

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XIII



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА—1955

Редакционная коллегия:

доктор физ.-мат. наук *А. Б. Северный* (ответственный редактор), академик *Г. А. Шайн*, член-корреспондент АН СССР *Э. Р. Мустель*, кандидат физ.-мат. наук *П. П. Добронравин* (заместитель ответственного редактора)

ВЕРА ФЕДОРОВНА ГАЗЕ

3 октября 1954 г. скончалась Вера Федоровна Газе, старший научный сотрудник Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

В. Ф. Газе родилась в Петербурге 29 декабря 1899 г. Отец ее был главным врачом Елизаветинской детской больницы (ныне — имени Пастера). Окончив гимназию в 1917 г., В. Ф. Газе поступила в Петроградский университет. С 1921 г., еще будучи студенткой физико-математического факультета, она стала работать в Астрономическом институте в Петрограде. Больше всего внимания она уделяла определениям и улучшениям элементов орбит малых планет, вычислениям частных и абсолютных возмущений. Ее работы отличались необыкновенной тщательностью, точностью и большой продуктивностью. По сообщению Н. С. Самойловой-Яхонтовой, все определенные ею по многим оппозициям элементы малых планет и сейчас, почти через 30 лет, прекрасно представляют наблюдения. Результаты этих работ в течение ряда лет систематически публиковались в изданиях Астрономического института и за рубежом. Следует особо отметить исследование о точном представлении движения планеты Юноны, имеющее известное принципиальное значение в связи с проблемой определения систематических ошибок звездных положений на основании точных данных о движении малых планет.

С 1926 г. В. Ф. Газе работает в Главной астрономической обсерватории в Пулкове. За это время и раньше выполнила две работы в области звездной статистики. Вскоре ее интерес сосредоточивается в основном на астрофизике. Из ранних работ в области спектроскопии следует отметить ее исследования в 1927—1929 гг. кривых лучевых скоростей ζ Близнецов и Полярной. Ею показано, что обнаруженное некоторыми исследователями различие в кривых скоростей для цефеиды ζ Близнецов в зависимости от потенциала возбуждения не реально или по крайней мере — порядка ошибок измерений. В эти же годы и позже В. Ф. Газе работала в лаборатории А. А. Белопольского. Одна работа, по вращению Солнца по протуберанцам, была ею выполнена совместно с Е. Я. Перепелкиным. В Пулкове продолжались ее исследования по малым планетам. В 1929 г. она принимала участие в гравиметрической экспедиции Института практической гравиметрии, а в 1936 г. — в экспедиции по наблюдению полного солнечного затмения.

В 1940 г. В. Ф. Газе начала работать в Симеизском отделении Пулковской обсерватории, сделавшись с этого времени одним из наиболее активных работников этого отделения. В 1940—1941 гг. ею был подробно исследован спектр γ Кассиопеи на основании значительной серии спектрограмм, полученных на метровом отражательном телескопе в Симеизе, причем обнаружены замечательные изменения в спектре в момент образования оболочки в 1940 г.

В октябре 1941 г., за две недели до оккупации Крыма гитлеровцами, В. Ф. Газе вместе с другими астрономами эвакуировалась на Кавказ, в Абастуманскую астрофизическую обсерваторию.

В эти годы она занималась молекулярными звездными спектрами. Следует отметить ее работу о хвостовых полосах и о пределе сходимости полос в спектрах углеродных звезд. Тогда же была выполнена работа о влиянии фраунгоферовых линий поглощения на непрерывный спектр короны в связи с большими тепловыми скоростями электронов. Обе эти работы опубликованы в изданиях Абастуманской обсерватории. Здесь же была предпринята большая работа по исследованию спектров углеродных звезд на основе собранного в Симеизе спектроскопического материала.

По окончании войны В. Ф. Газе вернулась в Крым. Но, увы, перед глазами были лишь руины обсерватории. Инструменты были вывезены врагами или приведены в негодное состояние. Такая же печальная судьба постигла и метровый отражательный телескоп. Погибло много наблюдательного материала.

