

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ I

Часть I



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА 1947 ЛЕНИНГРАД

Редактор
академик Г. А. Шайн

Том I

Часть I



ПРЕДИСЛОВИЕ

Симеизская обсерватория основана в 1908 г. как южное отделение Пулковской обсерватории. Ее работа состояла главным образом в наблюдениях малых планет, комет и переменных звезд и в определении фотографических величин звезд. Эта работа велась на двойном 120-миллиметровом астрографе.

В 1925 г. в обсерватории был установлен 40-дюймовый рефлектор Грэмба и получено новое лабораторное оборудование. С этого времени Симеизская обсерватория стала главной астрофизической обсерваторией в СССР. До начала войны было получено несколько тысяч спектрограмм звезд, главным образом слабее 6.00. Опубликованы и подготовлены к печати лучевые скорости около 700 звезд. Значительное внимание было уделено различным проблемам современной астрофизики: вращению звезд, эмиссионному спектру долгопериодических переменных звезд, молекулярным спектрам, сверх-гигантам и пр. Ряд работ по этим вопросам в настоящее время подготовлен к печати. На обсерватории было открыто около 110 малых планет, 8 комет, около 40 спектрально двойных и более 300 переменных звезд.

В середине октября 1941 г. с приближением немецко-фашистской армии к Крыму был эвакуирован научный персонал обсерватории и вывезена незначительная часть оборудования и научного материала. Осенью 1943 г. немцы вывезли все оборудование обсерватории, включая 40-дюймовый рефлектор. Главное здание обсерватории было сожжено в январе 1944 г.; другие здания и башни были сильно повреждены, или разрушены оккупантами. Обсерватория находилась вне зоны военных действий, и разграбление и разрушение ее нужно рассматривать как преднамеренное истребление культурных ценностей нашей страны.

По окончании войны наши инструменты были найдены в Потсдамской обсерватории. Как установлено, демонтаж инструментов в Симеизе, перевозка их в Германию и хранение там производились настолько варварским образом, что они в настоящее время представляют собой кучу ржавого лома, не имеющего абсолютно никакой ценности. Большая часть спектроскопического материала также погибла.

Немецко-фашистское нашествие причинило обсерватории ущерб и в другом отношении. Из очень небольшого научного штата обсерватории два молодых астронома — В. Г. Шапошников и М. В. Волков — погибли на фронте, а ученый механик А. А. Котов был расстрелян немцами в Крыму.

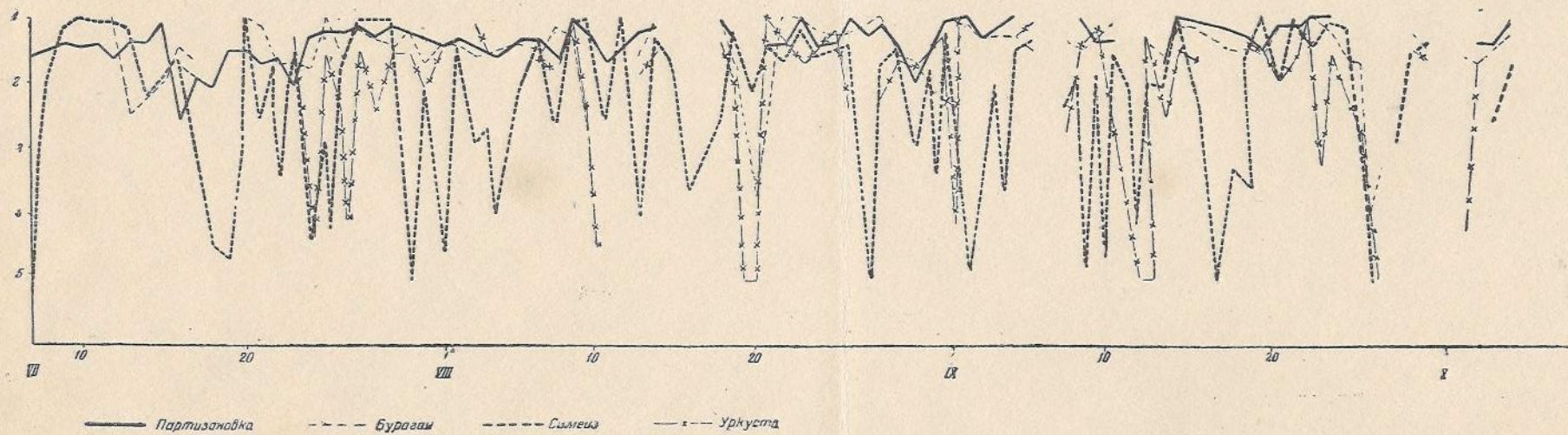
Взамен разрушенной Симеизской обсерватории будет построена новая астрофизическая обсерватория, оборудованная современными мощными ин-

струментами, с большим рефлексором. Постановлением Правительства Симеизское отделение Пулковской обсерватории реорганизовано в самостоятельную Крымскую астрофизическую обсерваторию Академии Наук СССР. Обсерватория будет издавать «Известия Крымской астрофизической обсерватории Академии Наук СССР».

Местонахождение Симеизской обсерватории неблагоприятно для больших астрономических инструментов. Обсерватория ($h=346$ м) расположена в живописной местности на довольно крутом склоне между плоскогорьем (около 1000 м высоты) и морем. Характер местности способствует частому образованию возмущений в атмосфере и локальных турбулентных явлений, вредно отражающихся на изображениях звезд. Это место было выбрано случайно: здесь находилась небольшая частная обсерватория, в 1908 г. подаренная Пулковской обсерватории. Вопрос об организации новой большой астрофизической обсерватории в более благоприятном месте Крыма был поставлен уже давно. Специальные исследования, проводившиеся до войны, во время войны и по окончании ее, позволили установить, что предгорье Крымской Яйлы с точки зрения условий астрономических наблюдений имеет большие преимущества перед южным берегом или склонами, обращенными к морю. На фиг. 1 дано сравнение качества диффракционных изображений звезд по Данжону (Danjon) и Куде (Couder) по наблюдениям в четырех точках Крыма. Сплошная и пунктирная кривые относятся к предгорью Крыма (Партизановка и Бураган), кривая, изображенная точками, — к Симеизу, и кривая, изображенная точками и крестиками, — к Уркусте, месту, расположенному в центре западной части Крымских гор, в 26 км к юго-востоку от Севастополя. Наблюдения производились одновременно: они редуцированы к зенитному расстоянию 20° и сведены в одну систему путем сравнения инструментов с учетом личной разности. Подробная работа об исследовании условий астрономических наблюдений в Крыму будет опубликована во второй части этого тома.

Выбранное для новой обсерватории место представляет собой плато, высотой 560 м, в 27 км к юго-западу от Симферополя и в 41 км к северо-востоку от Севастополя, между селениями Партизановка (б. Мангуш) и Бия Сала.

Старая Симеизская обсерватория, в настоящее время восстанавливаемая, будет отделением новой обсерватории. План строительства Крымской астрофизической обсерватории рассчитан на 4—5 лет.



Фиг. 1. Сравнение качества изображений звезд

ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ H, Fe II и Fe I В СПЕКТРАХ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

Г. А. ШАЙН

Даны некоторые результаты исследования эмиссионных линий в спектрах долгопериодических переменных звезд.

В о д о р о д. Измеренная ширина эмиссионных линий в области 3700—3900 Å равна около 0.6 Å, что в несколько раз превышает Допплеровскую тепловую ширину для температуры, принятой для этих звезд. Крайнее разнообразие эмиссионных водородных линий H₃ — H₁₆ в отношении структуры, интенсивности и аномалии в длине волны может быть объяснено без серьезных исключений в рамках гипотезы о физическом экранировании через поглощение. В этом случае поглощающим материалом являются TiO, V I, Fe I, Cr I, Ca II, H. Анализ интенсивностей водородных линий в рамках теории кривой роста приводит к заключению, что возбуждающая радиация для эмиссионного водородного спектра очень сильна и, собственно, не имеет отношения к обычной фотосферной радиации для этих звезд.

И о н и з о в а н н о е ж е л е з о. В поведении эмиссионных линий Fe II открыты некоторые аномалии. Главные из них: 1) аномалия в отношении интенсивностей линий 4233 : 4179 : 4173; 2) отсутствие эмиссионных линий в зеленой части спектра; 3) некоторые особенности в интенсивности линий в области 4300—4600. Все многочисленные аномалии могут быть объяснены в рамках гипотезы физического экранирования (поглощающий материал здесь TiO, Fe I и Ca I). С увеличением фазы аномалия в отношении интенсивностей 4233 : 4179 постепенно уменьшается. Найдено, что около эпохи максимума нет основания говорить о каком-либо различии в радиальных скоростях для ионов Fe II и водородных атомов.

Н е й т р а л ь н о е ж е л е з о. Найдена аномалия для эмиссионных линий железного мультиплета $a^5D - z^7P^0$. Уменьшение этой аномалии с увеличением фазы имеет много общего с известной аномалией для мультиплета $a^3F - z^6G^0$. Тенденция к образованию эмиссионных линий найдена также для мультиплета $a^3F - y^3F^0$. Имеются серьезные основания предполагать, что все низкотемпературные мультиплеты Fe I выявляют в той или иной степени тенденцию к эмиссии, в особенности в более далекие фазы. Даже для явно эмиссионных линий Fe I всегда можно проследить постепенный переход из поглощения в эмиссию. Не легко в пределах мультиплета разделить линии на эмиссионные и линии поглощения. Многочисленные и в высшей степени разнообразные аномалии в поведении эмиссионных линий Fe I могут быть согласованы, по крайней мере для большинства случаев, с гипотезой физического экранирования при допущении, что главная роль в этом феномене принадлежит поглощающим атомам Fe I.

Проблема эмиссионных линий в спектрах долгопериодических переменных звезд должна быть тесно связана с проблемой этих звезд вообще. Происхождение эмиссионных линий в этих холодных звездах доньше представляется загадочным. Проблема эмиссионных линий в спектрах этих звезд выходит из рамок частной проблемы, и в ней можно отметить три стороны: 1) природа эмиссионных линий в спектрах холодных звезд; 2) эмиссионные линии как метод для изучения структуры атмосфер этих

замечательных звезд и происходящих в них процессов; 3) эмиссионный спектр как индикатор особой роли высокочастотной радиации в процессах, происходящих в этих звездах.

Если наличие эмиссионных линий в спектрах столь холодных звезд представляет собой загадку вообще, то при изучении их мы сталкиваемся, кроме того, с удивительными аномалиями в относительных интенсивностях эмиссионных линий — явление, не наблюдаемое ни в спектрах других классов звезд с эмиссионными линиями (Be, Новые и другие), ни в лабораторных спектрах.

Давно уже известно, что в спектрах звезд типа Me в эмиссионных линиях водорода наблюдаются замечательные аномалии. В эмиссионных линиях Fe I также обнаруживаются некоторые аномалии, хотя и не с такой уверенностью, как в случае водорода. Что касается Fe II, то самое существование аномалий было до сих пор неизвестно.

Можно надеяться, что выяснение общей природы этих аномалий может пролить свет на вопрос о структуре атмосфер этих звезд и о сложных процессах, происходящих в них.

В настоящей статье даны результаты изучения аномалий для H, Fe II и Fe I, основанные главным образом на оригинальных наблюдениях спектра α Ceti. Во второй части, которая будет опубликована в следующей части этого тома, материал будет рассмотрен с точки зрения интерпретации наблюдений. Краткий отчет о результатах работы был доложен на Юбилейной сессии Академии Наук [1].

ВОДОРОД

Ширина эмиссионных линий водорода в спектрах долгопериодических переменных неизвестна. Очевидно, было бы очень важно хотя бы оценить порядок этой величины. Это было сделано автором следующими тремя способами:

1) В области 3800—3900, где дисперсия симеизских спектрограмм около 22 А/мм, эмиссионные линии водорода в спектрах α Ceti и χ Cygni выглядят значительно шире железных линий такой же интенсивности в спектре сравнения Fe. Учитывая приближенным образом влияние инструментального профиля, мы нашли ширину H_{11} и H_8 равной приблизительно 0.6А.

2) Хорошо известно, что некоторые эмиссионные линии выглядят двойными или даже тройными. Причина ослабления эмиссии в центральной части контура объясняется, по крайней мере для некоторых линий, влиянием линий поглощения. Например, раздвоение H_{16} вызвано присутствием низкотемпературной линии VI 3703.6. Расстояние между компонентами H_{16} и H_{16} может быть уверенно измерено даже при умеренной дисперсии. Это расстояние, оказавшееся равным 0.6 А, очевидно, представляет собой минимальное значение ширины линии.

3) Наконец, о ширине линии можно судить по прекрасной спектрограмме α Ceti с большой дисперсией, полученной Адамсом (Adams [2]). Ширина не передержанных и не искаженных поглощением эмиссионных линий также оказывается порядка 0.6 А. Таким образом, ширина водородных эмиссионных линий в области 3700—3900, оцененная независимо тремя различными способами, оказывается равной 0.6 А, что в несколько раз превышает термическую Допплерову ширину для температуры, принятой для этих звезд.

Известные аномалии в интенсивности H_ϵ , H_γ , H_β , H_α уже давно интерпретируются в рамках гипотезы физического экранирования через

поглощение (TiO , Ca II), хотя в действительности это явление значительно сложнее, чем это представляется на первый взгляд. Для линий H_8 — H_{16} Бальмеровский декремент представляется более «нормальным», хотя некоторые линии обнаруживают заметные аномалии. Термин «аномалия» понимается здесь в несколько более широком смысле, чем обычно. Помимо аномалии в интенсивности мы рассматриваем также аномалии в длине волны и в структуре линий. В табл. I сопоставлены эти три характеристики для H_8 — H_{16} , причем для первых двух линий были использованы наши измерения и оценки. Измеренные отклонения в λ хорошо сходятся с данными Меррилла (Merrill [3]). Для описания структуры была использована спектрограмма Адамса.

ТАБЛИЦА 1

Линии	Отклонение	Ослабление	Структура
H_{16} 3703.85	—	Очень сильное	Заметное раздвоение
H_{15} 3711.97	0 ?	0 ?	Возможно, незначительная асимметрия V
H_{14} 3721.94	0 ?	Очень сильное	Приблизительно вдвое уже других линий
H_{13} 3734.37	—0.04	Незначительное	Слабая асимметрия R
H_{12} 3750.15	+0.28	Очень заметное	Сильная асимметрия V
H_{11} 3770.63	0.00	0 ?	Полная симметрия
H_{10} 3797.90	—0.20	Незначительное	Заметная асимметрия R , двойная или тройная
H_9 3835.39	0.00	Незначительное	Незначительная асимметрия V
H_8 3889.05	+0.13	0 ?	То же

И р и м е ч а н и я. H_{16} : раздвоение вызвано линией VI 3703.59, $E. P.$ 0.299;

H_{15} : нет никаких линий, которые могли бы оказывать заметное влияние;

H_{14} : сильное ослабление и аномалия в ширине обусловлены семью слабыми линиями Fe вблизи центра, крыльями далекой, но очень сильной линией Fe I 3720.0, $E. P.$ 0.000 и блендой 3722.6;

H_{13} : в солнечном спектре наблюдается очень сильная линия Fe I 3734.88, $E. P.$ 0.855, которая может оказывать заметное влияние, но в звездах M она, повидимому, слабая, и незначительное ослабление H_{13} , вероятно, объясняется ею;

H_{12} : несомненно значительное влияние сильной линии Fe I 3749.50, $E. P.$ 0.941.

H_{11} : нет линий, которые могли бы оказывать заметное влияние; согласно Меррилли, иногда двойная. Это, вероятно, объясняется слабой блендой 3770.5, наблюдаемой в звездах M ;

H_{10} : раздвоение (согласно Адамсу, H_{10} —тройная), вероятно, вызвано слабыми линиями поглощения вблизи центра. Повидимому, чувствительно влияние низкотемпературной бленды 3798.3;

H_9 : возможно очень незначительное влияние только со стороны Fe I 3834.23, $E. P.$ 0.954;

H_8 : согласно Адамсу, двойная, вероятно благодаря слабой линии Fe I 3888.53.

При сравнении длин волн необходимо учитывать относительное смещение эмиссионных линий (около—0.2 $\text{\AA}$).

Что касается первых членов Бальмеровской серии, то предпочтительно пользоваться данными, полученными с большой дисперсией. Согласно прежним данным, H_δ и H_γ обладают сложной структурой. По наилучшим современным наблюдениям эти линии двойные, и комментарии Адамса [2] могут быть интерпретированы как некоторое указание на то, что это раздвоение обусловлено линиями поглощения водорода. В связи с этим интересно отметить значительное отрицательное смещение H_α в звездах Me (Шэн (Shane) — 1.0, последний результат Меррилла — 0.4 $\text{\AA}$). Мы полагаем, что это вызвано присутствием H_α в поглощении (см. ниже). Сравнивая имеющиеся многочисленные данные, мы можем заключить,

что крайняя неоднородность эмиссионных линий в отношении их структуры, интенсивности и аномалии в длине волны может быть объяснена по крайней мере в большинстве случаев, в рамках гипотезы физического экранирования, причем поглощающим материалом здесь являются не только TiO и Ca II , но также VI , Fe I , Cr I , H . Как мы увидим далее, при рассмотрении эмиссионных линий Fe II , поглощающий материал включает также атомы Ca I . Этот результат является более общим, чем то, что было ранее известно по этому вопросу (Меррилл и Бервелл, Шэн [4])

Необходимо также обратить внимание на то, что H_β иногда не видна в эмиссии, а H_α видна лишь в редких случаях, в то время как фон непрерывного спектра около этих линий вполне заметный. Можно думать, что оптическая глубина для эмиссионных линий H_α и H_β не больше, чем для соседнего непрерывного спектра. Правда, ротационная структура полос TiO способствует меньшему поглощению для непрерывного спектра, поскольку атмосфера может быть относительно прозрачной в промежутках между ротационными линиями. Но роль этих промежутков, вероятно, незначительна, ибо в противном случае эмиссионные линии иногда совпадали бы с ними, что создавало бы большое разнообразие в интенсивности эмиссионных линий для индивидуальных звезд, даже в пределах одного подкласса. В действительности наблюдения этого не обнаруживают. Если так, то интенсивность эмиссионных линий может сильно убывать абсолютно, но полная интенсивность, выраженная в единицах непрерывного спектра, не может убывать. Однако это не оправдывается в действительности, по крайней мере в некоторых случаях для H_β и H_α , и поэтому можно предполагать для этих линий наличие некоторого дополнительного поглощения. Можно думать здесь о самопоглощении в собственном смысле и об ослаблении радиации на пути через лежащие выше слои, содержащие поглощающие атомы водорода. Мы полагаем, хотя это, возможно, находится в разногласии с общепринятым мнением, что в спектрах звезд Me присутствуют линии поглощения водорода. Правда, согласно теории, при температуре порядка 3000° лишь ничтожный процент водородных атомов должен находиться во втором квантовом состоянии, но на деле линии поглощения водорода в gM5 и особенно в cM5 исключительно сильны. Эта аномалия может быть частично связана с очень низким значением g_{eff} и большой протяженностью атмосферы. Вероятно, это имеет место до некоторой степени и в звездах Me .

Надо заметить, что при низких значениях T и g Бальмеровский декремент для линий поглощения должен быть значителен. Поэтому, если даже H_δ и H_γ слабы, линия поглощения H_α может быть достаточно сильной. Можно привести следующие аргументы в пользу присутствия водорода в поглощении в спектрах Me : 1) систематическое смещение (около $0.4 \text{ \AA}$) для H_α в эмиссии, которое, повидимому, трудно объяснить иначе как влиянием компонента H_α в поглощении; 2) согласно Джю (Joy [5]) около эпохи минимума, когда эмиссионные линии водорода исчезают, водород наблюдается в поглощении; 3) некоторая возможность интерпретации раздвоения H_δ и H_γ как результата влияния соответствующих линий поглощения H ; 4) некоторая аналогия между спектрами поглощения Me и $\text{gM} - \text{cM}$.

Присутствие линий поглощения водорода в звездах Se и тем более Ne представляется значительно менее вероятным.

Возможное наличие вышележащих поглощающих атомов водорода в звездах Me интересно само по себе. Но в связи с этим чрезвычайно трудно сделать какое-нибудь заключение о собственно самопоглощении. Вероятно, присутствуют оба фактора; в пользу первого говорит наблюдаемое

систематическое смещение H_α на 0.4 А и другие факты, в пользу самопоглощения — ослабление H_α в звездах Ne и Se.

Для исследования вопроса о самопоглощении необходимо обратиться к фиолетовой части спектра. Как было уже упомянуто, аномалии в линиях H_8-H_{16} или даже H_6-H_{16} могут быть удовлетворительно объяснены, и Бальмеровский декремент здесь более или менее «нормальный», например, как в звездах Ве или в хромосфере. Это указывает на эмиссию в условиях оптически тонкого слоя, когда

$$A_\lambda = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 10^8 NHf.$$

Но наиболее интересно, что наряду с «нормальным» декрементом наблюдаемые полные интенсивности высоких членов Бальмеровской серии значительны. Это бросается в глаза, так как при ширине линий порядка 0.6 А контраст между такими линиями как H_{11} и непрерывным спектром высок. Наши измерения дают для H_ζ и даже для H_{11} значение для эквивалентной ширины ≥ 1.0 А. Очевидно, что, хотя точность таких измерений низка, порядок найденной величины правильный. В случае равномерного слоя большой оптической толщины полная интенсивность выражается формулой [6]

$$E = B \int_0^\infty (1 - e^{-NHf}) d\lambda.$$

В общем случае B можно рассматривать как среднюю интенсивность возбуждающего излучения, которая может быть определена из профиля спектральной линии. В случае термодинамического равновесия B_λ есть функция Кирхгофа — Планка для T_0 (согласно теории лучистого равновесия — интенсивности излучения от края диска). Поэтому, выражая измеренное E в единицах интенсивности непрерывного спектра (редуцируя последнюю к значению для края), мы получаем E/B . (В нашем случае, очевидно, предполагается, что имеет место термодинамическое равновесие для T порядка 2700°).

Интеграл $\int_0^\infty (1 - e^{-NHf}) d\lambda$ был изучен подробно в теории кривой роста

для линий поглощения, и этот результат может быть непосредственно применен к измеренным значениям E/B для эмиссионных линий. Обращаясь к кривой роста, связывающей $\log \frac{NHf}{\Delta\omega_D}$ с $\log \frac{E}{B 2\Delta\omega_D}$, мы видим,

что при данном E самопоглощение будет тем больше, чем меньше $B 2\Delta\omega_D$; чем ниже температура, тем раньше наступит переход на кривой роста от 45° ветви к промежуточной. Применяя эти рассуждения к Бальмеровым линиям, мы полагаем, что рассматриваемая часть спектра очень ограничена.

При $T=3000^\circ$ самопоглощение должно быть еще заметно для эквивалентной ширины около 0.50 А, следовательно в нашем случае для H_ζ , и даже для еще более высоких членов. Однако, как было упомянуто выше, условия оптически тонкого слоя справедливы по крайней мере до H_6 . Вероятно, надо искать объяснения в том, что значение $2\Delta\omega_D B$ в действительности значительно выше, чем $2\Delta\omega \times$ функцию Кирхгофа — Планка для T порядка 2700° . Можно полагать здесь некоторую аналогию с явлением «турбулентности», недавно открытым Струве (Struve) и Эльви (Elvey [7]) в некоторых редких объектах ранних классов. В последнем случае причина лежит, повидимому, в больших макроскопических движениях, сильно увеличивающих значение $\Delta\lambda_D$. Но в случае эмиссионных

линий, о которых идет речь, переход на промежуточную часть кривой роста будет зависеть от функции $B2\Delta\omega_D$. Наблюдаемая ширина эмиссионных линий водорода в 0.6А еще не предопределяет доминирующей роли макроскопических движений. Мы покажем в другой работе, что большая ширина эмиссионных линий H по всей вероятности частично объясняется истечением газов наружу. Главная причина «нормального» декремента в звездах Me лежит, повидимому, в том, что возбуждающее излучение для эмиссионного спектра значительно сильнее, чем то, которое соответствует термодинамическому равновесию для T порядка 3000° , если вообще можно говорить о каком-то образовании эмиссионных линий при таких низких температурах.

Можно привести несколько аргументов в пользу предположения, что в звездах Me спектры поглощения и эмиссионный независимы, и происхождение того и другого объясняется различными физическими процессами и условиями. Здесь мы находим в характере Бальмеровского декремента указание на то, что эмиссионный спектр в звездах Me не связан с фотосферным излучением, прежде всего обуславливающим температуру атмосферных слоев и общий характер спектра поглощения.

Этот результат согласуется с тем, что крайне трудно понять появление эмиссионных линий в обычных условиях при такой низкой температуре, в особенности линий столь высокого потенциала возбуждения, как H и Fe II.

ИОНИЗОВАННОЕ ЖЕЛЕЗО

Для гипотезы о физическом экранировании очень важно знать поведение линий иона Fe II. До настоящего времени не было вообще уверенности в том, есть ли аномалии в характере линий Fe II.

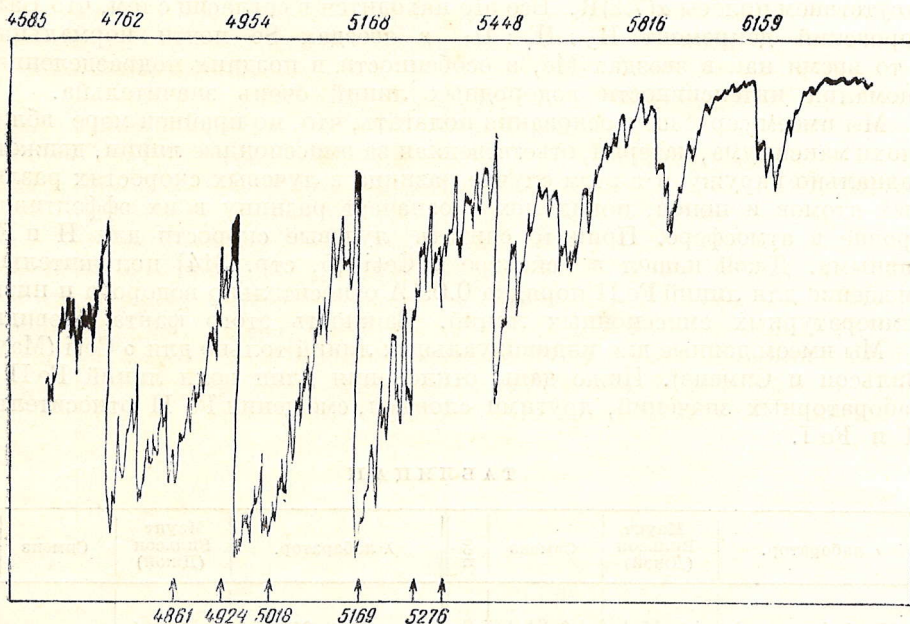
Детальное исследование интенсивностей линий Fe II, главным образом в спектре о Ceti, привело к открытию нескольких заметных аномалий. Особенно замечательно почти полное отсутствие эмиссионных линий в зеленой части спектра звезд Me. Здесь не наблюдаются линии 4924, 5018, 5169, 5276 и 5316, которые в лаборатории и спектрах других небесных тел обычно не уступают в интенсивности 4233. Очень редко наблюдаются только 4924 и 5018, которые представляются сильнее на тех спектрограммах, где H_β наиболее сильна.

На фиг. 1 дана часть микрофотограммы спектра M5. В указанной выше области положение интересующих нас линий показано стрелками. Можно видеть, что все эмиссионные линии лежат внутри сильных полос поглощения TiO: $\alpha(5.3)$, $\alpha(2.4)$, $\alpha(1.0)$, $\alpha(0.0)$, $\alpha(3.3)$ и др. Для 4924 этот эффект, повидимому, выражен слабее. Наиболее вероятная причина рассматриваемой аномалии заключается в том, что в некоторых частотах излучение ионов Fe II ослабляется поглощением молекулами TiO; эта гипотеза была выдвинута для объяснения аномалий в интенсивности водородных линий. Отсюда можно заключить, что излучающие атомы H и ионы Fe II не лежат по крайней мере в верхнем слое атмосферы звезд Me, и, таким образом, в этом отношении нет аналогии с новыми, новоподобными или звездами Ве. Интересно выяснить, согласно ли поведение других линий Fe II с этим результатом.

Сначала мы рассмотрим поведение тех линий Fe II, которые в других объектах обычно немногим слабее линии 4233. Эти линии: 4352, 4508, 4522, 4549 и 4584. Из них 4508 и 4549 вовсе не наблюдаются в спектрах Me, линии 4584 и 4352 наблюдаются очень редко и слабы; напротив, линия 4521 наблюдается часто и довольно сильна. Все это может рассматриваться как аномалия по сравнению с тем, что наблюдается в лаборатории и спек-

трах других небесных объектов. Для линий 4584, 4549, 4508 и 4352 аномалия может быть объяснена влиянием полос TiO : $\alpha(3.0)\text{R}_a$, $\alpha(7.3)\text{R}_c$, $\alpha(6.2)\text{R}_c$ и $\alpha(7.2)\text{R}_c$. В случае 4352 можно также предполагать, что низкотемпературная линия $\text{Sr I } 4351.77$ играет существенную роль. Но присутствие 4352, так же как ее отождествление с Fe II , сомнительно в звездах Me . Едва ли также довольно сильная линия 4521.4, наблюдаемая в Me , может быть уверенно отождествлена с $\text{Fe II } 4522.6$. Эта линия значительно сильнее, чем $\text{Fe II } 4233$. Но каково бы ни было происхождение линии, наблюдаемой вблизи 4522, она заслуживает внимания благодаря своей значительной интенсивности, что может быть связано здесь с отсутствием в данной области полос TiO (ближайшая полоса $\alpha(6.2)\text{R}_c$ 4506).

Наконец, мы должны указать на аномалию в линиях 4233, 4179 и 4173, для которых верхний и нижний уровни энергии почти одинаковы.



Фиг. 1. Микрофотограмма σ Ceti

В то время как в лаборатории и в спектрах небесных объектов отношение интенсивностей этих линий около $10 : 8 : 5$, в звездах Me (σ Ceti) оно приблизительно $10 : 20 : 8$ (в обоих случаях интенсивность линии 4233 произвольно принята равной десяти). Из этих трех линий 4179, повидимому, не искажена поглощением, 4173 возможно ослаблена до некоторой степени очень слабой полосой $\text{TiO } \alpha(7.1)\text{R}_a$. Что касается линии $\text{Fe II } 4233$, то она, вероятно, находится под влиянием крыла сильной резонансной линии $\text{Ca I } 4226$ и низкотемпературной линии $\text{Fe I } 4232.7$ (последнее явствует из заметной асимметрии эмиссионной линии $\text{Fe II } 4233$).

Мы не рассматриваем здесь более слабых линий Fe II : они могут быть невидимы просто в силу своей слабости, а не обязательно в силу эффекта экранирования через поглощение. Но изучение всех сильных линий Fe II , как было показано выше, выявляет ряд аномалий, которые все могут быть удовлетворительно объяснены в рамках гипотезы физического экранирования. Это равносильно утверждению, что средний эффективный уровень излучающих ионов ниже или, по крайней мере, не выше, чем

уровень поглощающих молекул и атомов, которыми в нашем случае являются TiO , Ca I и Fe I . Излучение ионов Fe II ослаблено в частотах, близких к частотам поглощения для TiO , Ca I и Fe I .

Сравнение поведения линий Fe II в спектрах звезд Me и Se дает подтверждение этой гипотезы. В звездах Se полосы TiO слабы или совсем отсутствуют. К сожалению, наблюдательный материал, полученный в Симеизе (R Gem. , R And.) и на других обсерваториях [8] очень беден. Нельзя с уверенностью сказать, наблюдается ли также в звездах Se аномалия в $4233 : 4179$. С другой стороны, здесь присутствуют эмиссионные линии Fe II 4584, 4924, 5018 и, возможно, 4549, как раз те линии, которые не видны или едва видны в спектрах Me в силу экранирующего эффекта со стороны полос TiO . Надо заметить также, что 4352 значительно сильнее в Se , нежели в Me . Независимо от того, принадлежит ли или нет эта линия иону Fe II , ее усиление в Se , повидимому, связано с ослаблением или отсутствием полосы $\alpha(7.2)\text{R}_c$. Все это находится в согласии с тем, что Бальмеровский декремент $\text{H}_\beta : \text{H}_\gamma : \text{H}_\delta$ в звездах Se почти нормальный, в то время как в звездах Me , в особенности в поздних подразделениях, аномалия интенсивности водородных линий очень значительна.

Мы имеем серьезные основания полагать, что, по крайней мере вблизи эпохи максимума, материя, ответственная за эмиссионные линии, движется радиально наружу, и в этом случае разница в лучевых скоростях различных атомов и ионов, повидимому, означает разницу в их эффективном уровне в атмосфере. Принято считать лучевые скорости для H и Fe I равными. Джой нашел в спектре $\alpha \text{ Ceti}$ [5, стр. 314] положительное смещение для линий Fe II порядка $0.09 \text{ \AA}$ относительно водорода и низкотемпературных эмиссионных линий. Важность этого факта очевидна.

Мы имеем данные для индивидуальных линий только для $\alpha \text{ Ceti}$ (Маунт Вильсон и Симеиз). Ниже даны отклонения длин волн линий Fe II от лабораторных значений, другими словами, смещения Fe II относительно H и Fe I .

ТАБЛИЦА II

λ лаборатор.	Маунт Вильсон (Джой)	Симеиз	Вес	λ лаборатор.	Маунт Вильсон (Джой)	Симеиз	Вес
4138.38 (предск.)	+0.17 $\text{\AA}$	+0.21 $\text{\AA}$	2	4583.84	+0.04	—	1
4173.47	0.00	+0.01	1	4923.91	-0.12	-0.09 ?	—
4178.86	-0.04	-0.06	2	5018.43	+0.01	—	—
4233.16	+0.17	+0.15	4				

Две последние строчки были отброшены Джоем, и его заключение о положительном смещении Fe II практически основано на линиях 4138 и 4233. Симеизские наблюдения также подтверждают большое положительное смещение для этих линий. Однако имеются серьезные возражения против отождествления первой из них с Fe II :

1) Эта линия никогда не наблюдалась в спектрах других небесных объектов (хромосфера, Новые, Ве и т. д.), в то время как все другие рассматриваемые выше линии Fe II наблюдаются.

2) Эта линия не наблюдается также и в лаборатории, и ее λ вычислена теоретически. Ни одна из других аналогично предсказанных линий не наблюдалась ни в лаборатории, ни в спектрах небесных тел.

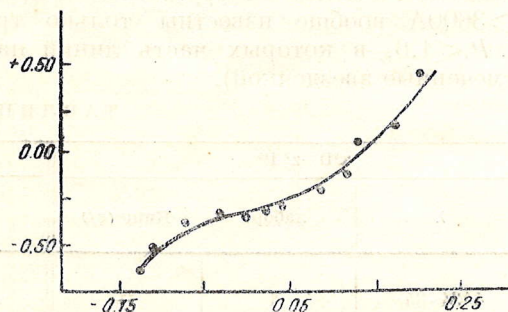
3) 4138 — сильная линия в Me , значительно сильнее 4233.

Что касается линии 4233, то надо заметить, что на расстоянии около $0.15 \text{ \AA}$ (принимая во внимание обычное смещение эмиссионных линий)

имеется сильная низкотемпературная линия поглощения Fe I 4232.74, которая может влиять на положение линии Fe II 4233. Действительно, даже при умеренной дисперсии линия 4233 кажется уже других эмиссионных линий Fe II и при большой дисперсии представляется асимметричной в спектре α Ceti [2, стр. 14]. На основании всего этого мы склонны к заключению, что не существует никакой разницы в лучевых скоростях для ионов Fe II и атомов H и Fe I. Однако в следующей работе будет показано, что в более поздние фазы это не обязательно соблюдается.

Из равенства лучевых скоростей и более или менее одинакового значения для экранирующего эффекта для H, Fe I и Fe II следует, что, по крайней мере около максимума, излучающие атомы и ионы, о которых здесь идет речь, расположены приблизительно в одном и том же слое, который не выше слоев, ответственных за спектр поглощения.

Поскольку, как это следует из K-члена [9] и разности в скоростях между эмиссионными линиями и линиями поглощения, излучающая материя движется радиально наружу, мы можем ожидать, что эффект экранирования меняется с фазой. Поэтому изучение изменений аномалий с фазой может служить основанием для суждения об изменении относительного уровня материи, ответственной за эмиссионные линии. Наиболее полные данные мы имеем для линий Fe II 4233, 4179 и 4173. Пользуясь симейзскими наблюдениями, а также оценками Джоя [5, стр. 309], мы могли обнаружить вполне заметное изменение с фазой



Фиг. 2. Изменение отношения интенсивностей линий Fe II 4233:4179 с возрастанием фазы α Ceti

относительной интенсивности этих трех линий. Сглаженные значения для $\log 4233 : 4179$ представлены на фиг. 2. Хотя мы имеем дело здесь лишь с оценками, а не с измеренными интенсивностями, реальность уменьшения аномалии с фазой не вызывает сомнения. Постепенно отношение интенсивности стремится к нормальному. Можно показать, что этот эффект не может быть приписан изменению числа поглощающих атомов и молекул как функции фазы. Наблюдаемое явление, повидимому, должно быть интерпретировано в том смысле, что относительный уровень излучающих ионов Fe II подвержен более или менее непрерывным изменениям с фазой, вследствие чего в далекие фазы уровень этих ионов в атмосфере обычно много выше, чем средний уровень поглощающих атомов и молекул. Это, а также то обстоятельство, что, по крайней мере около максимума, ионы Fe II и атомы H и Fe I не отделены друг от друга, но, повидимому, лежат в одном и том же слое (вероятно в нижнем), по-новому освещают процессы, имеющие место в атмосферах звезд Me.

НЕЙТРАЛЬНОЕ ЖЕЛЕЗО

В проблеме эмиссионных линий изучение эмиссионных линий Fe I представляет особенный интерес, в частности в отношении применимости здесь гипотезы физического экранирования. Этот эффект должен играть для эмиссионных линий Fe I особую роль, так как всегда совсем близко к последним должны находиться довольно сильные соответствующие

абсорбционные линии Fe I. Физическое экранирование для Fe I (Эм.) со стороны Fe I (Абс.), возможно, даже более значительно во многих случаях, чем со стороны TiO и др. Многое зависит здесь от смещения Fe I (Эм.) относительно Fe I (Абс.), а также от некоторых иных факторов.

Выше мы отметили, что радиальная скорость для эмиссионных линий H, Fe II и Fe I одинакова для эпохи около максимума. Уж одно это дает основание думать что, по крайней мере около эпохи максимума, соответствующие атомы и ионы находятся приблизительно на одном эффективном уровне в атмосфере, и что, следовательно, физическое экранирование должно иметь место для Fe I, если оно имеет место для H и Fe II.

Выяснение вопроса о том, сказывается ли физическое экранирование одинаковым или неодинаковым образом на эмиссионных линиях, соответствующих высоким и низким энергетическим состояниям, должно иметь большое значение для всей проблемы в целом. Столь же важно для этой цели знать, какие из многочисленных линий Fe I наблюдаются в эмиссии, и какие обнаруживаются здесь аномалии. В области спектра $\lambda > 3600 \text{ \AA}$ вообще известны только три мультиплета [5, стр. 316] с $E. P. < 1.6$, в которых часть линий наблюдается в эмиссии (табл. III, отмеченные звездочкой).

ТАБЛИЦА III

a ⁵ D—z ⁷ P ^o			a ⁵ D—z ⁷ F ^o			
λ	лабор.	Кинг (gf)	λ	лабор.	Кинг (gf)	
4134.34	1	—	4325.76	бленда		
4149.77	предск.	—	4347.24	(1)	0.23	
4199.99	1	—	*4375.95	9	4.4	
*4206.70	3	0.60	4389.26	2	0.24	
*4216.19	8	2.14	4405.03	предск.	—	
4232.74	1	—	*4427.32	10	4.3	
*4258.33	2	0.38	4435.16	2	0.24	
*4291.77	4	0.45	4445.48	(1)	—	
a ³ F—z ³ G ^o			*4461.66	8	2.9	
λ	лабор.	log. S. R	Кинг (gf)	4466.55	бленда	0.31
4147.68	10	2.78	—	4471.68	(1)	—
*4202.04	30	0.60	890	*4482.18	4	1.6
4250.80	25	0.60	880	*4489.75	3	0.63
4271.78	35	1.89	2450			
*4307.91	35	1.77	3300			
4325.78	35	1.65	3800			

При изучении эмиссионных линий Fe I необходимо иметь в виду, что вообще в спектрах поздних классов низкотемпературные мультиплеты Fe I хорошо представлены в поглощении. При умеренной дисперсии (каковая в таких случаях обычно употребляется, скажем 30 А/мм) наблюдаемые контуры этих эмиссионных и абсорбционных линий являются почти целиком инструментальными и при небольшом относительном смещении, порядка 18 км, эти контуры в значительной степени накладываются друг на друга. Именно это обстоятельство весьма осложняет видимое поведение эмиссионных линий Fe I в разные фазы. В данном случае речь идет не только об эффекте физического экранирования, но и об эффекте

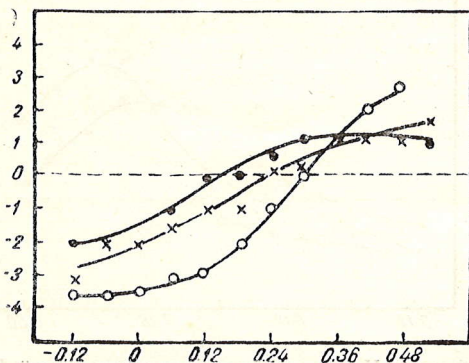
чисто геометрического блендирования. Более того, это обстоятельство весьма затрудняет в некоторых случаях решение вопроса о том, какие именно линии являются эмиссионными.

Несомненно, что в отношении линий Fe I в эмиссии мы имеем дело с оптически тонким слоем. Следовательно, можно ожидать, что отношение интенсивностей линий внутри мультиплета $\propto N_f$. Поэтому независимо от каких-либо аномалий можно ожидать, что более слабые линии внутри мультиплета не будут видны. Действительно, для указанных выше мультиплетов $a^5D - z^7P^0$ и $a^5D - z^7F^0$, это, очевидно, очень хорошо оправдывается. С другой стороны, ширина соответствующих абсорбционных линий в спектрах этих звезд меняется $\propto \sqrt{N_f}$ или даже еще более медленно. При известном значении для относительного смещения эмиссионных линий может оказаться, что более слабая эмиссионная линия мультиплета будет находиться вне соответствующей линии

поглощения, в то время как для более сильной линии будет иметь место значительное физическое экранирование. Необходимо также иметь в виду, что, как это следует из опытов Кинга (King) и других, по некоторым неизвестным причинам одни линии мультиплета более чувствительны к изменениям в условиях возбуждения, чем другие. Влияние всех этих факторов в дополнение к обычному влиянию TiO или каких-либо других линий может сделать аномалию для эмиссионных линий Fe I особенно значительной.

Рассмотрим сначала мультиплет $a^5D - z^7P^0$. Из восьми линий в эмиссии наблюдаются только четыре более сильные линии. Эта эмиссия, вообще довольно слабая, выявляется только в более позднюю фазу. Пользуясь своими оценками этих линий в спектре o Ceti, а также, в особенности, оценками Джоя для той же звезды, мы получили сглаженные кривые (фиг. 3). Оценка для линии 4216.2 очень неуверенная (в особенности в более раннюю фазу), так как она находится между двумя сильными линиями поглощения, соответствующей линией Fe I и 4215.5 (Sr II). Горизонтальная линия (пунктиром) отмечает переход от поглощения в эмиссию. Хотя оценки, естественно, очень мало точны, но реальность наблюдаемой картины не вызывает сомнений. Аномалия в отношении интенсивностей линий и ее изменение с фазой для мультиплета $a^5D - z^7P^0$ отмечается здесь впервые. Влияние со стороны TiO, повидимому, ничтожно, и мы можем говорить здесь только о физическом экранировании со стороны соответствующих линий Fe I.

Отметим, что имеется некоторая аналогия между аномалией для этого мультиплета и известной аномалией для мультиплета $a^3F - z^3G^0$. Как увидим дальше, это имеет большое значение для интерпретации этого явления. Аномалия для мультиплета $a^3F - z^3G^0$ представляется особенно сильной, и ее давно отметили Джой и Меррилл [4, стр. 305]. Принято считать, что из шести линий в эмиссии наблюдаются только 4202 и 4308. Аномалия заключается в том, что, с одной стороны, три сильные линии вовсе не видны в эмиссии, а с другой, в том, что отношение

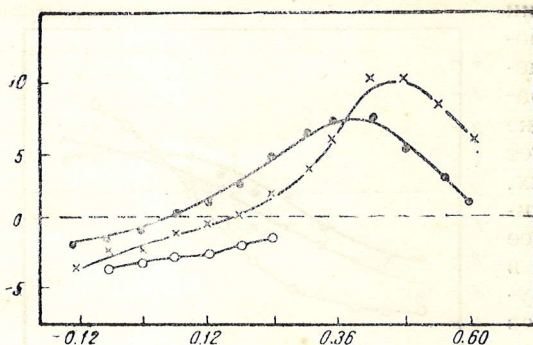


Фиг. 3. Изменение интенсивности линий Fe I ($a^5D - z^7P^0$) с возрастанием фазы (o Ceti). Положительные и отрицательные значения ординат относятся к состояниям эмиссии и поглощения.

крестики—4206; кружки—4291; точки 4258

4308:4202 большей частью очень сильно отличается от теоретического значения. Построив сглаженные кривые для этих линий подобно тому, как это было сделано для $a^5D - z^7P^0$, мы получаем фиг. 4. Здесь особенно заметно, как с увеличением фазы абсорбционные линии постепенно превращаются в эмиссионные, а аномалия в отношении 4308 : 4202 постепенно уменьшается.

Отметим еще одно важное обстоятельство, которое, повидимому, также сохраняет силу и для мультиплета $a^5D - z^7P^0$. Как видно из фиг. 4, нельзя собственно провести резкого разделения линий на эмиссионные и абсорбционные. Примечательно, что когда эмиссия 4202 и 4308 достигает максимума, другие линии 4148, 4251, 4272 и 4326 почти исчезают как линии поглощения, и, повидимому, в более далекие фазы для них намечается тенденция к эмиссии.



Фиг. 4. Изменение интенсивности линий Fe I ($a^3F - z^3G^0$) с возрастанием фазы (о Ceti). Положительные и отрицательные значения ординат относятся к состояниям эмиссии и поглощения

точки—4202; крестики—4308; кружки—4251, 4326, 4272

Поэтому, хотя эмиссионными линиями считаются только 4202 и 4308, — принципиального различия между этими линиями и другими линиями мультиплета $a^3F - z^3G^0$, которые принято считать абсорбционными, собственно нет. То же, вероятно, имеет место и внутри мультиплета $a^5D - z^7P^0$.

