}$ следящей системы поворота дуги.

Для исключения возможности одновременного включения реле PB и RH при замыкании обоих контактов дуги применена схема блокировки — включение двигателя осуществляется через нормально закрытые контакты этих реле (см. фиг. 14).

Для контроля за приходом поводка в точку зенита применено электронное реле L_5-P3 , которое служит повторителем контакта зенита.

Требования, предъявляемые к схеме этого реле, такие же, как в только что рассмотренном случае. Поэтому и выполнение ее совершенно аналогично.

При приходе поводка в точку зенита контакт поводка ПК замыкается с контактом зенита и закорачивает сетку лампы L_5 с катодом, что вызывает срабатывание реле P_3 .

3. Система обработки азимута A

Для обработки азимута в системе ведения купола применен следящий привод постоянного тока с сельсинами грубого и точного отчета (CD_{AG} , CD_{AT} — $СП_{AG}$, $СП_{AT}$).

Обмотки сельсинов CD_{AG} и CD_{AT} через контакты реле P_A подключены к входу следящей системы и к схеме коммутации (электронное реле). Напряжение, снимаемое с этих обмоток, пропорционально углу рассогласования по азимуту A дуги ПК и купола. Напряжение, усиленное посредством электронного и электромашиного усилителей, подается на двигатель обработки азимута $Д_{вд}$, который через редукторы $Ред_8$, $Ред_9$ вращает купол. При этом одновременно обрабатывается значение азимута на сельсинах-приемниках на куполе $СП_{AG}$ и $СП_{AT}$.

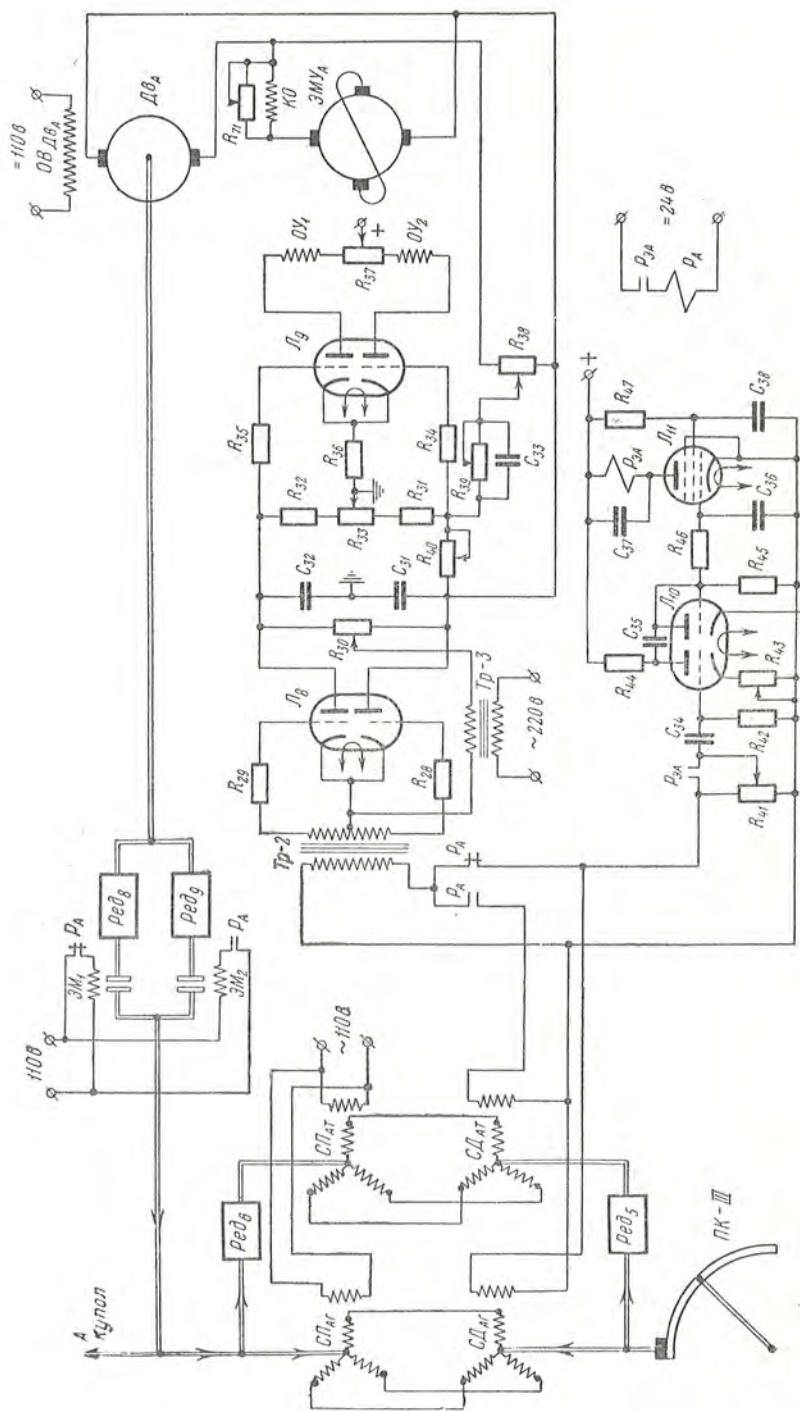
Для привода купола телескопа МТМ-500, на котором производились исследования схемы с ПК-III, использован двигатель постоянного тока типа СЛ-661. В качестве усилителя мощности в системе выбран электромашиный усилитель типа ЭМУ-5А.