Началось восстановление обсерватории и жилищ. Пришлось всем, в том числе и Вере Федоровне, принимать посильное участие даже в сборке домиков для жилья. Одновременно с восстановлением обсерватории на старом месте близ Симеиза решено было строить новую обсерваторию в более благоприятных астроклиматических условиях. В. Ф. Газе была участницей экспедиций для изучения этих условий и ею же была сделана сводка наблюдений для четырех участков в Крыму.

В первые послевоенные годы она продолжала исследование спектров углеродных звезд по сохранившимся материалам. В частности, надо отметить детальную идентификацию различных молекул, выяснение поведения линий NaI, Ti и др. Результаты были опубликованы в нескольких статьях. Серьезные результаты были получены в отношении тяжелых молекул $C^{13}C^{12}$, $C^{13}C^{13}$ и $C^{13}N^{14}$. Совместно с автором этих строк В. Ф. Газе обнаружила значительное число новых полос в разных последовательностях, обязанных тяжелым молекулам. Полосы тяжелой молекулы циана $C^{13}N^{14}$ были обнаружены здесь раньше, чем на других обсерваториях. Было также доказано очень большое относительное обилие C^{13} и подчеркнуто принципиальное значение этого факта для астрофизики.

После частичного восстановления обсерватории, из-за отсутствия соответствующих инструментов, нельзя было и думать о продолжении работ по спектроскопии. Было выбрано другое поле исследования — светлые диффузные туманности. В. Ф. Газе приняла самое деятельное участие в этой работе, начавшейся в 1949 г. и проводившейся со скромными ин-

струментальными средствами. Тем не менее в короткое время был собран большой фактический материал. Выявились, что обнаруживается много неизвестных ранее эмиссионных туманностей, а в уже известных туманностях выявляются новые весьма интересные детали.

Уже в 1950 г. был опубликован первый список эмиссионных туманностей, в 1951 г. — второй. Вскоре последовал третий и четвертый списки.



Было обнаружено не менее 200 новых туманностей, причем некоторые из них являются исключительными образованиями, как, например, новая система тонковолокнистых туманностей в Возничем. Заслуги здесь не столько в открытии большого числа новых туманностей, сколько в обнаружении явлений, в которых имеется принципиально новое. Сюда относятся, например, выявление класса эмиссионных туманностей с известным сосредоточением материи по периферии, класса, довольно широко распространенного и в Галактике и во внегалактических туманностях. При этом сразу же было указано, что структура этих образований связана не со световым давлением, а с движением газа наружу под влиянием процессов, которые, вероятно, возникли в отдаленную начальную эпоху. Можно указать также на обнаружение весьма вытянутых туманностей волокнистой структуры. Вероятно, самым замечательным примером подобного образования является туманность в области σ^2 и σ^1 Лебеда, протянувшаяся по небу больше чем на 11° . Это новый тип образования — «космический газовый поток». Было выдвинуто предположение об электро-

магнитной природе этих образований. Наличие феномена в виде очень вытянутых струй, волокон и других подобных деталей было в дальнейшем подтверждено на других обсерваториях. Также все больше склоняются и к принятию гипотезы об электромагнитной природе этих образований.

Большинство работ В. Ф. Газе выполнила совместно с другими авторами, но ее роль была всегда значительной. У нее были и отдельные работы, как, например, исследование спиральной структуры нашей Галактики на основе оригинальных наблюдений, относящихся к очень большому числу эмиссионных туманностей. В. Ф. Газе сразу угадала необычную природу отдельного образования с непрерывным спектром, внедренного в известную эмиссионную туманность IC 405 («пылающая звезда»). Это был смелый вывод. Из коллективных работ можно отметить: выводы о вероятных движениях газа в туманностях, преимущественно наружу, выводы, которые в дальнейшем были более обоснованы и интерпретированы в свете теории; базирующиеся на оригинальных наблюдательных данных результаты об очень значительных массах некоторых больших, очень ярких эмиссионных туманностей, о самодовлеющей, а иногда даже и доминирующей роли газа в этих туманностях и о вытекающих отсюда следствиях космогонического характера; интересные результаты по выяснению некоторых сторон сложного взаимоотношения между эмиссионными туманностями и горячими звездами. Одна из самых последних больших работ В. Ф. Газе, С. Б. Пикельнера и Г. А. Шайна относится к выяснению роли пыли и газа в светлых диффузных туманностях; здесь получены некоторые новые результаты.