Постараемся интерпретировать наблюдаемые аномалии для Fe I в рамках гипотезы физического экранирования (это делается впервые). В мультиплете $a^3F - z^3G^0$ не наблю-

даемая в эмиссии линия 4250.6 (введена поправка около $-0.2 \text{ \AA}$ за относительное смещение эмиссионных линий) должна находиться между двумя сильными линиями поглощения Fe I 4250.80 и Fe I 4250.13, которые в спектрах поздних классов вообще характеризуются резко выраженными фиолетовыми и красными крыльями. При умеренной дисперсии эта линия не разделяется, и среднее значение λ равно около 4250.5. Таким образом, ненаблюдаемость эмиссионной линии здесь может быть легко объяснена в рамках гипотезы физического экранирования.

Более значительной аномалией является ненаблюдаемость в эмиссии еще более сильной линии 4271.78 (-0.2). Однако, если принять во внимание, что последняя должна находиться между двумя очень сильными линиями Fe I 4271.78 и Fe I 4271.17 (в о Ceti не разделяются, среднее значение 4271.6), то ненаблюдаемость здесь эмиссии также, вероятно, может быть объяснена.

Также неизвестна эмиссия 4325.78 (-0.2). Здесь, кроме соответствующей сильной линии поглощения Fe I, имеется еще довольно сильная блenda с центром около 4325.1. Необходимо еще иметь в виду, что в области мультиплета $a^3F - z^3G^0$ могут влиять также полосы TiO 4270 $\alpha(5.0)$ и 4315 $\alpha(6.1)$. Вспомним, что сильная эмиссионная линия H_γ подвергается в этой области очень значительному ослаблению, вероятно обязанному TiO. Здесь может идти речь о полосе TiO 4340 (?), которая, повидимому, слабее TiO 4315 (Кинг приводит для лаборатории TiO 4340 в более старом списке [10], но не отмечает эту полосу в новом списке [11]). В этой

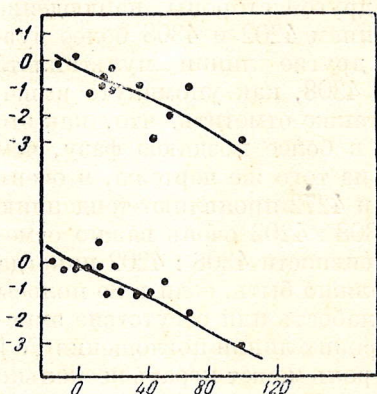
области имеется общая депрессия в непрерывном спектре, обязанная, вероятно, TiO. Последняя может влиять не только на видимость эмиссионных линий 4271 и 4325, но и 4308. Наконец, ненаблюдаемость 4147.7 в эмиссии представляется естественной, так как независимо от каких-либо влияний ее интенсивность, согласно правилу сумм, весьма незначительна. Таким образом, ненаблюдаемость в эмиссии всех упомянутых выше линий мультиплета $a^3F - z^3G^0$ может быть объяснена в рамках гипотезы физического экранирования.

С другой стороны, в эмиссии наблюдаются две линии этого мультиплета 4202.04 (—0.2) и 4307.9 (—0.2). Первая из них может подвергаться влиянию только со стороны соответствующей линии Fe I умеренной силы, и именно это, возможно, является причиной ее наличия здесь в эмиссии. Более трудным представляется вопрос в отношении эмиссии 4307.91 (—0.2). Хотя посторонних значительных линий, повидимому, здесь нет, но соответствующая линия поглощения Fe I очень сильна. Может быть, при сравнении условий видимости или невидимости эмиссионных линий здесь уместно вспомнить, с одной стороны, замечание мисс Мур (Moore) и Расселла (H. N. Russell), что в спектре солнца линии 4202 и 4308 имеют более слабые крылья, чем 4325 и 4272 [12], а с другой стороны, наблюдение Кинга, что по некоторым неизвестным причинам 4202 и 4308 более чувствительны к условиям возбуждения, чем другие линии мультиплета [5, стр. 317]. Известную роль в отношении 4308, как упомянуто выше, может играть также и TiO. Небезинтересно также отметить, что, как это видно из фиг. 4, эмиссия 4308 выявляется в более позднюю фазу, чем эмиссия 4202. С другой стороны, как видно из того же чертежа, в очень далекую фазу, в конце концов и линии 4325 и 4272 проявляют тенденцию к эмиссии. Для понимания аномалии для 4308 : 4202 очень важно отметить, что в спектрах Se относительные интенсивности 4308 : 4202 никогда не бывают очень аномальными [13]. Так и должно быть, если в Se полосы TiO значительно слабее, чем в Me. Однако слабость или отсутствие эмиссии для 4272 и 4325 показывают, что роль широких линий поглощения Fe I значительна и здесь. Вместе с тем некоторую роль может играть несколько большее значение для относительного смещения эмиссионных линий в спектрах Se.

Аномалия в 4308 : 4202, согласно Теккерю (Thackeray) и Мерриллу, может быть обязана самому механизму образования эмиссионных линий [флуоресценция по Боуэну (Bowen)]. Однако очень сильное уменьшение аномалии в 4308 : 4202 в спектрах Se, а также в далекую фазу в спектрах Me показывает, что флуоресценция по Боуэну вероятно не единственная причина наблюдаемой аномалии. Таким образом, на примере мультиплета $a^3F - z^3G^0$ особенно хорошо можно видеть, что нет принципиального различия между линиями, которые принято считать эмиссионными, и линиями того же мультиплета, которые принято считать абсорбционными. В конце концов, рассматривая поведение этих линий в различные фазы, от ранних до далеких, можно, повидимому, проследить все переходы от резко выраженной эмиссии до резко выраженной абсорбции. Совокупность всех фактов, повидимому, может быть удовлетворительно объяснена в рамках гипотезы физического экранирования при условии, что экранирующим материалом здесь является главным образом Fe I, хотя заметную роль может играть также TiO. Вместе с тем весьма существенно, что с увеличением фазы имеет место значительное уменьшение эффекта экранирования (как будет показано ниже, вероятно благодаря постепенному повышению эффективного уровня материи, ответственной за эмиссионный спектр).

Важным фактором является также значение смещения эмиссионных линий относительно абсорбционных, точно так же как и ширина этих линий, в особенности абсорбционных.

Последний мультиплет $a^5D - z^7F^0$ вообще слаб. Подобно мультиплету $a^5D - z^7F^0$, в эмиссии находится относительно большое число линий. Как видно из табл. III, это суть линии с наибольшей теоретической или лабораторной интенсивностью. Возможно, что это обязано меньшему эффекту со стороны соответствующих линий поглощения. Возможно также, что это отчасти связано с очень низким уровнем термов a^5D , z^7F^0 и z^7F^0 . По причине слабости линий и, вероятно, заметного влияния полос TiO здесь труднее проследить изменение интенсивности линий с фазой. Для отдельных линий мы имеем следующее. Эмиссия 4427.3(—0.2), вероятно, подвергается влиянию TiO 4421.6 α (4.0) R_a и, возможно, линии Ti 4427.11. Эмиссия 4461.7(—0.2), видимо, находится вне полосы TiO 4462.5 α (5.1) R_a . Так же объяснима эмиссия для 4482.18(—0.2) и 4489.75(—0.2), видимо находящихся вне заметных влияний полос или линий поглощения. Эмиссия 4375.95(—0.2) часто выделяется среди других линий этого мультиплета. Возможно, это связано с тем, что эта линия очень чувствительна к условиям возбуждения. Согласно Кингу [14], эта линия — наиболее сильная железная линия в печи при 1400°.



Фиг. 5. Изменение интенсивности линий поглощения Fe I с возрастанием фазы (o Ceti— α Herculis).

Абсциссы — число дней

Наверху: $a^3F - y^3F^0$ (4046, 4064, 4072)

Внизу: $a^3F - z^3G^0$ (4251, 4272, 4326)

Что для линий этого мультиплета играют роль полосы TiO, следует из их поведения в спектрах звезд Se. Хотя данные и очень скудны (оценки Меррилла [15] и симеизские для R. Gem. и R. And.), но из них следует, что если вообще упоминается 4376, то большей частью вместе с 4427 и 4461, причем различие между ними, повидимому, меньше чем в Me. Роль TiO, вероятно, больше чем Fe I. Хотя линии 4376 и 4427, может быть, и обнаруживают некоторые особенности, но в общем в поведении линий мультиплета $a^5D - z^7F^0$ не обнаруживается заметных противоречий с гипотезой физического экранирования.

Все три рассмотренных выше мультиплета относятся к низкотемпературным. Мы исследовали еще один низкотемпературный мультиплет $a^3F - y^3F^0$, в отношении которого не было подозрений о наличии эмиссионных линий. К сожалению, наши наблюдения о Ceti ограничены фазой +100.

Пользуясь α Herc. как стандартом, мы оценили интенсивности линий поглощения 4005, 4046, 4064 и 4072 (фиг. 5). Из этих сравнений видно, что в то время как в эпоху максимума интенсивности линий мультиплета $a^3F - y^3F^0$ в спектрах o Ceti и α Herc. почти равны, те же линии в далекие фазы весьма заметно ослаблены в первой звезде. Это необходимо, повидимому, интерпретировать как заметный переход в эмиссию для линий этого мультиплета, аналогично тому, как подобный же эффект обнаруживается для линий мультиплета $a^3F - z^3G^0$: 4251, 4272 и 4326. Что мы имеем здесь дело с вероятной тенденцией к эмиссии, а не с эффектом изменения T и P , доказывается тем, что низкотемпературные линии VI, как, например, 4093, 4110, 4117, 4128, 4379 и др., находящиеся вне полос погло-

щения TiO , почти не меняются при переходе от максимума к фазе $+100$ и даже к более далеким фазам.

Тот же эффект ослабления линий поглощения, хотя и в меньшей степени, как будто обнаруживается и для мультиплета $a^3\text{F} - z^5\text{G}^0$. Однако, так как этот мультиплет находится в более длинноволновой части, возможно мы имеем здесь видимое ослабление линий поглощения по причине усиления полос TiO в далекие фазы. В области $\lambda > 4300$ линии поглощения Fe I кажутся ослабленными в σ Ceti относительно α Her. Так и должно быть если σ Ceti несколько более позднего класса (полосы TiO сильнее).

Мы рассмотрели в области $\lambda > 3600$ все низкотемпературные мультиплеты (потенциал возбуждения нижнего уровня < 1.6 вольта). В тех из них, где некоторые линии являются эмиссионными, другие проявляют тенденцию к эмиссии в более далекие фазы. В других же низкотемпературных мультиплетах вообще, повидимому, проявляется тенденция к эмиссии в более далекие фазы. Это более общий вывод, чем обнаружение лишь отдельных эмиссионных линий в некоторых мультиплетах. Приведенный здесь результат можно в общем удовлетворительно объяснить в рамках гипотезы физического экранирования, обязанного главным образом соответствующим линиям Fe I и полосам TiO . Выявление поведения линий Fe I должно иметь, как это будет показано во второй части, очень большое значение для решения вопроса о происхождении эмиссионных линий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Шайн. Известия АН СССР Серия физ. 9, 3, 161. 1945. ДАН XLII, №6, 1944, XLIX, № 7, 1944.
2. Adams. Ap. J. 93, 11, 1941.
3. Merrill. Ap. J. 93, 40, 1941.
4. Merrill a. Burwell. Ap. J. 71, 285, 1930; Shane. LOB 10, 131, 1921.
5. Joy. Ap. J. 63, 302, 1926.
6. Амбарцумян. Теоретическая астрофизика, 1939, стр. 107.
7. Struve a. Elvey. Ap. J. 79, 409, 1934.
8. Merrill. Ap. J. 65, 23, 1927.
9. Г. Шайн Сообщения АН Грузинской ССР, 4, 123, 1943.
10. King. PASP 38, 173, 1926.
11. King. P. R. 33, 701, 1929.
12. Moore a. Russell. Ap. J. 63, 6, 1926.
13. Merrill a. Thackeray. PASP 49, 12, 1937.
14. King. Ap. J. 56, 337, 1922.
15. Merrill. Ap. J. 65, 23, 1927.

РАДИАЛЬНЫЕ СКОРОСТИ 107 В8 — А0 ЗВЕЗД

В. А. АЛЬБИЦКИЙ

Наблюдения радиальных скоростей звезд В8 — А0 производились в 1932—1937 гг. однопризменным спектрографом с короткофокусной камерой, дающей дисперсию 75 А/мм в области Нγ. При обработке наблюдений была учтена систематическая ошибка согласно нашей предыдущей работе. Из сравнения радиальных скоростей 7 звезд, общих с каталогом Мура, систематическая ошибка нашего каталога получается $\pm 0.44 \pm 1.51$ км/сек (Мур — Симеиз).

В табл. XIII даны окончательные радиальные скорости для 91 звезды; средняя вероятная ошибка равна ± 3.57 км/сек. В табл. XIII даны также наблюдаемые пределы скоростей для 16 звезд с переменной радиальной скоростью.

Звезда Н. D. 161817 принадлежит к классу звезд с большими скоростями.

С окончанием в 1932 г. наблюдений радиальных скоростей звезд с дисперсией 36 А на 1 мм (Нγ) и ввиду исчерпания звезд с еще неизвестными радиальными скоростями в пределах яркостей, доступных при массовых определениях с этой дисперсией (если не считать области к северу от зенита, где прогресс наблюдений был бы невелик по причине некоторых неудобств системы монтажа рефлектора), было решено перенести работу по массовому определению радиальных скоростей на короткую камеру с дисперсией 75 А. Принимая во внимание, что такие малые дисперсии дают радиальные скорости несколько пониженной точности, было решено уделить внимание звездам типов В8 — А0, для которых достижение высокой точности по причине малого числа спектральных линий и их плохого качества вообще затруднительно.

Отрицательным качеством малых дисперсий является исчезновение из-за малой разрешающей силы тех слабых линий, которые иногда могут дать даже для звезд этих спектральных типов удовлетворительные радиальные скорости. Но все же значительная светосила малых дисперсий весьма ценна при массовых определениях радиальных скоростей.

Для настоящего каталога наблюдались звезды в пределах яркостей 6.6—7.3 виз. величины в прежних пределах склонений $0 - +40^\circ$.

НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения производились с мая 1932 г. по конец 1935 г. и с марта по ноябрь 1937 г. В 1936 г. было получено всего лишь несколько спектрограмм, так как спектрограф был демонтирован для подготовки к наблюдению солнечного затмения 1936 г. Всего получено спектрограмм: опорных звезд 233, программных 518.

Об оптических качествах нашей короткой камеры даны подробные сведения в работе «Радиальные скорости 114 звезд» [1]. Здесь приводятся лишь некоторые дополнительные детали вычислений, выявивших необходимость учета открытой при предварительной обработке настоящего каталога ошибки определения радиальных скоростей, зависящей от кризисы поля малой камеры.

ДЛИНЫ ВОЛН

Длины волн для железного спектра сравнения были взяты из Transactions of the I. A. U., v. I, p. 41. Длины волн звездных линий были первоначально взяты: для звезд В из Publications of the Dominion Astrophysical Observatory, Victoria, v. V, № 1; для звезд А — F отсюда же, v. II, № 1. Все эти длины волн были приведены к системе I. A. U. по соответствующей таблице из H. Kayser, Tabelle der Hauptlinien der Linienspektren aller Elemente..., S. VI.

С этими длинами волн были построены редуccionные таблицы, по которым была проделана обработка всех измерений спектрограмм. При окончательной обработке настоящего каталога длины волн для звезд А — F были приведены к рекомендованным I. A. U. (Transactions, IV, p. 188) с соответствующими исправлениями всех вычисленных скоростей по отдельным линиям. Длины волн для звезд В (все — неметаллических линий) остались без изменений.

Данные для использованных линий приведены в табл. II: II₁ и II₂. В табл. II₃ приведены коэффициенты перевода смещений линий в 0".001 в километры в секунду.

ИЗМЕРЕНИЯ

Измерения спектрограмм производились с измерительным микроскопом В. Мессера тремя измерителями. Число измерений равнялось:

	Опорные звезды	Программные звезды	Всего
В. А. Альбицкий (А) . . .	232	607	839
Л. А. Альбицкая (Л) . . .	198	513	711
П. Ф. Шайн (Ш)	47	96	143
	<u>477</u>	<u>1216</u>	<u>1693</u>

Каждая спектрограмма измерялась, как правило, двумя различными измерителями. Сравнение измерений общих спектрограмм опорных звезд дало следующие значения личных разностей:

	Звезды	Число измерений	Личная разность, км/сек	
Без различия спектральных классов	А—Л 36	187	—0.36	±0.81
	А—Ш 14	45	+1.97	±1.95
Звезды В2—А2	А—Л 24	138	+0.10	±0.97
	А—Ш 9	29	+3.68	±3.17

Как видно, личные разности меньше их вероятных ошибок, во всяком случае для основных измерителей. Поэтому в дальнейшем этими разностями пренебрегали, и все измерения трактовались как равноценные, и только при выводе окончательных скоростей звезд результаты измерений различных измерителей взвешивались согласно числу измеренных линий.

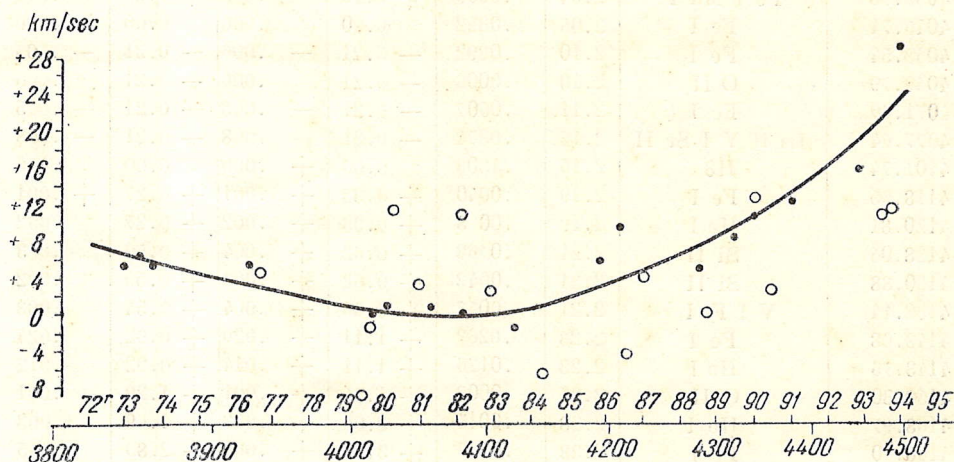
ТАВЛІЦА І

1	H. D.	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
		α (1900.0)	δ (1900.0)	vis.	H. Sp	RM/cek					RM/cek	

ТАБЛИЦА II

1	2	3	4	км/сек			
				5	6	7	8
3933.66 A	Ca II	1.85	0.0950	+ 3.33	+ 0.310	+ 3.33	+0.310
3954.73	He I	1.93	.0073	+ 2.12	+ .007	+ 2.12	.097
3995.00	N II	1.98	.0009	+ 1.19	+ .001	+ 1.19	.001
4005.33	Fe I	2.00	.0229	+ 0.94	+ .022	+ 0.94	.022
4009.27	He I	2.00	.0050	+ 0.80	+ .007	+ 0.80	.007
4026.19	He I	2.03	.0259	+ 0.41	+ .011	+ 0.41	.011
4030.61	Fe I Ti I Mn I	2.04	.0108	+ 0.21	+ .002	+ 0.21	.002
4032.93	Fe I Mn I	2.04	.0009	+ 0.20	.000	+ 0.20	.000
4045.74	Fe I	2.06	.0352	0.00	.000	0.00	.000
4053.54	Fe I	2.10	.0292	— 0.21	— .006	— 0.21	— .006
4059.79	O II	2.10	.0003	— 0.21	.000	— 0.21	.000
4071.69	Fe I	2.11	.0007	— 0.21	— .005	— 0.21	— .005
4077.64	La II Y I Sr II	2.12	.0374	— 0.21	— .008	— 0.21	— .008
4101.74	H δ	2.16	.1303	0.00	+ .000	0.00	.000
4118.65	Fe I	2.19	.0040	+ 0.33	+ .001	+ 0.27	+ .001
4120.81	He I	2.19	.00 .8	+ 0.33	+ .002	+ 0.27	.002
4128.05	Si II	2.21	.0163	+ 0.62	+ .004	+ 0.50	.003
4130.88	Si II	2.21	.0043	+ 0.62	+ .003	+ 0.50	.002
4132.14	V I Fe I	2.21	.0057	+ 0.66	+ .004	+ 0.54	.003
4143.68	Fe I	2.23	.0262	+ 1.11	+ .029	+ 0.92	.024
4143.76	He I	2.23	.0126	+ 1.11	+ .014	+ 0.92	.012
4153.30	O II	2.25	.0008	+ 1.54	+ .001	+ 1.29	.001
4168.97	He I	2.28	.0015	+ 2.00	+ .003	+ 1.69	.003
4198.60	Fe I	2.33	.0197	+ 3.26	+ .064	+ 2.80	.055
4202.03	Fe I	2.34	.0030	+ 3.28	+ .010	+ 2.82	.008
4215.64	Fe I Sr II	2.36	.0289	+ 4.01	+ .116	+ 3.46	.100
4226.91	Fe I Ca I	2.38	.0274	+ 4.52	+ .124	+ 3.95	.108
4233.28	Fe I Fe II	2.39	.0257	+ 4.90	+ .126	+ 4.28	.110
4235.90	Fe I Y II	2.39	.0012	+ 5.02	+ .006	+ 4.40	.005
4250.48	Fe I	2.42	.0056	+ 5.81	+ .032	+ 5.16	.029
4260.42	Fe I	2.44	.0154	+ 6.34	+ .098	+ 5.60	.083
4267.16	C II	2.45	.0036	+ 6.88	+ .025	+ 6.11	.022
4271.55	Fe I	2.46	.0154	+ 6.89	+ .106	+ 6.12	.094
4282.62	Fe I Ti I	2.48	.0005	+ 7.69	+ .005	+ 6.83	.004
4289.93	Cr I Ti II Fe I	2.49	.0230	+ 8.22	+ .189	+ 7.35	.169
4307.89	Ti II Fe I	2.52	.0073	+ 9.07	+ .066	+ 8.08	.059
4314.79	Sc II Ti II Fe I	2.53	.0037	+ 9.61	+ .064	+ 8.59	.058
4325.67	Fe I Sc II	2.55	.0236	+10.20	+ .241	+ 9.12	.215
4340.47	H γ	2.58	.1362	+11.09	+ 1.510	+ 9.93	1.352
4351.81	Cr I Fe II Mg I	2.60	.0160	+11.96	+ .191	+10.74	.172
4387.93	He I	2.66	.0111	+14.87	+ .165	+13.48	.150
4395.01	Ti II	2.68	.0030	+15.17	+ .045	+13.74	.041
4404.75	Fe I	2.69	.0007	+15.60	+ .011	+14.11	.010
4415.12	Fe I Sc II	2.71	.0026	+16.41	+ .043	+14.87	.039
4437.55	He I	2.75	.0010	+18.31	+ .018	+16.66	.017
4443.58	Fe I Ti II	2.76	.0095	+18.90	+ .180	+17.21	.163
4468.64	Ti II	2.81	.0025	+21.21	+ .053	+19.40	.049
4471.48	He I	2.81	.0190	+21.49	+ .408	+19.65	.373
4481.31	Mg II Ti I	2.83	.1000	+22.48	+ 2.248	+20.60	+2.060
					+ 6.55		+5.94

Для привязки определяемых радиальных скоростей к системе каталога Мура (J. H. Moore [2]) одновременно с программными звездами наблюдались 37 звезд с хорошо известными радиальными скоростями, принятыми в каталоге Мура. Данные этих звезд указаны в табл. I: $I_1—I_5$ и пояснений не требуют; в I_6 приведены принятые в каталоге Мура скорости; $I_7—I_9$ содержат результаты наших наблюдений—полученные радиальные скорости, число измерений спектрограмм, приведения к каталогу Мура. Среднее значение последних величин составило $+5.94 \pm 0.58$ км/сек. Необходимость выяснения происхождения этой значительной система-



Фиг. 1. Поправки к нормальным отсчетам в зависимости от длины волны

тической ошибки и заставила произвести описанное в каталоге «114 звезд» исследование короткой камеры. Найденные поправки в зависимости от длины волны, или отсчетов нормальной дисперсии, приведены в работе «Радиальные скорости 114 звезд»; эти поправки представлены на фиг. 1 точками с соответствующей кривой.

Так как необходимо было иметь в виду, что определенная лабораторным путем поправка может потребовать приспособления для действительных наблюдений звезд, был выработан следующий способ введения поправки в измерения, дающий возможность испытывать различные системы поправок для измеренных линий без значительных вычислений каждый раз.

Для каждой измеренной линии составлялась сумма $\sigma_\lambda = \sum \frac{1}{n}$, где n — число измеренных линий на тех спектрограммах, где была измерена данная линия и суммирование производилось по всем измерениям для этой линии (λ — указатель линии). Величины σ_λ умножались на соответствующие поправки (Π_5), взятые из кривой фиг. 1. Сумма последних произведений для всех линий, деленная на число измеренных спектрограмм для данной звезды, дает поправку окончательной скорости звезды.

В I_{10} даны значения вычисленных таким образом поправок скоростей звезд. Как видно, их среднее значение всего на 0.6 км/сек отличается от наблюдаемого значения I_9 .

Если же исключить звезду α Cancri с очень несогласными измерениями (что при окончательной обработке и было сделано), то средние значения

поправок, вычисленных и наблюдаемых, получаются: +6.46 км/сек и +6.49 км/сек.

Для проверки этих вычислений были определены поправки для каждой измеренной линии в отдельности, но для совокупности всех опорных звезд. Для этой цели были просуммированы величины σ_λ для всех звезд, в отдельности для каждой линии, и все полученные суммы были разделены на число измерений всех спектрограмм всех звезд— $N=477$.

Эти величины, $\Sigma\sigma_\lambda/N$, помещены в Π_4 ; умножением их на соответствующие поправки из Π_5 получаются те доли общей поправки всей системы полученных радиальных скоростей всех опорных звезд, которые вносятся различными линиями— Π_6 . Сумма этих долей дает то же значение общей поправки (+6.55 км/сек).

Была сделана попытка вывести поправки путем непосредственного сравнения скоростей звезд по отдельным линиям с принятыми в каталоге Мура. Для этого были отобраны 15 линий из числа наиболее часто измерившихся. Данные для них приведены в табл. III; Π_3 — число исполь-

ТАБЛИЦА III

1	2	3	4	1	2	3	4
			км/сек				км/сек
3933.7 A	Ca II	283	+ 4.6 ± 1.0	4215.6 A	Sr II	166	— 4.3 ± 1.5
4005.3	Fe I	145	— 8.8 1.7	4233.3	Fe II FeI	118	+ 3.8 2.1
4009.3	He I	34	— 1.5 8.1	4289.9	Cr I Ti II	142	0.0 1.8
4026.2	He I	82	+11.3 2.9	4340.5	ii γ	461	+12.4 1.0
4045.7	Fe I	207	+ 3.4 1.4	4351.8	Fe II MgI	97	+ 2.5 1.7
4077.6	Sr II	205	+10.8 1.3	4471.5	He I	66	+10.4 3.4
4101.7	Hδ	435	+ 2.7 1.0	4481.3	Mg II	278	+11.6 1.5
4143.8	He I	49	— 6.3 3.8				

зованных измерений. Найденные поправки даны в Π_4 и представлены кружками на фиг. I. Совершенно очевидно, что дисперсия поправок, найденных таким способом, ни в какой мере не соответствует приведенным в Π_4 их вероятным ошибкам. Необходимо допустить, что даваемые нашей короткой камерой длины волн не соответствуют принятым в Trans. I. A. U. Но все-таки эти найденные поправки как будто указывают на необходимость несколько понизить длинноволновую половину кривой поправок из лабораторного исследования. Это понижение было произведено так, чтобы вычисленные поправки привели наблюдаемые скорости опорных звезд в целом в точности к каталогу Мура. Потребное понижение кривой поправок представлено ветвью B кривой на фиг. 1 работы «Радиальные скорости 114 звезд». Это было сделано за две пробы, очень легко, при помощи величин $\Sigma\sigma_\lambda/N$ из Π_4 . Соответствующие данные указаны в Π_7 и Π_8 (аналогично Π_5 и Π_6).

Но в дальнейшем, как и при обработке 114 звезд, были приняты данные первоначального, лабораторного определения.

На этом первоначальная обработка настоящего каталога была прервана с тем, чтобы на наблюдениях звезд с лучшими спектрами проверить полученные данные об этой, до сего неизвестной ошибке, возможной, может быть, для немалого числа употребляемых спектрографов, особенно среди светосильных, где труднее достигнуть плоского поля на значительном диапазоне длин волн.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОПРАВОК ДЛИН ВОЛН И ТЕМПЕРАТУРНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

Так как при наблюдениях настоящего каталога фокусировка камеры хотя и не оставалась совершенно неизменной, но корректировалась в весьма небольших пределах (13.0—13.15), то при обработке можно было всецело воспользоваться опытом обработки каталога 114 звезд, при которой была выявлена зависимость определяемых радиальных скоростей от температуры спектрографа.

В существенном обработка состояла в следующем.

1. Во все измерения опорных звезд были введены поправки, зависящие от кривизны поля и определенные лабораторным путем.

2. Из приведенный к каталогу Мура наблюдаемых скоростей опорных звезд путем последовательных приближений одновременно были определены: коэффициенты линейной формулы поправки за температуру по способу наименьших квадратов и поправки скоростей по линиям — как остаточные члены.

Так как поправки длин волн зависят от спектрального типа звезд и тем более, чем менее дисперсия спектрографа, то опорные звезды были разбиты на две группы по спектральным типам: I группа, 24 звезды, от В3 до А2 вкл.; II группа, 12 звезд, от А5 до F5 вкл. Обе группы обрабатывались в отдельности.

Все спектрограммы были разбиты на 10 подгрупп, согласно температурам спектрографа, таким образом:

Под- группы	Пределы температур	Средняя температура	Под- группы	Пределы температур	Средняя температура
1	−2°.0 до +1°.0	−0°.5	6	+13.1 до +16.0	+14.5
2	+1.1 + 4.0	+ 2.5	7	+16.1 + 19.0	+17.5
3	+4.1 + 7.0	+ 5.5	8	+19.1 + 22.0	+20.5
4	+7.1 + 10.0	+ 8.5	9	+22.1 + 25.0	+23.0
5	+10.1 + 13.0	+11.5	10	+25.1 + 28.0	+26.5

Исходным наблюдательным материалом были разности $v_{\text{Moore}} - v_{\text{Sim}} + \delta_\lambda$, где $+\delta_\lambda$ означает введение в измерение спектрограммы поправок из II₅ для отдельных линий в каждой спектрограмме; эти разности принимались с одинаковыми весами, независимо от того, была ли измерена данная линия в данной спектрограмме одним, двумя или более измерителями. Это было допущено лишь для сокращения вычислительной работы. Можно было бы ожидать некоторой селективности в составе измерителей лишь для некоторых слабых линий, а не для каких-либо температурных подгрупп; но тщательный просмотр измерений не дал повода для каких-либо опасений в этом отношении. Эти исходные разности были разбиты по температурным подгруппам, для которых были взяты средние значения; последним были приданы веса, равные числам спектрограмм, в которых была измерена данная линия. Итак,

$$v_{\text{Moore}} - (v_{\text{Sim}} + \delta_\lambda) = \Delta v = xt + y + \Delta v_\lambda,$$

где x и y — температурные коэффициенты, Δv_λ — поправка скорости по звездной линии длины волны λ , а t — средняя температура подгруппы

А. I группа опорных звезд

Для этой группы из 307 значений Δv было откинуто 14, дающих значительные отклонения, из которых 11 с весом 1 и 3 с весом 2. В табл. IV

ТАБЛИЦА IV

γ	км/сек								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
3933.66	+ 7.2	+ 3.7	- 3.1	- 2.1	+ 6.3	+ 1.0	+ 0.2	+ 2.2	- 1.2
3964.73	—	—	—	—	—	—	+ 0.7	+13.4	+ 3.4
3995.00	—	—	—	—	—	—	—	-22.3	-27.6
4005.33	-21.2	-13.4	—	—	- 2.7	-13.0	- 9.3	-10.4	+ 7.7
4009.27	—	—	—	—	—	—	- 5.8	- 7.1	- 1.3
4026.19	+36.8	+14.4	—	—	+25.6	+17.9	+22.2	+ 9.8	+ 9.1
4030.61	-14.2	-14.4	- 1.1	+ 3.9	—	-17.4	+ 6.0	-32.4	-13.9
4032.93	—	—	—	—	+ 6.3	—	—	—	—
4045.74	+17.1	+ 0.3	+11.5	+ 4.9	+ 8.3	+ 0.6	- 1.3	- 8.0	- 4.2
4063.54	+30.0	- 2.3	+25.2	+21.3	+ 5.3	+ 2.3	- 5.8	+ 6.4	+16.1
4069.79	—	—	—	—	—	—	+17.8	—	- 4.4
4071.69	+24.4	- 7.8	—	+ 0.4	-33.3	-12.3	- 8.1	- 2.3	+17.4
4077.64	+31.6	+ 6.0	+ 7.6	+17.6	+28.3	+ 3.7	+12.6	+11.1	+14.8
4101.74	+14.7	0.0	+ 6.8	+ 2.1	+10.3	+ 4.1	+ 5.6	+ 0.9	+ 0.3
4118.65	-32.3	+11.9	—	—	-30.8	—	- 2.0	+ 6.5	—
4120.81	—	—	+18.3	—	—	-20.0	- 1.8	+ 3.6	+ 8.4
4128.05	+18.6	—	—	+ 6.6	+27.6	- 4.7	+ 3.5	-10.6	+ 7.0
4130.88	+ 7.0	—	—	-18.8	—	—	+ 4.0	+ 6.0	-13.6
4132.14	—	- 7.9	+ 3.4	+ 7.1	—	- 5.3	- 4.8	- 8.2	-26.7
4143.68	+40.3	-17.0	+ 1.2	- 3.5	+12.1	+ 9.4	+15.7	+ 7.5	+ 7.8
4143.76	—	+36.7	+31.5	—	—	- 4.3	+ 6.4	-22.5	-19.8
4153.30	—	—	—	—	—	—	-25.9	-20.4	-43.1
4168.97	—	—	+ 1.6	—	—	—	-26.4	—	-26.1
4198.60	+18.9	+14.3	-13.7	+17.8	- 6.8	- 3.3	+12.9	+14.7	+ 6.9
4202.03	+ 7.4	—	-21.8	—	- 8.7	—	-23.0	—	-39.1
4215.64	+ 8.9	- 6.6	-15.0	- 5.9	-16.1	+ 6.1	- 8.4	-16.0	-16.7
4226.91	+19.2	+16.8	—	+ 0.1	+24.8	+17.6	- 5.4	+ 9.6	-13.0
4233.28	+22.7	+ 9.0	- 0.6	- 8.4	- 0.2	- 5.4	+ 1.6	-13.1	+ 0.5
4235.90	—	—	—	—	+15.6	—	- 8.7	+31.3	—
4250.48	—	—	—	—	+ 3.5	-44.0	- 0.7	-19.3	-10.3
4260.42	-16.1	-41.1	—	+ 2.3	—	-19.0	-15.2	-18.5	-30.8
4267.16	—	—	—	—	—	—	+15.5	+ 3.2	+ 1.9
4271.55	- 7.2	-15.4	—	-22.3	+20.9	+ 0.5	-10.4	+ 2.3	+ 8.3
4282.62	—	—	—	—	—	—	-19.6	—	—
4289.93	+ 4.0	—	+11.4	+ 5.8	-11.6	- 3.6	- 3.2	- 9.2	- 4.1
4307.89	+ 4.3	—	+ 2.5	+21.1	—	—	-37.1	—	—
4314.79	+24.6	-21.8	—	-27.7	-13.6	-27.6	—	- 7.4	- 3.4
4325.67	+ 9.8	-40.3	—	- 6.8	-13.8	-10.7	- 4.6	-12.9	- 7.9
4310.47	+ 6.0	+ 3.5	+ 5.2	+ 3.6	- 2.9	+ 4.6	- 3.2	- 3.1	+ 1.8
4351.84	-18.1	-15.2	-44.5	-17.8	-26.9	-15.7	+ 9.2	-15.5	- 6.2
4387.93	—	+23.9	- 0.8	—	—	+ 5.4	+ 0.5	- 2.0	+ 6.2
4395.04	+15.0	-18.2	-24.5	—	—	—	-20.7	+ 3.5	—
4404.75	—	—	—	—	—	—	—	—	—
4415.12	-44.2	+ 0.4	—	-20.6	—	-29.2	—	-27.9	-12.8
4437.55	—	—	—	—	—	—	—	—	-18.7
4443.58	—	-17.2	—	—	—	-15.5	- 4.5	-16.6	-22.1
4468.64	-16.0	-35.3	—	—	—	-11.4	-27.9	+ 0.3	-14.7
4471.48	+ 3.8	+39.3	+27.6	—	—	+10.1	- 8.8	-15.5	-20.5
4481.31	+10.4	-15.2	- 1.7	-12.1	- 9.8	- 3.4	- 8.3	-16.7	-21.6
Δv_i	+5.99	-2.60	+3.48	-0.71	+0.21	-4.77	-3.94	-5.00	-7.31
	+9.85	-4.81	+1.06	-1.83	-1.30	-3.02	-2.71	-5.94	1 приближ. -6.37 2 приближ.
	2	2	1	2	2	2	4	5	5

даны оставшиеся 293 значения Δv , распределенные по линиям и по температурным подгруппам; в табл. V приведены соответствующие веса.

Для начала было сделано предположение: $\Sigma \Delta v_\lambda = 0$, где суммирование сделано по всем линиям для отдельных температурных подгрупп. Средние

ТАБЛИЦА V

γ	1	2	3	4	5	6	7	8	9	γ	1	2	3	4	5	6	7	8	9
3933.66	10	10	5	18	12	9	20	26	27	4215.64	3	4	3	6	5	7	9	11	5
3964.73							3	2	6	4226.91	1	2		1	4	3	4	7	2
3995.00								1	2	4233.28	7	6	2	9	4	9	8	9	5
4005.33	2	3			1	4		9	2	4235.90					1		2	3	
4009.27							6	4	10	4250.48					2		2	3	1
4026.19	2	1			2	2	10	8	19	4260.42	1	3		2		2	3	2	1
4030.61	2	1	1	2		5	4	3	2	4267.16							2	4	6
4032.93					1					4271.55	2	3		1	3	3	3	6	2
4045.74	3	4	3	7	6	5	8	9	2	4282.62							2		
4063.54	3	4	1	5	3	6	8	11	4	4289.93	1		3	3	4	2	7	8	6
4069.79							1	1	1	4307.89	3		1	1			2		
4071.69	2	4		2	1	3	2	7	3	4314.79	1	1		1	2	2		4	2
4077.64	4	5	4	7	3	7	8	14	7	4325.67	2	2		3	2	6	5	7	2
4101.74	11	11	8	18	15	9	24	29	33	4340.47	11	10	2	19	13	11	24	31	35
4118.65	1	1			1		2	2		4351.84	1	1	1	5	1	2	4	8	5
4120.81			1			1	7	3	7	4387.93			1	1		6	7	5	9
4128.05	2			3	1	1	3	2	4	4395.04	1	1	1				3	1	
4130.88	1			1			1	1	5	4404.75									
4132.14		1	1	1		3	2	2	1	4415.12	1	1		1		1		1	1
4143.68	4	4	2	5	2	4	7	9	3	4437.55									2
4143.76		1	1			1	8	6	9	4443.58		2		4		4	6	2	4
4153.30							1	1	2	4468.64	1	2				1	1	1	1
4168.97			1	3			1	4	4	4471.48	2	1				2	8	6	18
4198.60	3	3	1		2	3	6	6	6	4481.31	10	11	7	15	15	11	19	26	28
4202.03			3		2		1		1										

значения столбцов табл. IV в таком случае дают правые части условных уравнений $tx + y = \Delta v_i$. После решения этих условных уравнений можно внести температурные поправки в строки табл. IV. Взвешенные (веса

ТАБЛИЦА VI

λ	км/сек				λ	км/сек			
	1	2	3	4		1	2	3	4
3933.66	+4.1	+4.1	+0.80	+9.32	4215.64	-3.0	-6.0	+1.84	+13.18
3964.73	+10.6	+10.2	2.33	7.38	4226.91	+12.6	+12.5	2.77	13.60
3995.00	-19.2	-20.0	1.56	2.70	4233.28	+1.7	+1.6	2.05	15.83
4005.33	-6.8	-6.9	2.36	12.02	4235.90	+19.9	+19.7	9.20	22.50
4009.27	+2.2	+1.7	2.06	9.20	4250.48	-8.7	-11.1	6.10	18.30
4026.19	+21.1	+20.8	2.61	17.30	4260.42	-18.6	-18.6	3.60	13.45
4030.61	-8.6	-8.7	3.30	14.70	4267.16	+10.8	+10.4	2.07	7.15
4032.93	+7.8	+7.9	—	—	4271.55	+1.7	+1.7	3.78	18.20
4045.74	+1.8	+1.7	1.38	9.45	4282.62	-15.3	-15.5	—	—
4063.54	+8.8	+8.7	2.55	18.20	4289.93	+0.1	0.0	1.34	7.85
4069.79	+12.4	+12.0	8.40	11.75	4307.89	-6.0	-5.9	7.81	20.80
4071.69	+1.2	+1.2	5.71	18.20	4314.79	-8.0	-8.1	4.40	15.80
4077.64	+15.5	+15.5	1.87	14.69	4325.67	-6.2	-6.2	2.66	14.40
4101.74	+7.0	+6.8	0.85	10.76	4340.47	+3.8	+3.9	0.75	9.52
4118.65	+1.0	+1.0	8.72	23.10	4351.84	-8.8	-8.9	3.18	16.80
4120.81	+8.1	+7.8	3.07	13.35	4387.93	+8.9	+8.0	1.56	8.45
4128.05	+8.8	+9.0	2.42	9.70	4395.04	-3.8	-3.8	6.67	17.87
4130.88	-3.5	-3.9	3.80	11.40	4404.75	—	—	—	—
4132.14	-3.0	-3.1	1.69	5.85	4415.12	-20.8	-20.8	4.15	10.15
4143.68	+10.7	+10.8	3.17	20.27	4437.55	-11.6	-12.1	—	—
4143.76	-2.6	-2.8	5.15	26.30	4443.58	-9.6	-9.7	2.43	10.45
4153.30	-27.1	-27.5	5.20	10.41	4468.64	-18.5	-18.5	4.42	11.75
4168.97	-16.7	-16.5	3.71	9.35	4471.48	-6.5	-6.8	3.35	20.70
4198.60	+12.1	+12.5	1.89	10.89	4481.31	-8.6	-8.6	1.70	19.46
4202.03	-16.4	-16.3	4.25	12.00					

из V) средние значения остатков для каждой линии являются поправками Δv_λ измеренных скоростей по отдельным линиям.

Ввиду приближенности предположения $\Sigma \Delta v_\lambda = 0$ в первом приближении при вычислении величин Δv_i взвешивания не производилось.

По внесении полученных значений Δv_λ в Δv из табл. IV было сделано второе приближение к значениям x , y и Δv_λ ; на этот раз все средние брались взвешенными. Незначительные изменения в получаемых x , y , Δv_λ указали на достаточность двух приближений. Нижние три строки табл. IV указывают значения Δv_i в обоих приближениях и веса этих величин, пропорциональные суммам весов из табл. V.

В VI₁ и VI₂ указаны значения Δv_λ в первом и втором приближениях; VI₃ и VI₄ — вероятные ошибки результата (r) и одного наблюдения веса, равного 1 (r_0).

Для характеристики точности измерений по среднему значению r_0 , равному ± 13.66 км/сек, в предположении двух измерителей была вычислена вероятная ошибка измерения одной линии одним измерителем. Она оказалась равной ± 19.2 км/сек. Среднее значение вероятной ошибки поправки Δv_λ равно ± 2.84 км/сек, или $\pm 0.04\lambda$ для поправки длины волн.

Коэффициенты температурной поправки получились следующими:

$$\begin{array}{l} 1\text{-е приближение: } x = -0.46 \pm 0.08 \text{ км/сек; } y = +3.81 \pm 1.07 \text{ км/сек;} \\ 2\text{-е } \quad \quad \quad x = -0.42 \pm 0.09 \quad \quad \quad ; y = +3.26 \pm 1.56 \quad \quad \quad ; \end{array}$$

В табл. I₁₁ приведены окончательные значения скоростей опорных звезд I группы по внесении поправки $\delta_\lambda + \Delta v_\lambda + \Delta v_i$. В I₁₂ даны приведения этих скоростей к каталогу Мура. Среднее значение этих приведений получается $\pm 0.34 \pm 0.75$ км/сек, т. е. она лежит значительно в пределах вероятной ошибки.

Б. II группа опорных звезд

Среди 198 значений Δv для этой группы звезд отброшенных не было.* Данные для этой группы, аналогичные группе I, приведены в табл. VII и VIII. Порядок последовательных приближений для этой группы был несколько изменен. В данные табл. VII внесены температурные поправки с коэффициентами x , y из I группы звезд. Отсутствие значительных изменений в Δv_λ (все < 0.2 км/сек) от I-го ко 2-му приближению дало возможность ограничиться одним приближением к температурным коэффициентам, которые определились так:

$$x = -0.44 \pm 0.23 \text{ км/сек, } y = +3.55 \pm 4.60 \text{ км/сек.}$$

Значения Δv_λ с их вероятными ошибками приведены в табл. IX, первые три столбца. Во второй группе все вычисления были сделаны со взвешиванием согласно весам по табл. VIII. Как видно, коэффициенты x , y для обеих групп согласуются в пределах их вероятных ошибок. Поправки же Δv_λ различаются, чего и следовало ожидать. Так как x , y определялись совместно с Δv_λ , и для нашего каталога полезны поправки Δv_λ лишь из I группы опорных звезд, то было решено в дальнейшем использовать те значения коэффициентов x , y , которые получены из I группы опорных звезд.

В табл. X даны те значения поправок $\delta_\lambda + \Delta v_\lambda$, которые вносились в измеренные скорости программных звезд по отдельным линиям, в табл. XI — применявшиеся температурные поправки.

* Температурные подгруппы 1, 2, 3 были целиком отброшены ввиду незначительного числа наблюдений.