Для управления электромашиным усилителем применен двухкаскадный электронный усилитель $У_1$ (фиг. 14). Первый каскад усилителя L_8 (6Н9) построен по схеме дискриминатора, второй каскад L_9 (6Н8) является двухтактным усилителем мощности постоянного тока (фиг. 12, 15).

Для стабилизации работы системы предусмотрена обратная связь по напряжению и по первой производной от напряжения выхода ЭМУ_А (R_{38} — R_{40} , C_{33}).

Для переключения обмоток управления CD_{AG} и CD_{AT} на входе усилителя следящей системы используется электронное реле коммутации (L_{10} , L_{11} — $P_{\partial A}$) с реле-повторителем P_A . Схема электронного реле выполнена подобно схеме электронных реле в системе ввода углов t и δ . Цепочка R_{41} — контакт $P_{\partial A}$ служит для выравнивания напряжения на входе при переходе с одного режима работы на другой.

Работа системы должна быть обеспечена при двух различных режимах — ведения и наведения с весьма большим диапазоном скоростей. Поэтому в схеме предусмотрено автоматическое изменение передаточного числа редуктора двигателя обработки азимута. При переключении с грубого на точный отсчет реле P_A , кроме входа электронного усилителя следящей системы, коммутирует цепи электромагнитных муфт редуктора ЭМ₁ и ЭМ₂. Максимальные скорости обработки азимута в выполненной установке приняты по грубому отсчету $v_T = 0,5$ об/мин, по точному $v_T = 12$ об/сутки.



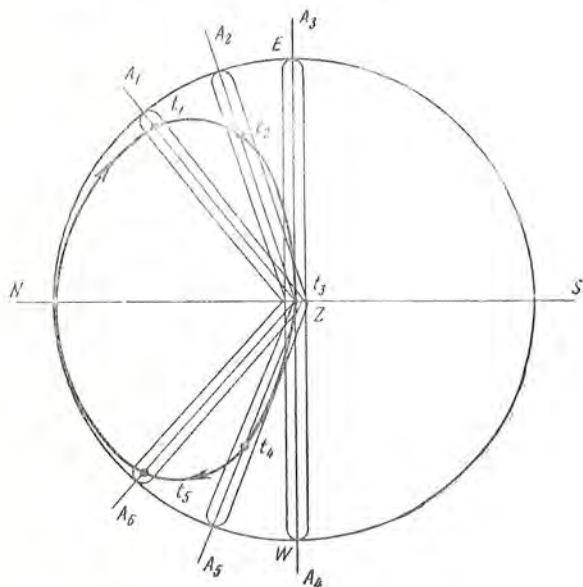
Фиг. 15. Система обработки азимута А.