Работы по эмиссионным диффужным туманностям стали развиваться весьма интенсивно на разных обсерваториях в самые последние годы. Но раньше всего (с 1949 г.) и в большом объеме они начались в Симеизе при самом деятельном участии В. Ф. Газе. Вера Федоровна является одним из авторов изданного в 1952 г. «Атласа диффузных газовых туманностей», в котором были воспроизведены такие замечательные образования на небе, возможность существования которых нельзя было себе представить.

Быстрое накопление фактического материала и открывающиеся перспективы в интерпретации результатов наблюдений послужили толчком к выдвижению идеи о создании нового каталога эмиссионных туманностей. С этой целью при Международном астрономическом союзе была создана в 1952 г. Подкомиссия по подготовке нового каталога газовых туманностей. В этой работе В. Ф. Газе принимала весьма большое участие. В частности, в самое последнее время она занималась сведением в одну систему, в один каталог всех туманностей, открытых в Симеизе. В. Ф. Газе была заместителем ответственного редактора первых 12 томов «Известий Крымской астрофизической обсерватории», но фактически вела основную редакторскую работу.

В. Ф. Газе была человеком весьма большой культуры и всесторонне образованным. Она исключительно хорошо знала русскую и иностран-

ную литературу и поэзию. Этому способствовала ее феноменальная память. Она знала не только множество стихов, перлов родной поэзии — Пушкина, Блока и других, но и произведения немецкой, английской и французской поэзии, помнила наизусть много сонетов Петрарки. Любимым ее поэтом был Данте, и она поражала всех, читая наизусть целые страницы из его произведений. Чтобы читать Данте в подлиннике, она довольно хорошо изучила итальянский язык. И сама она не была лишена поэтического дара.

У В. Ф. Газе было очень острое чувство природы, усиленное впечатлениями астронома-наблюдателя, который остается один перед ночным звездным небом в течение многих часов наблюдений.

Вера Федоровна прожила только 54 года. В таком возрасте смерть безвременна. Смерть закономерна, но человек должен прожить до глубокой старости, когда, исчерпав свои силы, он утомится от жизни.

Вера Федоровна Газе похоронена на Пулковском холме под любимым ею северным небом на виду чудесного Ленинграда, где она родилась и провела значительную часть жизни.

Г. Шайн.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ А И F
С АНОМАЛЬНЫМИ ИНТЕНСИВНОСТЯМИ ЛИНИЙ МЕТАЛЛОВ

Э. Р. Мустель и Л. С. Галкин

ЧАСТЬ II. О СВЕТИМОСТЯХ ЗВЕЗД С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ЛИНИЯМИ

Обсуждается вопрос о светимостях «металлических» звезд. Вначале оценивается класс светимости звезды α GemB по водородным линиям H_β , H_γ , H_δ . Для этого контуры указанных линий в спектре α GemB сравниваются с контурами тех же линий в спектрах четырех звезд β Tri, α Oph, β Ari, 80 UMa эквивалентного спектрального класса. Первые две из них имеют класс светимости III, вторые две V. Сравнение показало, что водородные линии α GemB соответствуют скорее звездам класса светимости III, чем V.

Во втором разделе статьи обсуждается вопрос о светимостях «металлических» звезд на основе имеющихся данных по тригонометрическим параллаксам звезд [7]. Для «металлических» звезд с достаточно хорошо определенными параллаксами составлена табл. 1, для звезд с неуверенными параллаксами — табл. 2. Величины $M_v^{(1)}$ в табл. 1 и 2 суть абсолютные визуальные величины звезд, определенные по тригонометрическим параллаксам, величины $M_v^{(2)}$ — абсолютные визуальные величины, полученные по спектру звезды в предположении, что «металлические» звезды входят в состав главной последовательности. При этом считается, что основной спектр звезды — спектр, оцениваемый по большинству линий металлов.