ТАБЛИЦА VII

λ	км/сек						
	4	5	6	7	8	9	10
3933.66				+ 7.7	+ 3.5	+ 2.7	-16.8
3964.73							
3995.00			+54.8				
4005.33	+ 2.6	-11.4	+12.6	-11.4	- 9.5	-12.0	-22.9
4009.27							
4026.19							
4030.61	+ 8.0	+10.4	+30.4	+ 7.9	- 5.4	-10.8	-32.1
4032.93	+11.8	+10.7			-34.5		
4045.74	+ 8.6	+ 5.3	+31.9	+11.5	+ 3.6	+ 1.8	- 2.4
4063.54	+11.6	+13.8	+26.1	+ 8.3	+ 1.2	+ 6.2	+ 2.7
4069.79							
4071.69	+ 5.4	+15.7	+16.6	+ 1.9	+ 6.2	+ 6.7	+ 8.0
4077.64	+12.1	+ 2.2	+15.6	+21.8	+ 8.9	- 0.6	+18.2
4101.74	- 3.4	- 4.1	-19.1	- 2.3	- 2.0	- 6.1	-10.9
4118.65	-12.2	-14.1	+ 5.5	+ 2.6	+ 0.7	-20.9	
4120.81							
4128.05							
4130.88							
4132.14	-32.7					+19.8	
4143.68	+25.1	+11.0	+10.8	+10.4	+13.2	+ 6.0	+ 4.9
4143.76							
4153.30							
4168.97							
4198.60	+ 1.9	- 2.2	+ 3.9	+ 5.4	+ 6.0	- 4.1	- 8.8
4202.03	+13.9			- 0.1	- 5.3	+15.2	
4215.64	-10.8	-22.0	+13.9	- 7.9	- 3.8	-25.7	- 3.5
4226.91	+ 7.4	+ 8.3	+25.3	+15.7	+10.1	+ 8.5	+ 9.6
4233.28	-25.7	- 6.6		- 2.2	- 5.2	- 8.1	-12.8
4235.90				- 6.6			
4250.48	+15.7	- 5.4	- 4.6	- 1.0	-14.9	- 8.2	-30.3
4260.42	-10.3	+ 7.8	- 9.4	-22.8	- 5.0	-30.4	- 2.8
4267.16							
4271.55	+ 0.9	- 4.5		- 5.0	- 3.5	+ 2.9	-15.3
4282.62					-24.1	-23.2	
4289.93	+ 0.5	-25.9	+14.5	+ 6.4	- 3.5	-11.2	-21.6
4307.89	-18.8	-44.2	+ 0.3	-36.4	-30.9	-38.9	-31.7
4314.79		+12.1	+42.9	+ 7.5	+10.3	+15.7	+16.4
4325.67	+ 2.9	- 9.9	+39.5	+ 1.8	+ 0.5	+ 2.7	- 0.4
4340.47	- 0.9	- 2.3	+18.0	+ 6.7	- 0.6	- 9.6	- 9.0
4351.84	- 8.1	-23.2	- 0.6	+15.2	-12.7	-19.1	-11.3
4387.93							
4395.04		-22.9		-15.5	-19.5	- 4.4	-17.4
4404.75	+ 6.4				+ 4.9	-13.1	
4415.12	-66.7	-13.7		-60.6	-34.2	-16.2	+ 1.4
4437.55							
4443.58	+26.3		+18.9	- 0.1	+ 9.9	+ 2.2	+ 3.9
4468.64				-53.2	-48.1	-29.2	-54.4
4471.48							
4481.31	-22.6	-18.8	+12.6	- 6.3	-14.4	-33.0	-32.2
Δv_i	-3.39 2.0	- 6.64 1.5	+12.28 1.0	- 3.01 3.0	- 4.76 7.0	- 8.95 2.5	-10.51 2.0

ТАБЛИЦА VIII

λ	4	5	6	7	8	9	10	λ	4	5	6	7	8	9	10
3933.66				1	6	3	6	4215.64	6	4	3	10	18	7	5
3964.73								4226.91	8	6	3	10	24	8	6
3995.00			1					4233.28	1	1		3	8	5	3
4005.33	5	4	2	10	23	8	6	4235.90				1			
4009.27								4250.48	1	3	1	3	10	3	2
4026.19								4260.42	6	5	4	10	17	4	4
4030.61	4	1	2	4	11	3	5	4267.16							
4032.93	1	1			2			4271.55	5	3		6	18	6	3
4045.74	7	6	4	10	23	8	6	4282.62					1	1	
4063.54	8	6	4	10	22	6	6	4289.93	6	3	2	6	22	8	6
4069.79								4207.89	5	3	3	6	9	2	1
4071.69	7	5	4	9	18	5	6	4314.79		1	1	3	11	4	3
4077.64	7	5	2	8	22	8	6	4325.67	6	5	3	9	20	7	6
4101.74	8	6	4	10	23	8	6	4340.47	8	6	4	10	24	8	6
4118.65	5	1	1	2	4	1		4351.84	5	4	2	3	18	7	5
4120.81								4387.93							
4128.05								4395.04		1		2	4	4	3
4130.88								4404.75	1				2	1	
4132.14	1					1		4415.12	1	1		1	5	2	1
4143.68	8	5	4	9	23	8	6	4437.55							
4143.76								4443.58	2		1	3	7	5	4
4153.30								4468.64				2	4	2	1
4168.97								4471.48							
4198.60	6	5	3	8	15	6	4	4481.31	7	5	4	9	20	8	5
4202.03	1			2	5	1									

Довольно значительное расхождение температурных коэффициентов (главным образом x) настоящего каталога и каталога 114 звезд объясняется, повидимому, тем, что в процессе наблюдений этого каталога несколько раз производилась корректировка фокальной установки камеры: очевидно, что это должно было уменьшить видимый эффект температуры на определяемые радиальные скорости. При наблюдениях 114 звезд фокальная установка камеры оставалась совершенно неизменной.

Сравнения полученных для упоминаемых выше двух каталогов величин Δv_λ приведены в табл. IX для 16 общих линий (линия λ 4415.12 была отброшена, так как Δv_λ в обоих случаях определилось с очень большими ошибками).

Для каталога 114 звезд данные табл. IX₄ взяты из табл. V для первой группы звезд спектральных классов A5 — F4, т. е. практически тех же, что и в настоящей работе. Как видно, для 13 линий знаки Δv_λ совпадают. Среднее значение абсолютных расхождений поправок Δv_λ для двух каталогов составляет 6.9 км/сек., т. е. 0.1 A.

Надежность поправок Δv_λ можно видеть в том, что, несмотря на весьма различный состав измерявшихся линий в опорных звездах и в программных, систематическая ошибка скоростей каталога получилась незначительной, лежащей в пределах своей вероятной ошибки (см. ниже).

Таким образом, все определенные в настоящей работе радиальные скорости получили поправки $\delta_\lambda + (xt + y) + \Delta v_\lambda$, где δ_λ , как определенное лабораторным путем независимо от наблюдений звезд, можно считать абсолютной поправкой, а $xt + y + \Delta v_\lambda$ — хорошо обоснованной интерполяционной формулой привязки определяемых скоростей к основной системе каталога Мура. В будущем поправку δ_λ необходимо будет определять для различных температур спектрографа лабораторным путем; в таком случае отпадает необходимость значительного числа наблюдений

ТАБЛИЦА IX-X

λ	км/сек				км/сек
	1	2	3	4	
3933.66	+ 2.7	± 3.85	± 15.4	—	+ 7.4
3964.73	—	—	—	—	+12.3
3995.00	+51.7	—	—	—	—18.8
4005.33	— 5.6	1.58	12.0	— 9.4 ± 1.63	— 6.0
4009.27	—	—	—	—	+ 2.5
4026.19	—	—	—	—	+21.2
4030.61	+ 1.0	3.75	20.7	—	— 8.5
4032.93	— 8.4	11.85	23.7	—	+ 8.1
4045.74	+11.1	1.75	14.0	+11.2 1.43	+ 1.7
4063.54	+11.6	1.23	9.7	+11.6 1.72	+ 8.5
4069.79	—	—	—	—	+11.8
4071.69	+11.6	1.03	7.9	+19.7 2.13	+ 1.0
4077.64	+13.4	2.08	15.8	+23.4 1.62	+15.3
4101.74	+ 2.1	1.18	9.5	+ 0.5 1.26	+ 6.8
4118.65	— 3.0	3.33	12.4	—	+ 1.3
4120.81	—	—	—	—	+ 8.1
4128.05	—	—	—	—	+ 9.6
4130.88	—	—	—	—	— 3.1
4132.14	— 3.0	—	—	—	— 2.4
4143.68	+16.8	1.24	9.8	+17.7 1.37	+11.9
4143.76	—	—	—	—	— 1.7
4153.30	—	—	—	—	—26.0
4168.97	—	—	—	—	—14.5
4198.60	+ 6.1	1.52	10.2	—	+15.8
4202.03	+ 5.1	3.03	9.1	—	—13.0
4215.64	— 4.0	2.45	17.8	—18.5 2.35	— 2.0
4226.91	+15.5	1.26	10.2	+ 6.3 1.62	+17.0
4233.28	— 2.0	1.51	6.9	—	+ 6.5
4235.90	— 2.4	—	—	—	+24.7
4250.48	— 5.7	2.33	11.2	—	— 5.3
4260.42	— 5.8	3.13	22.0	+ 8.5 4.07	—12.3
4267.16	—	—	—	—	+17.3
4271.55	+ 1.6	1.20	7.7	— 4.1 2.04	+ 8.6
4282.62	—17.5	—	—	—	— 7.8
4289.93	— 0.8	2.70	19.7	—12.3 2.90	+ 8.2
4307.89	—24.8	2.98	16.1	—33.9 4.50	— 3.2
4314.79	+18.8	2.23	10.7	+13.9 2.90	+ 1.5
4325.67	+ 7.7	2.17	16.2	— 0.9 1.69	+ 4.0
4340.47	+ 4.1	2.00	15.1	+ 3.9 1.34	+15.0
4351.84	— 6.7	2.27	15.0	—	+ 3.1
4387.93	—	—	—	—	+22.9
4395.04	— 8.4	2.62	9.7	—	+11.4
4404.75	+ 5.3	3.45	6.9	—	—
4415.12	—26.1	6.78	22.4	—	— 4.4
4437.55	—	—	—	—	+ 6.2
4443.58	+ 8.3	3.07	14.4	—	+ 9.2
4468.64	—39.9	4.46	13.4	—	+ 2.7
4471.48	—	—	—	—	+14.7
4481.31	—12.2	3.48	26.5	—	+13.9

опорных звезд, конечно при условии полной неизменности фокусировки камеры.

В табл. XII приведены данные измерений и редукции отдельных спектрограмм программных звезд. В XII₁, XII₂ приведены даты наблюдений во всемирном времени. Далее (в км/сек): XII₃ — результаты измерений, XII₄ — поправки $\delta\lambda + (xt + y) + \Delta v_\lambda$, XII₅ — окончательные

ТАБЛИЦА XI

t°	$xt+y$	t°	$xt+y$	t°	$xt+y$	t°	$xt+y$
-2.0	+4.4	+6.0	+0.7	+14.0	-2.6	+22.0	-6.0
-1.0	+3.7	+7.0	+0.3	+15.0	-3.0	+23.0	-6.4
0.0	+3.3	+8.0	-0.1	+16.0	-3.5	+24.0	-6.8
+1.0	+2.8	+9.0	-0.5	+17.0	-3.9	+25.0	-7.2
+2.0	+2.4	+10.0	-0.9	+18.0	-4.3	+26.0	-7.7
+3.0	+2.0	+11.0	-1.4	+19.0	-4.7	+27.0	-8.1
+4.0	+1.6	+12.0	-1.8	+20.0	-5.1	+28.0	-8.5
+5.0	+1.2	+13.0	-2.2	+21.0	-5.6		

значения скоростей для каждого измерения, XII₆ и XII₇ — число измеренных линий и измеритель, XII₈ верхнее число — температура спектрографа, нижнее число — взвешенное по числу измеренных линий среднее для спектрограммы значение скорости. В предпоследней строке при каждой звезде приведено принятое значение скорости звезды с ее вероятной ошибкой и отдельно вероятной ошибкой одной спектрограммы; ниже приведены замечания относительно качества звездных линий. Немногие спектрограммы получили неполный вес по причине вуали, недодержке и прочим недостаткам негатива.*

В табл. XIII приведены окончательные данные, всего для 107 звезд. Из них для 16 звезд радиальные скорости признаны переменными, что составляет одну седьмую часть всех наблюдаемых звезд. Действительная доля спектрально двойных должна быть значительно больше (до одной четверти), но небольшое число наблюдений и невысокая, по необходимости, для этого класса звезд точность заставляют соблюдать значительную осторожность в деле отбора спектрально двойных. Выведенные для этих 16 звезд средние значения скоростей и их вероятные ошибки должны приниматься лишь условно. Данные табл. XIII таковы: XIII₁ — номер каталога Henry Draper, XIII₂ и XIII₃ — прямое восхождение и склонение (1900.0), XIII₄ — визуальная величина, XIII₅ — спектральный тип (H. D.), XIII₆ и XIII₇ — радиальная скорость и ее вероятная ошибка, XIII₈ — число спектрограмм, XIII₉ — примечания. В графе «Примечания» β GC означает: :Burnham, General Catalogue of Double Stars, etc.; Moore — General Catalogue of the Radial Velocities of Stars; D. D. O. — Publications of the David Dunlap Observatory, University of Toronto, v. I, № 3.

Для 91 звезды с принятыми постоянными скоростями вероятная ошибка скорости в среднем равна ± 3.57 км/сек при среднем числе спектрограмм 5.3. Для упомянутого выше каталога D. D. O. соответствующие цифры: ± 2.85 км/сек и 5.8 (для звезд B8—A0). Несколько меньшая точность наших скоростей легко объясняется меньшей дисперсией: для наших наблюдений 75 A против 33 A—66 A у D. D. O.

СИСТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОПРАВКА

Среди наблюдаемых звезд оказалось общих с каталогом Мура — 2, с D. D. O. — 7. С помощью таблицы приведений скоростей каталога D. D. O. к каталогу Мура (D. D. O., стр. 73) приведение наших скоростей

* По техническим причинам прилагается лишь начало и конец табл. XII для иллюстрации величины поправок и температур.

ТАБЛИЦА XII

1	2	3	4	5	6	7	8
1932	H. D. 1223						
	Авг. 18.025	-7.8	+0.3	-7.5	12	A	+22°.2
		+0.2	+2.9	+3.1	8	Л	—
		-2.8	-2.1	-4.9	9	Ш	-3.8
	24.027	+3.6	+0.9	+4.5	7	A	+24°.0
		+11.6	-0.2	+11.4	7	Л	—
		+6.6	+1.7	+8.3	8	Ш	+8.1
	Сент. 1.003	-12.8	+2.4	-10.4	6	A	+22°.5
		-4.8	-2.7	-2.6	8	Л	-5.9
	1933 Авг. 17.041	-4.6	+5.1	+0.5	7	A	+15°.7
1937		+9.4	+4.8	+14.2	9	Л	—
		-13.6	+7.3	-6.3	4	Л	+5.3
	Сент. 25.875	-8.1	-2.5	-10.6	8	A	+25°.2
		-9.1	-0.2	-9.3	6	Л	-10°.0
		-1.3	±2.7	±6.0			
		Хорошие 3933, 4481					
	H. D. 4269						
	Сент. 12.965	+15.4	+5.2	+20.6	4	A	+22°.7
		+16.4	+5.7	+22.1	5	Л	—
		+29.4	+4.5	+33.9	4	Ш	+25.3
1937	28.956	+5.1	+7.2	+12.3	3	A	+21°.3
		+2.1	+7.2	+9.3	3	Л	—
		+37.1	+7.2	+44.3	3	Ш	+22.0
	Окт. 3.923	+0.8	+6.3	+7.1	2	A	+18°.7
		+4.6	+6.3	+10.9	2	Л	+8.0
	7.876	+17.9	+8.2	+26.1	4	A	+14°.1
		-5.1	+7.1	+2.0	3	Л	+15.8
		+18.0	±2.7	±5.48			
		Плохой спектр					
	H. D. 6612						
1932	Окт. 2.941	-4.0	+5.4	+1.4	3	A	+18°.1
		-16.0	+6.9	-9.1	2	Л	—
		-30.0	+5.4	-24.6	3	Ш	-11.0
1937	Сент. 25.930	+2.9	+2.7	+5.6	3	A	+24°.6
		-1.1	+3.8	+2.7	4	Л	+3.9
	Окт. 7.950	-9.2	+9.2	0.0	3	A	+14°.2
		-21.2	+8.1	-13.1	5	Л	-8.2
	9.909	-22.0	+5.0	-17.0	3	A	+18°.9
		+1.0	+5.0	+6.0	3	Л	-5.5
		-5.2	±2.2	±4.4			
	H. D. 10894						
1932	Авг. 24.074	+45.5	+1.0	+46.5	4	A	+23°.8
		+21.5	+1.0	+22.5	4	Л	+34.5
	Сент. 24.981	+2.6	+6.4	+9.0	2	A	+18°.6
		-8.4	+3.2	-5.2	4	Л	-0.4

ТАБЛИЦА XII (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8
1935	Авг. 22.058	+7.3 +11.3	+4.1 +6.5	+11.4 +17.8	5 5	A Л	+23°.9 +14.6
	26.005	-11.8 -16.8	+6.4 +6.2	-5.7 -10.6	3 4	A Л	+21°.5 -8.5
1937	Сент. 14.053	+14.5 +2.5	+4.0 +5.4	+18.5 +7.6	3 4	A Л	+21°.2 +12.3
		+10.5 ±5.3		±12.0			
Довольно хорошие линии Н, слабая 3933							
1932	Н. D 11079 Авг. 12.062	+13.4 +14.4 +14.4	+10.3 +8.1 +10.6	+23.7 +22.5 +25.0	6 7 5	A Л Л	+20°.6 +23.6 +22°.2
	18.068	-16.5 -0.5 +5.5	+6.8 +8.6 +1.0	-9.7 +8.1 +5.5	5 5 2	A Л Л	+22°.2 +0.4 +22°.5
	Сент. 13.012	+13.6 +15.6 +5.6	+2.4 +6.4 +6.4	+16.0 +22.0 +12.0	7 4 4	A A Ш	+15.9 +18°.0 +18.1
1933	Авг. 27.060	+11.7 -1.3 +15.7	+10.5 +8.1 +10.3	+22.2 +6.8 +26.0	6 7 7	A Л Л	+13°.5 +8.3
1935	Окт. 22.870	+7.4 -9.0	+9.3 +9.5	+16.7 -0.1	5 5	A Л	
		+13.3 ±3.0		±6.2			
Хорошие линии Н и He, слабые 3933, 4481							
1932	Н. D 16694 Сент. 9.060	+40.7 +32.7	+4.2 +4.3	+44.9 +37.0	3 5	A Л	21°.6 +40.0
1935	Янв. 22.712	-9.7 +6.3	+11.7 +12.9	+2.0 +19.2	3 2	A Л	+3°.0 +8.8
1937	Сент. 25.941	+14.8 +1.8	+2.7 +2.7	+17.5 +4.5	3 3	A Л	+24°.6 +11.0
	Окт. 3.989	+1.5 +9.5	+5.2 +5.2	+6.7 +14.7	3 3	A Л	+18°.5 +10.7
	9.957	+0.8 +27.8	+4.3 +6.2	+5.1 +34.0	4 4	A Л	+18°.7 +19.6
	23.973	+26.1 +18.1	+7.3 +8.4	+33.4 +26.5	3 4	A Л	+13°.6 +29.5
		+19.9 ±3.8		±9.2			
Хорошие линии Н, очень слабые 3933, 4481							

к каталогу Мура представится в таком виде (км/сек):

Мур—Сименз		Мур—Сименз	
H. D. 68903	+7.8	H. D. 192913	-17.0
105383	-3.0	241733	+ 5.4
150379	+3.5	218428	- 4.6
168431	-1.1	218767	- 4.9

Радиальная скорость звезды H. D. 97938 у нас признана переменной. Исключая звезду H. D. 192913, дающую сильное отклонение, получаем систематическую поправку наших радиальных скоростей

$$+0.44 \pm 1.51 \text{ км/сек (7 звезд),}$$

т. е. систематическая поправка мала и лежит в пределах своей вероятной ошибки.

Распределение наблюдаемых звезд на небесной сфере очень неравномерно по причине их положения к северу от экватора и малого числа наблюдений в зимнее полугодие, поэтому оно совершенно непригодно для определения элементов солнечного движения. 80% звезд расположены на угловых расстояниях от апекса в пределах 0—90° и притом две трети их — к западу от него.

Но, освободив наблюдаемые радиальные скорости от параллактического движения и от дифференциальных движений, обусловленных вращением Галактики, можно получить значение K -члена и таким образом составить некоторое представление о возможной систематической ошибке наших скоростей.

Необходимые для этого данные были взяты:

1. Положение солнечного апекса — по определениям Смарта (W. M. Smart) и Грина (H. E. Green [3]) из радиальных скоростей 3683 звезд, а именно: $U = 19.5$ км/сек, $\alpha_0 = 267^\circ.0$, $\delta_0 = +32^\circ.0$.

2. Положение центра Галактики по Шапли (H. Shapley): $G_1 = 327^\circ$, $g_1 = 0^\circ$.

3. Постоянная галактического вращения $A = 0.017$ км/сек.

4. Расстояния r до звезд по средним абсолютным величинам различных спектральных классов по Тремплеру (Trumpler), а именно:

$$\begin{array}{cc} \text{B8} & M = -0.2 \\ \text{B9} & +0.3 \end{array} \quad \begin{array}{cc} \text{A0} & M = +0.9 \\ \text{A2} & +1.7 \end{array}$$

Для вычисления расстояний r по абсолютным величинам, строго говоря, надо было бы исправить видимые величины за галактическое поглощение. Для наших звезд $r = 200$ парсеков. Пренебрегая для этих расстояний эффектом галактической широты, принимаем полное визуальное поглощение на 200 парсеков $0^m.1$ [4]. Соответствующая поправка среднего для наших звезд значения K -члена будет около $+0.7$ км/сек. Ею мы пренебрегли.

Из всех звезд с принятыми постоянными скоростями было исключено шесть звезд открытого скопления NGC I 4665 и звезда большой скорости H. D. 161817. Использовано было всего 84 звезды.

Из соотношения

$$\rho = U \cos \lambda + rA \sin 2(G - G_1) \cos^2 g + K + \rho' + \varepsilon,$$

где ρ — наблюдаемая радиальная скорость, ρ' — пекулиарная радиальная скорость, ε — случайная ошибка наблюдаемой радиальной скорости, G и g — галактические долгота и широта звезд.

ТАБЛИЦА XIII

1	2	3	4	5	км/сек		8	9
					6	7		
	h m	°						
1 223	0 11.5	+36 5	6.95	A0	- 1.3	± 2.7	5	βGC 105, br.
4 269	0 40.0	+23 3	7.26	B8	+18.0	2.7	4	
6 612	1 1.8	+37 34	7.02	B9	- 5.2	2.2	4	
10 894	1 41.8	+10 21	6.97	B9	+10.5	5.3	5	
11 079	1 43.8	+26 0	6.73	B8	+13.3	3.0	5	
16 694	2 35.5	+18 23	6.89	B9	+19.9	3.8	6	βGC 1374 A βGC 1422, br.
17 330	2 41.8	+29 17	7.19	B9	- 1.3	2.3	3	
22 860	3 35.2	+28 32	6.89	B9	+10.9	2.6	7	
26 256	4 4.1	+ 6 28	6.74	B9	+14.9	3.1	7	
30 466	4 42.9	+29 24	7.21	A0p	+17.2	3.1	4	
34 364	5 11.8	+33 39	6.11	B9	+13.4	5.9	5	Изменение от +53 до -5 км/сек
34 719	5 14.4	+19 30	6.81	A0p	+16.9	1.9	5	
48 864	6 40.4	+18 57	6.83	B9	Var.	—	5	
49 406	6 43.2	+22 25	7.10	B9	+45.6	4.7	5	
66 925	8 0.6	+ 2 28	6.77	A0	- 6.5	4.2	5	
68 903	8 9.4	+16 23	7.18	B8	- 4.0	2.9	5	D.D.O. + 3.4 $\pm$ 1.6 км/сек
74 815	8 41.1	+ 8 50	6.94	B9	+25.4	4.3	5	
75 390	8 44.6	+ 6 56	6.76	B9	-10.0	5.9	5	
77 986	9 0.6	+16 15	7.27	B9	+ 1.1	4.9	6	
83 434	9 33.3	+20 45	6.80	B9	+31.3	2.5	5	
89 363	10 13.6	+18 13	6.62	A0	+16.8	3.1	4	Изменение от +46 до - 44 км/сек D.D.O. +11.2 $\pm$ 3.0 км/сек
97 938	11 10.8	+13 9	6.73	A0	Var.	—	5	
102 056	11 39.6	+29 13	6.98	A0	-13.2	3.8	5	
105 262	12 2.1	+13 33	7.00	B9	+40.2	4.6	5	
105 388	12 3.0	+31 37	7.24	A0	- 5.1	1.5	5	
106 224	12 8.2	+22 36	7.42	A2	Var.	—	5	Изменение от +8 до -61 км/сек Изменение от +24 до -24 км/сек
115 301	13 11.2	+21 55	7.18	B9	Var.	—	5	
115 709	13 13.8	+ 4 13	6.56	A0	- 6.9	5.0	5	
120 448	13 44.4	+ 6 50	6.75	A0	+ 1.4	5.3	4	
124 586	14 9.4	+31 40	7.25	A0	-16.1	2.4	5	
127 067	14 24.2	+28 44	6.95	A0	-16.5	6.5	6	βGC 6887, br. Изменение от +15 до +50 км/сек βGC 7002, br. Изменение от +26 до -10 км/сек
128 481	14 32.0	+13 18	6.90	A0	- 6.7	3.7	5	
128 661	14 33.1	+36 22	6.97	A0	Var.	—	5	
130 256	14 42.0	+ 1 32	6.59	A0	Var.	—	6	
134 854	15 7.0	+10 36	6.78	A0	-13.3	3.9	5	
135 679	15 11.3	+26 1	6.67	A0	- 4.3	2.2	5	Изменение от +30 до -45 км/сек Изменение от +22 до -32 км/сек Изменение от + 64 до - 80 км/сек
139 268	15 32.1	+15 15	6.86	A0	Var.	—	5	
139 609	15 34.0	+12 36	7.14	B9	+ 5.8	5.2	5	
140 101	15 36.8	+37 21	6.97	A0	-13.2	4.6	5	
141 070	15 42.0	+10 6	6.97	A2	-28.0	2.0	5	
141 458	15 44.1	+13 1	6.80	A0	Var.	—	5	Изменение от +22 до -32 км/сек Изменение от + 64 до - 80 км/сек
144 359	16 0.4	+34 27	7.02	A0	Var.	—	8	
145 774	16 7.6	- 1 28	7.46	B8	+30.3	1.9	6	
146 010	16 8.9	+21 49	6.58	A2	-11.2	4.4	5	
150 361	16 35.5	+29 25	7.21	A0	-24.9	2.6	5	

ТАБЛИЦА XIII (продолжение)

1	2	3	4	5	км/сек		8	9
					6	7		
150 379	h m 16 35.6	+ 4 24	6.86	A0	- 33.5	± 7.0	5	β GC 7714, f. Moore-30 ± 1 км/сек
150 525	16 36.5	+ 5 4	6.75	A0	+ 2.3	3.4	5	
154 883	17 3.1	+35 27	7.19	A0	- 18.7	1.3	5	
156 377	17 12.1	+18 8	6.92	B9	+ 1.6	4.1	6	
156 547	17 13.1	+26 0	7.06	B9	+ 0.3	3.0	5	
161 270	17 39.5	+ 2 37	6.25	A0	Var.	—	5	β GC 8136, br. Изменение от +1 до -46 км/сек
161 289	17 39.6	+ 2 37	6.64	A0	- 37.7	2.6	6	β GC 8136, f.
161 464	17 40.6	+33 17	7.04	B8	- 12.3	2.4	5	
161 532	17 41.0	+ 5 57	7.22	A0	- 29.5	1.7	8	} Галакт. скопл. NGC I 4665
161 572	17 41.2	+ 5 44	7.46	B8	- 19.3	4.1	6	
161 573	17 41.2	+ 5 35	6.66	B8	- 7.2	2.7	5	} » » NGC I 4665
161 603	17 41.4	+ 5 42	7.19	B9	- 7.7	3.7	7	
161 677	17 41.8	+ 5 49	6.93	B8	- 26.4	5.1	5	
161 817	17 42.6	+25 48	6.87	A0	-360.7	3.8	5	
161 921	17 43.2	+18 56	6.66	A0	- 22.6	3.0	6	
162 028	17 43.8	+ 5 44	7.35	B9	- 6.5	5.4	8	» » NGC I 4665
165 475	18 1.1	+12 0	7.05	A0	Var.	—	8	
168 131	18 13.2	+11 51	7.02	B8	- 3.3	3.2	5	D.D.O. -7.9 ± 3.0 км/сек
168 431	18 14.5	+12 9	6.93	B8	- 6.4	2.7	5	
168 440	18 14.6	+12 30	7.34	B8	- 7.6	2.2	5	
172 650	18 36.3	+26 2	6.74	B9	- 11.7	4.4	5	β GC 8755, br.
173 000	18 38.1	+15 6	6.84	A0	- 5.6	5.3	5	
173 171	18 38.9	+19 22	7.12	B9	- 24.6	3.7	7	
173 921	18 42.9	+16 48	6.66	B8	- 2.3	3.1	5	
173 952	18 43.1	+13 20	7.09	B9	+ 3.1	4.5	5	
177 595	19 0.3	+27 10	7.05	B9	- 18.4	1.3	5	
177 599	19 0.3	+15 35	6.84	A0	- 9.0	1.2	5	Изменение от +21 до -40 км/сек
178 512	19 3.8	+12 57	6.97	B8	- 2.1	2 0	5	
179 309	19 7.0	+23 19	6.84	B9	- 18.3	6.2	6	
179 782	19 8.8	+36 16	6.80	A0	- 11.5	2.3	6	
180 316	19 11.0	+27 46	6.69	B8	Var.	—	5	
180 613	19 12.1	+31 4	6.75	B9	+ 8.7	2.8	5	
184 940	19 31.7	+34 28	6.98	B9	Var.	—	6	Изменение от +31 до -60 км/сек
185 755	19 35.6	+30 11	7.11	B9	- 18.4	3.0	5	β GC 9535
186 179	19 37.8	+27 9	6.74	B8	- 24.2	5.8	5	
191 295	20 4.1	+11 58	7.02	B9	+ 9.7	5.1	5	Moore -45 ± 2 км/сек
191 855	20 6.9	+30 29	6.72	B9	- 9.2	3.6	6	
192 022	20 7.7	+26 36	7.10	B8	- 10.7	1.5	5	
192 634	20 11.0	+32 33	6.71	B9	- 16.5	5.4	5	
192 913	20 12.3	+27 29	6.69	A0p	+ 2.0	4.6	5	
192 954	20 12.6	+15 33	7.34	B9	+ 16.0	2.6	5	
193 325	20 14.6	+20 9	7.35	B9	- 38.9	2.4	5	β GC 10 338, br.
195 102	20 24.2	+33 33	6.88	B9	- 9.1	3.3	5	
196 120	20 30.2	+34 20	6.62	B8	- 28.1	4.3	4	
197 562	20 39.4	+23 26	6.78	A0	- 26.2	2.9	5	

ТАБЛИЦА XIII (окончание)

1	2	3	4	5	км/сек		8	9
					6	7		
198 184	h m 20 43.5	° +25 49	7.00	B9	— 2.3	±5.0	5	βGC 10795, br.
200 930	21 1.4	+20 33	6.66	B9	+ 9.7	3.0	6	
201 671	21 6.0	+22 3	6.94	A0	— 6.8	2.2	5	
202 198	21 9.2	+33 18	7.09	B8	— 6.4	4.2	5	
205 746	21 32.3	+11 16	7.20	A0	+12.3	3.1	6	
206 807	21 39.5	+37 51	6.87	A0	—17.7	4.6	4	βGC 11208, f. Изменение от +47 до — 44 км/сек
206 991	21 40.8	+26 31	7.18	B9	Var.	—	5	
207 469	21 44.1	+32 20	6.79	A0	— 8.3	3.7	6	Изменение от +45 до —14 км/сек
211 304	22 11.1	+11 15	7 04	B9	+ 5.6	2.6	4	
211 433	22 11.9	+22 24	6.80	A0	Var.	—	8	
211 733	22 14.1	+15 45	6.91	A0	—29.1	6.6	5	D.D.O. — 24.1±1.0 км/сек
215 955	22 43.8	+30 24	7.26	B9	+ 8.5	3.3	6	Изменение от +48 до —71 км/сек
218 154	23 0.6	+24 7	7.01	A0	Var.	—	7	
218 155	23 0.6	+14 25	6.81	A0	+11.9	3.3	7	D.D.O. ±0.1±1.6 км/сек
218 428	23 2.9	+29 31	7.25	B9	+ 5.1	4.1	8	
218 767	23 5.5	+31 57	6.89	B9	+ 0.1	6.0	8	βGC 12 201 A+B D.D.O. —5.2±5.3 км/сек
219 361	23 10.1	+27 32	6.95	A0	+ 2.6	3.3	6	

При обычном предположении случайности значений ρ' следует, что наиболее вероятное значение K -члена будет

$$K = \frac{1}{N} \sum [\rho - U \cos \lambda - rA \sin 2(G - G_1) \cos^2 g],$$

где N — число звезд.

Существенные детали вычислений даны в табл. XIV, где последовательно приведены данные: номер звезды по Н. Д., параллактическая радиальная скорость $U \cos \lambda$, расстояние до звезды r , ротационная скорость $rA \sin 2(G - G_1) \cos^2 g$, $\rho - U \cos \lambda - rA \sin 2(G - G_1) \cos^2 g = K + \rho' + \varepsilon$, $\rho' + \varepsilon$.

Табл. XIV дает значение K -члена

$$K = +3.10 \pm 1.06 \text{ км/сек.}$$

Вероятная ошибка одного значения K равна ± 9.73 км/сек.

К сожалению, в работе Смарта и Грина приведены значения K -члена в среднем для целых спектральных классов:

$$\begin{aligned} B0 - B9 & K = +4.68 \text{ км/сек} \\ A0 - A9 & K = +0.03 \text{ »} \end{aligned}$$

Беря среднее из этих двух значений, получаем $+2.35$ км/сек для A0. Принимая во внимание, что в среднем наши звезды более раннего класса, чем A0 (B8—17%, B9 — 42%, A0—39%, A2—2%), убеждаемся, что найденное нами значение K -члена мало отличается от значений Смарта и Грина (645 звезд B0 — B9); разница значительно меньше нашей вероятной ошибки. Правда, состав звезд в обоих случаях не одинаков: у Смарта

ТАБЛИЦА XIV

Н. Д.	1	2	3	4	5
1 223	— 4.6	162	—4.2	+ 7.5	+ 4.4
4 269	— 0.4	309	—4.7	+23.1	+20.0
6 612	— 2.1	219	—6.1	+ 3.0	— 0.1
10 894	+ 5.9	214	—3.0	+ 7.6	+ 4.5
11 079	+ 2.7	245	—5.3	+15.9	+12.8
16 694	+ 7.1	209	—3.5	+16.3	+13.2
17 330	+ 4.9	240	—5.2	— 1.0	— 4.1
22 850	+ 7.2	209	—3.6	+ 7.3	+ 4.2
26 256	+13.6	195	+1.1	+ 0.2	— 2.9
30 466	+ 8.7	166	—1.6	+10.1	+ 7.0
34 364	+ 7.9	145	—1.3	+ 6.8	+ 3.7
34 719	+11.9	151	+1.2	+ 3.8	+ 0.7
49 405	+10.8	229	+3.3	+31.5	+28.4
66 925	+13.3	148	+5.4	—25.2	—28.3
68 903	+10.0	302	+5.6	—19.6	—22.7
74 815	+10.2	214	+5.4	+ 9.8	+ 6.7
75 390	+10.5	195	+5.2	—25.7	—28.8
77 986	+ 7.6	245	+4.6	—11.1	—14.2
83 434	+ 4.9	200	+3.0	+23.4	+20.3
89 363	+ 3.1	138	+1.8	+11.9	+ 8.8
102 056	— 4.5	166	+0.3	— 9.0	—12.1
105 262	— 3.9	219	0.0	+43.6	+40.5
105 388	— 6.3	185	0.0	+ 1.2	— 1.9
115 709	— 6.7	135	—0.9	+0.7	— 2.4
120 448	— 9.2	148	—0.7	+11.3	+ 8.2
124 585	—13.5	185	+0.8	— 3.4	— 6.5
127 067	—14.0	162	+1.0	— 3.5	— 6.6
128 481	—12.9	158	+0.5	+ 5.7	+ 2.6
134 854	—14.3	151	+1.0	0.0	— 3.1
135 679	—16.0	141	+1.7	+10.0	+ 6.9
139 609	—15.7	155	—2.1	—19.4	—22.5
140 101	—17.2	234	—2.6	+ 1.4	— 1.7
141 070	—15.6	162	—2.1	—14.5	—17.6
145 774	—14.6	339	—2.6	+12.3	+39.2
146 010	—17.6	95	+1.7	+ 4.7	+ 1.6
150 361	—18.7	182	+4.1	—10.3	—13.4
150 379	—16.4	155	+3.2	—20.3	—23.4
150 525	—16.5	148	+3.3	—15.5	—18.6
154 883	—19.2	182	+4.1	— 3.6	— 6.7
156 377	—18.6	209	+5.8	+14.4	+11.3
156 547	—19.1	224	+5.7	+13.7	+10.6
161 289	—17.0	141	+4.5	—25.2	—28.3
161 464	—19.4	282	+5.8	+ 1.3	— 1.8

и Грина использованы радиальные скорости звезд каталога Шлезингера (Schlesinger), которые все ярче, чем 6.5, в то время как у нас они все слабее этого предела. Существовало мнение Пласскетта и Пирса (J. S. Plaskett a. J. A. Pearce [5]), Нордстрема (Nordström [6]), что K -член для видимо более слабых звезд уменьшается, доходя до 0 км/сек. Но позднейшие работы Смарта [7] и Али (A. Ali [8]) указывают на ошибочность этого мнения, подтверждая наиболее вероятное значение K -члена для звезд O—B7 порядка от +3.6 до +4.2 км/сек [9]. На это указывают также результаты определения K -члена совместно с величинами gA для различных интервалов интенсивностей интерстеллярной линии Ca II [10]: при увеличении расстояний в 8 раз получающееся уменьшение K -члена лежит в пределах вероятных ошибок.

К сожалению, в наиболее поздней работе Али [1. с.] звезды B8 — B9

ТАБЛИЦА XIV (окончание)

H. D.	1	2	3	4	5
161 921	-19.0	141	+5.0	- 8.6	-11.7
168 131	-18.2	275	+7.8	+ 7.1	+ 4.0
168 431	-18.2	269	+7.8	+ 4.0	+ 0.9
168 440	-18.2	324	+8.2	+ 2.4	- 0.7
172 650	-19.2	195	+6.4	+ 1.1	- 2.0
173 000	-18.3	155	+6.1	+ 6.6	+ 3.5
173 171	-18.8	229	+7.3	-13.1	-16.2
173 921	-18.5	234	+7.5	+ 7.7	+ 4.6
173 952	-18.2	229	+7.7	+13.6	+10.5
177 595	-18.7	224	+6.5	- 6.2	- 9.3
177 599	-17.8	158	+6.2	+ 2.6	- 0.5
178 512	-17.5	269	+8.2	+ 7.2	+ 4.1
179 309	-18.4	204	+6.7	- 6.6	- 9.7
179 782	-18.6	151	+4.2	+ 2.9	- 0.2
180 613	-18.6	195	+5.6	+21.7	+18.6
185 755	-18.0	229	+5.7	- 6.1	- 9.2
185 179	-17.7	245	+6.3	-12.8	-15.9
191 295	-15.5	219	+7.0	+18.2	+15.1
191 855	-16.9	191	+4.5	+ 3.2	+ 0.1
192 022	-16.7	286	+6.1	- 0.1	- 3.2
192 684	-16.8	191	+4.2	- 3.9	- 7.0
192 913	-16.7	145	+4.1	+14.6	+11.5
192 954	-15.5	257	+6.9	+24.6	+21.5
193 325	-16.0	257	+6.5	-29.4	-32.5
195 102	-16.4	209	+3.8	+ 3.5	+ 0.4
196 120	-16.1	229	+3.7	-15.7	-18.8
197 562	-13.5	151	+4.0	-16.7	-19.8
198 184	-15.2	219	+4.5	+ 8.4	+ 5.3
200 930	-13.8	191	+4.2	+19.3	+16.2
201 671	-12.8	168	+3.5	+ 3.5	+ 0.4
202 198	-14.4	288	+2.7	+ 5.3	+ 2.2
205 746	-11.0	182	+3.8	+19.5	+16.4
206 807	-13.2	155	+0.4	- 4.9	- 8.0
207 469	-12.7	151	+1.0	+ 3.4	+ 0.3
211 304	- 8.7	224	+2.5	+11.8	+ 8.7
211 733	- 9.1	158	+1.6	-21.6	-24.7
215 955	- 9.2	245	-1.2	+18.9	+15.8
218 155	- 5.8	151	0.0	+17.7	+14.6
218 428	- 7.9	245	-1.9	+14.9	+11.8
218 767	- 8.0	209	-2.2	+10.3	+ 7.2
219 361	- 7.2	162	-1.4	+11.2	+ 8.1

из исследования исключены. Но именно эти звезды (B8—B9) должны быть интересны в связи с быстрым падением значения K -члена на этих спектральных классах. Для звезд B8—B9 имеется определение Линдблада (B. Lindblad [11]): $K = +2.8$ км/сек при одновременном определении скорости Солнца $U = 21.8$ км/сек, значительно отличающейся от принятой нами.

Предполагая распределение величин $\rho' + \varepsilon$ Гауссовым из соотношения $hr = 0.4769$ при $r = \pm 9.73$ км/сек, получаем значение модуля $h = 0.04902$, с которым из соотношения $|\rho' + \varepsilon| = \frac{1}{h\sqrt{\pi}}$ получаем среднее арифметическое абсолютных значений величин $\rho' + \varepsilon$

$$|\rho' + \varepsilon| = 11.51 \text{ км/сек,}$$

в то время как непосредственное вычисление дает 10.89 км/сек. Очевидно, распределение наблюдаемых $\rho' + \varepsilon$ не вполне Гауссово. В следующей таблице приведено вычисленное с $h = 0.04902$ распределение значений $\rho' + \varepsilon$:

$\rho' + \varepsilon$ (км/сек)	Вычис- ленное	Наблю- денное	$\rho' + \varepsilon$ (км/сек)	Вычис- ленное	Наблю- денное
0.0—5.0	23	30	25.1—30.0	4	4
5.1—10.0	20	17	30.1—35.0	2	1
10.1—15.0	16	12	35.1—40.0	1	1
15.1—20.0	11	12	40.1—45.0	0	1
20.1—25.0	7	6			
				84	84

Как указывалось выше, среднее значение вероятной ошибки нашей скорости есть ± 3.57 км/сек.

Среднее арифметическое абсолютных значений пекулиарных скоростей ρ' можно найти из соотношений $9.73^2 = \alpha^2 + 3.57^2$, $|\overline{\rho'}| = 1.183 \alpha$:

$$|\overline{\rho'}| = 10.71 \text{ км/сек.}$$

Для сравнения можно привести следующие значения этой характеристики пекулиарных скоростей. Гилленберг (W. Gyllenberg [10, стр. 753]) дает значения:

B0	7.0 км/сек,
A0	11.7 » ,
F0	14.4 » ,

Интерполируя на подклассы и взвешивая согласно приведенному выше спектральному составу наших звезд, получаем $|\overline{\rho'}| = 11.35$ км/сек — величину, близкую к нашей. Кемпбелл (W. W. Campbell [12]) дает для звезд B8 — A3 : 9.9 км/сек.

ОТКРЫТОЕ СКОПЛЕНИЕ NGC I 4665

Для шести звезд этого скопления среднее значение радиальных наблюдаемых скоростей есть 16.1 ± 3.4 км/сек.

При помощи нормальных абсолютных величин расстояние до этого скопления получается в 253 парсека, что близко к среднему из двух гипотез абсолютной величины пятой звезды в скоплении (200 и 300 парсеков [13]). Освобождая наблюдаемые скорости скопления от параллактического движения (-17.4 км/сек) и эффекта вращения Галактики ($+3.2$ км/сек), получаем «пекулиарную» скорость всего скопления: -1.9 ± 3.4 км/сек. Средняя случайная радиальная скорость $\bar{R}$ звезд скопления получается 9.0 км/сек. Отвлекаясь от малого числа звезд в скоплении, получаем некоторое приближение к средним скоростям: пространственной $\bar{S} = 18.0$ км/сек, тангенциальной $\bar{T} = 14.1$ км/сек.

ЗВЕЗДА БОЛЬШОЙ СКОРОСТИ H. D. 161817

Эта звезда по своей громадной радиальной скорости принадлежит к группе так называемых быстролетающих звезд. В каталоге Мура, полном на 1/1 1932 г., имеется всего лишь две звезды с большей радиальной скоростью (VX Herculis, от -405 до -374 км/сек, H. D. 209621, со скоростью -383 км/сек). Выделяется эта звезда также и своим ранним спектральным

типом. Автору не удалось найти каких-либо данных о ее параллаксе и собственном движении.

Учитывая паралактическую скорость (-19.3 км/сек) и эффект галактического вращения ($+2.1$ км/сек), находим ее радиальную скорость, отнесенную к центроиду близких звезд, равную -344 км/сек.

Если за отсутствием данных о параллаксе и собственном движении примем, что пространственная скорость звезды совпадает с радиальной, то найдем грубое приближение к первой: направление $G=197^\circ$, $g=-24^\circ$, $v=344$ км/сек.

Таким образом, направление пространственной скорости — обычное для быстролетящих звезд. Принимая орбитальную скорость центроида близких звезд в 300 км/сек, находим, что звезда удаляется от центра Галактики под углом в 10° к своему радиусу-вектору со скоростью 225 км/сек, не достигающей критической скорости ухода из Галактики (365 км/сек).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Альбицкий. Радиальные скорости 114 звезд. Известия Крымской Астр. Обсерв. (в печати).
2. J. H. Moore. A General Catalogue of the Radial Velocities of Stars, Nebulae and Clusters. Lick Publ. 18, 1932.
3. W. M. Smart and H. E. Green. M. N. 96, 471, 1936.
4. P. C. Keenan. Ap. J. 91, 515, 1940.
5. J. S. Plaskett and J. A. Pearce. Victoria Publ. 5, 229, 1936.
6. Handbuch der Astrophysik, Bd. VII, S. 604.
7. W. M. Smart. M. N. 100, 376, 1940.
8. A. Ali. M. N. 101, 324, 1941.
9. P. S. Lall. M. N. 99, 42, 1938.
10. E. von der Pahlen. Lehrbuch der Stellarstatistik, S. 862.
11. B. Lindblad. M. N. 90, 503, 1930.
12. W. W. Campbell. Lick. Publ. 16, 1928.
13. H. Shapley. Star Clusters. Harvard Monographs, № 3.

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ 131 ЗВЕЗДЫ СЛАБЕЕ 6.75

Г. А. ШАЙН

Даются результаты определения лучевых скоростей 131 звезды слабее 6.75. Детальное исследование системы длин волн выявило зависимость поправок лучевых скоростей для индивидуальных линий от длины волны — эффект, связанный с видом фокальной кривой малой камеры. Наиболее характерной чертой наших наблюдений является серьезная систематическая ошибка сезонного характера, вызванная малейшим отклонением от истинного фокуса. Благодаря учету этой систематической ошибки удалось снизить величину предварительного значения средней арифметической и алгебраической разности Мур (Moore) — Симеиз для 29 стандартных звезд от 4.2 и +3.2 до 2.1 и +0.3. Правильность учета систематической ошибки подтверждается очень малой величиной K -члена. Скорость движения солнца и K -член, выведенные из нашего небольшого ряда наблюдений, оказались равными $V_{\odot} = 15.2 \pm 0.5$ и $K = -0.6 \pm 0.3$.