4. Система перекладки купола (дуги ПК) в точке зенита.

Блокировки в схеме при режиме перекладки

Во всех преобразователях сферических координат, в том числе и в преобразователе типа моделирующего устройства, в области зенита существует мертвая зона.

Поводок ПК попадает в точку зенита при определенных значениях t_3 и δ_3 , значения которых зависят от конструкции телескопа и купола.



Фиг. 16. Траектории движения трубы телескопа и щели купола в области зенита.

Необходимость принудительного поворота купола (дуги ПК) в точке зенита ясна из фиг. 16, на которой показана траектория движения трубы телескопа (поводка ПК) и проекции щели купола (дуги ПК) на горизонтальную плоскость при изменении t и постоянном значении $\delta = \delta_3$ (режим ведения).

Когда поводок попадает в зенит (точка t_3), дуга ПК занимает положение A_3 . Для возможности дальнейшего движения поводка по траектории необходимо принудительно развернуть дугу ПК на 180° (из положения A_3 в A_4).

В режиме наведения траектория движения поводка может иметь самую различную форму, так как в этом случае происходит вращение поводка вокруг двух осей: t и δ . Поэтому должна быть предусмотрена возможность выхода поводка из точки зенита в любом направлении.

Для выхода поводка из зенита служит система автоматической перекладки купола (дуги ПК) в точке зенита, которая включает в себя следующие элементы (фиг. 11, 12):

1) решающий коммутатор перекладки $PK_{ПК}$ (контакт зенита $KЗ$, электронное реле зенита $Л_5 - PЗ$, система кулачков t и δ , система реле направления, решающий трансформатор $Tr - C$, реле перекладки $РП$);

2) следящая система перекладки дуги $У_3 — Дв_{ПК}$ (релейно-контактная следящая система $Л_{12}, Л_{13}$ с выходом на два электромагнитных реле $Р_{1П}, Р_{2П}$, непосредственно управляющих якорной цепью двигателя $Дв_{ПК}$);

3) электронное реле блокировки $ЭР_{ПК}$ (электронное реле $Л_{14}, Л_{15} — Р_{ЭБ}$ и реле-повторитель $РБ$).

Система обеспечивает принудительный поворот дуги $ПК$ в восемь фиксированных положений через 45° , которые соответствуют направлениям: $N, NE, E, SE, S, SW, W, NW$.

Роль блокировочных устройств в схеме играют реле $РП$ и $РБ$.

При приходе в точку зенита поводок замыкает контакт зенита $КЗ$. При этом срабатывает реле зенита $Л_5 — РЗ$ (фиг. 12) и подключает обмотку реле перекладки $РП$. С помощью контактов $РП$:

1) отключается система ведения купола;

2) обмотка возбуждения сельсина-датчика по азимуту подключается к следящей системе перекладки $ПК$. Вторичные обмотки этого сельсина $СД_{АГ}$ подключаются к трансформатору $Тр — С$;

3) якорь двигателя $Дв_{ПК}$ переключается с канала следящей системы ведения дуги на канал системы перекладки.