Положение «металлических» звезд на диаграмме спектр — светимость представлено согласно табл. 1 на фиг. 3. На фиг. 4 дана разность $\Delta M_v = M_v^{(2)} - M_v^{(1)}$. Из обеих диаграмм следует, что «металлические» звезды образуют последовательность с довольно малой дисперсией абсолютных величин. Отклонение величин $M_v^{(1)}$ от значений, соответствующих главной последовательности, растет с продвижением в сторону более поздних спектральных классов (фиг. 4). Таким образом «металлические» звезды (по крайней мере в диапазоне классов F0 — F5) лежат даже выше субгигантов и приближаются к ветви гигантов.

Все же остается некоторое расхождение, заключающееся в том, что ряд спектроскопических характеристик указывает на большую светимость, чем это соответствует действительной светимости звезд. Это расхождение связано, повидимому, с весьма большой протяженностью атмосфер «металлических» звезд.

В связи с этим обсуждаются возможные факторы, которые могли бы создавать такую протяженность. Приведен ряд аргументов и проведены подсчеты, указывающие, что турбулентность и световое давление, повидимому, не могут быть причиной большой протяженности атмосфер «металлических» звезд. Возможно, что здесь действует механизм, аналогичный механизму, действующему в протуберанцах.

В конце статьи сделан ряд замечаний о химическом составе «металлических» звезд.

1. В нашей предыдущей работе [1] было проведено предварительное критическое обсуждение вопроса о химическом составе атмосфер «металлических» звезд. Однако дальнейшее рассмотрение требует знания некоторых параметров, характеризующих состояние этих атмосфер. В частности, крайне необходимы более или менее уверенные заключения о светимостях «металлических» звезд. Действительно, подход к решению проблемы об аномалиях в химическом составе атмосфер «металлических» звезд должен быть совершенно различным в случае принадлежности их к главной последовательности или же к какой-либо ветви звезд большей светимости.

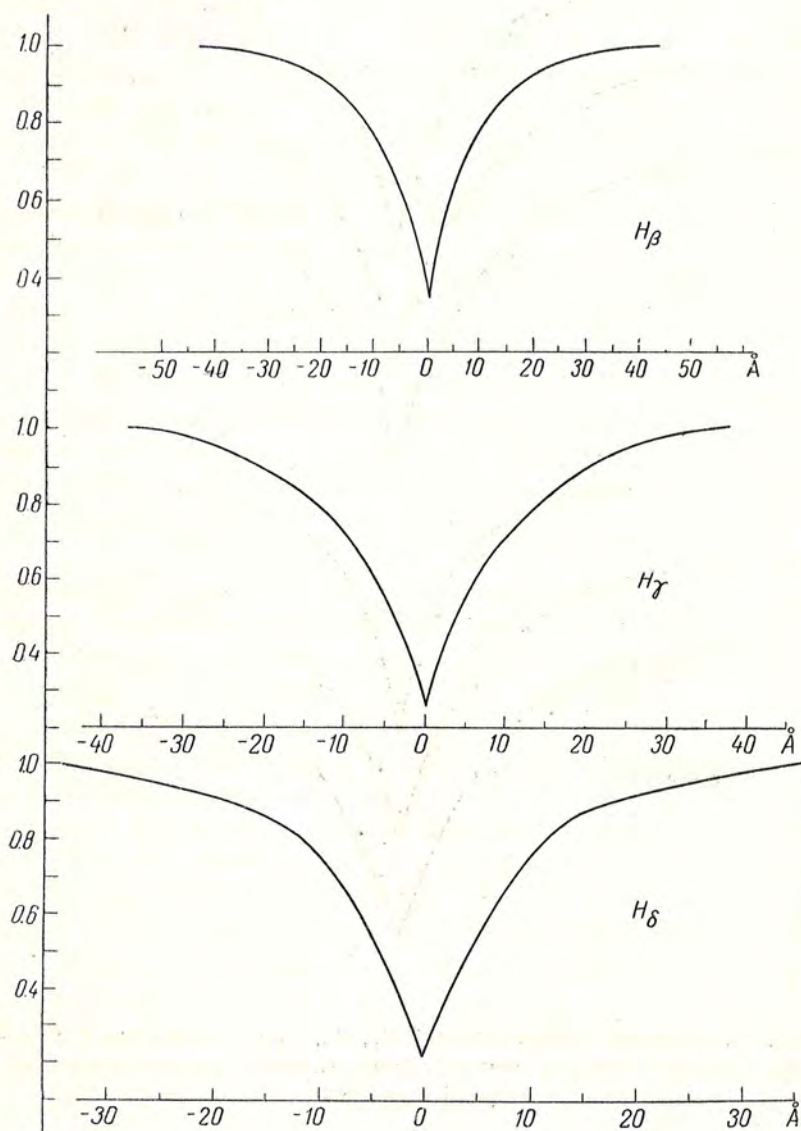
Вместе с тем положение вопроса о светимостях «металлических» звезд представляется в настоящее время совершенно неудовлетворительным. Так, Гринштейн в своих работах по «металлической» звезде τ UMa считает эти звезды карликами ([2], стр. 187; [3], стр. 137). Уивер [4] пишет, что они в среднем ярче звезд главной последовательности на одну величину.