Вероятные ошибки спектрограммы и звезды равны соответственно ± 6.2 и ± 2.5 . Вероятная ошибка, полученная из сравнения немногих общих звезд, наблюдаемых в Симеизской обсерватории и на Обсерватории Дэвид Дэнлап (David Dunlap), оказывается порядка ± 3.0 км/сек.

Среди наблюдаемых звезд найдены три несомненные и две подозреваемые спектрально двойные звезды.

ВВЕДЕНИЕ

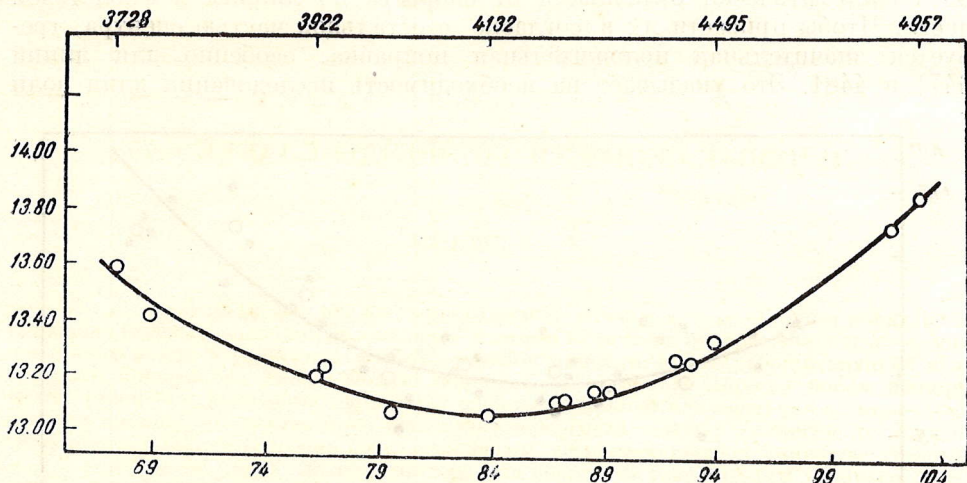
Настоящий каталог включает 131 звезду главным образом типа В8—А0 слабее 6.75 и 29 стандартных и других ярких звезд. В то время как первый каталог 343 звезд [1] наблюдался с длинной камерой, мы применили для настоящей работы короткую камеру ($f=290$ мм), дающую дисперсию 75 А/мм около H_{γ} . Мы надеялись, что, поскольку по крайней мере половина общего числа звезд типа В3 — А0 имеет широкие и размытые линии, уменьшение дисперсии вдвое по сравнению с длинной камерой ($f=560$ мм) не очень отразится на точности.

Короткая камера во многом уступает длинной, в особенности в отношении фокальной кривой. При помощи длинной камеры спектр может быть получен в хорошем фокусе в пределах 3900—4600 с изменением фокуса в пределах ± 0.05 мм. Фокальная кривая для короткой камеры показана на фиг. 1. Ординаты означают отсчеты фокуса. Разница в фокусе для 4200—4600 достигает 0.30 мм. Уже для 4400 плохой фокус становится заметным. Наклон кассеты был выбран таким образом, чтобы

привести в лучший фокус область спектра 3950—4350. При повороте камеры на 180° без изменения наклона мы получаем в хорошем фокусе область от 4500 до 4850.

Измерение спектрограмм и обработка производились, как описано в предыдущей работе. Интерполяционная формула была выведена обычным способом из измерения железных линий на десяти пластинках

$$x'' = 148.2558 - \frac{[5.4013530]}{\lambda + \Delta\lambda - 2169.234}.$$



Фиг. 1. Фокальная кривая короткой камеры

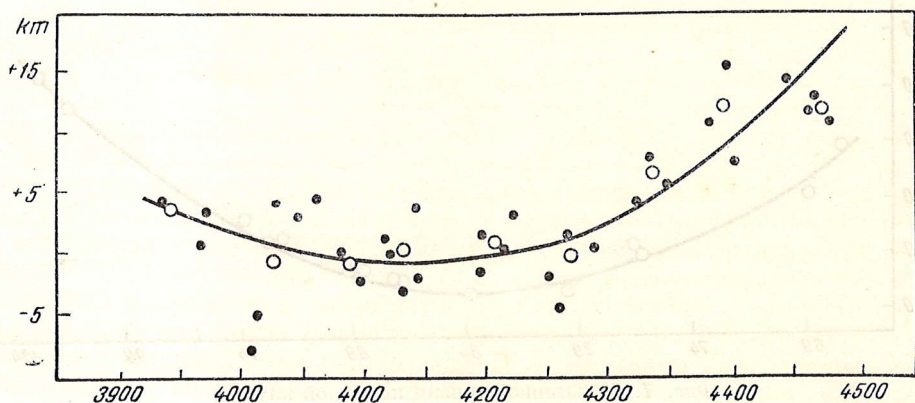
Абсциссы — отсчеты микрометра (внизу) и длины волн (наверху); ординаты — отсчеты фокуса в миллиметрах

Ниже даются отсчеты микрометра для железных линий.

λ (А. Е.)	Вычисл.	$\frac{50-C}{(\Delta\lambda \cdot 0.001)}$	$\Delta\lambda$ (сглажен.)
3865.53	73.805	-2	3850 -0.07 А
3922.91	76.243	+1	3900 — 5
3977.75	78.428	-2	3950 — 3
4021.87	80.090	+2	4030 — 1
4076.64	82.048	-3	4050 0
4101.49	83.102	0	4100 0
4118.55	83.472	0	4150 + 1
4191.44	85.807	+1	4200 + 1
4210.34	83.385	0	4250 + 1
4233.61	87.083	+1	4300 0
4282.41	88.495	0	4350 — 1
4315.09	89.405	-2	4400 — 2
4337.05	90.001	-1	4450 — 4
4375.93	91.027	+2	4500 — 6
4427.31	92.329	+1	
4447.79	92.829	0	
4494.57	93.916	+1	

Длины волн звезд типа В8 — А0 были взяты из Transactions of I. A. U. (IV, 188, 1922). Ни в коем случае нельзя пренебрегать эффектом бленд, отчасти потому, что многие звезды, классифицированные в НДС как А0, в действительности несколько более позднего типа (А2, А3). Хотя примененная дисперсия приблизительно вдвое меньше, чем дается в I. A. U., нам казалось предпочтительным воспользоваться опубликованными данными.

При измерении спектрограмм сразу выявилась обратившая на себя внимание особенность: лучевые скорости линий с длиной волны больше 4315 систематически отличаются от скорости по линиям в фиолетовой части. Чтобы привести их в согласие с остальной частью спектра, требуется значительная положительная поправка, особенно для линий 4471 и 4481. Это указывает на необходимость исследования длин волн



Фиг. 2. Точки и кружки — разности для индивидуальных линий (скорость стандартной звезды — скорость по данной линии)

для индивидуальных линий. Рассматриваемые отклонения могут быть связаны частично с блендами, но главным образом с особенностью фокальной кривой. Был принят тот же способ, что и в исследовании этого вопроса в предыдущей работе [1, стр. 13—19]. Почти для всех хороших спектрограмм ярких звезд были вычислены отклонения скорости по индивидуальным линиям от скорости звезды. Но точность измерения низка, и уверенные систематические поправки для индивидуальных линий могут быть получены только из достаточно большого числа спектрограмм. Для редко встречающихся линий точность выведенных поправок порядка ± 1.5 км.

Систематические отклонения для индивидуальных линий (скорость звезды минус скорость по данной линии) нанесены на фиг. 2. Правда, дисперсия их значительна, но мы полагаем, что для многих линий отклонения реальны. Кроме того, обнаруживается зависимость отклонений от длины волны. Очевидно, что измеренная скорость звезды требует в среднем положительной поправки, в особенности, если — что часто имеет место в звездах типа А — лучевая скорость основана главным образом на линиях H_γ и 4481.

В предыдущей работе, выполненной с длинной камерой, мы нашли, что поправка для многих линий достигает нескольких километров, иногда 10 или больше. Хотя теперь мы пользовались исправленными длинами волн, многие линии все же требуют поправки ввиду разности в дисперсии.

Последнее обстоятельство, вызывающее рассеяние точек на фиг. 2, затеняет зависимость отклонений от длины волны. Между тем ее важно выделить. Для этой цели, желая уменьшить дисперсию точек на фиг. 2, обусловленную главным образом реальными систематическими поправками для индивидуальных линий, мы комбинировали их в группы и наносили на ту же фиг. 2 соответствующие средние значения отклонений (кружки). В конце концов, за некоторыми исключениями (наибольшая поправка достигает—21 км для 4383), мы можем пренебречь индивидуальными поправками для линий и принять во внимание только поправки, зависящие от длины волны. На основании кривой (фиг. 2) была построена таблица поправок, и весь материал пересмотрен вновь. Поступая таким образом, мы добились значительного уменьшения как случайной, так и систематической ошибки. Предварительные значения, найденные для среднего арифметического и среднего алгебраического отклонения (Мур — Симеиз) для 29 звезд с хорошо известными скоростями были 4.2 и +3.2, в то время как после указанных поправок эти отклонения стали 3.6 и +1.3 км (см. «Стандартные звезды»).

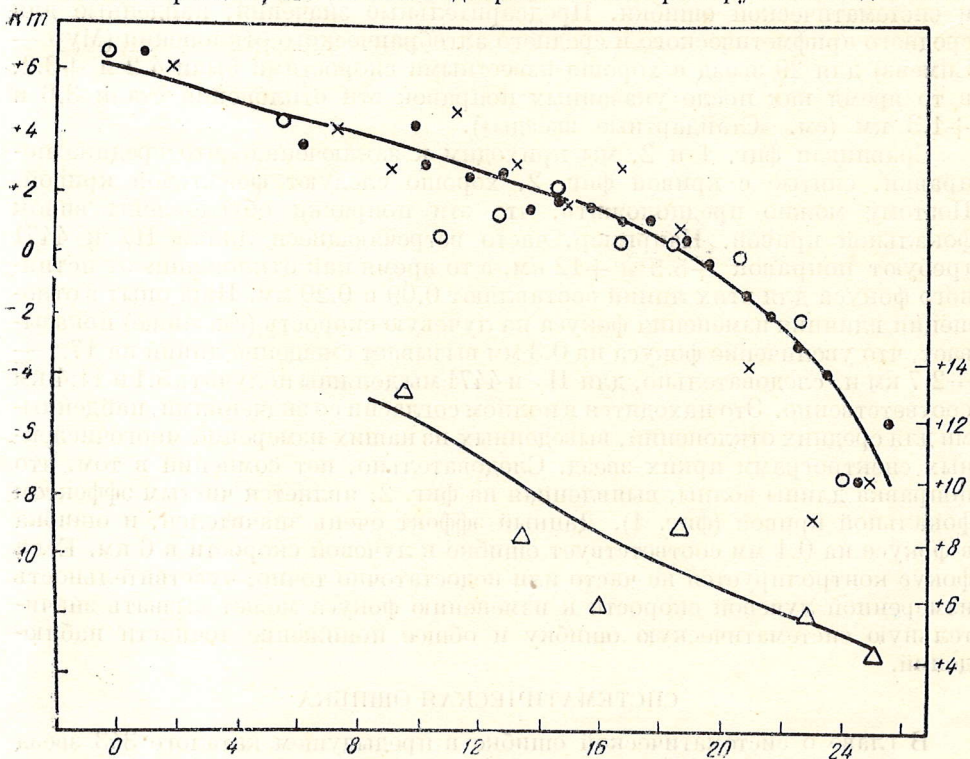
Сравнивая фиг. 1 и 2, мы приходим к заключению, что средние поправки, снятые с кривой фиг. 2, хорошо следуют фокальной кривой. Поэтому можно предположить, что эти поправки обусловлены видом фокальной кривой. Например, часто встречающиеся линии H_γ и 4471 требуют поправок +5.5 и +12 км, в то время как отклонения от истинного фокуса для этих линий составляют 0.09 и 0.20 мм. Наш опыт в отношении влияния изменения фокуса на лучевую скорость (см. ниже) показывает, что увеличение фокуса на 0.3 мм вызывает смещение линий на 17.1 ± 2.7 км и, следовательно, для H_γ и 4471 мы должны получить 5.1 и 11.4 км соответственно. Это находится в полном согласии со значениями, найденными для средних отклонений, выведенных из наших измерений многочисленных спектрограмм ярких звезд. Следовательно, нет сомнений в том, что поправка длины волны, выявленная на фиг. 2, является чистым эффектом фокальной кривой (фиг. 1). Данный эффект очень значителен, и ошибка в фокусе на 0.1 мм соответствует ошибке в лучевой скорости в 6 км. Если фокус контролируется не часто или недостаточно точно, чувствительность измеренной лучевой скорости к изменению фокуса может вызвать значительную систематическую ошибку и общее понижение точности наблюдений.

СИСТЕМАТИЧЕСКАЯ ОШИБКА

В главе о систематической ошибке в предыдущем каталоге 343 звезд [1, стр. 22—27] было уделено значительное внимание вопросу о влиянии температуры, фокуса и т. д. В частности, ставился вопрос о возможности влияния отклонения от истинного фокуса на результат. Кроме того, был найден сезонный ход систематической ошибки. Из двух рядов наблюдений было найдено, что смещение фокуса в пределах от -0.2 до $+0.4$ мм от нормального отсчета вызывает увеличение скорости на $+7.8 \pm 1.2$ км. Было сделано предположение, что это, вероятно, вызвано неравномерным распределением света внутри спектральных линий, в особенности эмиссионных линий спектра сравнения. Этот эффект фокуса был впервые найден для длинной камеры ($f=560$ мм), и, следовательно, можно было ожидать его усиления для короткой камеры того же спектрографа ($f=290$ мм).

Действительно, измерение аналогичной серии солнечных спектрограмм, полученных с короткой камерой, выявило значительное положительное смещение спектральных линий с возрастанием фокуса (фокус увеличивается при понижении температуры).

Приводя оба ряда наблюдений с длинной и короткой камерами к одному и тому же смещению фокуса, находим, что при смещении его на 0.3 мм лучевая скорость меняется на $+3.9 \pm 0.7$ для камеры 590 и на $+17.1 \pm 2.7$ для камеры 290. Это показывает, как тщательно должен проверяться фокус. Вероятно, надо было проверять фокус каждую ночь по измененному методу Гартмана (Hartmann), позволяющему судить о фокусе с точностью до 0.05 мм из простого обозрения спектрограммы. К сожалению, на это обстоятельство не было обращено достаточного внимания. Фокус проверялся раз или два в месяц, а иногда чаще. Однако больших изменений в фокусе не было найдено (обычно 13.05 в пределах изменения от 13.00 до 13.15). Правда, при крайних температурах фокус не проверялся, но весьма вероятно, что он был подвержен не контролируемым медленным



Фиг. 3. Поправки лучевых скоростей в зависимости от температуры. Круги, крестики и точки — наблюдения 1932—1933, 1934—1937 и 1932—1937 гг. соответственно; нижняя кривая относится ко второй половине 1938 г.

изменениям. Бросается в глаза, что наибольшие отклонения в наблюдаемых лучевых скоростях имеют место в самые холодные и самые теплые ночи. Это в особенности выявилось при поисках систематической ошибки сезонного характера, как было сделано в предыдущей работе [1, стр. 26].

Наши наблюдения звезд В8 — А0 распределены довольно неравномерно внутри шестилетнего периода (1932—1938). Наибольшее число наблюдений было сделано в 1932—1933 гг. В 1934 г. наблюдения были менее многочисленны, а в 1935 г. они производились лишь спорадически. Некоторые наблюдения были сделаны для контроля в 1937/38 г. Сознвая неизбежность систематической ошибки, особенно в нашем случае, мы получили также для контроля в течение периода наших наблюдений более 300 спектрограмм для 29 звезд с известными скоростями; в среднем по одной

ТАБЛИЦА I

Наименование звезды	α_{1950}	δ_{1950}	m	Спектр		Лучевая скорость		$M - C'$	Лучевая скорость Симеиз'	$M - C''$	Лучевая скорость Симеиз''	$M - C^o$	n
				H. D.	Rev.	Мур	Симеиз'						
γ Pegasi	0 8.4	+14 38'	2.9	B2	B2ss	+5.0	-0.6	+5.6	+0.5	+4.5	+5.2	-0.2	9
θ Andromedae	0 11.9	38 8	4.4	A2	A4n	+0.7	-3.1	+3.8	-4.1	+1.8	0.0	+0.7	8
Boss 526	2 13.2	28 11	5.3	A2	A3s	+3.8	-3.6	+7.4	-2.0	+5.8	+3.3	+0.5	2
68 Tauri	4 19.7	17 42	4.2	A2	A3s	+35.2	+34.8	+0.4	+36.4	-1.2	+33.5	+1.7	3
41 Orionis	4 58.9	15 16	4.7	B9		+17.0	+9.2	+7.8	+12.2	+4.8	+12.4	+4.6	2
Boss 4226	5 3.8	9 42	5.4	A2	A7s	+38.8	+32.1	+6.7	+34.5	+4.3	+37.9	+0.9	13
β Orionis	5 9.7	-8 19	0.3	B8p	eB8	+23.6	+18.0	+5.6	+20.4	+3.2	+21.9	+1.7	7
43 Monocerotis	6 27.5	+7 24	4.5	A0p	A0p	+11.6	+8.8	+2.8	+12.0	-0.4	+12.8	-1.2	7
γ Leonis	10 1.9	17 15	3.6	A0p	A2s	+2.2	-3.4	+5.6	+1.9	+0.3	+2.8	-0.6	12
χ Leonis	10 59.9	7 53	4.7	F0	F5	+6.1	-5.6	+11.7	-4.9	+11.0	-3.6	+9.7	8
θ Leonis	11 9.0	15 59	3.4	A0	A2s	+7.8	+4.1	+3.7	+5.6	+1.2	+8.2	-0.4	12
σ Bootis	14 30.3	30 11	4.5	F0	F0s	+6.2	-5.2	+5.4	-4.8	+5.0	-2.5	+2.7	13
ϵ Serpentis	15 45.8	4 47	3.8	A2	A6s	-9.9	-11.4	+1.5	-10.1	+0.2	-10.5	+0.6	20
ω Herculis	16 20.8	14 16	4.5	A0p	A2s	-5.3	-9.4	+4.1	-9.0	+3.7	-10.2	+4.9	12
47 Herculis	16 45.5	7 25	5.5	A0		-2.1	-6.3	+4.2	-6.0	+3.9	-3.8	+1.7	6
59 Herculis	16 57.9	33 43	5.3	A2	A3s	-12.2	-13.8	+1.6	-13.4	+1.2	-12.4	+0.2	8
67 Ophiuchi	17 55.6	2 56	3.9	B5p	B8s	-4.3	-6.9	+2.6	-3.5	-0.8	-4.6	+0.3	25
72 Ophiuchi	18 2.6	9 33	3.7	A3	A5s	-21.5	-24.8	+0.3	-23.5	-1.0	-23.4	-1.1	40
102 Herculis	18 4.4	20 48	4.3	B3	B2sk	-13.3	-19.1	+5.8	-16.9	+3.6	-15.7	+2.4	29
101 Herculis	18 4.6	20 2	5.2	A3	A4s	-15.8	-18.7	+2.9	-17.6	+1.8	-17.1	+1.3	24
Boss 4702	18 29.0	30 29	5.4	B8	B9s	-12.2	-15.1	+2.9	-11.5	-0.7	-11.9	-0.3	4
140 Herculis	18 41.4	20 27	4.3	F5	F4	+23.6	+30.0	-6.4	+33.6	-10.0	+29.5	-5.9	6
Boss 4942	19 18.7	26 4	4.9	B5	B8s	-12.8	-14.6	+1.8	-9.7	-3.1	-10.0	-2.8	6
15 Vulpeculae	19 57.0	27 19	4.7	A5		-22.3	-16.9	-5.4	-16.4	-5.9	-13.7	-8.6	4
41 Cygni	20 25.3	30 2	4.1	F5p	F6	-18.8	-15.9	-2.9	-13.9	-4.9	-18.6	-0.2	8
H. D. 496724	20 34.1	20 51	4.8	A0	B9s	-17.1	-25.8	+8.7	-28.1	+11.0	-19.1	+2.0	7
δ Delphini	20 38.8	14 43	4.5	A5		+9.9	+5.5	+4.4	+6.6	+3.3	+11.3	-1.4	5
$\circ$ Pegasi	22 37.0	28 48	4.9	A0	A2s	+6.6	+5.4	+0.2	+9.8	-3.2	+8.6	-2.0	11
κ Piscium	23 21.8	0 42	4.9	A2p	A3p	-3.3	-2.2	-1.1	-0.2	-3.1	-2.4	-0.9	6

спектрограмме каждую ночь (табл. 1). Детальная дискуссия измеренных лучевых скоростей для всех этих звезд привела к следующим заключениям:

1) В период с мая 1932 г. до конца августа 1933 г. характер зависимости систематической ошибки от температуры не менялся. Результаты даны на фиг. 3 (кружки представляют поправки к лучевым скоростям, соответствующие температурному интервалу в 2°). Зависимость этих поправок от температуры хорошо выражена, и полная амплитуда для интервала от 0 до 25° достигает 14.5 км.

2) Чтобы привести наблюдения 1934 г. (март — июль) в согласие с предварительной редукционной кривой для 1932/33 г., надо придать следующие постоянные поправки: март -2 , апрель -1 , май $+1$, июль $+2$ км.

3) Наблюдения 1935/36 г. настолько немногочисленны, что не приходится говорить о контроле систематической ошибки. Однако в марте 1936 г. обнаружилась большая систематическая ошибка. В это время было изменено положение одной из призм полного внутреннего отражения на пути светового луча от железной дуги, и это вызвало очень неравномерное освещение коллиматора. Так как дата этого досадного обстоятельства не могла быть определена, было решено отбросить все наблюдения, сделанные в марте 1936 г. Для приведения наблюдений 1937 г. в согласие с предварительной редукционной кривой 1932/33 г. требуется постоянная поправка в -1.3 км. Редуцированные таким образом наблюдения 1934—1937 гг. (крестики) нанесены на фиг. 3.

4) Наблюдения второй половины 1938 г. отличаются слишком сильно от предыдущих лет, чтобы их можно было рассматривать вместе. Измеренные лучевые скорости слишком отрицательны (в среднем на 10 км). Вводя эту поправку, мы получаем редукционную кривую за температурный эффект в 1938 г., более или менее близкую к кривой предыдущих лет. Однако, несмотря на малое число наблюдений ярких звезд (всего 27 спектрограмм) и значительную дисперсию (треугольники), мы предпочли пользоваться отдельной редукционной кривой для второй половины 1938 г. (фиг. 3, внизу).

Рассматривая все наблюдения 1932—1937 гг. вместе, мы вывели окончательные значения поправок (точки на фиг. 3). Они соответствуют температурным промежуткам в 2° , которые перекрываются, например $10-12^\circ$, $11-13^\circ$ и т. д.

Надо отметить одну особенность редукционной кривой, а именно быстрое возрастание отрицательных поправок для высоких температур. Мы имеем еще и другое независимое доказательство того, что поправки, данные на фиг. 3, возрастают быстрее при высоких температурах. Именно, сравнивая между собой лучевые скорости слабых звезд, полученные при различных температурах, мы находим следующие изменения скорости на 1° :

$28^\circ.0-24.5$	$+0.99$ км	$23^\circ.5-16.5$	$+0.45$ км
$23^\circ.5-21.5$	$+0.71$	<18.5	$+0.30$

Редукционная кривая не может рассматриваться как чисто температурная кривая, ибо, как это было указано выше, изменение фокуса частично контролировалось (большая часть спектрограмм была получена при фокусе $13.05-13.10$ и только немногие — при 13.00 и 13.15). По этой причине мы имеем здесь сглаженную кривую, частично неравномерного характера. Мы не думаем, чтобы вообще существовала чисто температурная редукционная кривая. Например, при том же самом отсчете фокуса и приблизительно в том же интервале температуры, как и в предыдущие

годы, скорости ярких звезд, наблюдаемые во второй половине 1938 г., оказались слишком отрицательными, приблизительно на -10 км. Это частично подтверждается при сравнении 65 спектрограмм слабых звезд, полученных в 1938 г., со спектрограммами предыдущих лет: первые дают более отрицательные скорости, в среднем на -6 км или после исключения некоторых спектрограмм даже на -8 км.

Пластинка лежит в нашей кассете таким образом, что мы не можем быть уверены в том, что она в течение долгого времени при данном отсчете фокуса сохраняет то же положение. Может быть, в этом лежит причина разности в систематической ошибке в различные годы.

Большая часть наших наблюдений была сделана при температурах от 0 до 26° , и соответственные поправки, как видно из фиг. 3, меняются приблизительно от $+8.5$ до -8.5 . Мы отмечали в течение наших наблюдений изменение отсчетов фокуса от 13.00 до 13.15. Позже мы убедились в том, что для указанного температурного интервала фокус меняется приблизительно в пределах $\pm(0.10-0.15)$ мм. Сопоставляя все это с соответственным изменением поправок к лучевой скорости (15 км), мы находим, что этот третий путь приводит к величине такого же порядка для эффекта фокуса или температуры, что и два независимых метода, рассмотренных выше. Правда, здесь мы получаем несколько меньшее значение для $\Delta v/\Delta t$, но это находится в согласии с тем, что в последнем случае мы имеем дело со сглаженным эффектом фокуса или температуры.

Важно отметить, что учет систематической ошибки, вызванной ошибкой фокуса, рассмотренной выше и в главе «Стандартные звезды» (стр. 54), уменьшает среднюю арифметическую разность (Мур — Сименз) от 4.2 до 2.1 и среднюю систематическую от $+3.2$ до $+0.3$ км.

Но какова причина рассматриваемого эффекта? Конечно, плохой фокус вызывает ошибку в лучевой скорости. Это может быть связано, например, с неравномерным освещением объектива коллиматора. В предыдущей работе [1, стр. 22—23] на это обстоятельство было обращено серьезное внимание, особенно в связи с астигматизмом главного зеркала. Теперь мы попытались еще точнее выяснить причину рассматриваемого явления. Для суждения о влиянии неравномерного освещения коллиматора мы получили две серии спектрограмм неба:

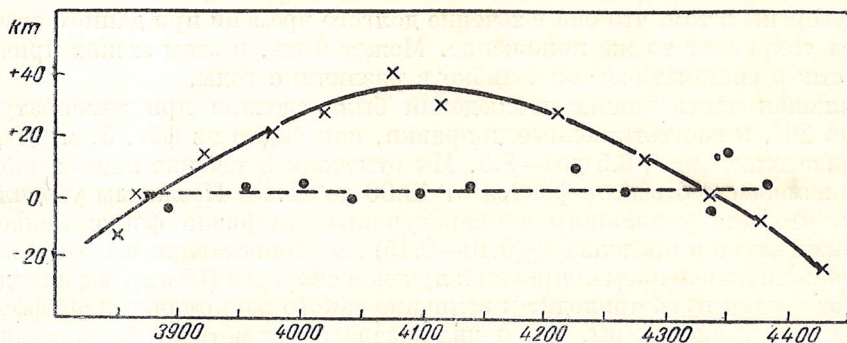
А. Свет неба освещает весь объектив, а железная дуга только его верхнюю половину.

В. Свет неба освещает весь объектив, а железная дуга только нижнюю половину.

При измерении обеих серий спектрограмма устанавливалась так, что отсчет на железную линию 4337.05 был 90.000. Результаты непосредственного сравнения представлены на фиг. 4. Точками (небо) и крестиками (Fe) показана разность средних отсчетов микрометра (серия А минус серия В). Реальность картины на фиг. 4 не вызывает сомнений. С другой стороны, те же самые спектрограммы были обработаны обычным способом при помощи нашей редукционной таблицы для звезд. Вычисленные лучевые скорости для индивидуальных линий в спектре неба нанесены на фиг. 5 (точки и крестики относятся к сериям В и А соответственно). Мы измеряли восемь хороших линий в фиолетовую сторону от H_γ . Лучевые скорости в этой области могут быть в известной степени представлены синусоидой. Кроме того, надо заметить, что средняя лучевая скорость для серии А равна $+12.2$ км, а для серии В — 11.5 км. К сожалению, те немногие линии, которые наблюдаются в спектре Солнца в красную сторону от H_γ , являются блендами и передержаны на наших пластинках, вследствие чего они непригодны для исследования данного эффекта в этой области спектра. Во всяком случае очевидно, что неравномерное освеще-

щение коллиматора сильно влияет на лучевые скорости, но на практике, за редкими исключениями, оно, вероятно, почти равномерно. Мы не можем проверить этот вопрос практически, но, несомненно, эффект может достигнуть нескольких километров.

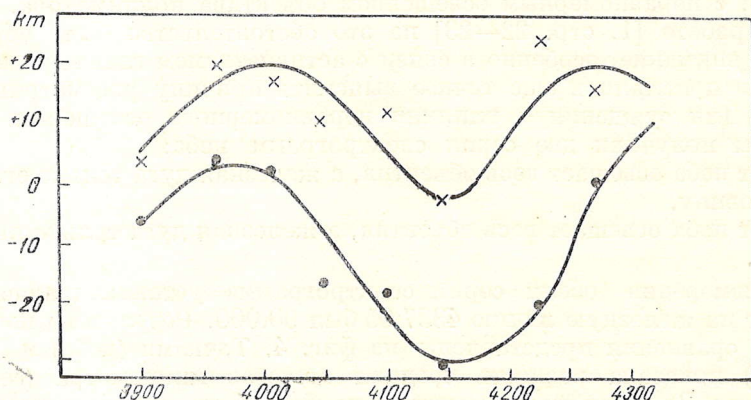
Характер кривых на фиг. 4 и 5, вероятно, связан как с формой фокальной кривой, так и с неравномерным освещением объектива коллиматора.



Фиг. 4. Эффект неравномерного освещения объектива коллиматора, Точки (небо) и крестики (Fe) означают разность отсчетов микрометра (серия А — серия В)

Но очень трудно связать эти кривые с систематической ошибкой в лучевых скоростях, рассмотренной выше.

Чтобы выяснить причину рассматриваемой систематической ошибки был проделан следующий опыт. Было получено несколько серий спектро-



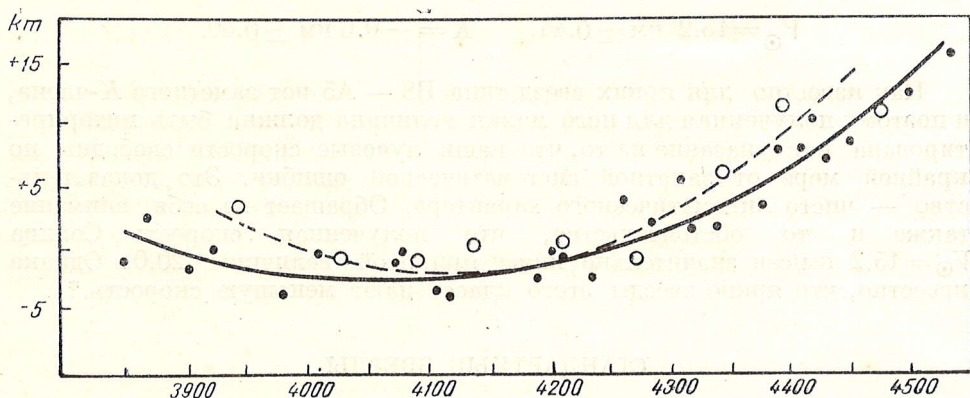
Фиг. 5. Лучевые скорости по индивидуальным линиям в спектре неба.

Крестики и точки означают случаи, когда железная дуга освещает или только верхнюю, или только нижнюю половину объектива коллиматора

грамм железного спектра таким образом, что кроме обычных спектров Fe (лучи проходят через матовое стекло, объектив и три призмы полного внутреннего отражения), мы получаем между ними третий от лучей, проходящих только через матовое стекло, поставленное против щели. Каждая из серий содержит около десяти спектрограмм. Результаты измерения железных линий (среднее из отсчетов для обычных спектров сравнения Fe минус отсчет для центрального спектра Fe) представлены на фиг. 6. Эти

разности, выраженные здесь в километрах, заметно зависят от длины волны. Среди спектрограмм были как нормально экспонированные, так и передержанные, но мы не могли найти разницы в рассматриваемом эффекте. Подобные же опыты были проделаны раньше также и В. А. Альбицким (его работа находится в печати).

Необходимо подчеркнуть большое сходство кривых фиг. 6 и 1. Несмотря на систематическую разницу между точками и кружками на фиг. 6, мы полагаем, что имеем дело с тем же явлением. Но систематическая разность усматривается даже между тремя рядами спектрограмм железа, и это указывает на непостоянство условий во время выполнения опыта. Хотя между кривыми фиг. 6 и 1 и наблюдается полное согласие, однако можно высказать предположение, что в спектре сравнения (Fe), полученном обычным путем, железные линии, лежащие в области пластинки, расположенной вне фокальной кривой, дают систематическое смещение, возрастающее с расстоянием от фокуса. Но причина разницы в положении



Фиг. 6. Разности между средними отсчетами на спектр сравнения Fe при его обычном и центральном положении (точки) и разности для групп звездных линий (кружки)

железных линий при установке дуги прямо против щели и обычным образом остается непонятной.

Мы получили также несколько микрофотограмм для железных линий в разных частях спектра. При значительном удалении от фокуса заметна асимметрия в распределении света внутри спектральной линии. Недостаточность материала не позволяет установить связь между этой асимметрией и систематической ошибкой, наблюдаемой в лучевых скоростях.

Хотя описанные выше опыты и проливают свет на рассматриваемое явление, однако мы не в состоянии в настоящее время установить самую сущность вызывающей его причины. Мы только можем заключить, что систематическая ошибка в лучевых скоростях, без сомнения, связана с отклонением от истинного фокуса.

Принятый нами метод учета систематической ошибки настолько необычен и сложен, что представляется крайне желательным найти независимый способ убедиться в том, что исправленные лучевые скорости действительно свободны по крайней мере от значительной систематической ошибки. Такой контроль может быть получен из определения элементов солнечного движения и K -члена из наблюдаемых лучевых скоростей. К сожалению, рассматриваемые звезды распределены неравномерно, в особенности по галактической долготе. Поэтому естественно ожидать, что

положение апекса в полученном решении будет неуверенным. К тому же, число звезд невелико, и поэтому правильнее принять известное положение апекса, что вполне допустимо, поскольку из предыдущих исследований известно, что апекс для звезд В8 — А5 не отличается от стандартного ($270^\circ, +30^\circ$). Хотя распределение наблюдаемых звезд не особенно благоприятно также и для определения K -члена, присутствие заметной систематической ошибки выразится в обычном решении в виде нереального K -члена.

Все звезды были разделены на 22 группы, включающие каждая более или менее одинаковое число звезд. Но площади этих групп не равны: в летние часы они охватывают обычно $0^h.5$, а в зимние 1—3 часа. Решение уравнений

$$V_{\odot} \cos D + K = v$$

по способу наименьших квадратов дает:

$$V_{\odot} = 15.2 \text{ км} \pm 0.44, \quad K = -0.6 \text{ км} \pm 0.30.$$

Как известно для ярких звезд типа В8 — А5 нет заметного K -члена, и поэтому полученная для него малая величина должна быть интерпретирована как указание на то, что наши лучевые скорости свободны по крайней мере от заметной систематической ошибки. Это доказательство — чисто кинематического характера. Обращает на себя внимание также и то обстоятельство, что полученная скорость Солнца $V_{\odot} = 15.2$ км/сек значительно ниже принятой величины 20.0. Однако известно, что яркие звезды этого класса дают меньшую скорость.*

СТАНДАРТНЫЕ ЗВЕЗДЫ

Список 29 ярких звезд, главным образом типа В8 — А3, принятых за стандартные, дан в табл. I. Выведенные для них скорости основаны более чем на 300 спектрограммах. Этот обширный наблюдательный материал послужил для вывода систематических отклонений индивидуальных спектральных линий, выбранных для измерения лучевых скоростей и для контроля систематической ошибки в целом. В шестом столбце даны лучевые скорости по каталогу Мура.

Результаты наших непосредственных измерений без каких-либо поправок и разности $M - C'$ даны в столбцах 7 и 8.

Средняя алгебраическая разность $M - C'$ достигает $+3.2$ км, а средняя арифметическая разность $M - C'$ равна 4.2. Было показано (стр. 46), что индивидуальные спектральные линии отягчены систематической ошибкой, зависящей от длины волны. В столбцах 9 и 10 даны значения лучевых скоростей C'' и разностей $M - C''$ в новой исправленной системе длин волн (фиг. 2). Систематическая ошибка теперь оказывается $+1.3$ км, а средняя арифметическая разность 3.6 км. Хотя средняя алгебраическая разность, $M - C'' = +1.3$, невелика, отклонения для индивидуальных звезд значительны.

После редукции к новой исправленной системе длин волн был вновь пересмотрен вопрос о влиянии систематической ошибки, изученной подробно на стр. 47. Таким образом мы получили окончательные значения C^0 ,

* Strömberg. Ap. J. 57, 79, 1923: $V_{\odot} = 12.8$; Wilson. Ap. J. 36, 138, 1926: $V_{\odot} = 16.4$; Campbell a. Moore. L.O.B. 16, 1928: $V_{\odot} = 18.6$; Lindblad. M. N. 90, 503, 1930: $V_{\odot} = 16.6$; Nordström. Lund Medd. 79: $V_{\odot} = 16.1$.

ТАБЛИЦА II

H. D.	α_{1900}	δ_{1900}	m_{vis}	Спектр		Лучевая скорость	Вероятная ошибка	n	Приме- чание
				H. D.	Rev.				
	^h ^m	[°] [']							
4902	0 46.0	+40 43	7.22	A0	B9n	+ 4.2	± 3.5	7	
5032	47.2	56 41	7.09	B9	B9n	- 9.3	3.3	7	
5083	47.6	49 7	7.17	B8	B8n	+ 6.0	1.5	8	
5397	50.7	34 41	6.80	A0	A2n	+ 7.0	3.0	8	
5638	53.0	46 31	6.75	A0	B5s	-12.9			1
5764	54.2	47 29	7.00	B8	B5s	- 9.8	2.5	5	
5854	55.0	37 15	7.00	A0	A3s	+ 7.2	2.3	6	
8317	1 17.4	44 48	7.27	B9	A1s	+ 4.2	2.5	5	
8452	18.6	36 22	7.08	B9	A2n	+14.1	1.7	7	
8908	22.7	36 34	7.26	B9	B8s	-21.5	1.0	6	
9223	25.7	38 15	7.15	B8	B8n	+10.7	3.4	7	
18439	2 52.8	54 48	7.10	A0	A3s	- 4.3	2.6	6	
18881	57.1	38 4	7.01	A0	A0n	+14.3	1.4	7	
18950	57.8	37 43	6.91	B9	B9s	- 4.9	1.7	8	
21062	3 18.8	28 18	6.99	A0	A3s	+ 4.0	1.9	5	2
21590	24.0	16 25	7.02	A0p	A0s	+ 3.2	1.4	6	
24434	48.1	21 38	7.07	B8	B3s	+13.8	2.5	5	
24899	52.4	23 48	7.07	B9	A0s	+ 7.8	5.4	5	
27770	4 17.9	34 5	6.95	B9	B9n	+10.6	1.5	7	
β Ori	5 9.7	- 8 19	6.6	B5	-	+16.9	1.5	11	
(спутник)									
50634	6 49.0	+21 41	6.81	B9	A0	- 3.8	2.8	5	
59430	7 24.8	20 44	7.06	A0	A3s	- 2.9	2.7	7	
71262	8 21.3	7 53	6.78	A0	A1n	+15.5	1.3	6	
95190	10 54.4	10 28	7.04	A2	A5s	- 3.8	0.8	7	
95651	57.3	9 43	7.03	A0	A3n	- 8.5	1.8	7	
98547	11 15.2	17 52	6.87	A0	A3n	-12.1	2.1	5	
103152	47.6	16 00	6.73	A2	A5s	- 9.8	1.3	6	
106999	12 13.2	27 52	7.40	A2	A5s	- 9.7	2.0	4	3
107276	14.9	29 4	6.53	A2	-	0.0	0.1	4	4
107513	16.4	25 34	7.10	A3	F0s	- 1.2	1.3	6	5
107935	19.1	26 23	6.65	A3	A5n	- 0.4	0.8	7	6
108486	22.7	26 27	6.57	A3	A3s	- 9.4	1.4	7	7
108561	23.2	4 57	6.76	A0	A0s	+16.3	4.2	6	
108551	23.8	26 27	6.69	A3	A5s	+ 2.5	1.8	5	8
110326	36.2	30 59	6.88	A2	A2s	- 8.6	0.6		9
113365	58.1	23 10	6.87	A0	A0n	-11.6	0.6	5	
115983	13 15.6	5 22	6.90	A3	A3n	-19.2	1.0	5	
116542	19.2	1 55	7.08	A2	A5s	-16.2	1.3	6	
121109	48.4	13 15	7.12	A3	A3s	-17.6	1.1	5	
121626	51.5	29 10	7.11	A0	A2	-19.0	1.8	5	10
121907	53.3	13 54	7.26	A0	A3s	+23.0	1.4	6	
125798	14 16.7	36 51	7.18	A0	A3s	- 4.7	0.3	4	
127043	24.1	28 44	7.45	A0	A0	-20.7	2.1	6	
127067	24.2	28 44	6.95	A0	A0s	-12.6	1.8	9	
130767	44.9	19 56	6.89	B9	B9	-13.8	3.0	6	
131265	47.5	20 43	6.88	A0	A2s	- 1.7	0.4	5	
133330	58.8	28 40	6.90	A0	A3	+ 1.8	5.6	6	11
136754	15 17.3	24 42	7.16	A0	A0s	-15.4	1.5	5	
137182	19.5	10 54	7.19	A0	A2	-19.3	2.0	7	
142742	51.1	34 40	6.95	A2	A3s	-10.8	1.3	10	
142864	51.8	- 6 4	7.01	A0	A3n	-24.8	2.3	6	
142930	52.2	+ 3 41	7.01	A0	A2	-13.8	2.4	8	
143992	58.4	22 30	6.94	A2	A3s	-35.0	1.4	7	
144271	59.9	- 3 15	6.88	A0	A2s	-29.0	2.3	7	
150781	16 38.1	+21 46	7.06	A0	A0s	-24.0	2.9	6	
152155	46.6	15 58	7.24	A0	A2s	-22.6	4.4	7	
152210	46.9	- 2 38	6.96	A0	A3	+ 1.5	3.6	6	
153809	56.5	+16 45	7.24	A0	A1s	- 0.2	1.7	5	
154015	57.8	9 53	6.94	A2	A5s	-10.0	2.3	8	

ТАБЛИЦА II (продолжение)

H. D.	α_{1900}	δ_{1900}	m_{vis}	Спектр		Лучевая скорость	Вероятная ошибка	n	Приме- чание
				H. D.	Rev.				
156937	h m	+ 28° 7'	7.02	A0	A1s	-10.8	± 3.0	5	
157151	17 15.5	21 39	6.95	B9	A0s	-7.9	2.4	9	
157255	17.1	32 47	6.83	A0	A2s	-28.1	4.1	8	12
157297	17 17.3	11 47	7.08	A0	A2	+ 9.5	4.0	6	
157495	18.5	9 34	7.07	A2	A3s	-4.6	1.8	5	
158263	23.2	11 31	6.83	A	A5s	-16.6	2.1	5	
162428	45.9	24 29	7.01	A0	—	-14.2	3.5	6	
162651	47.0	1 8	7.13	A0	A0	-29.0	3.4	7	
162936	48.5	32 2	7.04	A0	A2	-26.3	3.2	8	13
163590	51.8	32 28	7.20	A0	A2n	-10.2	2.3	5	14
163973	53.8	14 32	7.29	A0	A2	-0.2	3.3	6	
164212	55.0	43 26	6.88	B9	B9	-34.0	3.8	6	
164967	58.6	8 25	6.98	A0	A0s	-12.3	3.4	6	
168852	18 16.8	20 53	7.38	B9	A0s	-19.1	2.3	7	
169169	18.3	14 57	7.34	A2	A5	-10.0	3.1	7	15
169491	19.8	15 36	7.40	B9	B5n	-22.0	2.4	5	16
169617	20.4	38 18	6.83	A0	A1s	-13.2	1.3	5	
169952	22.0	38 23	7.12	A0p	A0n	-9.1	1.9	8	
170314	23.6	24 37	6.82	B9	A0n	-26.1	4.4	8	17
170699	25.7	4 27	6.80	A2	A3n	-38.9	2.0	8	
174485	45.6	11 24	7.06	A0	A2n	-35.7	4.6	6	
175334	49.8	13 16	7.01	B9	B9n	-16.9	3.9	8	
175427	50.2	20 29	6.83	A0	A0n	-19.5	2.3	6	
175428	50.2	15 13	7.02	B9	B8n	-14.2	3.1	6	
175579	59.9	13 5	6.88	A0	A0n	-19.3	3.6	6	
175785	51.9	30 11	7.31	A0	A0	-23.0	4.4	5	18
176803	56.9	20 1	7.25	B8	B8	-16.7	3.4	9	
182010	19 17.6	17 34	6.84	A0	B5n	-37.7	2.9	10	
182616	20.4	30 51	7.20	B8	B5s	-15.6	2.3	7	
182991	22.3	11 52	6.85	A0	A0	+ 2.3	2.0	6	
183363	24.1	36 19	7.23	A0	A0	-11.1	3.7	8	
183363	24.1	36 19	7.23	A0	A0	-12.8	4.5	6	
183728	25.8	16 30	7.05	A0	A2s	-18.6	3.8	9	
187731	46.4	16 37	7.01	B8	B8n	-19.3	4.0	11	
188383	49.8	26 20	6.81	A0	A3s	-5.8	3.4	6	
189474	55.1	35 13	6.78	A0	A4s	+ 4.6	1.5	7	
189598	55.7	12 49	7.7	F2	A5s	-45.8	1.0	4	
189689	56.2	32 31	7.21	B9	B8	+ 0.8	2.2	6	
189692	56.2	13 6	7.10	A0	B9n	-4.5	2.6	7	
189756	56.5	14 16	7.03	A0	A2	+ 4.7	1.3	6	
190167	58.6	28 14	6.79	B9	A0s	-12.1	4.0	7	
194495	20 20.8	21 10	7.09	B9	B7	+ 7.5			19
194885	23.0	39 10	7.16	A0	A0	-16.0	1.5	6	
195053	23.9	19 47	6.82	A0	A2n	-33.7	3.5	6	
195340	25.6	19 20	6.71	B8	B5s	-7.2	0.1	11	
195341	25.6	19 6	6.99	B9	B8n	-8.7	4.1	6	
195358	25.7	19 5	6.59	B9	B9s	-2.4	0.7	6	20
195612	27.3	16 39	7.12	B9	B9	-7.6	2.3	6	
197245	37.4	23 49	6.79	A0	B9s	+ 6.7	2.9	7	
198436	45.3	39 25	7.32	A0	A0n	-21.1	2.2	6	
198527	45.8	27 0	7.04	B9	B9	-6.9	2.4	7	
199234	50.8	36 42	7.24	A0	B9n	-26.0	2.4	7	
199837	54.6	31 15	7.17	B9	B9	-13.5	2.1	7	
205201	21 28.6	32 20	7.17	B9	B9n	-2.0	3.0	6	
209260	56.9	38 47	7.08	A0	A0s	-14.8	2.0	6	
209469	58.6	42 26	7.06	B9	B9	-13.5	4.2	7	21
209484	58.7	29 44	7.01	B9	B9s	-9.3	1.8	5	22
209636	59.8	54 24	6.98	B9	B9	-11.7	2.9	6	

ТАБЛИЦА II (окончание)

H. D.	α_{1900}	δ_{1900}	m_{vis}	Спектр		Лучевая скорость	Вероятная ошибка	n	Приме- чание
				H. D.	Rev.				
212734	h m	$+25^{\circ} 24'$	7.11	A0	A2n	-4.5	± 2.4	6	
213871	22 21.4	46 3	7.22	A0	A0	-10.0	3.3	5	
216338	29.4	14 34	6.89	A0	A3n	-10.5	2.7	6	
216321	46.8	48 12	6.88	B9	B8n	-16.3	4.7	6	
216369	46.9	40 47	6.84	A0	B9	-18.1	± 5	10	
220501	47.3	29 8	7.02	A0	B8s	$+1.5$	3.2	7	
220582	23 19.4	24 57	7.21	B9	B8n	$+4.7$	1.6	7	
220750	19.8	38 48	6.78	A0	A0n	-4.4	2.0	7	
221237	21.2	58 1	7.06	A0	B9	-3.5	1.4	5	23
224155	25.2	7 40	6.74	A0	A0	-1.8	1.7	6	
224166	50.5	45 48	6.84	A0	B9	-17.2	1.4	5	24
224235	50.6	32 55	6.96	B9	B9	$+12.6$	2.0	8	
225001	54.1	45 43	7.19	A0	A2s	-11.0	1.5	6	
225023	57.4	35 16	7.32	A0	A2	-2.5	2.1	8	
	57.6								

Примечания

1	5638	Спектрально двойная	$K = 64.3$	$P = 10.418$
2	21062	DDO, I, № 3	$+6.4 \pm 1.6$	
3	106999	Лик. Бюл., № 494	-6.7 ± 1.5	
4	107276	» » № 494	-1.3 ± 1.4	
5	107513	» » № 494	$+0.4 \pm 1.5$	
6	107935	» » № 494	-0.8 ± 1.5	
7	108486	» » № 494	-0.6 ± 1.5	
8	108651	» » № 494	-0.4 ± 1.5	
9	110326	Спектрально двойная	$K = 40.7$	$P = 2.7045$
10	121626	DDO, I, № 3	-8.8 ± 3.6	
11	133330	» I, № 3	$+15.4 \pm 6.1$	
12	157255	Предпол. спектрально двойная. Изменение около 50 км	-16.9 ± 1.6	
13	162936	DDO, I, № 3	-17.1 ± 2.5	
14	163590	» I, № 3	-15.8 ± 5.4	
15	169169	» I, № 3	-15.8 ± 1.3	
16	169491	» I, № 3	-25.8 ± 5.4	
17	170314	Возможно спектрально двойная. Изменение около 50 км	$K = 82.2$	$P = 4.9052$
18	175785	DDO, I, № 3	-12.7	Переменная?
19	194495	Спектрально двойная	-7.0	Переменная?
20	195358	Вероятно, звезда с, Fe II 4233 достаточно сильная	-5.0 ± 3.6	
21	209469	DDO, I, № 3	-20.8 ± 1.8	
22	209481	» I, № 3		
23	221237	» I, № 3		
24	224166	» I, № 3		

которые приведены вместе с разностями $M - C^0$ в столбцах 11 и 12. Алгебраическая средняя разность $M - C^0$, равная $+0.3$ км, может рассматриваться как остаточная систематическая ошибка нашего каталога, так как лучевые скорости всех программных звезд были редуцированы по тому же способу. Но реальность этой малой величины все же остается сомнительной. После учета систематических ошибок средняя арифметическая разность $M - C^0$ также значительно уменьшилась и стала 2.1 км.