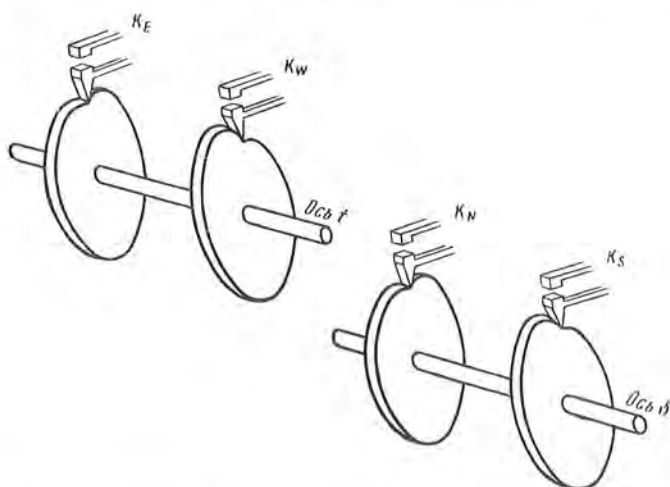
Выбор схемы включения обмоток трансформатора $Тр — С$ (величины снимаемого с обмоток трансформатора напряжения) определяется направлением выхода телескопа из зенита, которое выявляется с помощью кулачков (фиг. 17), закрепленных на осях t и δ телескопа.

В режиме ведения выход из зенита возможен только на запад, и при этом замыкается контакт кулачка $К_W$. В режиме наведения телескоп может выходить из зенита в любом направлении. В этом случае замыкаются контакты либо одного, либо двух кулачков, причем в любом их сочетании ($К_N, К_N — К_E, К_E$ и т. д.).

При замыкании контактов кулачков включаются обмотки или одного реле $Р_{\delta N}, Р_{\delta S}, Р_{tW}, Р_{tE}$, или пары реле $Р_{\delta N}$ и $Р_{tE}, Р_{\delta S}$ и $Р_{tW}, Р_{\delta N}$ и $Р_{tW}, Р_{\delta S}$ и $Р_{tE}$. Посредством контактов этих реле замыкается цепь одного из восьми реле направления движения $Р_N, Р_{NE}, Р_E$ и т. д. (фиг. 12) и обеспечивается соответствующая схема включения вторичной обмотки трансформатора $Тр — С$. Отводы от обмотки трансформатора выбраны исходя из условия обеспечения восьми положений дуги (через 45°). Трансформатор своими обмотками как бы имитирует восемь фиксированных положений ротора сельсина.

При приходе поводка в точку зенита с помощью реле перекладки $РП$ сельсин $СД_{АГ}$ отключается от сельсина $СП_{АГ}$ (от системы отработки азимута) и подключается к системе сельсин-трансформатор решающего коммутатора перекладки ($Тр — С$ играет роль датчика по отношению к $СД_{АГ}$). В этом случае с обмотки возбуждения $СД_{АГ}$ снимается напряжение, пропорциональное «углу рассогласования» в системе сельсин-трансформатор. Обмотка возбуждения сельсина $СД_{АГ}$ при этом на время перекладки через контакт $РП$ подключается к входу следящей системы перекладки дуги $ПК У_3 — Дв_{ПК}$ и на вход электронного реле блокировки $ЭР_{ПК}$ (фиг. 11).

Для перекладки дуги принята релейно-контактная следящая система, состоящая из двухкаскадного электронного усилителя с выходом на два электромагнитных реле $P_{1П}$, $P_{2П}$, непосредственно управляющих якорной цепью двигателя $Дв_{ПК}$ (фиг. 12). Первый каскад $Л_{12}$ построен по схеме дискриминатора на лампе 6Н8, второй каскад $Л_{13}$ является двухтактным усилителем мощности постоянного тока на лампе 6Н7. Нагрузкой усилителя являются реле управления двигателем отработки $P_{1П}$, $P_{2П}$. Схема построена так, что при отсутствии сигнала на входе через оба



Фиг. 17. Кулачки, определяющие направление выхода трубы телескопа из точки зенита на осях t и δ .