Дискуссионность проблемы светимости «металлических» звезд отмечена специально Струве ([5], стр. 64—65). Так, известно, что «металлические» звезды являются весьма характерной особенностью скопления Гиад. Но и здесь данные различных исследователей приводят к различным заключениям.

В связи с этим вопрос о светимостях было решено обсудить заново. Следует иметь в виду, что хотя по абсолютной яркости «металлические» звезды и причислялись к звездам главной последовательности, тем не менее ряд характеристик этих звезд роднит последние со звездами высокой светимости. К одной из главных характеристик подобного рода следует отнести заметную турбулентность в атмосферах «металлических» звезд, что проявляется в сильном расширении линий металлов в спектрах указанных звезд. Поэтому, например, класс F5 IV оказывается эквивалентным (по виду линий металлов) классу F0 II—III (см. табл. 1). Большая турбулентная скорость порядка 4 км/сек в атмосфере τ UMa была найдена Гринштейном непосредственно из анализа кривых роста [2]. Значение $v_t = 4$ км/сек соответствует турбулентным скоростям звезд с классами светимости, промежуточными между II и III. Кроме того, для этой же звезды весьма малыми оказались [2] электронное давление p_e , полное газовое давление p_g и эффективное ускорение силы тяжести g_{eff} на поверхности звезды. Все эти параметры оказались соответствующими также звездам высокой светимости (классов II—III).

Весьма важным представляется использование *водородных* линий для решения вопроса о классе светимости «металлических» звезд. Для звезды τ UMa такого рода метод, как выяснилось в [2], ничего не может дать, ибо спектр этой звезды (оцениваемый по линиям металлов, см. далее) принадлежит к F6 II. Вместе с тем для F-звезд эффект абсолютной величины по линиям водорода крайне мал. Поэтому представлялось интересным использовать «металлическую» звезду более раннего класса. В качестве такой звезды была выбрана α Gem B. Ее класс, оцениваемый