Вероятная ошибка спектрограммы для программных звезд равна ± 6.2 км/сек. Если принять во внимание малую дисперсию и спектральный класс (главным образом B8 — A0), эта величина не удивительна. Вероятная ошибка скорости для звезды около ± 2.5 км/сек.

У нас очень мало общих звезд с другими каталогами, опубликованными после того как наши наблюдения и их обработка были закончены. Для 10 общих звезд (см. Примечания в табл. II) с «Radial velocities of 500 stars»

[2] среднее отклонение составляет ± 4.7 (если исключить Н. Д. 133330 $\pm \pm 3.9$ км). Систематическая разность в последнем случае всего $+0.2$ км. Если мы будем считать одинаковой точность наблюдений в Симеизе и Торонто (дисперсия приблизительно равна), то вероятная ошибка лучевой скорости может быть вычислена независимо по формуле

$$r'_0 = \frac{\pm 0.67}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\Sigma \Delta^2}{n-1}},$$

где Δ есть разность Торонто — Симеиз. Это дает ± 3.0 км, или ± 2.4 , если исключить Н. Д. 133330, и находится в хорошем согласии с найденной выше вероятной ошибкой.

Наш каталог включает несколько звезд, принадлежащих к скоплению Сoma Berenices. Эти звезды частично наблюдались с длинной камерой, и их лучевые скорости были опубликованы нами несколько лет тому назад [3]. Теперь мы имеем возможность сравнить их со скоростями, определенными Тремплером (Trumpler [4]), опубликованными одновременно с нашей работой. Согласие оказывается очень хорошим. Средняя разность для шести общих звезд только ± 1.6 км, а средняя систематическая разность Лик — Симеиз -1.1 км. Правда, надо отметить, что точность для этих звезд никак не может считаться типичной для лучевых скоростей нашего каталога.

Результаты наблюдений программных звезд даны в табл. II. Вероятная ошибка средней скорости была вычислена по формуле

$$p. e. = 0.845 \frac{\Sigma v \sqrt{p}}{\sqrt{\Sigma p}}.$$

В нашем списке указано только несколько спектрально двойных. При нашей малой дисперсии очень трудно находить спектрально двойные, если амплитуда меньше 30—40 км. Мы предпочли считать последние — звездами с постоянной скоростью, но, несомненно, некоторые из них — спектрально двойные.

Наблюдения в большей части были выполнены автором (95%), измерения — П. Ф. Шайн и М. Д. Глущенко.

Все спектрограммы звезд прилагаемого списка погибли во время войны, поэтому никаких контрольных дополнительных измерений нельзя было произвести.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Альбицкий и Г. А. Шайн. Тр. Пулковской обсерв. **43**, 1933.
2. Publications D. Dunlap Observatory. **1**, № 3, Toronto, 1939.
3. Изв. Пулковской обсерв. **16**, 2, № 131, 1939.
4. L.O.V. № 494, 1938.

СПЕКТР γ CASSIOPEIAE В 1940 и 1941 гг.

В. Ф. ГАЗЕ

Дано описание изменений в спектре в 1940 и 1941 гг. В 1940 г. есть два периода: сентябрь 7 — 10 и октябрь 6 — ноябрь 20, в течение которых резкие центральные линии водорода почти совсем исчезают, и вместо них проступают широкие линии обрабатывающего слоя. В промежутке между этими периодами линии оболочки выступают снова.

Кроме Н и Не в спектре измерен ряд слабых линий; часть из них уверенно отождествляется с Ar II.

Кривая лучевых скоростей, построенная по метастабильным линиям гелия, значительно смещена в сторону отрицательных скоростей по сравнению с кривой, соответствующей линиям диффузной серии Не и Н, что указывает на образование линий S — Р в более высоком и быстрее движущемся слое оболочки.

γ Cassiopeiae наблюдалась систематически в Симеизе с августа 1940 г. по сентябрь 1941 г., когда работа была прекращена из-за войны. В течение этого времени в спектре имели место необычайные изменения, до тех пор не наблюдавшиеся в этой звезде и указывающие на неустойчивое состояние внешней оболочки, исчезнувшей совсем в 1941 г. В периоды с 7 по 10 сентября и с 6 октября по 20 ноября глубокие линии поглощения водородной оболочки ослабевали почти до полного исчезновения, и взамен них проступали широкие и размытые линии обрабатывающего слоя. В промежутках между этими периодами размытых линий спектр снова возвращался к своему обычному виду. Поскольку такое явление никогда не наблюдалось в γ Cassiopeiae, мы нашли целесообразным дать подробное описание изменений в спектре звезды.

СПЕКТР 1940 г.

В 1940 г. наблюдения охватывают период с 5 августа по 20 ноября. Они производились на 40" рефлекторе при помощи однопризменного спектрографа, дающего дисперсию 36 Å/мм около H_{γ} . Мы пользовались пластинками Eastman Process, Imperial 1200, Eastman 2F, Ilford Hypersensitive Panchromatic и Astra III. Всего получено 77 спектрограмм. Обычно мы получали 4—6 спектрограмм в одну ночь.

В спектре 1940 г. сильны линии Н и Не; линии других элементов слабы и трудны для измерения. Линии Бальмеровской серии видны до H_{13} и имеют сложную структуру, являющуюся результатом наложения резких и силь

ных линий спектра оболочки на широкие и размытые линии обращаемого слоя. За исключением H_α , сильной и широкой эмиссионной линии на фоне еще более широкой линии поглощения, наиболее характерной чертой для всех Бальмеровых линий является глубокая и резкая центральная линия поглощения, ограниченная с обеих сторон слабыми и тонкими эмиссионными линиями, причем фиолетовый компонент обычно сильнее красного. За эмиссионными линиями следуют слабые и тонкие линии поглощения, которые представляются в микроскоп с увеличением 15—20 раз отдельными компонентами; но на микрофотограммах видно, что эти линии являются только понижениями на фоне неглубоких крыльев поглощения, недоступных для глаза вследствие их слабости. На некоторых спектрограммах можно подозревать присутствие второго, еще более слабого компонента поглощения. Обычно фиолетовый компонент поглощения сильнее красного.

Гелий представлен сериями: $2^3P^0 - n^3D$ (3819, 4026, 4471, 5876), $2^3P^0 - n^3S$ (3867, 4121), $2^3S - 3^3P^0$ (3889), $2^1S - n^1P^0$ (3965, 5016), $2^1P^0 - n^1D$ (4009, 4144, 4388, 4922). Триpletные линии диффузной серии отличаются по характеру: 3819 выглядит широкой и размытой, 4026 — тонкая и резкая с широкими крыльями, 4471 — резкая, сильная, иногда не уступающая по интенсивности H_γ , и 5876 — резкая, сильная и тонкая с очень слабыми, не всегда заметными эмиссионными компонентами и со следами спутников поглощения. Линии серий $2^3P^0 - n^3S$ и $2^1P^0 - n^1D$ всегда слабые и размытые и видны не на всех спектрограммах.

Метастабильная линия 3889, блендирующаяся с H_ϵ — самая сильная линия в спектре; структурные детали, подобные наблюдаемым в водородных линиях и, видимо, относящиеся к H_ϵ , слабы; компоненты поглощения слабы и тонки, и эмиссионные наблюдаются не всегда. Метастабильные синглеты 3965 и 5016 резки и умеренной интенсивности; у 3965 можно в некоторых случаях подозревать фиолетовую эмиссию.

Таков был общий характер линий водорода и гелия на спектрограммах, полученных 5, 20, 23, 26, 29 августа и 4 сентября; только триpletные линии диффузной серии He слегка менялись по форме и интенсивности.

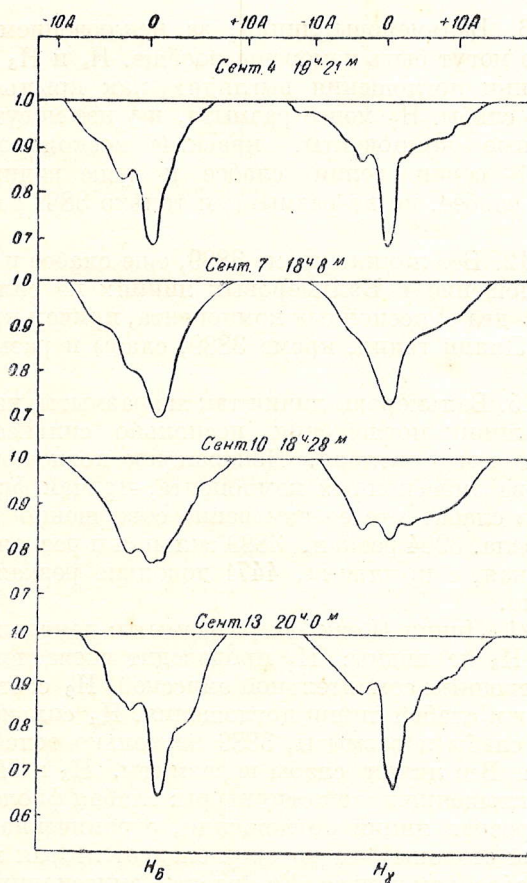
Но в следующую ночь наблюдений, 7 сентября, спектр выглядел совершенно иначе. Бальмеровы линии $H_\gamma - H_{13}$ стали размытыми, и структурные детали менее заметными, чем раньше: центральные линии поглощения и эмиссионные компоненты значительно ослабели, а спутники поглощения стали шире. Линия поглощения H_β — сильная и, повидимому, меньше других линий задета общим изменением спектра. H_α по-прежнему сильна в эмиссии.

Линии He ведут себя различно: в то время как линии диффузной серии расширены, метастабильные 3889 и 5016 остаются резкими и сильными; 3965 хотя и ослаблена, но остается такой же резкой. На спектрограммах, полученных в следующую ночь наблюдений, 10 сентября, процесс еще усилился. Центральные линии H стали еще более размытыми, а широкие линии поглощения обращаемого слоя более заметными. H_γ значительно более размыта, чем 7 сентября. Эмиссионные компоненты очень слабы, фиолетовый — широкий и красный — немного более тонкий. H_β резко отличается от предыдущих дней: впервые она выглядит как сильная двойная эмиссионная линия, в то время как центральная линия поглощения, разделяющая оба эти компонента, едва видна. Эмиссионная линия H_α очень сильна.

Линии He ведут себя приблизительно, как 7 сентября, только 4026 и 4471 выглядят более размытыми. 5876 значительно слабее, чем раньше, и имеет два сомнительных эмиссионных компонента. Метастабильная

линия 5016, сильная 7 сентября, слаба, так же как и 3965, и только 3889, повидимому, не меняется.

Сентябрь 13. Спектр снова вернулся к стадии узких линий. Центральные линии поглощения водорода снова стали резкими и тонкими и значительно сильнее, чем во время стадии размытых линий. Фиолетовые эмиссионные линии довольно широкие, красные — очень узкие. Как



Фиг. 1. Контурсы H_{δ} и H_{γ}

и раньше, фиолетовые эмиссионные компоненты сильнее красных: линии гелия 3819, 4026 и 4471 тонкие, 4026 имеет слабые крылья, 4471 приблизительно так же сильна, как и H_{γ} , 3965 и 3889 — резкие и сильные.

На фиг. 1 даны контурсы H_{δ} и H_{γ} для 4, 7, 10 и 13 сентября. Интенсивность выражена в единицах непрерывного спектра. Из рассмотрения этих контуров получается впечатление, что оболочка 7 и 10 сентября становится более прозрачной и позволяет заглянуть глубже в обращающийся слой.

В течение следующих дней центральные линии водорода становятся еще тоньше и сильнее (15 сентября), и с 21 сентября начинается общее ослабление эмиссионных компонентов у $H_{\gamma} - H_{13}$, которые теперь находятся в обратном отношении яркости, именно: красный компонент кажется ярче. Спутники поглощения слабы и несколько размыты, фиолето-

вые выглядят шире. У H_β наблюдаются два спутника поглощения. Эмиссионная H_α остается такой же сильной, как и раньше, а H_β выглядит по разному почти на каждой спектрограмме; хотя это явление наблюдалось также и в предыдущие дни, мы не решаемся настаивать на его реальности, поскольку H_β лежит в области понижения чувствительности пластинок. 6 октября начинается новая стадия размытых линий, которая продолжается до 20 ноября, когда линии снова становятся резкими.

О к т я б р ь 6. Бальмеровы линии, за исключением H_γ , размыты, члены выше H_9 не могут быть измерены вообще. H_ϵ и H_8 широкие и размытые, их спутники поглощения выглядят как крылья. Эмиссионные линии исчезающе слабы. H_γ менее размыта, и у нее могут быть измерены слабые эмиссионные компоненты, красный несколько более яркий. Линии диффузной серии гелия слабее и хуже видны чем обычно. 3965 значительно слабее, но не размыта, и только 3889 такая же резкая, как и раньше.

О к т я б р ь 12. Все линии, кроме 3889, еще слабее и более размыты. Центральное поглощение в Бальмеровых линиях не сильнее спутников поглощения. У H_γ два эмиссионных компонента, причем красный сильнее. H_β плохо видна. Линии гелия, кроме 3889, слабы и размыты, 3965 едва видна.

О к т я б р ь 15. Бальмеровы линии так же размыты, как и 12 октября, но центральные линии поглощения несколько сильнее, и структура лучше определена чем 6 октября. Центральное поглощение H_γ хорошо видно, заметны два эмиссионных компонента, причем фиолетовый сильнее; H_β настолько слаба, что ее измерение совершенно неуверенно, H_α значительно ослабела. 3964 резкая, 3889 сильная и резкая, 3819 размыта, 4026 тонкая, резкая, с крыльями, 4471 довольно резкая, но несколько шире, чем обычно.

О к т я б р ь 21. Линии H еще более размыты: центральные линии поглощения в H_ϵ и H_8 не видны: H_γ производит впечатление трех линий поглощения, разделенных сомнительной эмиссией, H_β состоит из широкой эмиссионной линии и слабой линии поглощения. H_α сильнее чем 15 октября. Линии гелия слабы и размыты, 3889 несколько ослабела.

Н о я б р ь 14. Все линии слабы и размыты. H_8 и H_γ выглядят как двойные линии поглощения новой структуры: слабая фиолетовая эмиссия, за ней тонкая и резкая линия поглощения, ограниченная очень слабой эмиссией с красной стороны, за которой следует вторая линия поглощения, несколько слабее, чем первая. Ее красный эмиссионный спутник ярче фиолетового. H_β выглядит по разному на всех трех спектрограммах; H_α значительно слабее чем в августе и сентябре; 3889 слабее, но, как всегда, резкая, и 3965 крайне слаба; линии $2^3 P^0 - n^3 D$ слабы и размыты.

Н о я б р ь 20. Все линии H опять резкие и довольно тонкие, но значительно слабее, чем они были до последнего периода диффузных линий. Эмиссионные линии совсем не видны, за исключением H_α , сильно ослабевшей.

Необычайный вид спектра γ Cassiopeiae в 1940 г. был отмечен также и другими наблюдателями. Струве и Свингс (Struve a. Swings [1]) сообщили, что к концу их наблюдений, между 20 сентября и 23 октября, исчезли глубокие и резкие линии поглощения во всех линиях между H_β и H_ϵ . С другой стороны, Меррилл (Merrill [2]) снова наблюдал резкие и тонкие центральные линии поглощения, начиная с 21 ноября. Симеизские наблюдения показывают, что в 1940 г. стадии диффузных и резких линий в спектре γ Cassiopeiae сменяли друг друга, и что оболочка звезды была в неустойчивом состоянии. Указание Меррилла, что центральные линии погло-

ТАБЛИЦА I

Измеренная длина волны	Интенсив- ность	Число пластинок	Харак- тер	Идентификация
3734.37	0—1	11		H ₁₃
3750.15	1—2	15		H ₁₂
3764.12	1	4	n	?
3770.63	2	27		H ₁₁
3775.94	0	1	n	Ti II 6.06
3796.00	2	2	d	Si III 6.41
3797.90	2	34		H ₁₀
3807.21	1	2	n	(Si III 6.56)
3813.98	0	3	n	Fe II 4.12
3816.84	2—1	5	n	O III 6.75
3819.63	2—3	36	d	He I 9.61, He I 9.75
3821.76	1	3	n	O II 1.63
3824.62	1	3	n	Fe II 4.91
3830.20	1	1		N II 9.80, Ar II 0.43, O II 0.45
3835.39	2—4	35		H ₉
3841.07	0	3	n	?
3842.97	1	3	n	Ca III 2.55, O II 2.82
3845.77	1	3	n	Ar II 5.42
3849.11	1	4	s	?
3850.64	1	2	n	Ar II 0.57
3857.34	0	5	d	O II 7.17
3865.38	0	1	s	?
3867.52	0	3	s	He I 7.46, He I 7.62
3868.66	1	2	n	(Ca III 8.42), Ar II 8.53, C II 8.84
3869.49	1	2	n	?
3880.45	0—1	3	s	(Fe II 0.78)
3882.70	1	1	d	O II 2.19, O II 2.45, O II 3.45
3885.06	0	2	d	P II 5.17
3885.61	0—1	3	s	Ca III 5.29, C III 5.86
3888.85	10	61	s	He I 8.65, H ₇
3893.41	0	1	n	O II 3.53
3894.98	1	3	n	P III 5.03, Ar II 5.26
3896.21	0—1	1	n	O II 6.30
3902.96	0	1	n	S III 1.55 (S II 1.99)
3911.63	1	1	n	Ar II 1.58, O II 1.95
3919.10	1	1	n	C II 8.98, N II 9.00, O II 9.28
3923.49	0—1	7	n	P III 2.72, S II 3.48
3925.87	0	3	n	Ar II 5.71
3926.57	0	4	n	He I 6.53
3927.84	0	2	s	?
3933.63	1	6	s	(S II 3.29), (P III 3.38), Ca II 3.68
3935.84	0	1	n	(He I 5.91), Fe II 5.94
3937.31	1	3	s	S III 7.24
3940.85	1	1	s	?
3947.67	0	1	n	O I 7.33, O I 7.51, C II 7.60, O I 7.61
3851.86	1	1	n	P III 1.51 (O III 1.82)
3952.68	0	4	s	Ar II 2.74
3954.72	1	1	s	O II 4.37
3956.03	1	2	s	N II 5.85
3957.27	1	3	n	P III 7.64
3958.57	0—1	3	n	Ar II 8.39
3961.36	1	2	s	S III 1.55, O III 1.59
3964.75	3—5	53	s	He I 4.73
3970.08	4—5	61		H ₈
3974.94	1	1	n	Ar II 4.76, Fe III 5.43
3981.94	1	2	n	?
3983.84	0	2	n	(O II 2.73), S III 3.76
3984.48	1	4	n	Ca III 4.71
3990.28	0	1	n	?

ТАБЛИЦА I (продолжение)

Измеренная длина волны	Интенсив- ность	Число пластинок	Харак- тер	Идентификация
3995.10	1	2	n	Ar II 4.81, N II 5.00
3996.50	1	4	d	Al II 5.86, Al II 6.16, Al II 6.38
3997.45	1	3	d	P III 7.47
4003.18	1	2	s	Ca III 3.35, Fe III 3.41
4004.59	0	1	n	?
4005.20	1	1	n	?
4007.26	1	2	w	?
4009.42	1	8	d	He I 9.27
4012.07	0	3	n	?
4024.09	1	5	n	(He I 3.99)
4026.09	2—4	55	s. w.	He I 6.19, He I 6.36
4028.49	1	1	n	Ti II 8.35, S II 8.79
4032.08	0	2	s	S II 2.81, Fe II 2.95
4033.80	0	2	n	P II 3.63, Ar II 3.83
4036.54	0	3	n	P II 6.23
4038.87	0	1		Ca III 8.53, Ar II 8.82
4043.23	0	2	n	Ar II 2.91
4043.86	1	1	n	N II 3.54
4044.61	0	3	n	(Fe III 4.05), P II 4.49
4058.25	1	1	s	?
4062.26	2	1	d	P II 2.08
4063.02	1—2	2	n	O II 2.90
4069.07	1	1	n	C III 8.94, Ca III 9.01
4069.88	1	2	d	O II 9.64, O II 9.90
4070.81	1	2	n	C III 0.43
4074.74	1	2	b	C II 4.89
4079.41	0	1	n	Ar II 9.60
4087.47	0	2	b. d.	O II 7.16 (N II 7.35)
4089.30	1	3	n	(Si IV 8.86), P III 9.25, O II 9.23
4091.61	1	1	n	P II 1.53
4101.75	4—5	61		H ₈
4120.79	0—1	12	b. d.	He I 0.81, Fe III 0.97, He I 0.98
4122.24	1	2	b. d.	Fe III 1.34, C III 2.05, Fe III 2.06
4127.49	1	1	n	P II 7.49
4128.55	0	1	n	Si II 8.05, Fe II 8.74
4131.06	0	1	n	P II 0.77, Si II 0.88
4131.72	0	1	n	Ar II 1.73
4132.71	0	1	n	O II 2.82
4143.84	0—1	10	b. d.	(O II 3.52), He I 3.77 (O II 3.77)
4151.94	1	2	n	N I 4.46
4153.01	2—0	3	n	S II 3.10, O II 3.31
4156.11	0	1	n	Ar II 6.11
4176.93	0	1	n	Fe III 6.79
4185.11	0	1	n	O II 5.45
4187.30	1	1	d	C III 7.05
4188.10	1	2	n	P III 8.07
4189.08	1	2	s	P III 9.08, Fe III 9.10
4214.68	0	1	n	N I 4.73
4224.87	1	2	s	P II 4.43
4250.04	1	2	s	(P IV 9.57), Fe III 9.95
4254.11	2	2	b. d.	S III 3.59, Fe III 3.62, O II 3.93
4256.63	1	3	n	Ca III 6.69
4284.88	1	1	n	S III 4.99
4288.67	0	1		P II 8.52, O II 8.83
4303.59	1	1	n	Fe II 3.17, O II 3.82
4305.30	1	2	s	Fe III 4.81, N I 5.46
4307.75	1	1		Ti II 7.91 (P III 7.94)
4312.72	1	1	n	Ti II 2.88
4313.49	1	1	s	O II 3.43, C II 3.50

ТАБЛИЦА I (продолжение)

Измеренная длина волны	Интенсив- ность	Число пластинок	Харак- тер	Идентификация
4314.67	1	1	n	Fe II 4.29, Ti II 4.98
4319.16	1	1	s	S II 8.63, O II 9.65
4340.48	5—7	61		H γ
4352.62	0—1	1	n	Ar II 2.23, Fe III 2.70
4357.79	1	1	n	(O II 7.25), Fe II 7.57 (N I 8.27)
4369.14	0	1	n	(O I 8.39), O II 9.28 (Fe II 9.40)
4370.27	1—2	1	n	(Ar II 0.76)
4371.87	1	1	n	Ar II 1.36, C II 1.59, O II 1.65
4377.03	1	1	n	C II 6.78
4378.20	1	2	s	O II 8.40
4380.35	1	1	n	(Ar II 9.74), (C III 9.97)
4383.60	1—2	1	s	(C III 3.24), Ar II 3.79
4387.94	0—1	27	b. d.	He I 7.93, (C III 8.24)
4395.75	1	1	n	(Ti II 5.04), Fe III 5.78, O II 5.95
4413.74	0	2	n	Fe II 3.60, Ca III 3.74, P II 4.29
4415.96	1—0	3	d	?
4416.98	0	1	s	O II 6.97, Fe II 6.82 (P II 7.31)
4419.42	0	4	d	Fe III 9.59
4426.47	0	1		Ar II 6.01
4427.32	1	1	n	N II 7.21, N II 7.97
4430.86	1	1	n	Fe III 0.95, Ar II 1.02
4434.07	1	1	s	Ar II 3.83
4444.01	2	1	n	Ti II 3.81, P III 3.87
4449.06	1	1	s	O II 8.21, Ar II 8.88
4467.99	1	1	d	O II 7.55, O II 7.88, P II 7.98
4468.82	1	3	n	Ti II 8.50
4471.46	4—8	55	s	He I 1.48, He I 1.69
4482.39	0	1	n	Ar II 1.13
4487.33	1	1	n	(O II 7.72), (O II 8.09), (N II 8.15)
4491.71	1	1	n	O II 1.25, Ar II 1.33, Fe II 1.40
4496.10	1	2	d	?
4521.68	1	2	n	Fe II 0.22, Fe II 2.64
4528.92	1	3	n	Al III 8.91, Al III 9.18
4530.58	1	2	d	N II 0.37, Ar II 0.57, P II 0.78
4534.04	1—2	2	n	S II 3.39, P II 3.81, Ti II 3.97, Fe II 4.17
4536.44	0	1	n	S IV 5.69
4537.50	1	1	n	Ar II 7.67
4552.50	0—1	2	b. d.	S II 2.37, N II 2.50, Si III 2.60
4572.90	1	1	n	(Ar II 2.92)
4575.15	2	2	d	Si III 4.75, P III 4.90
4598.63	1	1	s	Fe II 8.53, Ar II 8.77
4603.20	1—2	3	b. d.	N II 7.17, Ar II 9.60
4629.78	2	1	b	P II 8.71, Fe II 9.34, Ti II 9.34
4631.29	1	1	n	N II 0.55, Si IV 1.28
4639.77	1	1	d	O II 8.86, Al II 0.36, Al II 0.38
4649.56	2—3	23	b. d.	C III 7.40, O II 9.15, C III 0.16, O II 0.85
				C III 1.35
4655.37	1	2	s	(N II 4.57), (S II 6.75)
4659.08	1	2	n	(P II 8.11), (C IV 8.64)
4678.14	1	2	n	N II 7.93
4709.51	1	1	n	Fe II 8.97 (N II 9.45), O II 0.04
4713.46	1	2		He I 3.14, He I 3.37
4861.34	3—5	46		H β
4921.49	2—3	33	b. d.	He I 1.93
4942.24	2	2	s	O II 1.12, O II 3.96
4955.36	1—2	2	s	P II 4.33, O II 5.78
4969.80	2	1	s	P II 9.65
5005.10	2	1	n	N II 5.14
5015.71	5	20	s	He I 5.68

ТАБЛИЦА I (окончание)

Измеренная длина волны	Интенсив- ность	Число пластинок	Харак- тер	Идентификация
5048.14	0	1		He I 7.74
5087.17	1	1	n	Fe III 6.73
5094.24	0	1	d	(Fe II 3.47), (Fe II 3.64), (Al II 3.65)
5100.82	1	2	d	(Al II 0.34), (Fe II 0.70), Fe III 0.7, Fe II 0.84
5127.66	0	1	s	Fe III 7.32
5135.58	1	1	d	S II 5.85
5156.79	1	2	s	Fe III 5.97, S II 7.04
5194.47	1	1	d	Fe III 3.90, Fe III 4.43
5234.62	1	2	n	Fe II 4.62, Fe III 5.30
5242.77	0	1	d	Fe III 3.26
5321.17	0	1	d	S II 0.70, N II 0.96
5329.90	2	1	d	O I 8.98, O I 9.59, O I 0.66
5436.89	1	1	d	O I 5.16, O I 5.78, O I 6.83
5677.86	0	1	b. d.	N II 6.76, N II 9.56
5875.68	4—6	11	s	He I 5.62, He I 5.96
5891.02	2	4	s	C II 9.97, C II 1.65
6562.82		14		H $_{\alpha}$
6676.70	3	5	s	He I 8.15

щения постепенно ослабевают, находится в согласии с нашими наблюдениями.*

Предварительное сообщение об изменениях в спектре γ Cassiopeiae было опубликовано нами ранее [3].

ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ СЛАБЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ

Кроме H и He, в спектре γ Cassiopeiae 1940 г. измерено значительное число очень слабых линий, заметных только на лучших спектрограммах. Табл. I содержит длины волн для тех из них, реальность которых установлена измерением на нескольких спектрограммах. Из оставшихся отождествленными линий даны длины волн только для таких, которые были измерены другими наблюдателями в звездах типа В. Большинство этих линий резкие и тонкие; размытые — большей частью бледны. Для исправления измеренных длин волн за лучевую скорость была принята постоянная скорость — 6.8 км/сек из каталога лучевых скоростей Мура.

Таблица содержит 194 линии, отождествленные с 27 элементами. В столбце 1 дана измеренная длина волны, за исключением Бальмеровых линий, для которых дается лабораторное значение. В столбце 2 даны оценки интенсивности в произвольной десятибалльной шкале, где оценка 0 означает еле различимую линию. В столбцах 3 и 4 дано число пластинок, на которых линия была измерена, и ее характер; сокращения n, s, b, d, w означают соответственно: тонкая, резкая, широкая, размытая, с крыльями. В столбце 5 дано отождествление линий. Сомнительные случаи даны в скобках.

Отождествлены линии следующих элементов: H, He I, C II, C III, (C IV), N I, N II, O I, O II, O III, Al II, Al III, Si II, Si III, (Si IV), P II, P III, (P IV), S II, S III, (S IV), Ar II, Ca II, Ca III, Ti II, Fe II, Fe III.

* По условиям военного времени обсерватория не получила во время работы Струве и Свингса (Ap. J. 94, 2. Mc. Donald Contribution, № 37). Мы получили эту работу только после того, как настоящее сообщение было сдано в печать. Струве и Свингс не дают контуров линий для интервала 30 августа — 30 октября 1940 г., когда описываемые нами изменения в спектре имели место.

Из них совершенно уверенно отождествлены Н, He I, C III, N II, O I (хотя потенциал ионизации представляется несколько низким), O III, Si III, P II, P III, Ar II, Ca II, Ti II, Fe III. Некоторые из этих элементов заслуживают особого внимания.

Ar II. Присутствие этого иона установлено с уверенностью. Из 33 линий Ar II, найденных в спектре звезды, 15 не могут быть идентифицированы с другими элементами и не являются блендами. Для контроля отождествления Ar II была измерена спектрограмма γ Pegasi, где присутствие Ar II было твердо установлено Кюльборном (Kühlborn [4]). Из 20 длин волн линий, измеренных в γ Cassiopeiae, 18 совпадают в пределах ошибок с γ Pegasi, и только две не могли быть найдены в силу их положения на крыльях H₈ и H₇.

Длины волн для линий Ar II были взяты из работ Розенталя (Rosenthal [5]) и де-Брюэна (de Bruin [6]).

Ca II. Измерена только линия К, Н исчезает в крыльях H₈. Нельзя с уверенностью сказать, какого происхождения линия К, звездная или межзвездная.

Ti II. Найдено 10 сильных линий Ti II; к сожалению, многие из них бленды. Линии Ti II видны только на спектрограммах, полученных между 20 августа и 7 сентября.

Fe III. Из 23 линий, совпадающих с длинами волн, данными в работе Свингса, Эдлена и Гранжана (Swings, Edlén, Grandjean [7]), четыре во всяком случае не бленды и не могут быть отождествлены с другими ионами или атомами, а именно 4176.79, 4419.59, 5086.78 и 5127.32. Остальные линии участвуют в блендах, но в большинстве случаев Fe III, вероятно, является главным компонентом. Присутствие этого иона в спектре γ Cassiopeiae можно считать уверенно установленным.

Следующие элементы, вероятно, присутствуют в γ Cassiopeiae, но их отождествление не совсем удовлетворительно по различным причинам: 1) число наблюдаемых линий недостаточно: C II, N I, Al III, Si II, S II, S III; 2) не отождествлены наиболее сильные линии: O II, Al II, Fe II; 3) линии наблюдаются главным образом в блендах: Ca III.

Присутствие четырех трижды ионизованных элементов C IV, Si IV, P IV, S IV совершенно неуверенно, поскольку для каждого иона найдено

ТАБЛИЦА II

Элементы	Число линий		Элементы	Число линий	
	уверенно	сомнительно		уверенно	сомнительно
H	11	—	Si III	3	1
He I	23	2	Si IV	1	1
C II	9	—	P II	17	2
C III	8	3	P III	10	2
C IV	—	1	P IV	—	1
N I	3	1	S II	10	3
N II	16	4	S III	6	—
O I	9	1	S IV	1	—
O II	41	6	Ar II	30	3
O III	2	1	Ca II	1	—
Al II	5	2	Ca III	8	1
Al III	2	—	Ti II	9	1
Si II	2	—	Fe II	20	4
			Fe III	22	1

не более одной или двух линий, и потенциалы возбуждения немного выше.

Что касается других элементов, присутствие которых в звезде В возможно, то некоторые совпадения были найдены для N III, Ne I, Ne II, Ar I и K II, но эти линии не были включены в таблицу, так как мы считаем совпадения случайными. Особое внимание было обращено на нахождение линий He II и Mg II, но результат был в обоих случаях отрицательным.

В табл. II указано число линий различных элементов, отождествленных в спектре γ Cassiopeiae 1940 г.

Кроме линий, отождествленных более или менее уверенно с известными спектрами, мы нашли 16 линий поглощения, которые нам не удалось отождествить ни с одним известным элементом. В табл. III даны длины волн этих неотожествленных линий и измерение их другими наблюдателями в тех случаях, когда такие данные могли быть найдены.

ТАБЛИЦА III

γ Cassiopeiae	Балдуин γ Cass. [8, 9]	Балдуин ϵ Tau [10]	Кюльборн ϵ Per., γ Peg., γ Ori, ϵ Cas. [4]	Струве Звезды В [11]	Маршалл [12]	Струве, Денхам & Sco. [13]	Свингс, Деэбран [14]	Струве [15]
3764.12	3.93	—	—	—	3.86	—	—	—
3841.07	—	—	0.93	—	—	—	—	—
3849.11	9.47	—	—	—	9.35	—	—	9.12
3865.38	—	—	—	—	5.15	—	—	—
3869.49	—	—	9.57	—	—	—	—	—
3927.84	7.73	7.48	7.81	—	—	—	7.93	—
3940.85	—	0.59	0.67	—	—	—	—	—
3981.94	—	—	1.76	—	—	—	—	—
3990.28	—	—	0.24	—	—	—	—	—
4004.59	—	—	4.56	—	—	—	—	—
4005.20	4.98	—	5.00	5.03	5.09	—	—	—
4007.26	—	—	—	—	7.22	—	—	—
4012.07	—	—	1.68	—	2.07	—	—	—
4058.25	—	—	8.20	—	—	—	—	—
4415.96	5.72	—	5.92	—	—	5.69	—	—
4496.10	—	5.67	—	—	—	—	—	—

СПЕКТР 1941 г.

В 1941 г. наблюдения производились только 6, 18, 23 июня, 2, 11 июля и 12 и 17 сентября. Всего получено 25 спектрограмм на пластинках Eastman Process, Agfa Astro и Agfa Astro Panchromatisch.

Спектр сильно отличается от 1940 г. Присутствие оболочки выражается только в эмиссии H_{α} . Однако можно подозревать, что к концу наших наблюдений начинают появляться и другие линии оболочки. На пяти спектрограммах, полученных 12 сентября, виден слабый, но, повидимому, реальный, фиолетовый компонент эмиссии у H_{β} ; в тот же день на трех спектрограммах усматривается еще более слабый фиолетовый компонент эмиссии и, может быть, также и красный у H_{γ} . На более ранних спектрограммах очень слабый компонент может быть усмотрен у H_{γ} 2 июля и оба эмиссионных компонента у H_{β} 11 июля. У H_{δ} эмиссии нет.

Линии поглощения широки и размыты, и никаких следов центрального поглощения не видно. Наблюдаются только следующие линии: Бальмерова серия от H_{β} до H_{13} (оценки интенсивности 2—3 по десятибальной шкале). Из линий гелия измерены только триплеты диффузной серии 3819,

4026, 4471, 5876 и сингулеты 3926, 4009, 4144, 4388, 4922. Линии резкой серии наблюдаются неуверенно и из них только триплетная 4121 (две спектрограммы) и сингулетная 5048 (одна спектрограмма).

Метастабильные линии 3889, 3965 и 5015 не наблюдаются. Мы судим об отсутствии 3889 по виду H_{ϵ} , ничем не отличающейся от других линий Бальмеровой серии.

Кроме линий H и He, в спектре измерены две очень широкие размытые и слабые бленды со следующими длинами волн: 4641.05 ± 0.15 (пять спектрограмм) и 4650.44 ± 0.21 (восемь спектрограмм), которые могут быть интерпретированы как сложные бленды O II, N II и C III, именно: 4638.86 O II, 4640.64 N III, 4641.83 O II и 4641.90 N III для бленды 4641 и 4649.15 O II, 4650.16 C III, 4650.85 O II, 4651.35 C III для бленды 4650. Однако другие линии этих ионов не видны. Вообще линии O II, C III и N III не сильные в звездах В. Можно полагать, что быстрое вращение γ Cassiopeiae делает их невидимыми, и перечисленные выше линии заметны только благодаря близости их длин волн. Кроме того, они все принадлежат к самым сильным линиям данных спектров и соответствуют переходам с низкими потенциалами возбуждения. Идентификация O II и C III представляется достоверной, а N III менее убедительной: в 1940 г. мы не нашли N III в спектре γ Cassiopeiae.

В спектре 1941 г. наблюдается одна необыкновенная деталь, иногда заметная и в 1940 г.

В сторону длинных волн от 4471 наблюдается размытая и широкая эмиссия, для которой не удастся найти подходящей интерпретации, и реальность которой может быть поставлена под сомнение. Однако она слишком сильна, чтобы считать ее эффектом контраста, тем более что в этой области нет линий поглощения, способных вызвать его: все попытки найти линию Mg II не имели успеха. Длина волны этой детали по измерениям на 13 спектрограммах, исправленная за лучевую скорость по линиям H и He, равна 4475.60 ± 0.18 . Мы не могли отождествить эту линию.

Эта деталь напоминает красный компонент эмиссии у 4471, наблюдаемый Струве [16] и Гилл [Gill [17]] в спектре β Лугае в близкие к минимуму фазы. Судя по контурам этой эмиссионной детали, данным Гилл, ее длина волны близка к измеренной в спектре γ Cassiopeiae; H_{δ} и H_{γ} имеют совершенно подобные контуры в этой фазе. В то время как относительно спектра β Лугае не возникает никаких сомнений в принадлежности этой детали к гелию, мы не находим объяснения для γ Cassiopeiae.

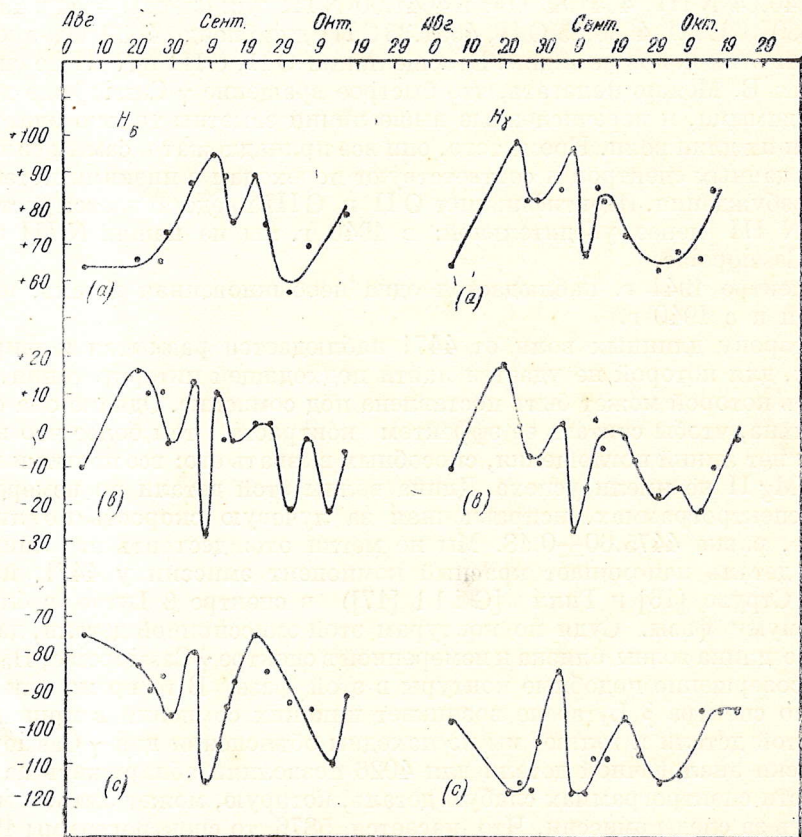
Поиски аналогичной детали для 4026 позволили обнаружить на пяти или шести спектрограммах слабую деталь, которую, может быть, и можно признать за следы эмиссии. Что касается 5876, то спектрограммы 1941 г. недостаточно хороши в этой области, а на пластинках 1940 г. ничего нет.

Эта эмиссионная деталь заметно сильнее в 1941 г., а в 1940 г. видна главным образом в эпохи большей прозрачности оболочки. Чрезвычайно трудно примирить подобную гелиевую эмиссию с оболочками, наблюдавшимися в γ Cassiopeiae, и в то же время у нас нет оснований отбросить совсем эту деталь как нереальную. Вероятно, дальнейшие наблюдения помогут разрешить этот вопрос.

ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ

При измерении спектрограмм 1940 г. мы делали наведения на следующие структурные детали водородных линий: центральные линии поглощения, эмиссионные компоненты и слабые компоненты поглощения; для всех деталей были построены отдельные кривые.

Так как физическая интерпретация спутников поглощения, в особенности длинноволновых, представляет значительные трудности, мы надеялись, что кривые лучевых скоростей прольют некоторый свет на их происхождение. Но в то время как кривые скоростей, построенные по эмиссионным линиям, имеют тот же характер, что и кривые для центральных линий поглощения, лучевые скорости по спутникам поглощения сильно отличаются от лучевых скоростей деталей, несомненно принадлежащих оболочке, и, кроме того, кривые их изменения имеют очень неуверенный характер. Повидимому, эти спутники поглощения являются лишь какими-



Фиг. 2. Кривые лучевых скоростей для H_{δ} и H_{γ} :
 а—красный компонент эмиссии; б—центральная линия поглощения;
 с — фиолетовый компонент эмиссии

то точками на широких линиях поглощения обращаемого слоя, усиленными благодаря контрасту с соседними эмиссионными линиями, и не имеют особенного физического смысла. По этой причине мы не приводим здесь кривых для компонентов поглощения. Кривые лучевых скоростей, построенные по измерениям эмиссионных компонентов и центральных линий поглощения, даны на фиг. 2 для H_{δ} и H_{γ} .

Смещения эмиссионных линий заметно зависят от длины волны. Средние значения, исправленные за лучевую скорость по центральным линиям поглощения, следующие:

	км
H_{ϵ}	-78.5 ± 2.1
H_{δ}	-83.7 ± 2.4
H_{γ}	-98.6 ± 3.1
H_{β}	-125.8 ± 2.9

	км
H_{ϵ}	$+84.5 \pm 3.6$
H_{δ}	$+84.4 \pm 3.5$
H_{γ}	$+89.2 \pm 3.3$
H_{β}	$+124.3 \pm 9.2$

Если интерпретировать эти значения как эффект расширения эмиссионных линий вследствие вращения звезды, то они не согласны с теорией, так как изменение с длиной волны здесь значительно больше, нежели может быть вызвано вращением.