реле текут токи, меньшие тока срабатывания реле. При появлении на входе напряжения срабатывает то или иное реле в зависимости от фазы входного сигнала ошибки, что определяет направление вращения двигателя отработки $Дв_{ПК}$. Необходимые блокировочные переключения осуществляются с помощью контактов реле $РП$ (фиг. 12).

После включения реле $РП$ срабатывает реле блокировки, которое состоит из электронного реле $Л_{14}$ (6Н8), $Л_{15}$ (6Ж4) — $Р_{ЭБ}$ и реле-повторителя $РБ$. В отличие от предыдущих схем электронных реле (t , δ , A) здесь при отсутствии сигнала на входе лампа $Л_{13}$ заперта и катушка реле $Р_{ЭБ}$ обесточена.

В режиме перекладки с помощью реле $РП$ производятся следующие блокировочные операции:

- 1) отключается система отработки азимута (контактами $РП$ разрываются роторные цепи $СД_{АГ}—СП_{АГ}$, $СД_{АТ}—СП_{АТ}$);
- 2) сельсин $СД_{АГ}$ подключается к решающему коммутатору (роторные цепи контактами $РП$ включаются на выход трансформатора $Тр—С$);
- 3) первичная обмотка трансформатора $Тр—С$ подключается к сети с напряжением $U = 110$ в;
- 4) отключается вход системы отработки азимута (контактами $РП$ вход усилителя отключается от обмотки возбуждения $СД_{АГ}$);

5) обмотка возбуждения $СД_{AG}$ подключается к входу следящей системы перекладки дуги ПК и электронного реле блокировки;

6) отключается питание двигателя $Дв_{ПК}$ в системе ведения дуги ПК;

7) подключается питание двигателя $Дв_{ПК}$ в системе перекладки дуги ПК.

После срабатывания реле $РП$ и подачи напряжения рассогласования от $СД_{AG}—Tr—C$ срабатывает электронное реле блокировки $РБ$, которое своими контактами:

1) блокирует (дублирует) контакт реле зенита, обеспечивая тем самым надежное включение реле $РП$;

2) отключает каналы ввода t и δ в ПК, разрывая своими контактами роторные цепи сельсинов $СД_{tГ}—СП_{tГ}$, $СД_{tТ}—СП_{tТ}$, $СД_{\delta Г}—СП_{\delta Г}$, $СД_{\delta Т}—СП_{\delta Т}$. Следовательно, поводок ПК остается на время перекладки в точке зенита, и паразитные моменты сельсинов t и δ при этом исключаются.

Следящая система перекладки обрабатывает угол рассогласования $СД_{AG}—Tr—C$. Когда напряжение на входе электронного реле блокировки становится равным величине отпускания реле $РЭБ$, реле $РБ$ отключается. С этого момента вновь включаются каналы ввода данных t и δ .

Труба телескопа в нормальном режиме работы проходит зенит в направлении, первоначально фиксированном кулачками t и δ , и благодаря накопившейся ошибке на сельсинах ввода t и δ поводок ПК выходит из точки зенита. При этом размыкается контакт зенита $KЗ$ и отключаются реле $РЗ$ и $РП$, с помощью реле $РП$ будет восстановлено первоначальное состояние схемы.

Если труба телескопа осталась в точке зенита, т. е. контакт $KЗ$ замкнут и реле $РП$ продолжает быть во включенном состоянии, никаких аварийных режимов в схеме не возникает. В этом случае угол рассогласования в системе $СД_{AG}—Tr—C$ будет выбран, и соответственно на входе следящей системы перекладки дуги ПК и на входе электронного реле блокировки напряжение будет равно нулю, а поэтому возможность повторного включения $РБ$, а следовательно, и блокировки реле $РП$ будет исключена.

Если труба телескопа начнет двигаться из зенита в другом направлении, чем то, для которого кулачками t и δ была первоначально подготовлена схема, то система перекладки сработает снова, но уже отработает другое требуемое направление перекладки купола.