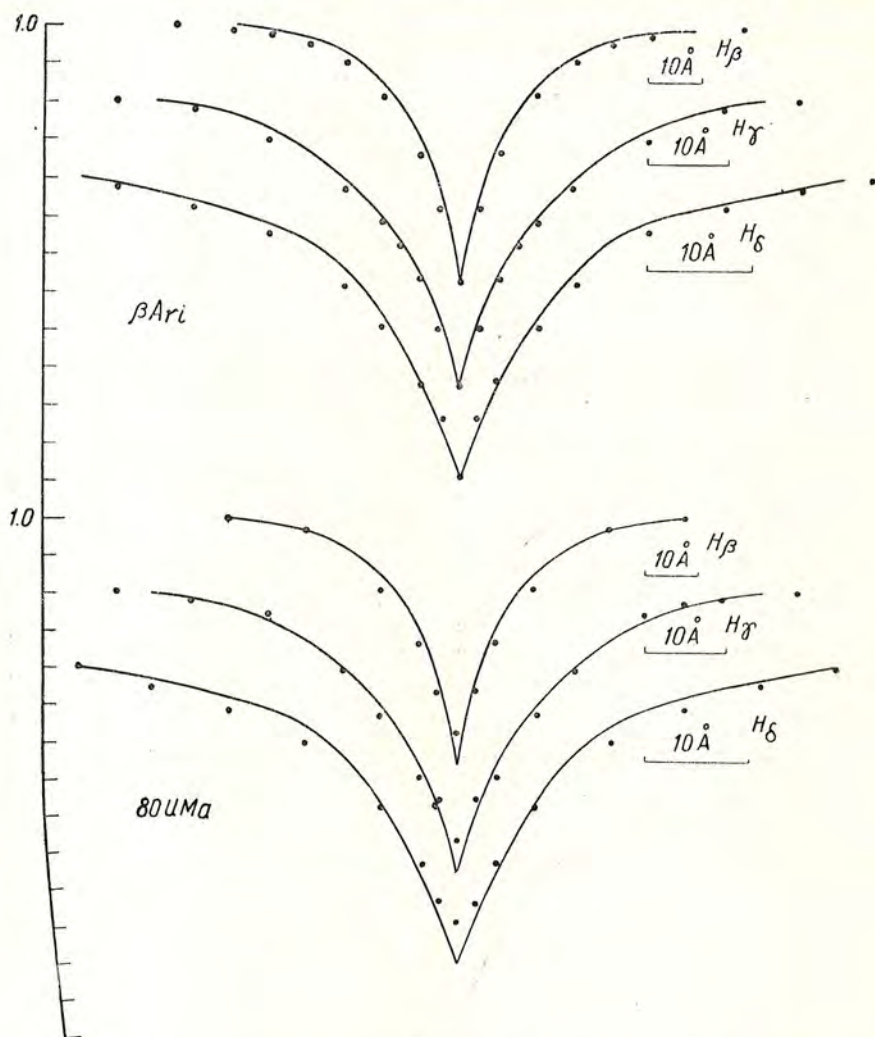
по линиям металлов и водорода, — A5. Спектры звезды и звезд сравнения были получены с 1200-миллиметровым рефлектором обсерватории [6]. Использовалась камера с наибольшим фокусным расстоянием, дающая дисперсию 23.4 Å/мм при H_γ .



Фиг. 1. Контуры линий H_β , H_γ , H_δ в спектре α Gem B

Для повышения точности получаемых контуров были использованы три спектра α Gem B, на основании которых были построены средние контуры линий H_β , H_γ , H_δ в спектре звезды. Эти контуры представлены на фиг. 1. Звезды сравнения были выбраны среди звезд того же класса A5. В первую очередь были использованы звезды β Tri (A5 III) и β Ari (A5 V). Кроме того, были сфотографированы спектры 80 UMa (A5 V).

и α Oph (A5 III). Вследствие быстрого вращения двух последних звезд мы можем здесь использовать только крылья линий; центральные интенсивности линий из-за вращения звезд приподняты. Для каждой из ука-