На фиг. 3 даны средние кривые для всех Бальмеровых линий: кривые для эмиссионных компонентов построены по $H_{12}-H_{\gamma}$, для центрального поглощения — по $H_{12}-H_{\beta}$. Все кривые, относящиеся к красному компоненту, имеют неуверенный характер в силу крайней слабости линий.

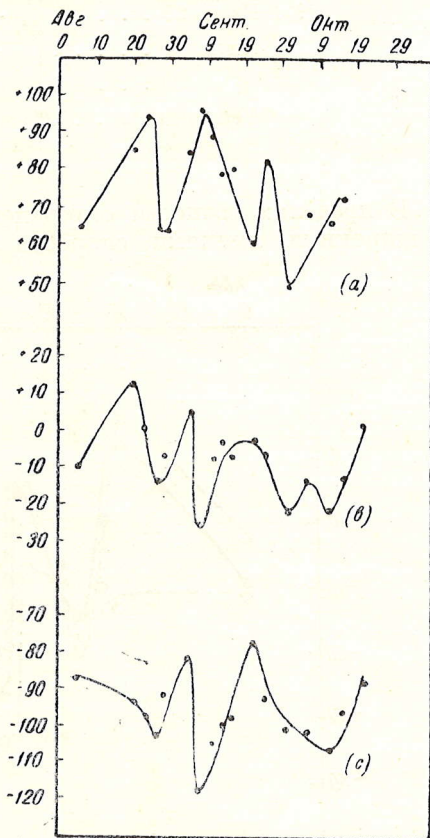
Из этих кривых видно, что звезда испытывает сравнительно неправильные и непродолжительные колебания в лучевой скорости. Максимальная отрицательная скорость совпадает с периодами исчезновения оболочки в начале сентября и октябре. Максимум отрицательной скорости около 25 августа, повидимому, не связан со спектральными изменениями.

Кривая яркости звезды, по наблюдениям Балдуина и Торп-Смита (Torp-Smith [18]), показывает, что яркость ее была почти постоянна в течение периода наших наблюдений.

Для гелия мы построили отдельные кривые по диффузным и метастабильным линиям (3889 и 3964), показанные на фиг. 4 вместе с кривой, соответствующей водородным линиям. Все три кривые подобны по форме. Но кривая, построенная по метастабильным линиям гелия, сильно смещена в сторону отрицательных скоростей по сравнению с кривой по диффузным линиям, представляющей обращающий слой, причем это смещение достигает максимума именно в периоды исчезновения оболочки.

Кривая, соответствующая центральным линиям поглощения водорода, меньше отличается от кривой для обращающего слоя, но разность между ними, хотя и незначительная, все же, повидимому, реальна. Кривые ясно показывают, что метастабильные линии He образуются в более высоких и быстрее движущихся слоях оболочки, нежели линии водорода.

В 1941 г. скорости определялись по линиям водорода и P—D линиям гелия (табл. IV). Хотя измерение трудно и неуверенно ввиду размытости и большой ширины линий, согласие отдельных спектрограмм, полученных



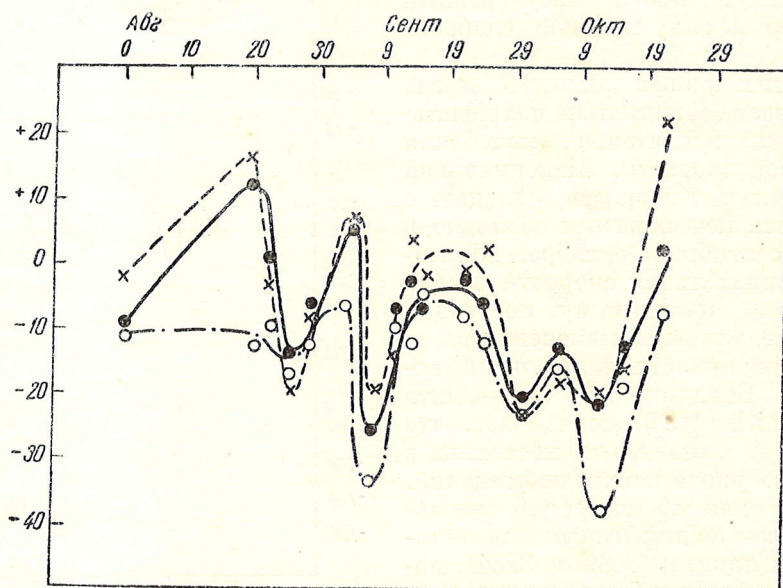
Фиг. 3. Кривые средних лучевых скоростей по всем Бальмеровым линиям: *a* — красный компонент эмиссии; *b* — центральная линия поглощения; *c* — фиолетовый компонент эмиссии

в течение одной и той же ночи, удовлетворительное. Малое число наблюдений не позволяет построить кривую.

ТАБЛИЦА IV

Д а т а	Лучевая скорость, км	Вероятная ошибка	Число спектрограмм
1941 Июнь 23	+ 7.8	± 1.0	2
Июль 2	+17.6	± 1.0	4
» 11	+21.2	± 1.2	5
Сентябрь 12	+17.7	± 0.8	5

В пределах точности определения лучевой скорости для звезды В0 с широкими линиями скорость γ Cassiopeiae в период июнь 23—



Фиг. 4. Кривые лучевых скоростей для H и He. Сплошная кривая и точки — центральные линии поглощения H; пунктирная кривая и крестики — P—D линии He; пунктирная кривая с точками и кружки S—P линии He

сентябрь 12 представляется постоянной. Но наблюдения, произведенные 6 июня, дают сильно отличающуюся величину $+ 110.8 \pm 4.0$ (три спектрограммы), реальность которой может быть взята под сомнение. Хотя две другие спектрограммы, полученные в ту же ночь и отброшенные как передержанные, дают еще большую положительную скорость, мы не можем настаивать на реальности этого значения. Звезда наблюдалась в июне в очень больших часовых углах, когда инструментальные причины могут иногда сильно исказить результат. Между 6 и 23 июня мы имеем только одно определение лучевой скорости (18 июня — 13.8), полученное по одной спектрограмме и потому совсем неуверенное. Значение лучевой скорости для 6 июня нуждается в проверке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Struve a. Swings Harv. Ann. Card, 545, 1941.
2. Merrill. Publ. Astr. Soc. of Pacific **53**, 125, 1941.
3. Газе. Сообщения Акад. Наук Грузинской ССР № 1, 15, 1942.
4. Kühlborn. Veröff. d. Universität Berlin — Babelsberg. Bd. XII, № 1.
5. Rosenthal. Ann. Phys. (5), **4**, 49, 1930.
6. de Bruin. Z. P. **61**, 507, 1930.
7. Swings, Edlén, Grandjean. Ap. J. **90**, 378, 1939.
8. Baldwin. Ap. J. **87**, 573, 1938.
9. Baldwin. Ap. J. **93**, 333, 1941.
10. Baldwin. Ap. J. **93**, 420, 1941.
11. Struve. Ap. J. **74**, 225, 1931.
12. Marshall. Publ. Michigan Obs. **V**, p. 12.
13. Struve a. Dunham. Ap. J. **77**, 321, 1933.
14. Swings a. Désirant. Ap. J. **83**, 31, 1936.
15. Struve. Ap. J. **90**, 699, 1939.
16. Struve. Ap. J. **93**, 104, 1941.
17. Gill. Ap. J. **93**, 118, 1941.
18. Baldwin a. Torp-Smith. Pop. Astr. **49**, № 3, 1941.

ЭФФЕКТ ПРЕДЕЛА СХОДИМОСТИ И ХВОСТОВЫХ ПОЛОС В СПЕКТРАХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

Г. А. ШАЙН и В. Ф. ГАЗЕ

Рассматривается главным образом вопрос о непрерывном поглощении в звездах N и R в связи с существованием предела сходимости и так называемых хвостовых полос у некоторых последовательностей.

Дискуссия наблюдаемых и теоретических данных приводит к заключению, что ослабление непрерывного спектра, наблюдаемое в звездах типа N и R в области последовательностей $+1$ и 0 Свановой системы, объясняется наложением обычных полос C_2 . Нет никаких доказательств в пользу какого-либо заметного влияния хвостовых полос в этих областях.

Идентификация не отождествленной полосы 4976 с пределом сходимости последовательности 0 Свановой системы, произведенная Вурмом (K. Wurm), неправильна. Идентификация тем же автором полосы 4642 с пределом сходимости последовательности $+1$ также не обоснована.

В настоящее время нет данных для отождествления хвостовых полос фиолетовой системы молекулы CN в звездах типа N и R. Точно так же нет доказательств в пользу того, что хвостовые полосы CN ответственны за сильное ослабление непрерывного спектра в фиолетовой области в звездах типа N и R.

Вопрос о пределе сходимости и хвостовых полосах для окисей и гидридов в спектрах звезд типа M и S практически отпадает.

При очень низких температурах, когда ионизация сводится к минимуму и обычные факторы непрозрачности атмосферы (взаимодействие между ионами и электронами, нейтральными атомами и электронами) постепенно исчезают, роль непрерывного поглощения, обязанного молекулам, может сделаться значительной. Отдельные, более или менее широкие участки непрерывного поглощения должны определить сложную зависимость общей непрозрачности атмосферы от длины волны. Характер функции χ_ν должен оказать большое влияние на распределение энергии в непрерывном спектре звезды.

Источники непрерывного поглощения для молекул могут быть весьма различны. В общем случае можно говорить о непрерывном молекулярном поглощении, связанном с переходами, когда одно или оба из комбинирующихся состояний характеризуются не только дискретными уровнями, но и непрерывным рядом бесконечно мало отличающихся между собой уровней. Например, по некоторой аналогии с непрерывным поглощением за пределами атомных серий можно говорить о непрерывном поглощении за пределами сходимости вибрационных серий. Непрерывное поглощение для некоторых молекул обусловлено кривой потенциальной

энергии. Можно говорить также об особом роде непрерывном поглощении квази-молекулами, рассмотренном в астрофизике Линдбладом (Lindblad) [1].

Лабораторные данные в отношении непрерывного поглощения для молекул, представляющих интерес для астрофизики, довольно скудны (W. Finkelburg [2]). Большею частью это поглощение находится в далекой фиолетовой или ультрафиолетовой области. Например, хорошо известен легко воспроизводимый в лаборатории непрерывный эмиссионный спектр водородной молекулы, но он не может появиться в поглощении в спектрах звезд М, S и N в условиях термодинамического равновесия.

При умеренной и малой дисперсии, употребляемой в астрофизике, когда ротационная структура остается нераспознаваемой, а самые вибрационные полосы одной данной или различных последовательностей и систем довольно тесны, могут образоваться на большем или меньшем участке спектра локальные депрессии. Таковы, например, значительные участки в визуальной области поздних подразделений спектра М. Но в последнем случае выделяются наиболее выдающиеся головы полос, и не остается никаких сомнений в отношении источника этих депрессий. Если полосы слабы, то решить вопрос о причинах депрессии трудно. Так, например, в спектрах звезд М имеет место род инверсии в распределении энергии в непрерывном спектре в области 4000—4400. Последняя заключается в том, что отношение интенсивностей 4340/4100 не увеличивается, а скорее уменьшается при переходе от М2е к М8е. В звездах N—R известны депрессии порядка 100А в сторону коротких длин волн от 4740, 5165 и пр. Депрессии последнего рода, довольно ограниченные по ширине, заслуживают внимания, в частности, с точки зрения возможных критериев спектрального класса и абсолютной величины.

В настоящей статье мы рассматриваем главным образом проблему непрерывного поглощения в связи с наличием предела сходимости полос некоторых последовательностей и так называемых хвостовых полос, т. е. полос, которые заворачиваются у предела сходимости и идут уже расходящейся последовательностью в обратную сторону. Вурм (Wurm [4]), который поставил впервые этот вопрос в астрофизике, свел его к двум пунктам: 1) отождествление предела сходимости последовательностей 0 и +1 для C_2 с неотожествленными полосами Сэнфорда (Sanford) и Шэна (Shane) 4976 и 4642 в спектрах звезд N и R; 2) подчеркивание выдающейся роли хвостовых полос в образовании известного ослабления фиолетовой области звезд N и R и вообще в изменении в распределении энергии в непрерывном спектре. Вурм считает также возможным распространить подобный эффект, обязанный окисям и гидридам, на звезды М.

В отношении упомянутых идентификаций Вурм высказывается в категорической форме: «оттененная в красную сторону полоса около 4642—несомненно предел сходимости углеродной последовательности $\Delta v = +1$, начинающейся у λ 4737. То же имеет место для другой из двух сильных полос около λ 4976, которая представляет предел сходимости для $\Delta v = 0$ » [4, стр. 180]. Заключение Вурма цитируется в книге Меррилла (Merrill [6]).

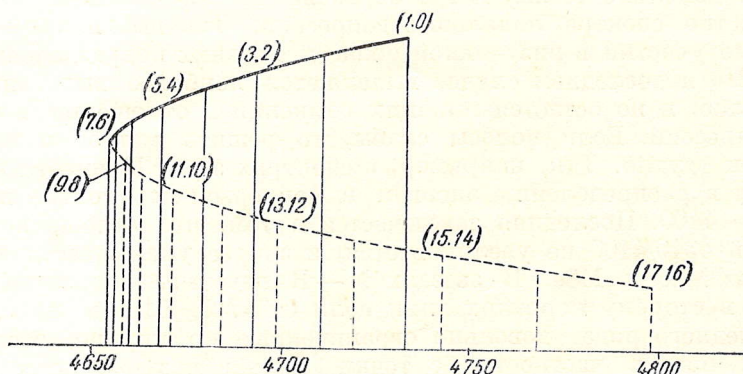
Ввиду важности заключения по обоим пунктам, в особенности по второму с его далеко идущими последствиями, возникает необходимость пересмотреть весь вопрос в целом, тем более что заключения В у р м а по обоим пунктам, по нашему мнению, не обоснованы.

Значение квантового числа для предела сходимости вычисляется, как

известно, весьма приближенно по формуле

$$v_{\text{conv}} = \frac{\omega'_e - \omega''_e - 2(v' - v'')x'_e\omega''_e}{2(x'_e\omega'_e - x''_e\omega''_e)}.$$

Благоприятным обстоятельством для образования предела сходимости и хвостовых полос является малое изменение в ω_e и возможно большее изменение в $x_e\omega_e$. Из весьма многочисленных известных систем полос эти условия осуществляются крайне редко. До настоящего времени хвостовые полосы обнаружены в лаборатории, повидимому, только в трех случаях: 1) CN последовательности 0 и +1 фиолетовой системы; 2) N_2^+ последовательности +1, +2, +3, +4 отрицательной системы; 3) CaF последовательность +1 оранжевой системы. Имеются

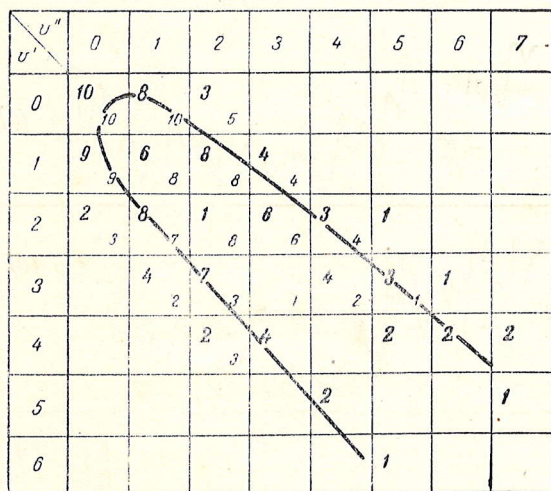


Фиг. 1. Предел сходимости и хвостовые полосы для последовательности +1 C_2

также некоторые подозрения, что четыре полосы около 4834—4997, недавно найденные Фоксом и Герцбергом (Fox a. Herzberg [6]), возможно, являются хвостовыми полосами C_2 .

Из известных молекул в звездах CN и C_2 являются наиболее подходящими для обнаружения предела сходимости и хвостовых полос. Сначала остановимся на молекуле C_2 . Вычисленные значения для предела сходимости для последовательностей +1 и 0 соответственно равны λ 4654 (8, 7) и λ 4988 (10, 10). Эффект хвостовых полос может сказаться в образовании около предела сходимости более или менее широкой отдельной полосы. Кроме того, хвостовые полосы могут вообще создать непрерывное поглощение вследствие перекрытия отдельных полос в дополнение к перекрытию обычных полос в той же области. На фиг. 1 представлены результаты вычисления положений для обычных полос и для хвостовых (штриховкой) для последовательности +1. Как видно, для последовательности $\Delta v = +1$ неразделенными даже при умеренной дисперсии являются собственно только три полосы (7, 6), (8, 7) и (9, 8). Необходимо решить вопрос, могут ли полосы на пределе сходимости для последовательностей +1 и 0 создать заметную деталь в спектре и можно ли идентифицировать эту деталь соответственно с полосами 4642 и 4979, найденными Шэном [7] и Сэнфордом [8] в звездах N и R. Кроме того, возникает вопрос, могут ли хвостовые полосы играть заметную роль в образовании той сильной депрессии в непрерывном спектре, которая наблюдается в этих звездах в области последовательностей $\Delta v = +1$ и $\Delta v = 0$.

Для решения этих вопросов необходимо прежде всего выяснить, каковы относительные интенсивности полос внутри данной последовательности. Для иллюстрации мы даем кантовую схему для S_2 , где числа крупным шрифтом означают лабораторные интенсивности по Пирсу и Гайдону (Pearse a. Gaydon [9]), а числа мелким шрифтом означают оценки интенсивностей полос на симеизских спектрограммах 19 Piscium. Подобные оценки интенсивностей, в особенности когда полосы частично перекрывают друг друга, являются весьма приближенными. Тем не менее экстраполяция позволяет получить некоторое представление об интенсивностях не наблюдаемых полос с большими квантовыми числами. С другой стороны, некоторое представление об относительных интенсивностях можно получить на основании теории Хэтчиссона (Hutchisson [10]). Во всяком случае ни в лаборатории, ни в звездах никто, повидимому, не наблюдал отчетливо полос дальше (3, 3) и (6, 5) для последовательностей 0 и +1 соответственно.



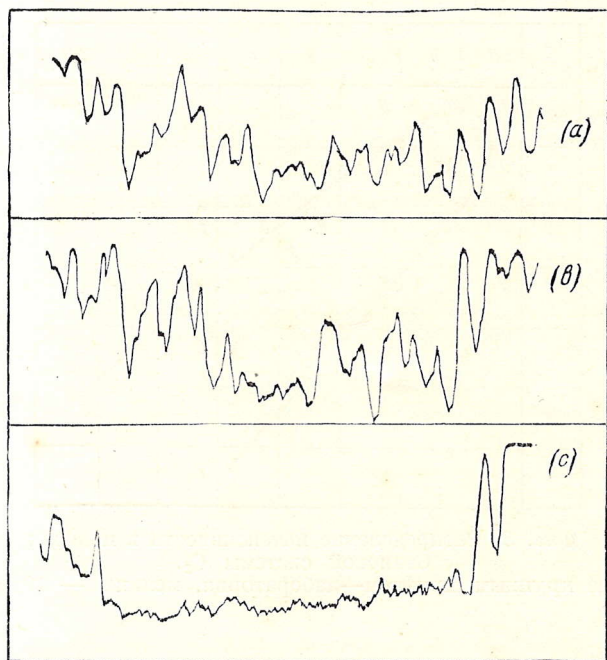
Фиг. 2. Распределение интенсивности в полосах
Свановой системы S_2 .

Числа крупным шрифтом—лаборатория, мелким — 19 Piscium

В свете этих и других данных рассмотрим депрессию в непрерывном спектре шириной около 100 Å, наблюдаемую в областях, занимаемых полосами последовательностей $\Delta v = +1$ и 0. В то время как длинноволновая граница этой депрессии для $\Delta v = +1$ представляется довольно резкой около 4737, коротковолновая граница около 4645 кажется менее определенной. Однако непрерывное поглощение может быть прослежено до 4620 Å, в особенности в более поздних спектральных подразделениях.

Первые четыре вибрационные полосы (1, 0), (2, 1), (3, 2) и (4, 3) укладываются на участке около 52 Å. Перекрывание этих полос создает своеобразное распределение интенсивности в пределах этой последовательности. И на фотографии и, в особенности, на микрофотограммах (фиг. 3), резко выделяется непрерывное поглощение, на фоне которого более или менее заметны отдельные полосы и другие детали, относящиеся большей частью к блендам. Вместе с тем на том же фоне можно отметить широкий максимум около 4668—4697. О минимальной ширине, по крайней мере первой полосы (1, 0), можно судить по тому, что промежуток в 22 Å между (1, 0) и (2, 1) обнаруживает очень значительное непрерывное поглощение.

Очевидно, здесь не может иметь места ни сколько-нибудь значительное влияние изотопных полос $(1,0)$ и $(2,1)$, ни хвостовых полос, так как за головой $(1,0)$ в сторону длинных волн непрерывное поглощение резко обрывается. Принимая во внимание общую ротационную структуру полосы $(1,0)$ и в особенности наблюдаемый факт еще сильного поглощения на расстоянии около $22 \text{ \AA}$ от головы, можно думать, что поглощение для этой полосы будет еще вполне заметным на расстоянии $40\text{--}50 \text{ \AA}$, если даже не дальше. Имеется основание полагать, что в звездах N первые три полосы этой последовательности незначительно отличаются друг от друга в яркости. Как мы видели выше, это следует из наблюдательных и теоретических данных. В свете этих данных можно ожидать распространения еще вполне заметного непрерывного поглощения в сторону коротких волн на $100 \text{ \AA}$ и больше.



Фиг. 3. Область последовательности $+1$ Свановой системы: (a) — 19 Piscium; (b) — X Cancri; (c) — Y Canum Venaticorum

В рамках этого представления можно понять общую картину наблюдаемого непрерывного поглощения как результат перекрытия даже только первых четырех полос $(1,0)$, $(2,1)$, $(3,2)$, $(4,3)$, хотя известную роль играют, возможно, также полосы $(5,4)$, $(6,5)$..., не наблюдаемые уже как отдельные. Здесь нет надобности прибегать к хвостовым полосам для объяснения этого явления. Во всяком случае из наблюдаемой картины непрерывного поглощения в этой области нельзя сделать вывода о сколько-нибудь заметном влиянии хвостовых полос. Несомненно, что поглощение простирается дальше, чем предел сходимости в сторону коротких волн, и это не может быть обязано хвостовым полосам. Несомненно также то, что перекрытие хвостовых полос за головой первой полосы $(1,0)$ в сторону длинных волн, повидимому, вовсе не оказывает влияния на непрерывный спектр.

Все это, если не в большей степени, относится также к последовательности 0. Кратко говоря, нет каких-либо доказательств в пользу наличия заметного влияния хвостовых полос на непрерывное поглощение, наблюдаемое в областях последовательностей $+1$ и 0.

Если хвостовые полосы оказывают вообще какое-либо заметное влияние на наблюдаемое непрерывное поглощение или даже являются ответственными за последнее, то максимального эффекта можно ожидать около предела сходимости. Здесь, как это видно из чертежа, должна образоваться отдельная более или менее широкая полоса, состоящая из полос (7, 6), (8, 7), (9, 8) в последовательности $+1$ и полос (8, 8), (9, 9) и (10, 10) в последовательности 0. Хотя, грубо говоря, предел сходимости для последовательностей $+1$ и 0 находится у 4654 и 4988, но, в действительности, по причине близкого совмещения неразделяемых обычных и хвостовых полос, наблюдаемое значение даже для головы гипотетических полос может весьма отличаться от вычисленного значения для предела сходимости. По этой и по другим причинам не так ясно, что собственно следует сравнивать с наблюдениями. Кроме того, вовсе не ясно, будет ли полоса оттенена в красную или фиолетовую сторону, или вовсе не будет оттенения. Длина волны полосы, наблюдаемой Шэнном, и приписываемой Вурмом последовательности $+1$ — 4642; Вурм пользовался репродукцией спектров звезд типа N [11] и при сравнении ее с лабораторным спектром Джонсона (Johnson) [12] нашел, что «последовательность $\Delta v = +1$ имеет в эмиссии ту же структуру, что и та же группа в поглощении в первых подклассах N».

В действительности картина такова. Для первых шести из семи звезд граница непрерывного поглощения собственно соответствует 4646. Эту деталь можно считать до некоторой степени границей сплошного поглощения для более ранних подразделений N. Что же касается собственно полосы Шэна 4642, то эта деталь вообще выглядит как более или менее обычная линия, и только для Y Canum, Venaticorum и, возможно, вообще более поздних подразделений N можно говорить о полосе. В Симеизе и на других обсерваториях для большинства звезд наблюдается деталь, похожая на границу около 4646, и отдельная тонкая деталь с центром около 4640.5. Деталь 4646, повидимому, никто не отождествляет с полосой. Между прочим эта деталь довольно сильна в звездах K — M, но здесь, вероятно, за нее ответственна низко-температурная линия V 4646.2 (потенциал возбуждения 1.06) и, возможно, другие линии. В известной степени создается впечатление, что в более ранних подразделениях границу можно наметить у 4646 и в более поздних у 4642. Однако в обоих случаях непрерывное поглощение может быть прослежено вообще дальше в сторону коротких волн. Поэтому на вопрос о наличии предела сходимости и полосе 4642 мы не можем дать сколько-нибудь определенного ответа.

В отношении последовательности 0 вопрос решается более определенно и притом отрицательно. Верно, что полоса 4979 (по Шэну 4976) реальна и довольно сильна, особенно в поздних подразделениях N. Но в более поздних подразделениях N полоса 4979 связана в отношении интенсивности с полосой 4868 (и, может быть, другими полосами), не имеющей никакого отношения к пределу сходимости или к отдельным хвостовым полосам. Далее, обращаясь к спектрам звезд, мы вообще затрудняемся указать здесь определенную коротковолновую границу для сплошного поглощения. Для разных звезд эта граница, если вообще об этом можно говорить, различна, причем большей частью можно указать несколько границ, например около 4920, 4825. В спектрах звезд, где полосы 4979 и 4868 сильны, последние выглядят изолированными на фоне значительного непрерывного поглощения. Не остается сомнений в том, что

эти полосы не имеют отношения к гипотетическому «пределу сходимости» для $\Delta\nu = 0$.

Аргументом против предположения Вурма является также то, что 4979 очень сильна. Если 4979 обязана полосам (8, 8), (9, 9) и (10, 10), то мы должны были бы наблюдать в виде отдельных полос и (4, 4), (5, 5), (6, 6), (7, 7), а также хвостовые полосы (11, 11), (12, 12),... Этого нет, и в действительности как изолированные полосы наблюдаются только (0, 0), (1, 1) и (2, 2).

Что эффект хвостовых полос в общей картине непрерывного поглощения не является сколько-нибудь заметным, видно из того, что непрерывный спектр тотчас за головой (0, 0) в сторону длинных волн свободен от непрерывного поглощения. Сильный аргумент в пользу наличия предела сходимости для последовательностей $+1$ и 0 Вурм усматривает в сходстве общей картины эмиссионного спектра для S_2 , в особенности около предела сходимости (Джонсон), со спектром поглощения S_2 , наблюдаемым в звездах N и R. Это сходство неубедительно даже для последовательности $+1$, так как у одних звезд можно усмотреть границу у 4642, а у других у 4646, и непрерывное поглощение в звездах более поздних подразделений простирается еще и дальше в сторону коротких волн.

Что же касается последовательности $\Delta\nu = 0$, то едва ли вообще можно говорить о сходстве. В лабораторном спектре (Джонсон) коротковолновая граница явно обозначается около 5070 (т. е. приблизительно на расстоянии 90 Å от вычисленного значения для предела сходимости. Это колоссальное расхождение Вурм приписывает недостаточной экспозиции на фотографиях Джонсона. Однако в действительности отдельные полосы на фотографии Джонсона не различимы, и это свидетельствует о передержке, может быть, не в меньшей степени, чем для последовательности $\Delta\nu = +1$, тем более что расстояния между отдельными полосами внутри последовательности $\Delta\nu = 0$ приблизительно в 1.5 раза больше, чем для $\Delta\nu = +1$.

Однако если бы в лабораторном спектре граница доходила до предела сходимости, то и в этом случае аргумент Вурма все же оставался бы несостоятельным, так как в звездных спектрах никакой границы у предела сходимости не наблюдается, и непрерывное поглощение простирается в сторону коротких волн от указанного места больше чем на 100 Å.

Все приведенные аргументы как будто не оставляют сомнения в том, что для последовательности $\Delta\nu = 0$ собственно нет указаний на наличие предела сходимости и хвостовых полос. Тем более сомнительным представляется отождествление этого «предела сходимости» с наблюдаемой полосой 4979, если только не считать, что предел сходимости здесь маскируется наложением какого-то дополнительного сплошного поглощения неизвестного происхождения. Судя по неравномерному характеру непрерывного поглощения в этой области, мы должны считаться с возможностью наличия здесь такого постороннего поглощения. Однако и в этом случае мы не могли найти какого-либо аргумента в пользу отождествления 4979 с пределом сходимости.

Наблюдаемое значительное усиление 4979 и 4642 в поздних подразделениях N (притом только в некоторых звездах) не есть еще аргумент в пользу рассматриваемой гипотезы. Эта связь, однако, не очевидна и во всяком случае не более очевидна, чем связь между 4979 и полосой 4868, не имеющей отношения к пределу сходимости и хвостовым полосам. Если сделать естественное предположение, что более поздний тип соответствует более низкой температуре, то как следствие из теории Хэтчиссона следует ожидать усиления градиента внутри данной последовательности.

Например, для первых четырех полос последовательности $+1$ мы должны, иметь $1.00 : 1.23 : 0.79 : 0.83$ для $T = 3000^\circ$ и соответственно $1.00 : 0.86 : 0.36 : 0.27$ для $T = 2000^\circ$. Наблюдаемое усиление полос 4979 и 4642 в предположении, что они суть пределы сходимости, следовательно, противоречит теории. Правда, это противоречие можно было бы объяснить или значительным усилением полос в поздних подразделениях по причине большого обилия молекул C_2 вообще, или по причине более низкой температуры, или по обеим причинам одновременно. Однако вообще надо иметь в виду, что вопрос об изменении температуры как функции спектрального подразделения звезд класса N остается еще мало определенным (см., например, классификацию Кинана и Моргана (Keenan and Morgan [13])).

Отметим, кстати, что в схематическом чертеже Вурма [4, стр. 183] полосы представлены вертикальными линиями, длина которых возрастает с квантовым числом. Этим подчеркивается кажущаяся роль предела сходимости и хвостовых полос; этому также способствует в малой степени не совсем выдержанный горизонтальный масштаб. В этом отношении фиг. 1 должна давать более правильное представление об эффекте предела сходимости.

Эффект предела сходимости и хвостовых полос представляется, согласно Вурму, также значительным и в отношении молекулы CN. Он говорит: «Совершенно очевидно, что перед группой 3590 лежит целый ряд полос. Они имеют по расположению характер хвостовых полос и, вероятно, идентичны с ними» [4, стр. 184]. Заметим, что первые пять полос этой последовательности лежат в пределах 10 Å, приблизительно между 3580 и 3590. В этих же пределах должны находиться 3—4 хвостовые полосы, и только последующие хвостовые полосы 3603 (9, 8), 3629 (10, 9), 3658 (11, 10) ... будут лежать вне участка 3580—3590. Вывод Вурма основан на общем впечатлении от фотографии Шэна с очень небольшой дисперсией, на которой трудно сколько-нибудь уверенно отметить детали. Принимая во внимание, что в этой области находится значительное число атомных линий и что Вурм не имел длин волн, следует признать его заключение об идентификации хвостовых полос крайне необоснованным. Что касается последовательности 0, то Вурм даже не поднимает вопроса о существовании хвостовых полос.

Тем меньше основания делать какие-либо заключения о роли хвостовых полос в ослаблении непрерывного спектра в звездах N и R на широких участках в фиолетовой и ультрафиолетовой областях. В частности, это находится в резком противоречии с таким фактом: в то время как полосы CN в спектрах N не сильнее, чем полосы CN в спектрах звезд R, сильнейшее ослабление непрерывного спектра наблюдается только в N, или по крайней мере оно не сравнимо с тем, что, может быть, имеет место в звездах R.

Наконец, следует отметить, что Вурм считает возможным наличие предела сходимости и хвостовых полос даже для окисей и гидридов в спектрах звезд M и S.

Однако, хотя квантовые формулы, скажем для TiO , и недостаточно точны для вычисления предела сходимости для различных систем этой молекулы, формальные вычисления дают очень большие квантовые числа для предела сходимости $v' > 50$ (в далекой инфракрасной области). То же получается и для других окисей и гидридов. Таким образом, вопрос о пределе сходимости и хвостовых полосах в спектрах M и S практически, очевидно, отпадает.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lindblad. Astr. Jaktgelser och Unders. Stockholms Observ., Bd. 12, 1935.
 2. W. Finkelburg. Kontinuierliche Spektren. Berlin, 1938.
 3. G. Shajn. Zs. f. Ap. **10**, 73, 1935.
 4. K. Wurm. Z. Ap. **13**, 179, 1937.
 5. P. Merrill. Spectra of long period variable stars. The University of Chicago Press. 1940, стр. 42.
 6. Fox a. Herzberg. P. R. **52**, 638, 1937.
 7. Shane. LOB **13**, 123, 1928.
 8. Sanford. PASP **38**, 177, 1926.
 9. Pearce a. Gaydon. Identification of molecular spectra. N.-Y. 1941.
 10. Hutchisson. P. R. (2), **36**, 410, 1930; (2), **37**, 45, 1931.
 11. Publ. Yerkes Observatory, II, pl. VIII, 1903.
 12. Johnson. Phil. Trans (A) **226**, 157, 1926/27.
 13. Keenan a. Morgan. Ap. J. **94**, 504, 1941.
-

АБСОЛЮТНАЯ ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЯ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ ВО ВРЕМЯ ПОЛНОГО СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 9 июля 1945 г.

В. Б. НИКОНОВ и Е. К. НИКОНОВА

Интегральная величина солнечной короны 9 июля 1945 г. была определена посредством специального фотоэлектрического фотометра. Был применен калийный гидрированный фотоэлемент Кунца (Kunz). Стандартизация была выполнена по Солнцу, для чего в фотометре имеется специальное приспособление с баритовым рассеивающим экраном. Атмосферная экстинкция была учтена по наблюдениям Солнца в день затмения.

Интегральная величина короны для наблюдаемой нами зоны ($1.015 R_{\odot}$ — $8.67 R_{\odot}$, где $R_{\odot}$ — радиус Солнца), оказалась равной (в долях солнечного излучения)

$$E_k(1.015; 8.67) = (0.43 \pm 0.03) \cdot 10^{-6}.$$

Приведение к зоне ($1.030 R_{\odot}$ — $6.00 R_{\odot}$), принимаемой нами за стандартную посредством среднего закона распределения поверхностной яркости в короне [Баумбах (Baumbach)], дает

$$E_k(1.015; 6.00) = (0.38 \pm 0.06) \cdot 10^{-6}.$$

Сравнение полученного значения с другими фотоэлектрическими наблюдениями, выполненными в той же фотометрической системе и также приведенными к стандартной зоне, показывает наличие значительных изменений интегральной яркости короны. В эпоху максимумов солнечной деятельности корона оказывается ярче, а в эпоху минимумов слабее.

ВВЕДЕНИЕ

Большинство исследователей склоняется к мысли, что интегральная яркость короны постоянна [1], хотя предположение о зависимости изменений полного излучения короны от солнечной деятельности вполне естественно [2]. Решение вопроса встречает известные трудности, так как отдельные наблюдения, даже произведенные во время одного и того же затмения, показывают весьма большую дисперсию, которая может скрыть реальные изменения интегральной яркости короны. Причина различия результатов заключается в значительной трудности точного учета атмосферной экстинкции при использовании Луны в качестве общепринятого стандарта сравнения, в неточности экстраполяции за часть короны, закрытую Луной, и в разнородности применяемых фотометрических систем. Поэтому для выяснения вопроса необходимо привлечение лишь наиболее надежного и однородного материала. Кроме того, нам кажется целесообразным не экстраполировать наблюдения к краю Солнца, а редуцировать их к неко-

торой стандартной зоне, соответствующей наиболее частым условиям наблюдений. Ошибка редукции будет этим существенно уменьшена.

Из всего обширного материала по определению интегральной яркости короны наиболее однородную группу, охватывающую к тому же весьма большой интервал времени, составляют фотоэлектрические наблюдения Кунца и Стеббинса (J. Kunz a. J. Stebbins [3, 4]) в 1918 и 1925 гг., Бриггса (Briggs) [5]) в 1922 г., Стеббинса и Уитфорда (Whitford 6]) 1937 г. К сожалению, все эти наблюдения были привязаны к Луне (через лабораторные фотометрические стандарты), и только в последней работе учет атмосферной экстинкции может рассматриваться как вполне удовлетворительный. Произведенная одним из нас редукция этих определений интегральной яркости короны к зоне ($1.030 R_{\odot} - 6.000 R_{\odot}$), принятой нами за стандартную, дала некоторое указание на наличие зависимости от солнечной активности [7].

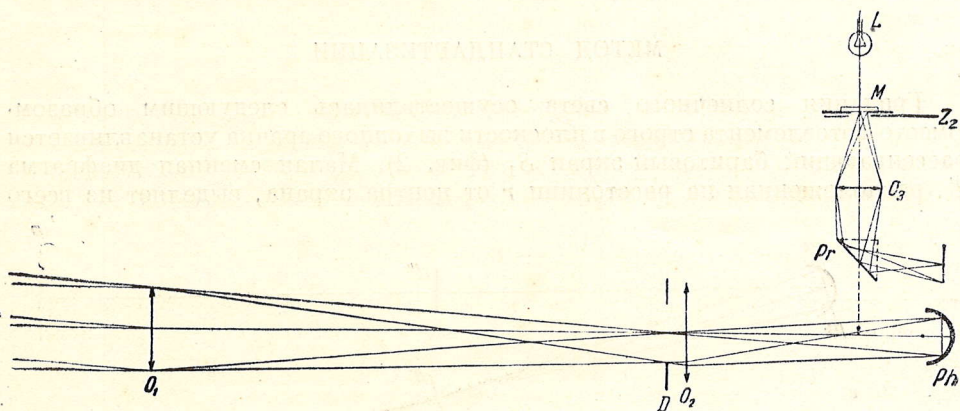
В связи с этим представляло большой интерес проверить справедливость данного предположения во время предстоящих затмений. Наблюдения было желательно вести со стандартной аппаратурой и в фотометрической системе, возможно более близкой к системе перечисленных выше авторов, использовавших калийные фотоэлементы. В отношении стандартизации мы считали более целесообразным использовать не Луну, а Солнце. Это значительно упрощает учет экстинкции и является гораздо более естественным по сути дела. Осуществление при этом градуации солнечного света, примерно, в 10^6 раз не представляет особых трудностей и может быть выполнено различными способами [8—10]. Пожалуй, наилучший способ — рассеивающий экран. Применение этого метода к рассматриваемой задаче было впервые осуществлено одним из нас во время затмения 19 июня 1936 г. со специально разработанным фотоэлектрическим фотометром [7, стр. 63]. К сожалению, это наблюдение было выполнено с кислородно-цезиевым диффузионным фотоэлементом, спектральная чувствительность которого была весьма точно подогнана специальным фильтром к кривой видности. Это обстоятельство затрудняет сравнение полученного результата с другими фотоэлектрическими наблюдениями, выполненными с калийными фотоэлементами, поскольку еще нельзя считать окончательно установленной тождественность спектрального состава излучений короны и Солнца [7, стр. 68].

Метод рассеивающего экрана был также применен по нашему совету Н. И. Чудовичевым и К. В. Костылевым при постройке фотоэлектрического фотометра по совершенно такой же принципиальной схеме, как и наш фотометр 1936 г. Указанные авторы успешно наблюдали затмение 21 сентября 1941 г., применив калийный фотоэлемент Кунца, что представляет исключительный интерес для рассматриваемой проблемы. К сожалению, мы располагаем только предварительными результатами их работы [41], основанными на предварительном же измерении оптических параметров прибора и принятом (а не измеренном) значении коэффициента рассеяния примененного гипсового экрана. Поэтому сейчас мы должны лишь с нетерпением ожидать опубликования окончательной обработки этого крайне интересного наблюдения.

Для наблюдения затмения 21 сентября 1941 г. нами был построен (в Астрономическом институте АН СССР) новый, так называемый корональный электрофотометр. Прибор был основан на принципах фотометра 1936 г., но имел ряд существенных улучшений. Условия военного времени не позволили использовать новый фотометр для наблюдения затмения 21 сентября 1941 г. и провести параллельное наблюдение с Н. И. Чудовичевым и К. В. Костылевым, как это намечалось. Мы смогли применить его лишь к наблюдению затмения 9 июля 1945 г.

ОСНОВНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА КОРОНАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРА

Требования, поставленные при выборе оптической схемы фотометра, были: возможность безупречного сравнения блеска объектов различной фотометрической структуры и возможность градации света Солнца порядка 10^6 раз. Кроме того, поскольку фотометр должен быть применен, помимо интегральной фотометрии короны, и к непосредственному сравнению блеска Солнца, Луны и звезд, было поставлено дополнительное условие расширения области градации до 10^{11} раз.



Фиг. 1. Оптическая схема фотометра и фотометрического стандарта

Оптическая схема, на которой мы остановились, представлена на фиг. 1; она аналогична примененной в звездном электрофотометре Астрономического института АН СССР [12].

В фокальной плоскости ахроматического объектива O_1 (d 44 мм, $F=355$ мм.) располагается диск со сменными диафрагмами, ограничивающими поле зрения прибора (табл. I). Двойная, конденсорного типа линза O_2 (d 62.5 мм, $F=125.8$ мм) проектирует на слой фотоэлемента Ph изображение объектива O_1 . Таким образом, слой фотоэлемента совмещается с выходным зрочком системы, освещенность в котором всегда равномерна и зависит только от интегральной величины светового потока, прошедшего через диафрагму D , при любой фотометрической структуре наблюдаемого объекта. Этим обстоятельством и обеспечивается возможность безупречного сравнения объектов различной структуры, даже в случае весьма неоднородной чувствительности фотоэлемента по его поверхности.

ТАБЛИЦА 1

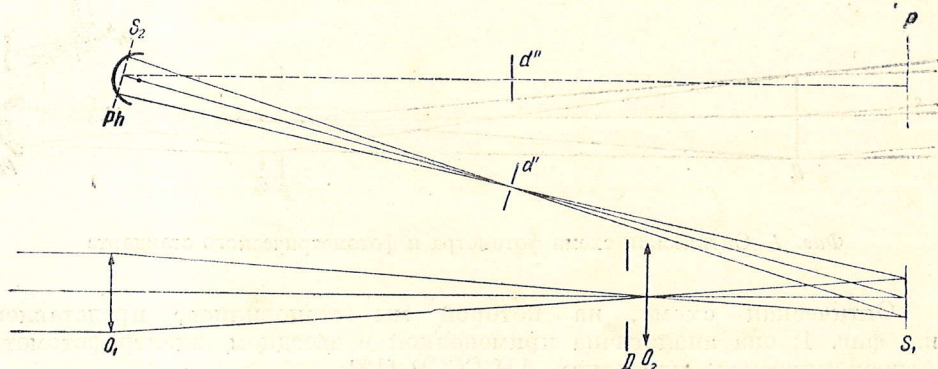
Диафрагма	Поле зрения	Примечание	Диафрагма	Поле зрения	Примечание
<i>D1</i> . . .	7 .05	Круговая	<i>D5</i>	2°.00—1.25	Кольцевая
<i>D2</i> . . .	7°.05—4.54	Кольцевая	<i>D6</i>	1.25—0.75	»
<i>D3</i> . . .	4.54—3.00	»	<i>D7</i>	0°.75	Круговая
<i>D4</i> . . .	3.00—2.00	»	<i>D8</i>	0.40	»

Для контроля над изменениями светочувствительности фотометра (происходящими из-за изменений накала усилителя, температурного коэффициента входного сопротивления и т. п.) и для обеспечения редукции наблюдений за этими изменениями нами предусмотрен фотометрический стандарт, оптическая схема которого также приведена на фиг. 1.

Изображение матовой пластинки M , освещенной лампочкой накаливания L , проектируется линзой O_3 на слой фотоэлемента, когда стандартизационное приспособление введено в оптический путь фотометра. Размеры и положение этого изображения соответствуют выходному зрачку основной системы.

МЕТОД СТАНДАРТИЗАЦИИ

Градация солнечного света осуществлялась следующим образом. Вместо фотоэлемента строго в плоскости выходного зрачка устанавливается рассеивающий баритовый экран S_1 (фиг. 2). Малая сменная диафрагма d' , расположенная на расстоянии r от центра экрана, выделяет из всего



Фиг. 2. Градация солнечного света

рассеянного потока лишь небольшую его часть. Фотоэлемент устанавливается теперь за диафрагмой d' на таком расстоянии, чтобы освещенная поверхность его слоя равнялась по размерам выходному зрачку основной оптической системы. Этим обеспечиваются одинаковые условия работы фотоэлемента в обоих положениях.

Для осуществления еще большей градации, необходимой для сравнения яркости Солнца и звезд, имеется дополнительный каскад ослабления, совершенно аналогичный только что рассмотренному. В этом случае на место фотоэлемента Ph ставится второй баритовый экран S_2 , а фотоэлемент переносится в плоскость P за вторую малую диафрагму d'' .

Наблюдения короны ведутся непосредственно в основном оптическом пути, а Солнца — после ослабления его в первом каскаде. Второй каскад в настоящей работе не использовался.

Рассчитаем теперь величины ослабления светового потока, даваемого нашим градационным приспособлением. Обозначим искомый коэффициент ослабления через n . Очевидно

$$n = \frac{F_0}{F_1},$$

где F_0 — световой поток, падающий на фотоэлемент в первом его положении (без ослабления), F_1 — во втором положении (после ослабления).

Далее

$$F_0 = E\sigma,$$

где E — освещенность выходного зрачка основной системы, σ — площадь этого зрачка. Световой поток, прошедший через диафрагму d' , будет, очевидно, равен

$$F_1 = \omega B \sigma',$$

где B — яркость баритового экрана, σ' — площадь диафрагмы d' , ω — телесный угол, под которым видна освещенная часть экрана из центра диафрагмы d'

$$\omega = \frac{\sigma \cos \alpha}{r^2},$$

где α — угол между оптическими осями основного оптического пути и градиационного приспособления. Если для данного экрана справедлив закон Ламберта, то

$$B = \frac{1}{\pi} \delta E,$$

где δ — коэффициент рассеянной яркости экрана.

Обозначив через ρ радиус диафрагмы d' , находим

$$F_1 = \delta \sigma E \cos \alpha \left(\frac{\rho}{r} \right)^2,$$

откуда окончательно

$$n = \frac{1}{\delta} \left(\frac{r}{\rho} \right)^2 \sec \alpha. \quad (1)$$

В случае если к экрану не применим закон Ламберта, то коэффициент рассеянной яркости должен быть определен для тех условий освещения и наблюдения, в которых находится экран в фотометре.