После отключения реле $РП$ вновь вступит в работу следящий привод азимута и купол повернется в новое положение, заданное системой перекладки.

Система перекладки дуги ПК обеспечивает лишь грубую отработку нового значения азимута. Далее с помощью системы ведения дуги ПК сельсины $СД_{AG}$ и $СД_{AT}$ будут повернуты до положения, определяемого направлением трубы телескопа. При этом соответственно повернется и купол. Система вернется в обычный рабочий режим ведения или наведения.

§ 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА СИСТЕМЫ АВТОМАТИЧЕСКОГО СОГЛАСОВАНИЯ КУПОЛА И ИНСТРУМЕНТА

В 1956 г. в Институте электромеханики АН СССР был создан макет, на котором система с ПК-III прошла лабораторную экспериментальную проверку. Затем в 1956—1957 гг. были проведены натурные испытания системы ведения купола с ПК-III на телескопе МТМ-500 в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Испытания в Крымской обсерватории доказали полную пригодность системы с ПК-III для малых инструментов типа МТМ-500. Максимальная ошибка ввода t и δ в системе синхронной связи не превышала $0^{\circ},25-0^{\circ},5$. Максимальная ошибка следящего привода отработки азимута была не более $0^{\circ},25$.

Суммарная ошибка системы в решении функции $A = f(t, \delta)$ находилась в пределах $1-2^{\circ}$. В значительной мере она обусловлена дефектами выполнения преобразователя координат (наличие механических люфтов, недостаточная балансировка коромысла поводка ПК, недостаточная проверка нулевых положений и т. п.).

Из анализа экспериментальных данных можно сделать заключение, что при хорошо выполненной механике ПК ошибка системы в решении задачи $A = f(t, \delta)$ не будет превышать 1° .

Система управления куполом с ПК-III введена в опытную эксплуатацию на инструменте МТМ-500 для прохождения длительных испытаний.

В настоящее время в Институте электромеханики АН СССР закончена разработка более совершенной схемы системы ведения купола, которая устанавливается на двойном астрографе 400 мм в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. В новом преобразователе координат (ПК-IV) ввод данных t и δ осуществляется посредством следящего привода с сельсинами грубого и точного отсчета угла рассогласования. В качестве исполнительных двигателей использованы двухфазные асинхронные двигатели с полым ротором.

Отработка азимута A производится следящим приводом постоянного тока. Для обеспечения большей плавности перехода с одного режима на другой система выполнена с двумя двигателями отработки, соединенными посредством механического дифференциала и снабженными редукторами с различными передаточными отношениями.

Кроме азимута, в ПК-IV вырабатывается значение второй азимутальной координаты — зенитного расстояния z окна купола. С этой целью в дугу ПК вмонтирован потенциометр. Отработка зенитного расстояния производится с помощью потенциометрической следящей системы.

Как и в системе с ПК-III, в новой системе предусмотрена автоматическая перекладка купола в точке зенита как в режиме ведения, так и в режиме наведения.

Точность решения задачи в системе с усовершенствованным ПК должна быть порядка $0^{\circ},25-0^{\circ},5$.

Сентябрь 1958 г.

Известия
Крымской Астрофизической обсерватории
том XXII

*

Утверждено к печати
Крымской Астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР

*

Редактор издательства Ю. И. Ефремов
Технический редактор И. Ф. Кузьмин

*

РИСО АН СССР № 67-20В. Сдано в набор 5/IX 1959 г.

Подписано к печати 3/I 1960 г. Формат 70×108¹/₁₆.

Печ. л. 18,75+4 вкл., усл. печ. л. 22,45+4 вкл. уч.-изд. л. 22,5+0,6 вкл.=23,1

Тираж 1200 экз. Т-13352. Изд. № 3939. Тип. зак. № 2225

Бесплатно

Издательство Академии наук СССР
Москва, Б-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография Издательства АН СССР
Москва, Г-99, Шубинский пер., 10