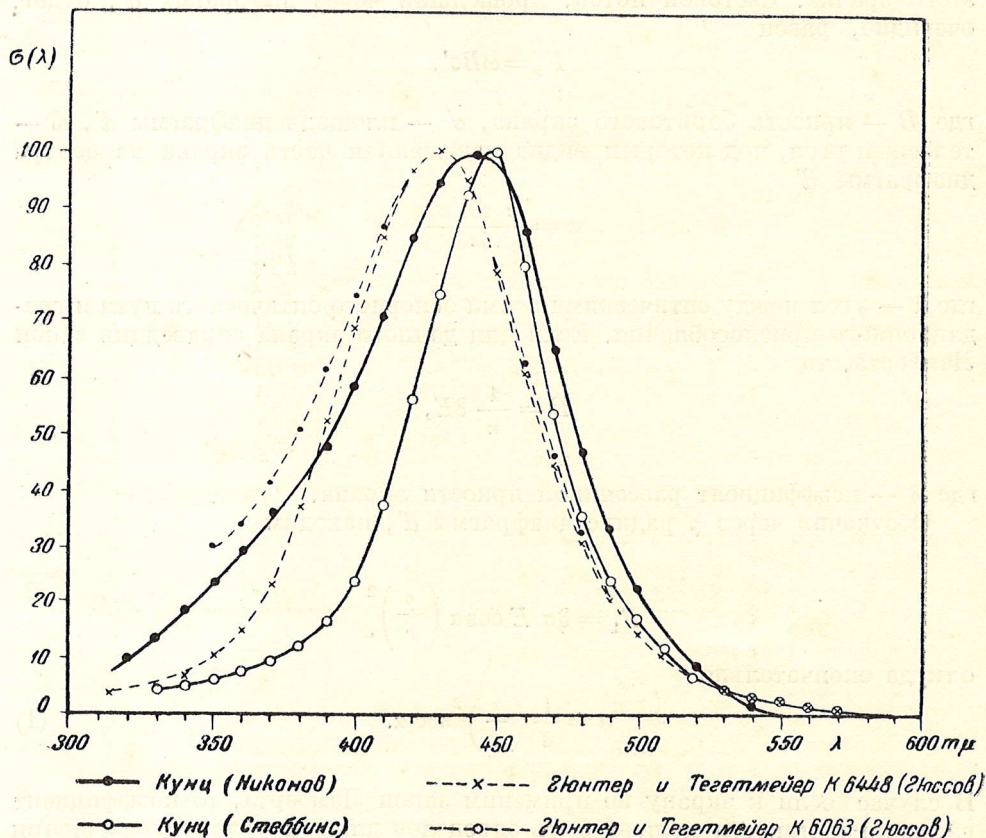
Из формулы (1) видно, что при r и ρ порядка 300 мм и 0.5 мм соответственно для n получается значение нужного нам порядка.

ФОТОЭЛЕМЕНТ

Исходя из желательности получения наблюдений в той же фотометрической системе, что и цитированные выше фотоэлектрические наблюдения, мы остановились на газополном гидрированном фотоэлементе Кунца. Спектральная чувствительность использованного фотоэлемента была определена нами в Абастуманской обсерватории при помощи кварцевого монохроматора Цейсса. Источником света служило Солнце, наблюдавшееся всегда около меридиана. Солнечный свет подавался в лабораторию посредством примитивного сидеростата с алюминированным зеркалом.

Полученная кривая спектральной чувствительности (фиг. 3) несколько отличается от кривой, даваемой Стеббинсом [13], хотя большинство авторов, работавших с фотоэлементами Кунца, отмечает их редкую однородность в отношении цветовых свойств. На фиг. 3 для сравнения приведены кривые, полученные Гюссов (M. Güssow) для калийных фотоэлементов фирмы Гюнтер и Тегетмейер [14].

Непосредственное гальванометрическое измерение фототока от короны может представить в полевой обстановке некоторые трудности, тем более что наш фотометр рассчитывался и на измерения небольших кольцевых



Фиг. 3. Относительная цветовая чувствительность некоторых калийных фотоэлементов.

зон короны. Поэтому мы остановились на хорошо известном усилителе постоянного тока Дю Бриджа — Броуна (Du Bridge — Brown [15]) с электрометрической лампой FR — 54 Джeneral Электрик (фиг. 4).

Во время наблюдения затмения большую роль играет достижение возможно большей скорости работы. Поэтому надо стремиться к максимальному снижению как постоянной времени усилителя, так и периода гальванометра. Мы остановились на входном сопротивлении в $5 \cdot 10^8 \Omega$ и использовали гальванометр Лёле (Löhle), характеризующийся сочетанием высокой чувствительности $5 \cdot 10^{-9} \text{ A/d}$ с весьма малым периодом $0^s \cdot 5$. В результате этого время установки гальванометра, включенного в усилитель, оказалось меньше одной секунды.

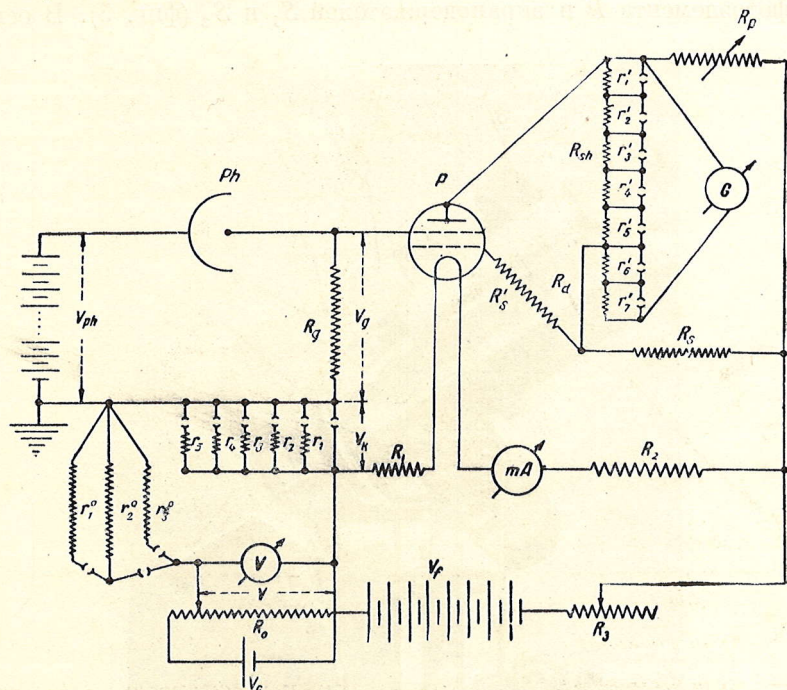
Регулировка чувствительности усилителя осуществляется посредством шунта R_{sh} и дополнительного сопротивления R_d , сумма которых должна приблизительно равняться критическому сопротивлению гальванометра.

Мы предусмотрели в усилителе специальное приспособление для его градуировки («контроль чувствительности»), позволяющее подавать на

сетку лампы известные потенциалы одного порядка с потенциалами, возникающими на входном сопротивлении при прохождении через него измеряемого фототока. Как видно из фиг. 4, пользуясь контролем чувствительности, мы можем подавать потенциалы

$$V_k = \frac{r_i}{r_i + r_j^0} V \quad (i=1, 2, 3, 4, 5; j=1, 2, 2, 3), \quad (2)$$

где V — напряжение, подводимое от потенциометра R_0 (r_i обычно много меньше r_j).



Фиг. 4. Электрическая схема фотометра

$R_G = 5 \cdot 10^8 \Omega$	$r_3 = 200 \Omega$
$R_1 = R_2 = 50 \Omega$	$r_4 = 500 \Omega$
$R_3 = 21 \Omega$	$r_5 = 1000 \Omega$
$R_s = 6000 \Omega$	$V_{ph} \sim 100 \text{ V}$ (сухая батарея)
$R_S = 2000 \Omega$	$V_f = 12.5 - 14 \text{ V}$ (аккумуляторная батарея)
$r'_1 = 200 \Omega$	$V_c = 1.4 \text{ V}$ (сухая батарея)
$r'_2 = 500 \Omega$	Ph — фотоэлемент Кунца
$r'_3 = 1000 \Omega$	P — электрометрическая лампа ГР-54
$r'_4 = r'_5 = 5000 \Omega$	G — гальванометр Лёле (чувствительность $5 \cdot 10^{-8} \text{ A/d}$; внутреннее сопротивление около 2000Ω , критическое сопротивление $20\,000 \Omega$, период 0.5 сек.)
$R_p = 15\,000 \Omega$	mA — миллиамперметр $0 \dots 300 \text{ mA}$
$R_0 = 60 \Omega$	V — прецизионный вольтметр $0 - 3 \text{ V}$
$r_1^0 = r_2^0 = 50\,000 \Omega$	
$r_3^0 = 1000 \Omega$	
$r_1 = 50 \Omega$	
$r_2 = 100 \Omega$	

Градуировочное приспособление может быть использовано для компенсационного метода измерений фототока.

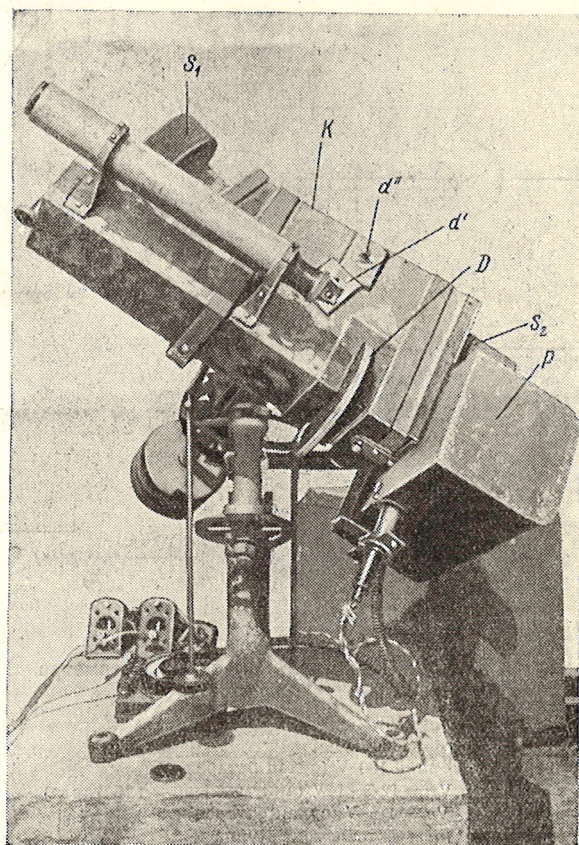
Некоторые данные, характеризующие фотоэлектрическую часть коронального электрофотометра, приведены в табл. II.

ТАБЛИЦА II

Ускоряющий потенциал фотоэлемента	104 V
Рабочая чувствительность усилителя ($R_{sh} = 5\,000\ \Omega$, $R_d = 15\,000\ \Omega$)	900 d/V
Токовое усиление	$7 \cdot 10^3$

КОНСТРУКТИВНОЕ ОФОРМЛЕНИЕ ФОТОМЕТРА

Корональный электрофотометр состоит из основного корпуса K , коробки фотоэлемента P и экранодержателей S_1 и S_2 (фиг. 5). В основном



Фиг. 5. Корональный электрофотометр

K — корпус прибора; P — коробка фотоэлемента;
 S_1, S_2 — экранодержатели; D — диск с диафрагмами,
 d', d'' — градуационные диафрагмы

корпусе замонтированы: затвор Z_1 , объектив O_1 , диск со сменными диафрагмами D , конденсорная линза O_2 и сменные градуационные диафрагмы d' и d'' .

В коробке фотоэлемента, которая может крепиться на основном корпусе в двух положениях, соответствующих наблюдению короны и Солнца, замонтированы фотоэлемент, электрометрическая лампа и большое сопротивление. Коробка фотоэлемента имеет свой затвор, необходимый для за-

щиты фотоэлемента от постороннего света при перестановке коробки из положения наблюдения короны в положение наблюдения Солнца или обратно. С этим затвором механически связана система фотометрического стандарта. Когда затвор закрыт, стандартизационное приспособление введено перед фотоэлементом, и он может быть освещен стандартом, если открыть дополнительный затвор-шторку Z_2 , расположенную у матовой пластинки M (фиг. 1). Коробка фотоэлемента соединяется с усилителем экранированным шлангом, в котором проходят все необходимые провода. Усилитель замонтирован в деревянном ящике, экранированном изнутри листовым железом. От усилителя идут экранированные шланги с проводами к гальванометру и к питающим усилитель аккумуляторам.

Питание усилителя осуществлялось батареями из десяти щелочных аккумуляторов емкостью в 45 А-ч. (тип НКН-45). Напряжение на фотоэлемент подавалось от двух емких сухих батарей по 52 В (тип МВД-45). Для контроля чувствительности усилителя мы использовали сухой элемент воздушной деполяризации в 1.4 В. Напряжение, подводимое через потенциометр к контролю чувствительности, измерялось прецизионным зеркальным вольтметром. Накал фотометрического стандарта осуществлялся от щелочных аккумуляторов НКН-45 и контролировался прецизионным зеркальным вольтметром. Накал фотометрического стандарта осуществлялся от щелочных аккумуляторов НКН-45 и контролировался прецизионным зеркальным амперметром.

Корональный электрофотометр установлен на небольшом параллактическом штативе без часового механизма, что обуславливает необходимость тидирования от руки.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИБОРА

Электрофотометр должен быть исследован на селективные свойства, усилитель его градуирован, а коэффициент ослабления градационного приспособления определен экспериментально.

Спектральная чувствительность примененного нами фотоэлемента приведена выше (фиг. 3). Градуировка усилителя необходима, поскольку электрометрическая лампа работает на нелинейной части характеристики, и отклонения от пропорциональности между подведенными к сетке лампы напряжениями и соответствующими им отклонениями гальванометра могут выйти за пределы точности измерений. Градуировка должна быть выполнена для рабочего режима усилителя, поэтому она была проведена в день наблюдения затмения. На результатах ее мы остановимся в дальнейшем.

Определение коэффициента ослабления возможно двояким путем. Первый из них — использование формулы (4). Измерив геометрические параметры прибора r , ρ и α и определив в лаборатории коэффициент рассеянной яркости экрана δ , мы сразу же вычислим коэффициент ослабления n . Другой путь — это непосредственное лабораторное определение n , когда один и тот же источник света наблюдается и в основном положении фотоэлемента и после ослабления его градационным приспособлением. Трудность этого способа заключается в необходимости дополнительной градации источника света $\sim 12^m$, даже если взять наибольшую градационную диафрагму d'_4 .

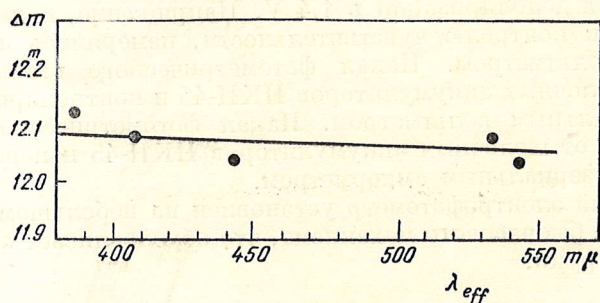
Мы использовали второй способ. Определение коэффициента ослабления было выполнено нами в лаборатории Абастуманской обсерватории. Источником света служила прожекторная лампа в 100 W, находившаяся под контролем прецизионного амперметра и перемещавшаяся по прими-

тивной фотометрической скамье на расстояние до 8.5 м. Дополнительное ослабление осуществлялось посредством вращающегося сектора, дававшего ослабление на 4^m . 99. Общее ослабление света лампы достигало при этом 9^m . Оставшиеся 3^m перекрывались применением компенсационного метода измерения фототока. Падение напряжения V_g , возникавшее на входном сопротивлении при прохождении через него фототока, компенсировалось соответствующим напряжением обратного знака V_k , подававшимся от градуировочного приспособления (контроля чувствительности) [формула (2)].

Гальванометр служил при этом лишь нулевым прибором, отмечавшим наступление равенства

$$V_g + V_k = 0.$$

При таком способе измерений мерой фототока служит компенсирующее напряжение, что совершенно исключает влияние возможной непропор-



Фиг. 6. Зависимость коэффициента ослабления от цвета

циональности усилителя. Наше приспособление для градуировки усилителя легко позволяло подавать компенсирующие напряжения во всем необходимом диапазоне.

Поскольку можно было подозревать возможность некоторой зависимости коэффициента ослабления от спектрального состава излучения (из-за спектральной селективности коэффициента рассеяния экрана), не было уверенности в том, что определение значения n , выполненное с фотоэлементом Кунца при искусственном источнике света (с цветовой температурой $\sim 2800^\circ$), дает то же значение, что и для солнечного излучения. Поэтому мы провели исследование, пользуясь сурьмяно-цезиевым фотоэлементом, характеризующимся очень широкой кривой спектральной чувствительности [16], в сочетании с фильтрами Шотта BG₃ и GG₁₁, с Илфордовским фильтром дневного света DLF - 840 и с комбинацией этих фильтров. В табл. III и на фиг. 6 приведены полученные результаты. На чертеже действительно намечается некоторая тенденция хода коэффициента n в зависимости от спектрального состава излучения (λ_{eff}).

ТАБЛИЦА III

Фильтр	$\lambda_{eff}, m\mu$	$\Delta m = 2.5 \log n$	Фильтр	$\lambda_{eff}, m\mu$	$\Delta m = 2.5 \log n$
BG ₃	408	12.08 ± 0.01	GG ₁₁ + 840 .	534	12.08 ± 0.01
GG ₁₁	544	12.04 ± 0.01	840	443	12.04 ± 0.01
BG ₃ + 840 .	387	12.12 ± 0.01			

Для фотоэлемента Кунца и солнечного излучения находим

$$\lambda_{\text{eff}} = 440 \text{ мк},$$

откуда на основании фиг. 6

$$\Delta m = 12^m.08 \pm 0^m.02.$$

Полученная точность вполне достаточна для нашей задачи, так как здесь вопрос идет об изменениях интегральной величины короны на многие десятки процентов.

В целях контроля найденного значения Δm оценим его и по первому методу.

Измерение геометрических параметров фотометра дало $r = 302.9 \text{ мм}$, $\rho = 1.182 \text{ мм}$, $\alpha = 15^\circ.1$.

Мы не производили лабораторного исследования рассеивающего экрана в цветовой системе, соответствующей фотоэлементу Кунца и солнечному излучению. В свое время этот экран был исследован нами термoeлектрически для солнечного излучения, отраженного от серебряного зеркала с введенным водяным фильтром [7, стр. 47]. На основании этих измерений для $\alpha = 15^\circ$ получено очень высокое значение $\delta = 0.98$. Такое ненормально высокое значение подтверждается и визуальным исследованием этого экрана в Гос. Оптическом институте.

Исходя из этих данных, находим для ослабления, выраженного в звездных величинах,

$$\Delta m = 12^m.10,$$

что хорошо согласуется с полученным выше значением ($12^m.08$). Все же мы ограничились одним лишь первым значением для Δm , поскольку для коэффициента рассеяния экрана δ мы располагали лишь приближенной оценкой, относящейся к совсем другой цветовой системе. На основании этого значения и измеренных на прецизионной измерительной машине диаметров градационных диафрагм d' была составлена табл. IV для коэффициентов ослабления.

ТАБЛИЦА IV

Диафрагма	Диаметр, мм	Δm	n
		m	
a'_1	0.820 ± 0.001	14.38	$5.65 \cdot 10^5$
a'_2	1.265 ± 0.001	13.44	$2.38 \cdot 10^5$
a'_3	1.774 ± 0.003	12.70	$1.20 \cdot 10^5$
a'_4	2.363 ± 0.001	12.08	$6.79 \cdot 10^4$

ВЫБОР МЕСТА НАБЛЮДЕНИЯ

Максимальная продолжительность затмения 9 июля 1945 г. на территории СССР достигала 60.3 сек. у границы с Финляндией. Исходя из стремления наблюдать корону на возможно большей высоте и возмoжно дольше при полной фазе, мы присоединились к экспедиции Пулковской обсерватории, направлявшейся в г. Сортавала Карело-Финской ССР. К сожалению, Сортавала ($\lambda = 30^\circ 11'$, $\varphi = +64^\circ 42'$) лежала не на центральной

линии затмения. В этом отношении преимущество было на стороне местечка Ладенпохья и острова Валаама. Однако Сортавала была удобней в отношении электроснабжения, организации вспомогательной лаборатории и т. д., что и заставило нас остановиться на этом пункте.

Наблюдательная площадка, на которой разместились павильоны экспедиций Пулковской, Симеизской и Абастуманской обсерваторий, была расположена на юго-западной окраине города. Данные о затмении для Сортавалы [17] приведены в табл. V.

ТАБЛИЦА V

Среднее Гринвичское время начала полной фазы	T	$= 14^h 9.m3$
Продолжительность полной фазы	τ	$= 51 \text{ сек.}$
Зенитное расстояние Солнца в момент полной фазы	$Z_{\odot}$	$= 57^{\circ}.3$
Воздушная масса	$F(z_{\odot})$	$= 1.848$
Отношение видимых радиусов Луны и Солнца	$\frac{R_{\odot}}{R_{\text{Л}}}$	$= 1.015$
Расстояние между центрами Солнца и Луны	Δ	$= 0.0664 R_{\odot}$
Радиус Солнца	$R_{\odot}$	$= 943.9$

ПОДГОТОВКА К НАБЛЮДЕНИЯМ И ИХ ПРОГРАММА

Ввиду крайне малой продолжительности полной фазы мы решили ограничиться определением только интегральной яркости короны, отказавшись от определения закона распределения поверхностной яркости по наблюдению кольцевых зон и от колориметрических наблюдений.

После предварительной сборки и испытания фотометра в лаборатории он был перевезен на наблюдательную площадку и установлен в небольшом деревянном павильоне. Распределение обязанностей наблюдателей было следующим: гидировка фотометра, смена диафрагм и контроль за накалом фотометрического стандарта — Е. К. Никонова; отсчеты гальванометра, запись наблюдений, регулировка усилителя и его градуировка — В. Б. Никонов. Тренировочные наблюдения, проводившиеся в течение нескольких дней перед затмением, показали, что хотя период установки гальванометра был меньше одной секунды, последовательные отсчеты могли проводиться и записываться самое меньшее через 3 сек. Более высокие темпы работы могли привести к ошибкам в записи или отсчетах.

Сигнал наступления полной фазы должен был дать проф. Маткевич (из состава Пулковской обсерватории); он же должен был давать сигналы через каждые 10 сек. в течение всей полной фазы.

Поскольку на площадке не предполагалось проведения общего секундного счета, после выполнения отсчета В. Б. Никонов должен был давать сигнал к смене диафрагм. Полагая, что в напряженной обстановке полной фазы отсчеты будут вестись не через 3 сек., а примерно через 4 сек., мы установили такой порядок. Перед наступлением полной фазы фотометр направляется на Солнце, устанавливается наибольшая круговая диафрагма и берется отсчет гальванометра при закрытом затворе. Тотчас после сигнала о наступлении полной фазы затвор открывается и производится измерение с $D1$; затем, не закрывая затвора, вводится наибольшая кольцевая диафрагма $D2$, а за ней последовательно диафрагмы $D1$ и $D2$, после чего наблюдение ведется через кольцевую диафрагму $D4$, и только после этого закрывается затвор. Затем вся серия наблюдений повторяется, но в обратном порядке.

Известно, что изофоты фона неба, обусловленные во время полной фазы главным образом заревым кольцом, идут, примерно, горизонтально. Мы не имели специального приспособления для поворота всего нашего фотометра по азимуту (на угол $7-8^\circ$), что казалось наилучшим способом учета эффекта фона. Смещение же инструмента по обеим координатам и обратная установка на корону заняли бы слишком много времени.

Однако наша наибольшая диафрагма $D2$ охватывает настолько удаленную от Солнца зону, что для нее можно пренебречь эффектом коронального излучения и считать, что вся проходящая через нее радиация принадлежит исключительно фону неба. Действительно, если считать справедливым средний закон распределения поверхностной яркости в короне, выведенный Баумбахом [18] на основании многочисленных наблюдений, и воспользоваться вытекающей из этого закона формулой для излучения части короны, ограниченной зоной, простирающейся от края Солнца до радиуса R (в солнечных радиусах), а именно

$$E(1; R) = 1.000 - 0.189 R^{-0.5} - 0.507 R^{-5} - 0.304 R^{-15}, \quad (3)$$

где излучение всей короны $E(1; \infty)$ принято за единицу (7, стр. 61), то доля излучения, приходящаяся на диафрагму $D2$, составляет меньше 1.5% всего излучения короны.

Из формулы (3) нетрудно вывести, что в интегральном излучении сколько-нибудь существенную роль играет лишь зона, лежащая на расстоянии меньшем на $1.5-1^\circ.0$ от центра Солнца. Это подтверждается и непосредственными фотоэлектрическими измерениями Н. И. Чудовичева и К. В. Костылева, согласно которым фотометрическая граница короны лежит всего на расстоянии примерно 1° от центра Солнца [13, стр. 13].

Таким образом, с достаточной степенью точности можно считать, что в диафрагму $D2$ мы наблюдаем только эффект фона неба.

Для проверки заключения Чудовичева и Костылева мы включили в программу наблюдений также и диафрагму, выделявшую зону от $1^\circ.0$ до $1^\circ.5$.

НАБЛЮДЕНИЯ

Погода, предшествовавшая дню затмения, была неблагоприятной. В день затмения утро было пасмурным, но постепенно стали образовываться разрывы в облаках, и с $9^h 40^m$ среднего гринвичского времени мы смогли уже начать наблюдения. Во время частных фаз с северо-востока прошла большая гряда облаков, но при полной фазе вблизи Солнца небо было совершенно чисто. Холодные массы арктического воздуха, принесенные холодным фронтом, создали великолепную прозрачность атмосферы: синева неба была такой, какой она редко бывает на севере.

Непосредственно перед наблюдением полной фазы мы произвели наблюдение фотометрического стандарта, давшее значение отброса

$$\Delta n_{s_1} = 95.1.$$

Наблюдения полной фазы были выполнены в полном соответствии с намеченной нами программой (табл. VI).

Наблюдение фотометрического стандарта после полной фазы дало

$$\Delta n_{s_2} = 96.6.$$

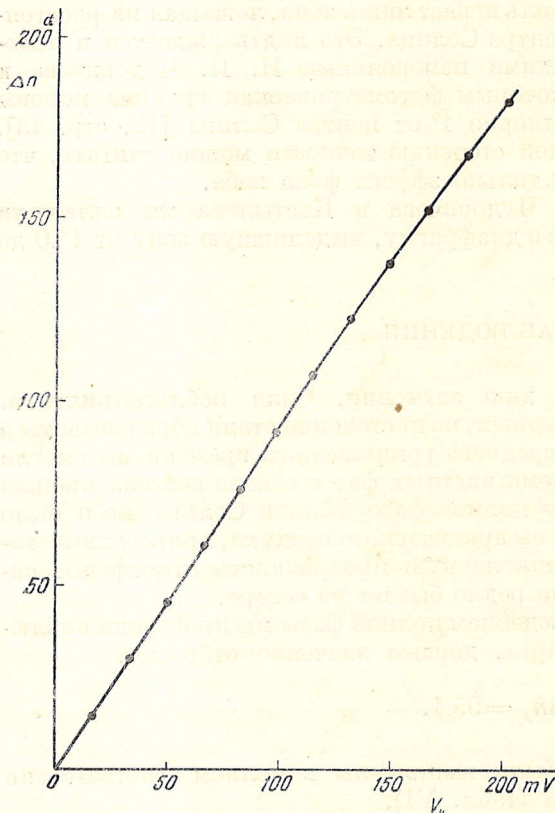
ТАБЛИЦА VI

T, сек.	n_0	D 1	D 2	D 4
0	183.8	—	—	—
4	—	237.0	—	—
8	—	—	200.4	—
12	—	234.8	—	—
16	—	—	200.4	—
20	—	—	—	191.2
24	189.2	—	—	—
28	—	—	—	191.2
32	—	—	200.9	—
36	—	236.9	—	—
40	—	—	201.9	—
44	—	235.4	—	—
48	188.6	—	—	—

Отсюда значение, соответствующее полной фазе, равно

$$\Delta n_s = 95.8 \pm 0.8.$$

Градуировка усилителя, выполненная вскоре после наблюдения



Фиг. 7. Кривая градуировки усилителя для его рабочей чувствительности $R_{sh} = r'_4 = 5000\Omega$;
 $R_d = r'_6 + r'_7 = 15\ 000\Omega$

короны, показала, что в пределах точности измерений отбросы гальванометра пропорциональны подведенным к усилителю напряжениям во всем их рабочем диапазоне (фиг. 7).

Смещения нуля во время наблюдения полной фазы не было. Поэтому, взяв среднее значение отсчетов гальванометра при закрытом затворе, мы получили для средних отбросов в различные диафрагмы данные табл. VII.

Средняя ошибка одного отсчета из данных табл. VI получается равною ± 0.7 .

Для учета эффекта фона необходимо знать относительные площади использованных диафрагм. Поскольку в кольцевых диафрагмах центральные экраны крепятся на трех лапках, мы сочли более целесообразным для учета их влияния определить отношение площадей по фотоэлектрическим наблюдениям равномерного фона неба.

Полученные отношения оказались равными

$$\frac{D1}{D2} = 1.734 \pm 0.004, \quad \frac{D4}{D2} = 0.176 \pm 0.002,$$

на основании чего находим, что эффект фона для $D1$ равен 20.8 и, следовательно, отброс для короны

$$\Delta n_k = 26.3 \pm 0.8.$$

Посмотрим, насколько правильно было заключение Чудовичева и Костылева об ограничении короны угловым диаметром в 2° . Эффект фона

ТАБЛИЦА VII

Диафрагма	Отброс Δn
$D1$	47.1 ± 0.5
$D2$	12.0 ± 0.4
$D4$	2.3 ± 0.0

для $D4$ будет равен, очевидно, 2.1 ± 0.1 , что в пределах точности измерений соответствует наблюдаемому значению 2.3. Это подтверждает полную законность принятого нами способа учета фона неба.

Перейдем теперь к дальнейшей обработке. В табл. VIII приведены наблюдения Солнца, выполненные с градационной диафрагмой d'_1 до затмения и после него. В первой графе этой таблицы даны средне-гринвичские моменты наблюдений, во второй — воздушные массы, в третьей — средний отброс для Солнца, приведенный к отбросу фотометрического стандарта, соответствующему полной фазе (95.8); наконец, в четвертой графе даны разности в звездных величинах между Солнцем и стандартом.

ТАБЛИЦА VIII

T	$F(z_\odot)$	$\Delta n'_\odot$	$\Delta m_{\odot s}$
h m			^m
9 32	1.299	127.6	+0.311
43	1.294	127.6	+0.311
59	1.293	129.0	+0.323
11 39	1.357	124.4	+0.284
42	1.359	125.3	+0.292
12 29	1.454	121.7	+0.260
49	1.507	119.6	+0.241
15 18	2.377	91.5	—0.050
16 26	3.441	67.3	—0.384

На основании табл. VIII строим линию Бугера (Bouguer) (фиг. 8), для определения которой получаем по методу наименьших квадратов

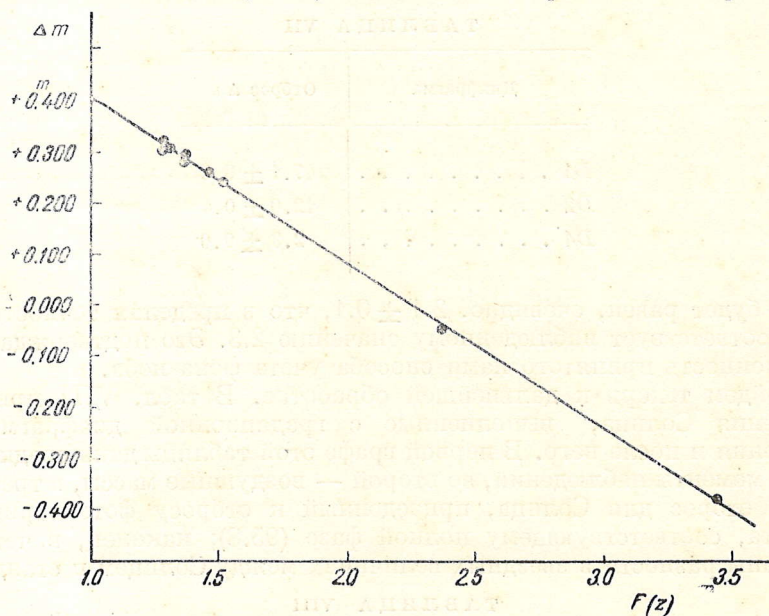
$$\Delta m = 0^m.733 - 0^m.326 F(z_\odot) \pm 0^m.006 \pm 0^m.003. \quad (4)$$

Средняя квадратичная ошибка представления одного наблюдения равняется $\pm 0^m.006$.

Интерполируя по формуле (4) на момент полной фазы, находим $\Delta m_s = 0^m.131$, откуда отброс для Солнца получается (помня, что для стандарта $\Delta n_s = 95.8$) таким:

$$\Delta n'_{\odot} = 108.1 \pm 1.4.$$

Подобная интерполяция вполне законна и в случае монотонных изменений фактора экстинкции, хотя здесь и будет иметь место поворот всей линии Бугера в целом при приближенном сохранении ее прямолиней-



Фиг. 8. Экстинкция в день затмения

ности [19]. Другое дело, если в момент полной фазы произошел скачок в значении прозрачности, вернувшейся затем к своему исходному значению. Но, как показывает предварительная обработка специальных наблюдений, поставленных в Сортавала Пулковской экспедицией, никакого изменения экстинкции во время полной фазы не было.

Если спектральный состав излучений короны и Солнца одинаков, то, сравнивая отброс для короны и интерполированный на момент полноты отброс для Солнца, мы совершенно исключим влияние экстинкции. Если же состав излучения различен, то наблюдения короны и Солнца необходимо редуцировать вне атмосферы с различными значениями факторов экстинкции.

Мы остановимся на первом предположении, хотя, как было уже отмечено, вопрос о тождестве спектрального состава излучений Солнца и короны все еще не решен [7, стр. 68]. Во всяком случае сейчас мы не имеем еще надежного значения для колор-экссесса короны, если таковой и существует вообще.*

Предполагая, что цвет короны и Солнца одинаков и исходя из найденного выше значения для коэффициента ослабления с градационной диа-

* Если корона краснее Солнца, то она будет более слабой, чем получается при предположении об одинаковом ее цвете с цветом Солнца.

фрагмой d'_1 (табл. IV), находим, что отброс для Солнца при его прямом наблюдении был бы равен

$$\Delta n_{\odot} = (6.1 \pm 0.2) \cdot 10^7,$$

откуда для интегральной величины наблюдаемой зоны короны получаем в долях солнечного излучения

$$E_k(1.015; 8.67) = (0.43 \pm 0.03) \cdot 10^{-6} E_{\odot}.$$

Надо иметь в виду, что Сортавала расположена не на центральной линии затмения. Расстояние между центрами Луны и Солнца составляло в момент полноты около $0.006 R_{\odot}$ (табл. V). Не представляет особого труда, приняв тот или иной закон распределения поверхностной яркости в короне, рассчитать редукцию к центральной линии. Однако целесообразнее предварительно оценить ее порядок. Для этого посмотрим, как изменится значение интегральной величины наблюдаемой зоны, если уменьшить радиус ее внутренней границы на $0.006 R_{\odot}$. Пользуясь формулой (3), находим, что при этом интегральная величина изменится лишь на $0.02 \cdot 10^{-6} E_{\odot}$. Из простейших геометрических соображений видно, что найденное изменение не менее чем в два раза превосходит интересующую нас редукцию. Отсюда можно заключить, что при смещении центров Солнца и Луны на $0.006 R_{\odot}$ редукция к центральной линии затмения не превзойдет $0.01 \cdot 10^{-6}$. Нет, следовательно, никаких оснований проводить детальные вычисления, если учесть общую точность определения интегральной величины короны.

Приводя полученное выше наблюдаемое значение для излучения короны по формуле (3) к стандартной зоне (1.030; 6.00), получаем

$$E_k(1.030; 6.00) = 0.38 \cdot 10^{-6}.$$

Очень существенной является оценка ошибки, вносимой при этом редуцировании, и ошибки, происходящей от отклонения истинного закона распределения яркости в короне для данного затмения от принятого нами среднего распределения по Баумбаху. Для этого мы редуцировали наблюдаемое нами значение для $E_k(1.015; 8.67)$ к стандартной зоне, используя различные законы распределения яркости, преимущественно те, которые основываются на наблюдениях внутренней короны. Для рассматриваемой редукции решающую роль играет распределение яркости до $1.060 R_{\odot}$, т. е. всего лишь до $1'$ от края Солнца. Отсюда ясно, что безусловно надо исключить из рассмотрения известный закон падения яркости $\sim (R_{\odot} - 1)^{-2}$, который заведомо перестает быть справедливым у края Солнца, давая для него бесконечно большое значение поверхностной яркости короны.

Использованные законы и результаты их применения приведены в табл. IX.

ТАБЛИЦА IX

А в т о р ы	Закон распределения яркости в короне	E_k (1.030; 6.00)
Тернер (Turner [20]), Петтит и Никольсон (Pettit, Nicholson [9, стр. 219])	$\sim R_{\odot}^{-6}$	$0.44 \cdot 10^{-6}$
Юнг (Young [21])	$\sim R_{\odot}^{-8}$	0.39
Беккер (Becker [22])	$\sim (R_{\odot} - 0.720)^{-4}$	0.38
Балановский и Перепелкин [23], Иенваль (Jenvall [24])	$\sim (R_{\odot} - 0.854)^{-3}$	0.37

Получающиеся значения весьма близки между собой: расхождения не превышают 10% от полученного по формуле (3). Поэтому за меру относительной ошибки редукции в стандартной зоне мы и примем значение, равное 10%. Учитывая это, получаем окончательно, что интегральная величина стандартной зоны короны 9 июля 1945 г. равнялась

$$E_k(1.030; 6.000) = (0.38 \pm 0.06) \cdot 10^{-6}.$$

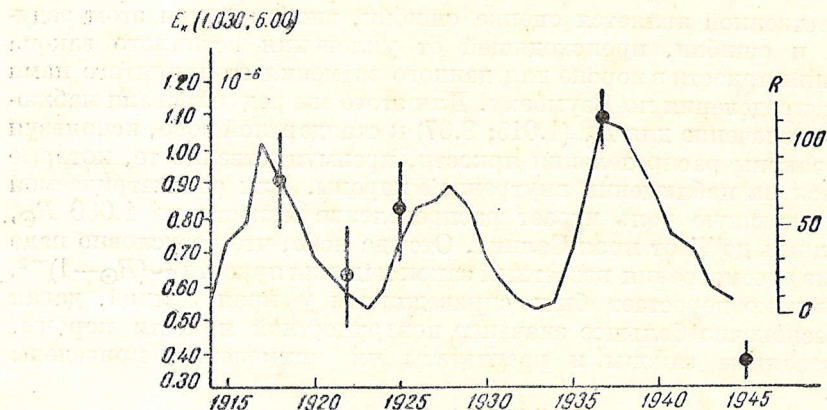
ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эта величина значительно меньше полученной ранее при фотоэлектрических измерениях, как это видно из табл. X [7, стр. 67].

ТАБЛИЦА X

Дата затмения	Наблюдатель	Наблюдаемая зона	Редукц. фактор в зоне (1.030; 6.000)	E_k (1.030; 6.000)
8/I 1918	Кунц, Стеббинс	1.024; 7.50	0.947	$0.91 \cdot 10^{-6}$
20/IX 1922	Бриггс	1.056; 10.35	1.147	0.62
24/I 1925	Кунц, Стеббинс	1.027; 7.50	0.969	0.82
8/I 1937	Стеббинс	1.057; 5.63	1.197	1.08
9/VII 1945	Никонов, Никонова	1.015; 8.67	0.885	0.38

В табл. X приведены только те фотоэлектрические наблюдения, которые выполнены с калийными фотоэлементами, что обеспечивало однородность фотометрической системы сравниваемых наблюдений. Полученные данные, по нашему мнению, с несомненностью подтверждают наличие значительных изменений интегральной величины короны.



Фиг. 9. Зависимость интегральной яркости короны от солнечной активности

При дискуссии радиометрических наблюдений короны 21 сентября 1944 г. было заподозрено наличие зависимости интегральной величины короны от солнечной деятельности. Ввиду этого на фиг. 9 сопоставлены данные табл. X со средними годовыми числами Вольфа (Wolf). Этот чертеж не противоречит высказанному предположению: действительно, корона 1945 г., наблюдавшаяся через год после минимума, оказалась значительно слабее, чем наблюдавшаяся в максимуме 1937 г. Таким образом, мы при-

ходим к заключению о реальности значительных изменений интегральной величины короны, а именно: в эпоху максимумов солнечной деятельности корона ярче, а в эпоху минимумов слабее. Для окончательного определения характера такой зависимости желательно провести во время предстоящих затмений на нашей аппаратуре систематические наблюдения короны, дополнив их и колориметрическими наблюдениями.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность начальнику экспедиции Пулковской обсерватории проф. В. А. Крату и его заместителю проф. А. В. Маркову за заботы по организации объединенной экспедиции в Сортавала.

Выражаем также благодарность директору Абастуманской обсерватории Е. К. Харадзе за предоставление в наше распоряжение всех возможностей обсерватории для усовершенствования и исследования коронального электрофотометра во время нашего пребывания на горе Канобили. Механику Абастуманской обсерватории В. В. Вихрову мы обязаны помощью в подготовке нашей аппаратуры к наблюдению затмения и в Абастумани и в Сортавала.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. Dyson, R. v. d. R. Woolley. Eclipses of the sun and moon, 1937, p. 117.
2. S. Mitchell. Handb. d. Astroph. 4, 338, 1929.
3. J. Kunz, J. Stebbins. Ap. J. 49, 137, 1919.
4. J. Kunz, J. Stebbins. Ap. J. 62, 115, 1925.
5. G. Briggs. Ap. J. 60, 273, 1924.
6. J. Stebbins, A. Whitford. Ap. J. 87, 225, 1938.
7. В. Никонов. Бюлл. Абастуманской Обс. 7, 66, 1943.
8. G. Rougier. Ann. Obser. Strassbourg 3, fsc. 5, 260, 1937.
9. E. Pettit, S. Nicholson. Ap. J. 62, 209, 1925.
10. Calder. Harv. Ann. 105, 445, 1937.
11. Н. Чудовичев, К. Костылев. А. Ж. 20, 2, 8, 1943.
12. В. Никонов и П. Куликовский. А. Ж. 16, 3, 54, 1939.
13. J. Stebbins. Publ. Washburn Obs. 15, part 2, 219, 1934.
14. M. Güssow. Zs. f. Ap. 14, 305, 1937.
15. L. Du Bridge, H. Brown. Rev. Sci. Inst. 4, 532, 1933.
16. О. Лукьянов, ЖТФ 9, № 13, 1939.
17. H. Grönstrand. Medd. f. Abo Akad. Astr. Obs. 3, 39, 1944.
18. Baumbach. A. N. 263, 126, 1937.
19. В. Никонов. Сообщения Акад. Наук Грузинской ССР 3, № 6, 509, 1942.
20. Turner. Proc. Roy. Soc. 68, 36, 1901.
21. Young. Lick. Obser. Bull., № 205.
22. L. Becker. Phil. Trans. (Ser. A) 207, 307, 1905.
23. I. Balanovsky. E. Perepelkin. M. N. 88, 740, 1928.
24. Jenvall. Astr. Jaktag och Und. Stockholms Obs. 11, 8.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЯ СПЕКТРА КОРОНЫ 19 июня 1936 г.

Г. А. ШАЙН

Приводятся главным образом результаты спектрофотометрического исследования эмиссионных линий спектра внутренней короны.

1) Полная интенсивность эмиссионных линий меняется от одной области короны к другой и от затмения к затмению (табл. I).

2) Сравнение спектрофотометрических измерений спектров 1929 и 1936 гг. выявляет значительную разницу в отношении интенсивностей эмиссионных линий (например, 5303, 6374, 3801, 3987 и 4086).

3) Убывание интенсивности эмиссионных линий с расстоянием от края диска не пропорционально соответственному убыванию интенсивности непрерывного спектра; градиент значительно выше для линий, исключая, вероятно, 4231.

4) Наблюдаемые отклонения в кривых изменения интенсивности линий и непрерывного спектра с расстоянием от края диска должны быть прежде всего приписаны локальному эффекту.

5) Реальность наблюдаемого замедления в нарастании интенсивности эмиссионных линий или даже ее уменьшения в пределах $0-1'$ сомнительна. Только на основании косвенных соображений можно заподозрить наличие уменьшения интенсивности для расстояния меньше $0'.5$.

6) Изменение интенсивности непрерывного спектра в пределах $1-6'$ не обнаруживает заметной зависимости от длины волны.

7) Плотность материи, ответственной за непрерывный спектр (электроны), меняется от 4.6×10^8 до 0.3×10^8 в пределах $1'.5-5'.5$. Соответствующее изменение для частот, ответственных за эмиссионные линии, в 6—7 раз больше.

8) Измерены длины волн эмиссионных линий 3801, 3987, 4086 и 4231.

9) В спектре внутренней короны не обнаруживается и следов линии поглощения К и Н. Сравнение с вычисленным профилем приводит к полному разногласию с теорией теплового движения свободных электронов, рассеивающих солнечный свет.

ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения полного солнечного затмения 19 июня 1936 г. в Омске производились двумя однопризмовыми целевыми спектрографами. Один из них был установлен таким образом, чтобы получить спектр вдоль солнечного экватора, цель другого спектрографа пересекала диск вдоль диаметра в высоких широтах.

В экспедиции принимали участие Г. А. Шайн, В. А. Альбицкий и П. Ф. Шайн. В этой работе даются результаты измерений спектра короны, полученного при помощи первого спектрографа с дисперсией $36/\text{А}$ мм около H_γ .

Главной целью наших наблюдений было получение спектров внутренней и средней короны. Благодаря тонким облакам во время затмения, корона простиралась не более чем на $7'-9'$ от края диска даже в наиболее яркой части спектра. Наша спектрограмма лучше всего подходит для спектрофотометрического исследования эмиссионных линий в спектре внутренней короны.

Изображение Солнца на щели спектрографа получалось при помощи целостата и Тессара с фокусным расстоянием 600 мм (диаметр изображения 5 мм). Обычная щель была заменена особой щелью, состоящей из двух отдельных половинок, так что можно было одновременно получать, с различной шириной щели, спектры западной и восточной частей короны (0.035 для восточной части и 0.050 для западной). Мы предполагали получить спектры восточной и западной частей короны с различной фотографической плотностью, одной — более подходящей для изучения эмиссионных линий, другой — для линий поглощения. Мы пользовались особой кассетой, позволяющей получать одновременно фотографическую и визуальную области спектра на двух различных пластинках, выбирая наиболее чувствительные для соответственной области (Imperial 1200 и Ilford Hypersensitive panchromatic).

Экспозиция была начата через 10 сек. после начала полной фазы и закончена за 10 сек. до третьего контакта; общая продолжительность ее была 120 сек. Для калибровки пластинок был получен ряд спектров лампы при помощи того же спектрографа и ступенчатой щели. Для сравнения был также получен ряд спектров Солнца.

Обработка наблюдений велась при помощи саморегистрирующего микрофотометра с вакуумным термоэлементом; были построены две характеристические кривые для областей 3800—4300 и 5300—6500; обе не обнаруживали в указанных пределах заметной зависимости от длины волны.

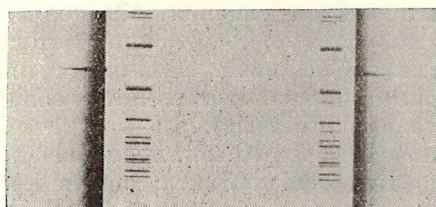
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

§ 1. В исследовании эмиссионных линий короны мы обращали главное внимание на изучение изменений интенсивности эмиссионных линий как функции расстояния от края диска и на сравнение с соответственными изменениями в непрерывном спектре в той же длине волны. Главная цель заключалась в выяснении, изменяется ли плотность материи, ответственной за эмиссионные линии и за непрерывный спектр, пропорционально расстоянию от края диска. Исследовалось также постоянство интенсивности эмиссионных линий.

В спектрофотометрических исследованиях короны чрезвычайно важно учитывать вуаль от рассеянного света. Учесть ее с полной точностью нельзя. При сравнении чистого фильма на спектрограмме, полученной от калибрационной лампы, с чистым фильмом, соответствующим приблизительно центру лунного диска, оказывается, что для большей части измеренных областей спектра отклонение гальванометра в первом случае всего на 3 мм выше при полном отбросе в 60 мм. Это указывает на то, что эффект вуали от рассеянного света в общем мал. Однако в некоторых случаях мы вводили поправку по формуле Шварцшильда, например для линий 4231, 4566 и отчасти для 4086, 5303 и 6374 [1]. Обычно же мы не пользовались для измерений линий и непрерывного спектра низкими плотностями, когда поправка за вуаль становится чувствительной. Для частот, соответствующих наиболее сильным хромосферным линиям, указанный эффект велик, но для многих корональных линий он ничтожен; только линии 4231, 5303 и 6374 дают слабые следы на диске Луны непосредственно около его края (фиг. 1).

Измерения производились следующим образом. Для каждой линии в соседней части непрерывного спектра получались по 10—20 микрофотограмм. Для отдельных частей линии вычислялась эквивалентная ширина или полная интенсивность $W = \int J d\lambda$, выраженная в ангстремах непрерывного спектра. Этот способ более длинный, но более полный, нежели путь, выбранный Гротрианом (Grotrian), который изучал относительные интенсивности эмиссионных линий по одной микрофотограмме, полученной для определенной высоты (2'.5 от края диска). Для изучения изменения интенсивности вдоль линии в зависимости от расстояния от края Гротриан измерял на микрофотометре Гартмана ряд очень узких полосок, расположенных вдоль линии в ее середине [2].

Для сравнения интенсивности различных эмиссионных линий мы брали среднее значение из измерений полной интенсивности, на расстоянии



Фиг. 1. Спектр короны в области линии 5303

1'.3—1'.8 от края Солнца (исправляя соответственным образом наблюдаемые расстояния от края Луны). В табл. I даны результаты для всех линий в восточной части короны и только для 5303 и 6374 в западной. Чтобы сделать результаты сравнимыми, полные интенсивности линии были умножены на $F(\lambda)$ — распределение энергии в солнечном спектре в произвольных единицах (столбец 4). Этот способ допустим, поскольку, согласно принятому мнению, распределение энергии, по крайней мере во внутренней ко-

ТАБЛИЦА I
Полные интенсивности эмиссионных линий

Линии	Дата и место наблюдения					
	1936 Омск	1929 Суматра	1936 Омск	1929 Суматра	1936 Омск	1929 Суматра

Восточная часть короны

3801	0.7	<0.1?	4.5	<1.0?	2.5	<0.4?
3987	1.1	0.2	8.6	1.8	4.7	0.7
4086	0.2	0.3	1.8	2.6	1.0	1.0
4231	0.7	0.8	6.4	7.0	3.5	2.6
4566	0.3*	0.3	3.1*	3.1	1.7*	1.1
5303	18.3	27.5	18.1	27.2	100	100
6374	9.4	2.0	7.4	2.2	40.9	8.1
6702	1.8*	—	1.3*	—	7*	5.4

Западная часть короны

5303	5.2	—	5.1	—	28	—
6374	2.8	—	2.2	—	12.4	—

* Очень неуверенно.

роне, совпадает с распределением энергии в спектре Солнца. В столбце 6 интенсивность линии 5303 была принята за 100.

§ 2. Как видно из табл. I, интенсивность эмиссионных линий меняется абсолютно и относительно в очень широких пределах. Из наблюдений короны вне затмения Лию (Lyot) нашлось еще более значительные изменения [3]. Из сравнения спектров восточной и западной части короны 1936 г., а также из сравнения результатов наблюдения затмений 1929 и 1936 гг. видно, что эквивалентная ширина эмиссионных линий, выраженная в единицах интенсивности соседнего непрерывного спектра, меняется от одной области короны к другой и от затмения к затмению. Эти изменения не могут быть приписаны ошибкам наблюдений.

На спектрограмме восточная часть внутренней короны ярче западной. Принимая во внимание разницу в ширине щели для ее восточной и западной половин, можно заключить, что непрерывный спектр на расстоянии $1'.3 - 1'.8$ от восточного края диска приблизительно в 2.6 раза ярче, чем на том же расстоянии от западного края. Для сравнения восточной и западной частей мы могли использовать лишь линии 5303 и 6374. Из табл. I видно, что не только абсолютная интенсивность одной и той же линии не остается постоянной, но даже интенсивность, выраженная в единицах непрерывного спектра, заметно меняется при переходе от одной области короны к другой.

В свете этих результатов очевидно, что интенсивность эмиссионных линий не остается постоянной от затмения к затмению. Например, в то время как в 1929 г. линия 5303 была в 12 раз сильнее чем 6374, отношение их интенсивностей в 1936 г. только 2.5 : 1. В 1929 г. линия 3801 была очень слабой, и 3987 была слабее 4086, в то время как в 1936 г. линия 3987 значительно ярче 4086, а 3801 тоже достаточно интенсивна.

Переменность абсолютной и, в особенности, относительной интенсивности эмиссионных линий короны от затмения к затмению и от одной области короны к другой имеет большое значение для интерпретации короны.*

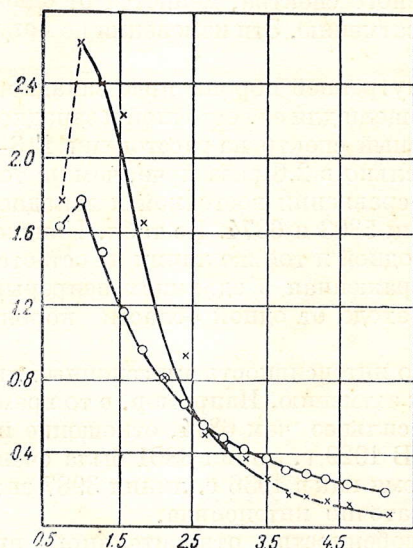
Здесь уместно вспомнить указания на значительную переменность по крайней мере некоторых эмиссионных линий хромосферы, приведенные, например, в работе Силлие и Мензела (Cillie a. Menzel [4]). К этому можно добавить еще некоторые особенности, общие для корональных и хромосферных линий. Можно предполагать, что одна и та же причина, вероятно огромный избыток далекой ультрафиолетовой радиации, обуславливает эти явления и в особенности сильные изменения в интенсивности рассматриваемых корональных линий.

§ 3. Гротриан измерял в спектре короны 1929 г. интенсивности линий плюс непрерывного спектра и непрерывного спектра отдельно на различных расстояниях от края диска. Наши измерения дают для различных частей эквивалентную ширину, выраженную в ангстремах непрерывного спектра на том же расстоянии от края диска. Поскольку нашей главной целью было нахождение изменений плотности материи с расстоянием, полная интенсивность различных частей линий должна была быть выражена в одних и тех же единицах. Мы произвольно выбрали для этой цели ангстремы непрерывного спектра на высоте около $2'.3$. На фиг. 2—4 крестиками представлены полные интенсивности для нескольких линий в этих ангстремах. Кружки

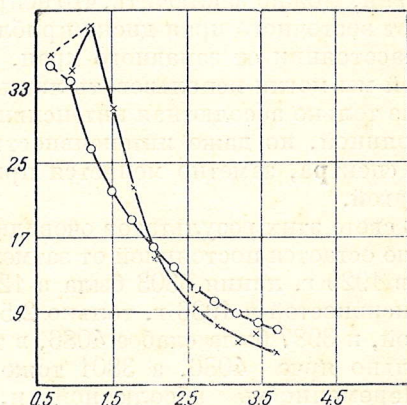
* Эта работа была сдана в печать в 1938 г., но могла быть напечатана только по окончании войны. Результаты § 2 находятся в согласии с результатами Лию и Вальдмейера (Waldmeier), полученными из наблюдений короны вне затмения в последние годы.

представляют соответственные значения, если бы полная интенсивность уменьшалась вдоль линии пропорционально непрерывному спектру; точка пересечения обеих кривых выбрана произвольно около 2'.3.

Из фиг. 2—4 следует, что полная интенсивность эмиссионных линий убывает с расстоянием от края диска быстрее, чем интенсивность непрерывного спектра. Исключение составляет линия 4231. Наше заключение об отсутствии пропорциональности между градиентами интенсивности эмиссионных линий и непрерывного спектра находится в противоречии



Фиг. 2. Интенсивность эмиссионной линии 3987 (крестики) и непрерывного спектра (кружки) как функция расстояния от края (точка пересечения кривых выбрана произвольно)



Фиг. 3. Интенсивность эмиссионной линии 5303 (крестики) и непрерывного спектра (кружки) как функция расстояния от края (точка пересечения кривых выбрана произвольно)

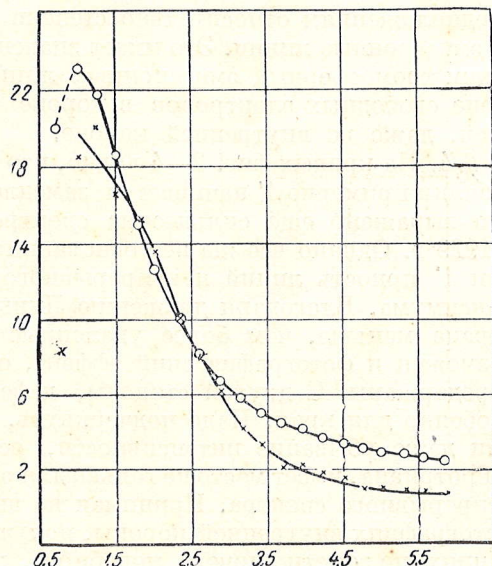
с выводами Гротриана. Ввиду важности вопроса необходимо выяснить причину расхождения.

Кривые Гротриана (1. с., фиг. 1—11) представляют изменение J непрерывного спектра + J центра линии и J непрерывного спектра отдельно с возрастанием расстояния от края солнечного диска. В наших наблюдениях тоже можно усмотреть приблизительный параллелизм между J центра линии + J непрерывного спектра и J непрерывного спектра. В этом отношении нет заметной разницы между результатами Гротриана и нашими. Основываясь на этом параллелизме, Гротриан приходит к важному заключению, что интенсивность эмиссионных линий пропорциональна интенсивности непрерывного спектра. Этот результат подчеркивается Унзельдом («Physik der Sternatmosphären», стр. 450) и в некоторых других курсах. Мы полагаем, однако, что это заключение неправильно, в особенности если оно распространяется на пропорциональность между плотностью материи, ответственной за непрерывный спектр (электроны), и эмиссионные линии (вероятно, атомы, ионы).

Очевидно, для решения этого вопроса нужно исследовать изменение полной интенсивности вдоль линии, но никак не центральной интенсивности, искаженной еще и некоторыми инструментальными причинами. Допустим, что существует полный параллелизм вдоль линии между J непрерывного спектра и J непрерывного спектра + J центра линии, хотя

в действительности и наши кривые и кривые Гротриана показывают для многих линий уменьшение Δm на больших расстояниях от края диска. По Гротриану, эквивалентная ширина 5303 на высоте 2'.5 равна 27.5 А, в то время как Δm , полученное из его фиг. 3, равняется лишь 1.3. Так как действительная ширина 5303 — порядка 1 А или меньше, ширина этой линии на спектрограмме должна быть в силу инструментального и в особенности фотографического расширения порядка нескольких ангстрем, по крайней мере на малых расстояниях от края диска. Гротриан вырезал на пластинке центральную часть линии шириной в 0.025 мм, или немного более 1 А. Измеренная нами при помощи саморегистрирующего микрофотометра центральная интенсивность относится к еще меньшему значению $\Delta\lambda$. Поскольку ширина различных частей линии на пластинке, очевидно, убывает с возрастанием расстояния от края, полная интенсивность в соответствующих ангстремах должна убывать вдоль линии даже при постоянном Δm . Например, мы имеем для 5303 на нашей спектрограмме для расстояний 1'.0, 2'.0, 2'.6 и 3'.9 такие значения ширины на пластинке: 0.092, 0.072, 0.056 и 0.036 мм. Отсюда следует, что полная интенсивность вдоль линии, выраженная в соответствующих ангстремах, будет убывать с возрастающим расстоянием от края. Повидимому, это убывание будет еще усилено, потому что Δm меньше на больших расстояниях. В действительности, параллелизм между непрерывным спектром и полной интенсивностью не соблюдается, как видно на фиг. 2—4, где градиент интенсивности для эмиссионных линий больше. Мы полагаем, что тот же результат может быть получен и из наблюдений Гротриана, если вместо интенсивности центральной части линии пользоваться полной интенсивностью. В конце концов, только полная интенсивность может иметь здесь какой-либо физический смысл.

Мы имеем еще и другой довод в пользу нашего результата. Принято думать, что эмиссионные линии видны только во внутренней короне. Возможно, что это не совсем верно, и по крайней мере некоторые эмиссионные линии простираются несколько дальше. На нашей спектрограмме виден только след 4231 на расстоянии 8' от края. С другой стороны, 3987 исчезает на расстоянии 5'—6', хотя непрерывный спектр здесь продолжает быть заметным. Согласно Муру [5], корона 1922 г. простиралась на спектрограмме не меньше чем на 35', в то время как максимальная высота линии 5303 была около 8'. Микрофотограммы спектра короны, полученные Гротрианом, по наблюдениям Людендорфа (Ludendorff) в 1923 г., не обнаруживают никаких следов таких заметных эмиссионных линий, как 4231, 4086, на расстоянии 14' от края [6]. Поскольку на этой же микрофотограмме можно видеть слабые линии поглощения, фотографическая



Фиг. 4. Интенсивность эмиссионной линии 6374 (крестики) и непрерывного спектра (кружки) как функция расстояния от края (точка пересечения кривых выбрана произвольно)

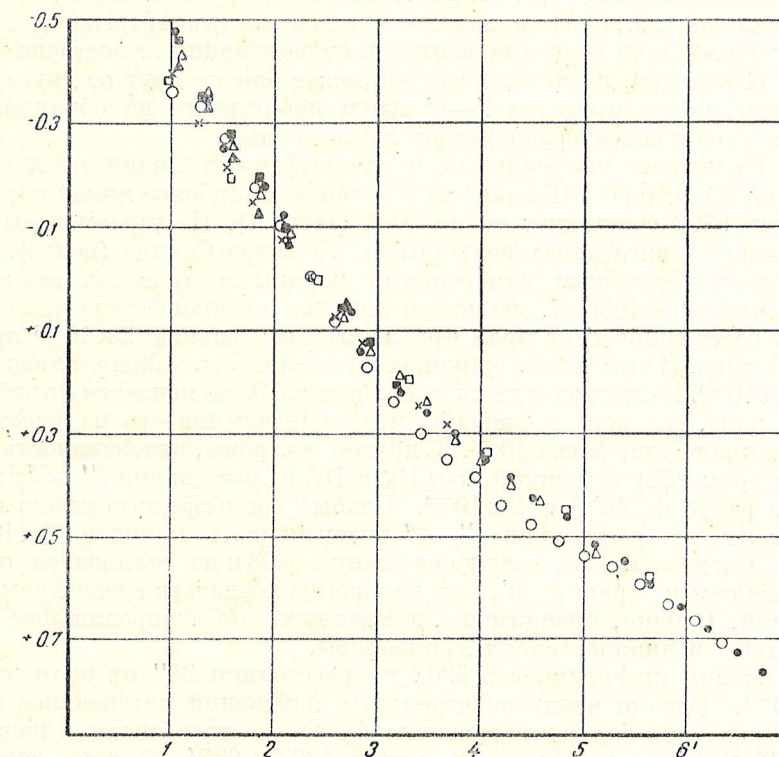
плотность представляется подходящей также и для появления эмиссионных линий. Если, следовательно, эмиссионные линии постепенно исчезают на фоне непрерывного спектра на расстоянии $5' - 10'$, то градиент интенсивности для эмиссионных линий неизбежно должен быть больше, чем для непрерывного спектра.

При гипотезе, что материя в целом остается нейтральной, пропорциональность или непропорциональность между интенсивностью эмиссионных линий и непрерывного спектра должна привести к различным предположениям относительно степени ионизации атомов, ответственных за эмиссионные линии. Это имеет значение по крайней мере для интерпретации хромосферных эмиссионных линий. Но сомнительно, чтобы присутствие свободных электронов в короне контролировалось только ионизацией, даже во внутренней короне.

§ 4. На кривых фиг. 2—4 видно, что при приближении к краю на расстоянии примерно $1'$ начинается замедление в возрастании интенсивности. Это выражено еще сильнее на спектрограмме, полученной Гротрианом в 1929 г. Однако все же нет оснований для заключения, что на расстоянии $1'$ яркость линий и непрерывного спектра действительно достигает максимума. Благодаря движению Луны эта часть короны была экспонирована меньше, чем более удаленные области. Наконец, вблизи края возможен и фотографический эффект, особенно если эмиссионные линии передержаны. С другой стороны, дефекты в гидировании тоже опасны, особенно для края. Надо подчеркнуть, что это замедление в возрастании или даже убывание интенсивности, особенно сильное на кривых 1—11 у Гротриана, имеет место не только для эмиссионных линий, но также и для непрерывного спектра. Принимая во внимание, что на непосредственных фотографиях внутренней короны, полученных при очень коротких экспозициях, не заметно ничего подобного, мы должны приписать измеренное уменьшение интенсивности непрерывного спектра на кривых Гротриана некоторому случайному локальному эффекту или даже систематической ошибке. По этой причине замедление в росте или даже убывание интенсивности эмиссионных линий, особенно сильное на кривых Гротриана 1—11, не может рассматриваться как реальное поведение этих линий вблизи края.

На наших кривых, дающих изменение J центра линии + J непрерывного спектра и J непрерывного спектра с возрастанием расстояния от края, заметны небольшие уклонения. Последние значительно сильнее на кривых Гротриана (l. c., фиг. 1—11). Можно легко объяснить и эту большую разницу и самые уклонения. Щель нашего спектрографа была ориентирована вдоль солнечного экватора, в то время как в 1929 г. щель пересекала диск по малой хорде и была ориентирована перпендикулярно к движению Луны. Повидимому, первое устройство более целесообразно для изучения хода интенсивности эмиссионных линий и непрерывного спектра с возрастанием расстояния от края. В случае же расположения щели, принятого Гротрианом, когда она вмещает различные позиционные углы, мы, собственно, имеем дело с суммарным эффектом изменения интенсивности в радиальном направлении и по позиционному углу. Последнее может быть очень значительным ввиду присутствия лучей, дуг и других деталей различной яркости. Локальный эффект в радиальном направлении должен быть вообще значительно меньше. Рассматриваемые уклонения должны быть прежде всего приписаны локальному эффекту, особенно если щель ориентирована перпендикулярно движению Луны и вдобавок пересекает возмущенную область, например протуберанец, как это имело место в 1929 г. По этой причине наши кривые дают более правильное представление о падении интенсивности с расстоянием от края.

§ 5. Можно полагать, что относительный градиент для различных линий не одинаков. В частности, 4231 сильно отличается от других линий, а градиент для 5303 представляется слабее. Расхождение наиболее значительно на малых расстояниях от края, но здесь многие линии сильно передержаны, и измерения отягчены большой ошибкой. Очевидно, что изу-



Фиг. 5. Интенсивность непрерывного спектра как функция расстояния от края. Ординаты — $\log J$
 кружки — 6374; крестики — 5303; точки — 4231; черные квадратики — 4086; пустые треугольники — 3987; черные треугольники — 3801; пустые квадратики — $\log J$ согласно средней кривой Баумбаха

чение этой разницы в градиенте является многообещающим. По крайней мере открытие разницы в градиентах для хромосферных линий ведет, как известно, к важным результатам. С другой стороны, это может иметь значение с точки зрения классификации эмиссионных линий короны.

Наблюдения 1936 г. указывают на связь между 3801 и 3987. По сравнению с короной 1929 г. отношение яркости 3801 и 3987, в особенности первой, к 4086 больше в 1936 г. Обзор результатов наблюдений предыдущих затмений позволяет заключить, что 3801 и 3987, возможно, связаны между собой. Действительно, они включены в одну группу Локиером (Lockyer) и Фаулером (Fowler), Ремпбеллом (Campbell) и Муром (Moore), Стрэттоном (Stratton) и Дэвидсоном (Davidson). Гротриан не мог измерить 3801 ввиду ее слабости, но на его спектрограмме и 3987 слабее чем 4086, в противоположность наблюдениям 1936 и 1926 [7]. В связи с относительной слабостью 4086 в 1936 г. следует упомянуть, что Митчелл

(Mitchell), Страттон и Дэвидсон связывают эту линию с 3601, которая, согласно Митчеллу, очень заметно меняется от одного затмения к другому [8].

§ 6. Следует отметить, что градиент интенсивности непрерывного спектра как функция расстояния от края в пределах $1'—6'$ не зависит заметно от длины волны. Правда, щелевой спектрограф — не лучший инструмент для изучения этого вопроса. На фиг. 5 нанесены кружки, точки, крестики, треугольники и т. д., представляющие интенсивность непрерывного спектра для различных длин волн в зависимости от расстояния от восточного края Солнца. Как видно, различные значки лежат близко друг от друга, и это показывает, что в пределах $1'—6'$ наши наблюдения не обнаруживают заметной зависимости градиента от длины волны.

§ 7. Сравнение корональных и хромосферных линий представляет значительный интерес. Полная интенсивность наиболее яркой корональной линии 5303 составляет около 20 А (табл. I). Постараемся выразить эту величину в ангстремах непрерывного спектра Солнца (центр). Пользуясь фотографическими измерениями короны в прошлых затмениях, и в особенности в 1936 г., мы можем оценить поверхностную яркость короны на расстоянии $2'$ от края приблизительно равной 2×10^{-6} яркости центра Солнца. В этих новых единицах интенсивность 5303 приблизительно равна 4×10^{-5} . Если градиент интенсивности 5303 не меняется с приближением к краю, мы можем ожидать, что ее интенсивность на расстоянии $5—10''$ от края будет равна 10^{-4} . С другой стороны, интенсивность таких сильных хромосферных линий, как H_β и D_3 , на расстоянии $2''—3''$ приблизительно равна 6×10^{-2} и 2×10^{-2} . Слабые хромосферные линии 4713 и 4009 имеют на расстоянии $1''—2''$ интенсивность порядка 2×10^{-4} и 2×10^{-5} . Следовательно, если даже линия 5303 и не становится ярче с приближением к краю от $2'$, она должна наблюдаться среди хромосферных линий. Однако, по видимому, нет данных, чтобы корональные линии были сильны в нижних слоях хромосферы.

Лио оценил интенсивность 5303 на расстоянии $35''$ от края диска в 1.22×10^{-4} . Однако ввиду значительных изменений интенсивности 5303 нельзя придавать большого значения близости этого числа к нашей величине 10^{-4} . Согласно Митчеллу, линии 5303 и 6374 хорошо видны на спектрограммах с дифракционной решеткой даже при короткой экспозиции для второй вспышки, но высота их не установлена. Но известно, что Г. Д. и Г. В. Бэбкок (Babcock) удалось наблюдать линию 5303 вне затмения только в верхних слоях хромосферы [9]. Вообще, на основании скудных данных, частично косвенного характера, можно полагать, что корональные линии до некоторой степени ослаблены в нижних слоях солнечной хромосферы или по крайней мере усилены незначительно на расстоянии $1'—2'$. Может быть, в этом отношении существует аналогия между линиями гелия и корональными линиями, поскольку для первых интенсивность слегка убывает с приближением к краю или по крайней мере возрастает значительно медленнее интенсивности линий других элементов.

§ 8. Для интерпретации природы короны важно знать пространственное распределение материи, ответственной за непрерывный спектр и эмиссионные линии. Для этой цели необходимо прежде всего перейти от наблюдаемой интенсивности $J(\rho)$ к излучению на $1 \text{ см}^3 F(r)$ как функции расстояния от центра Солнца

$$J(\rho) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(r) dz. \quad (1)$$

Решение этого Абелева интегрального уравнения приводит, как известно, к

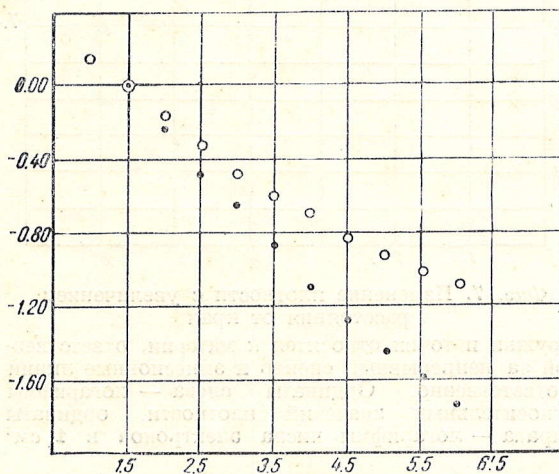
$$F(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{J'(\rho) d\rho}{\sqrt{\rho^2 - r^2}}. \quad (2)$$

Мы можем определить излучение единицы объема численным дифференцированием и интегрированием.

Труднее получить плотность $D(r)$ из $F(r)$, так как результат зависит до некоторой степени от предположения о природе излучения. Для эмиссионных линий мы имеем известное соотношение, связывающее число атомов в 1 см^3 в верхнем состоянии n_k с энергией $F(r)$, излучаемой единицей объема

$$F(r) = A_{k \rightarrow j} n_k h\nu. \quad (3)$$

Эта формула позволяет вычислить на основании наблюдаемых значений $J(\rho)$ изменение концентрации материи, ответственной за эмиссионные линии. Хотя градиент интенсивности несколько меняется от одной линии



Фиг. 6. Изменение радиации на 1 см^3 с увеличением расстояния от края.

Кружки относятся к непрерывному спектру, точки — к эмиссионным линиям; ординаты — $\log F(r)$

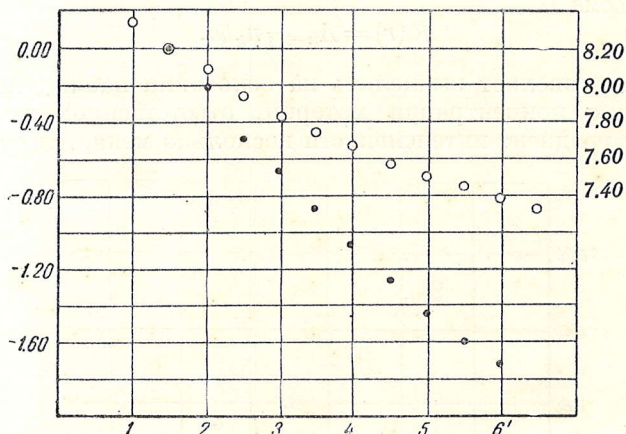
к другой, мы соединили все линии. Полные интенсивности эмиссионных линий на расстоянии < 1.5 были отброшены из-за малой точности измерений. Особенно низка точность для 6374. Линия 4231, обладающая значительно меньшим градиентом, не рассматривалась. Но даже и при этих условиях точность средних значений $J(\rho)$ и $F(r)$ низка.

Для непрерывного спектра значения $J(\rho)$ были сняты с кривой фиг. 5. Сглаженные относительные значения $F(r)$ для линий и непрерывного спектра представлены на фиг. 6.

Для корональных эмиссионных линий функция $F(r)$, очевидно, пропорциональна концентрации n_k . $F(r)$ для электронов зависит здесь от концентрации свободных электронов, от интенсивности солнечного излучения в этой точке и от угла между падающим и рассеянным лучами. Пользуясь значениями $F(r)$, мы вычислили с достаточно хорошим приближением плотность электронов $D(r)$; результаты представлены на фиг. 7 (кружки). На ней же нанесены точки, представляющие относительные числа для концентрации частиц, ответственных за эмиссионные линии. Ординаты справа относятся только к кружкам и предста-

влияют собой абсолютные значения плотности свободных электронов в 1 см^3 . При этом вычислении мы основывались на принятом числе свободных электронов 4×10^8 в 1 см^3 около поверхности Солнца.

Можно вообще показать, что при переходе от наблюдаемой яркости $J(\rho)$ к $F(r)$ рассматриваемый градиент возрастает. Но при переходе от $F(r)$ к плотности рассеивающих частиц $D(r)$ градиент снова убывает и окончательно будет несколько меньше, чем для $J(\rho)$. Наоборот, для излучающих частиц градиент $D(r)$ совпадает с градиентом $F(r)$, который больше, чем для $J(\rho)$. Поэтому наблюдаемая разница между градиентами для эмиссионных линий и непрерывного спектра будет еще усилена при переходе к соответствующей плотности излучающих частиц и свободных элект-



Фиг. 7. Изменение плотности с увеличением расстояния от края

Кружки и точки относятся к материи, ответственной за непрерывный спектр и эмиссионные линии соответственно. Ординаты слева — логарифмы относительных значений плотности, ординаты справа — логарифмы числа электронов в 1 см^3

тронов. Из фиг. 7 видно, что, в то время как концентрация свободных электронов в пределах $1'.5-5'.5$ от края убывает примерно в 6 раз, плотность атомов убывает в 40 раз.

Очевидно, что точность измерения интенсивностей эмиссионных линий невысока и полученные результаты не должны быть переоценены. В особенности трудно избежать систематической ошибки или даже оценить ее величину. Однако эффект, показанный на фиг. 7, повидимому, реален, по крайней мере качественно.

Надо еще упомянуть, что наши наблюдения могут быть искажены ошибкой, связанной с недосмотром при установке новой щели спектрографа. Щели для восточной части щели оказались не совсем в одной плоскости, и это вызвало некоторый интерференционный эффект в спектре. В связи с этим возникли некоторые трудности при проведении непрерывного фона на микрофотограммах. Для оценки этого эффекта мы измерили отношение интенсивностей нескольких хромосферных линий водорода в сине-фиолетовой части спектра (их следов на непрерывном спектре короны) отдельно для восточной и западной частей и не нашли заметной разницы. Поскольку спектр западной части свободен от рассматриваемого дефекта, мы полагаем, что наши измерения полной интенсивности корональных линий и относительные градиенты не искажены серьезно этой ошибкой.

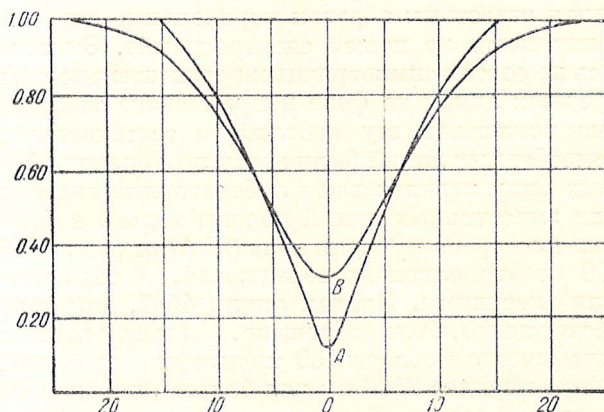
§ 9. Длины волн эмиссионных линий. Эмиссионные линии короны достаточно резки и могут быть измерены очень точно. Здесь трудно избежать систематической ошибки. Желательно иметь в качестве спектра сравнения, помимо железа или титана, еще и хромосферные линии. Еще лучше, если наиболее сильные хромосферные линии в силу рассеяния в земной атмосфере наложатся на непрерывный спектр короны, напоминая известным образом корональные эмиссионные линии. Это как раз имеет место на нашей спектрограмме. Эмиссионные линии железа оказались не совсем симметричными относительно спектра короны, но ряд хромосферных линий на фоне непрерывного спектра короны позволяют уверенно исключить эту небольшую систематическую ошибку. Длины волн хромосферных линий были взяты по Роланду (Rowland), а для наиболее сильных были использованы лабораторные значения. Мы измеряли длины волн эмиссионных линий короны только в фотографической части спектра, где дисперсия не очень мала (29 Å/мм около H_β). В красную сторону от 4300 спектр слишком передержан, и слабые эмиссионные линии плохи или невидимы. Плохая линия 4567, для которой получилось большое расхождение, была отброшена. Мы могли измерить в рассматриваемой фотографической области 30 хромосферных линий, высота которых в хромосфере порядка 2500 км или больше, и 4 корональные линии в восточной и западной частях. Средняя ошибка измерения для одной линии меньше ± 0.08 Å. Длины волн для восточной части систематически меньше, чем для западной (приблизительно на 0.13 Å). Сравнение с табличными значениями показывает, что главным образом первые ответственные за наблюдаемую разницу. Щель пересекает корону в восточном направлении приблизительно в позиционном угле 82° , и сравнение с фотографией обнаруживает здесь возмущенную область. Однако точность недостаточна, чтобы решить, что именно в этом лежит причина расхождения. Ниже даются измеренные длины волн и табличные по Роланду [10].

1936, Омск		1936, Омск	
Измер.	Табл.	Измер.	Табл.
3800.72	3800.77	4086.22	4086.29
3986.91	3986.88	4231.13	4231.4

§ 10. Линии поглощения. Во время затмения небо было покрыто перистыми облаками, и, повидимому, по этой причине максимальное протяжение короны на спектрограмме оказалось около $7-9'$ даже в самой яркой части спектра. Именно здесь, на фоне очень слабого непрерывного спектра видно, хотя и неуверенно, несколько линий поглощения. Мы попытались измерить их длины волн, и они оказались наиболее сильными линиями в солнечном спектре: 4045, 4077, 4226, 4383 и, может быть, еще одна или две. Однако эти линии так слабы, что нельзя сделать никакого заключения об их смещении или интенсивности и ширине. Во внутренней короне хорошо видна в визуальной части теллурическая линия поглощения 6277.

Отсутствие линий поглощения в спектре внутренней короны обычно объясняется быстрым термическим движением свободных электронов, рассеивающих солнечный свет. Средняя скорость электронов при температуре поверхности 4850° около 265 км/сек. Поэтому полагают, что неглубокие и широкие линии, порядка 10 Å, около $\lambda = 4000$ становятся невидимыми. Однако эта обычная оценка далеко не точна. Прежде всего мы должны рассматривать не среднюю скорость электронов, но распределение их скоростей, скажем Максвеллово. Далее, мы должны рассматривать суммарный эффект этого распределения относительно Солнца как источ-

ника света и относительно наблюдателя. В наших вычислениях мы ограничились упрощенным случаем, когда прямая, соединяющая центр единицы объема с центром Солнца, перпендикулярна к лучу зрения. Это — лучшее приближение для вычисления профиля линий, нежели простая оценка ее ширины на основании средней термической скорости.



Фиг. 8. *A* — наблюдаемый контур линии К в солнечном спектре, *B* — вычисленный контур линии К в спектре короны. Абсциссы — ангстремы, ординаты — интенсивности

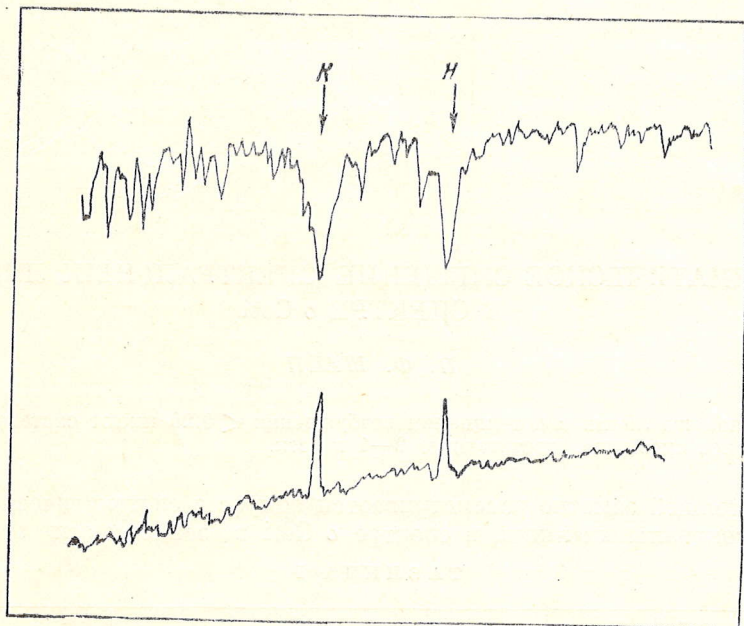
Очевидно, что обычные тонкие линии солнечного спектра в случае термической скорости свободных электронов будут очень слабы или невидимы. Но лучшим критерием для рассматриваемой теории могут служить такие сильные и широкие линии, как К и Н, ширина которых больше рассматриваемого Допплера расширения. В этом случае контур будет сильно искажен, но линия останется заметной даже в спектре внутренней короны. Вычисленный контур линии К дан на фиг. 8. При вычислении этого контура мы пользовались контуром линии в солнечном спектре, полученным при помощи нашего спектрографа. Как видно, есть заметная разница в центральной интенсивности, которая увеличивается от 0.10 до 0.30. Однако линия К должна легко наблюдаться в короне, будучи по крайней мере такой же сильной, как водородные линии в звездах типа А. Если мы примем для температуры электронов значение 6000° или 8000° , результат изменится не слишком сильно.

Фотографическая плотность на нашей спектрограмме в области 3900—4000 как раз подходящая для обнаружения очень незначительного понижения непрерывного спектра в области линий К и Н, даже если бы Доплеровское расширение было еще больше ожидаемого.

На фиг. 9 даны микрофотограммы спектров Солнца и западной части короны на расстоянии $2'$ от края. На ней хорошо видны очень сильные тонкие эмиссионные линии К и Н и немного вправо от Н слабая эмиссия H_ϵ , не вполне отделяемая от Н. Эти линии обусловлены рассеянием хромосферной радиации молекулами и пылинками земной атмосферы. Однако эти линии не могли бы помешать обнаружить широкие и достаточно сильные линии поглощения К и Н, если бы последние существовали. Мы можем утверждать, что в спектре внутренней короны на расстоянии $2'$ от края диска нет и следов линий поглощения К и Н. Это находится в противоречии с утверждением Гротриана, что в спектре короны 1929 г. заметно небольшое понижение непрерывного спектра в области линий К и Н [11].

Правда, результат Гротриана относится к расстоянию 4'—5' от края, и, по-видимому, именно это служит причиной расхождения.

Отсутствие линий поглощения К и Н в спектре внутренней короны является, «experimentum crucis» для принятой теории линий поглощения в спектре внутренней короны. Теория в ее настоящем виде



Фиг. 9. Микрофотограммы спектра Солнца (наверху) и короны (внизу) в области линий К и Н

не предсказывает наблюдаемого поведения линий поглощения в спектре короны. Исчезновения линий К и Н можно ожидать только при средней скорости электронов, порядка многих тысяч километров в секунду. Предположение, что отсутствие линий поглощения К и Н в спектре внутренней короны обусловлено каким-то движением столь быстро движущихся электронов, приводит к важным следствиям, существенным для проблемы короны в целом и для смежных вопросов астрофизики и геофизики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schwarzschild. A. N. 4614, 1912.
2. Grotrian. Zs. f. Ap. 7, 25, 1933.
3. Lyot. Zs. f. Ap. 5, 73, 1932; Заметки в С. R.
4. Cillié a. Menzel. H. C. 410, 1935.
5. Moore. PASP 35, 59, 1923.
6. Grotrian. Zs. f. Ap. 8, 129, 1934.
7. Grotrian. Zs. f. Ap. 7, 26, 1933.
8. Mitchell. Ap. J. 75, 1, 1932.
9. H. D. a. H. W. Babcock. PASP 46, 132, 1934.
10. Rowland's Revision, 226.
11. Grotrian. Zs. f. Ap. 3, 199, 1931.

СИСТЕМАТИЧЕСКОЕ СМЕЩЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ α Ceti

П. Ф. ШАЙН

Показано, что линии с потенциалом возбуждения < 0.20 имеют систематическое отрицательное смещение, достигающее 3—4 км/сек.

В настоящей заметке рассматривается вопрос о систематическом смещении спектральных линий в спектре α Ceti в зависимости от потен-

ТАБЛИЦА I

λ	Потенциал возбуждения	Главный компонент	λ	Потенциал возбуждения	Главный компонент	λ	Потенциал возбуждения	Главный компонент
3859.92	0.00	Fe I	4005.26	1.55	Fe I	4215.86	0.00	Sr II-Fe I
3867.63	0.04	V I?	4008.94	0.02	Ti I	4226.74	0.00	Ca I
3872.51	0.99	Fe I	4020.40	0.00	Sc I	4232.74	0.11	Fe I
3875.97	0.02	V I	4023.69	0.02	Sc I	4254.35	0.00	Cr I
3878.58	0.09	Fe I	4024.58	0.05	Ti I	4258.33	0.09	Fe I
3883.29	0.98	Cr I-Fe I	4030.77	0.00	Mn I	4260.49	2.39	Fe I
3885.30	0.05	Fe I	4033.08	0.00	Mn I	4271.78	1.48	Fe I
390.20	0.04	V I	4034.49	0.00	Mn I	4274.81	0.00	Cr I
3932.90	0.04	V I	4035.74	2.13	Mn I	4289.73	0.00	Cr I-Ca I?
395.66	0.11	Fe I	4045.83	1.48	Fe I	4291.48	0.05	Fe I
3999.72	0.09	Fe I	4063.61	1.55	Fe I	4294.15	1.48	Fe I-Ti II
3902.26	0.07	V I	4077.73	0.00	Sr II	4302.54	1.89	Ca I
3906.49	0.11	Fe I	4090.58	1.08	V I	4325.78	1.60	Fe I
3920.27	0.12	Fe I	4105.17	0.27	V I	4330.03	0.00	V I
3922.92	0.05	Fe I	4111.79	0.30	V I	4332.83	0.02	V I
3924.54	0.02	Ti I	4115.18	0.23	V I	4344.51	1.00	Cr I
3944.02	0.00	Al I	4116.54	0.27	V I	4347.24	0.00	Fe I
3948.68	0.00	Ti I	4123.51	0.26	V I	4375.95	0.00	Fe I
3956.34	0.02	Ti I	4123.40	0.27	V I	4379.24	0.30	V I
3958.22	0.05	Ti I	4132.03	1.60	Fe I	4395.25	0.27	V I
3961.54	0.01	Al I	4147.68	0.28	V I	4404.76	1.55	Fe I
3979.53	0.10	Co I	4149.77	1.47	Fe I	4415.14	1.60	Fe I
3982.49	0.00	Ti I	4173.93	0.05	Fe I?	4427.32	0.05	Fe I
3989.77	0.02	Ti I	4199.99	0.99	Fe I	4482.18	0.11	Fe I
3998.65	0.05	Ti I	4206.70	0.09	Fe I	4489.75	0.12	Fe I?
				0.05	Fe I	4494.58	2.19	Fe I

циала возбуждения. Наша дисперсия — умеренная (около 30 А/мм у H_γ), и спектральные линии в подавляющем числе бленды. Серьезное внимание было уделено выбору спектральных линий для измерения. Мы надеемся, что в этих блендах главный компонент ответствен не меньше, чем за 50% полной интенсивности. Однако линии с потенциалами возбуждения больше 2.00 очень слабы, и трудно найти для них преобладающий компонент. При выборе линий мы пользовались следующими источниками: 1) Таблицы Роланда (Rowland [1]), 2) Список Меррилла (Merrill) для долгопериодических переменных [2], 3) Список Дэвис (Davis) для α Scorpii [3], 4) Список Геккера (Hacker) для α Bootis [4]. Список выбранных спектральных линий дан в табл. I.

Число измеренных линий на спектрограмме обычно не превышает 50. Можно надеяться, что в случае среднего, основанного на значительном числе измеренных бленд, индивидуальные отклонения сгладятся. Мы измерили отдельно три области спектра: 3720—4020, 4000—4240, 4220—4500 по 5, 7 и 10 спектрограмм для каждой.

Наша цель была — изучить дифференциальный эффект в лучевых скоростях для различных групп спектральных линий. Линии были разделены на четыре группы: 1) потенциал возбуждения < 0.20 ; 2) потенциал возбуждения $0.20—1.00$; 3) потенциал возбуждения $1.00—2.00$; 4) потенциал возбуждения > 2.00 .

Дифференциальное смещение по отношению к первой группе следующее:

Потенциал возбуждения	I	II	III	Среднее, А	Среднее км/сек
0.20—1.00	+0.03	+0.05	+0.07	$+0.05 \pm 0.01$	+3.5
1.00—2.00	+0.01	+0.04	+0.13	$+0.06 \pm 0.025$	+4.3

Для четвертой группы измеренное отклонение — около $+0.1$ А, но число линий здесь очень мало, и результат нельзя считать реальным. Напротив, положительное смещение для линий с низким потенциалом возбуждения меньше 2.00 представляется реальным, по крайней мере качественно. Надо заметить, что Адамс (Adams [5]) нашел недавно, пользуясь очень высокой дисперсией (2.9 А/мм), что в спектре α Ceti лучевые скорости возрастают с возрастанием потенциала возбуждения, однако указанный им эффект приблизительно вдвое меньше, чем по измерениям в Симеизе. Возможно, наблюдаемый эффект скорее должен быть интерпретирован в том смысле, что систематическое отрицательное смещение спектральных линий возрастает с убыванием потенциала возбуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Revision of Rowland's Preliminary Table. Carnegie Inst., 1928.
2. P. W. Merrill. Ap. J. **93**, 380, 1941.
3. D. Davis. Ap. J. **89**, 41, 1939.
4. S. Hacker. Contributions Princeton University Obs., № 16, 1935.
5. W. S. Adams. Ap. J. **93**, 11, 1941.

*Печатается по постановлению
Редакционно-издательского совета
Академии Наук СССР*

✻

Редактор издательства *А. М. Гальперина*
Технический редактор *В. Н. Диков*

✻

РИСО АН СССР № 2478. А-12024. Издат. № 1225.
Тип. заказ № 3083.
Подп. к печ. 17/XII 1947 г. Формат бум. $70 \times 108\frac{1}{16}$.
Печ. л. 7,5-1 вкл. Уч.-издат. 12. Тираж 1200.
2-я типография Издательства Академии Наук СССР
Москва, Шубинский пер., д. 10.