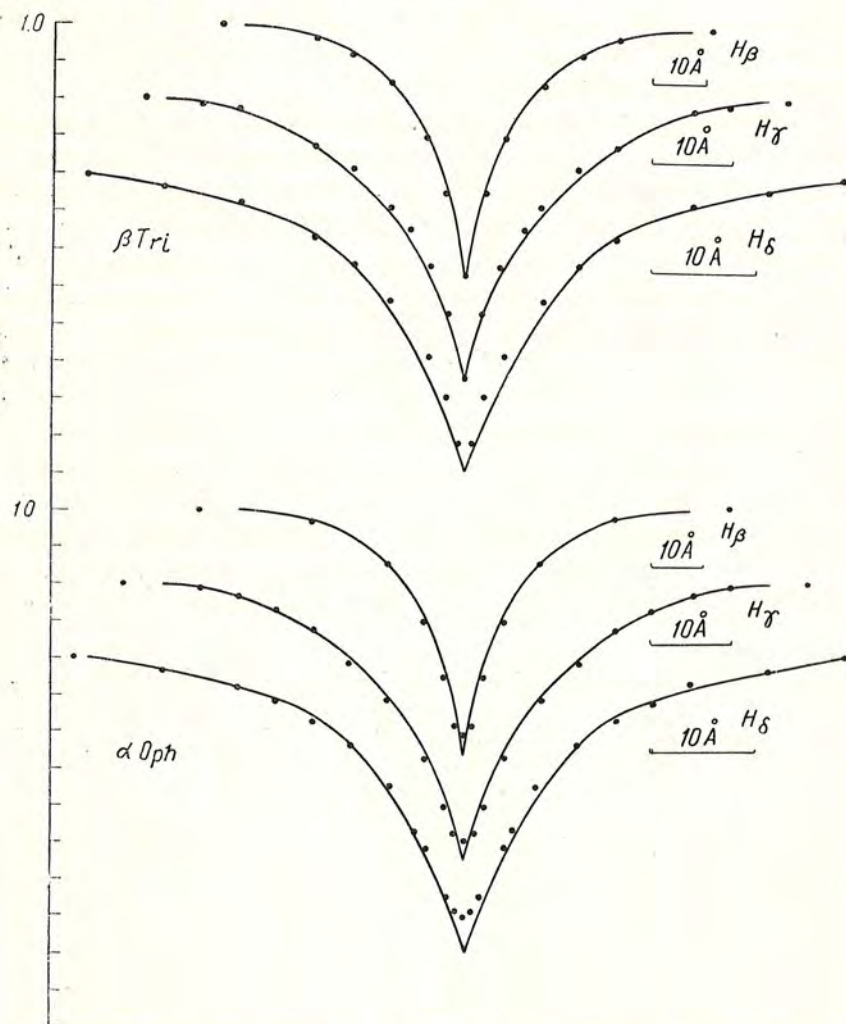


Фиг. 2а. Сравнение контуров линий H_β , H_γ , H_δ в спектре α Gem B с контурами тех же линий в спектрах звезд главной последовательности β Ari и 80 UMa

занных звезд сравнения также было использовано по несколько спектров: для β Tri — 4 спектра, для β Ari — 6, для 80 UMa — 3, для α Oph — 6.

Результаты сравнения контуров линий H_β , H_γ , H_δ в спектре α Gem B с контурами тех же линий в спектрах звезд сравнения представлены на фиг. 2а и 2б. На фиг. 2а контуры линий H_β , H_γ , H_δ в спектре α Gem B сравниваются с контурами тех же линий в спектрах звезд главной последовательности β Ari и 80 UMa, на фиг. 2б то же самое производится для α Gem B и звезд-гигантов β Tri и α Oph. Мы видим, что кон-

туры всех трех линий в спектре α Gem В практически совпадают с контурами соответствующих линий в спектрах гигантов β Tri и α Oph. Некоторое расхождение в центральных интенсивностях при сравнении α Gem В и α Oph связано, без сомнения, с тем, что вторая звезда очень быстро вращается ($v \sin i \approx 175$ км/сек).



Фиг. 26. Сравнение контуров линий H_β , H_γ , H_δ в спектре α Gem В с контурами тех же линий в спектрах гигантов β Tri и α Oph

Напротив, согласие между контурами линий H_β , H_γ , H_δ в спектре α Gem В с контурами тех же линий в спектрах β Ari и 80 UMa является заметно худшим. Как и следовало ожидать, водородные контуры в спектрах двух последних звезд шире, чем те же контуры в спектре α Gem В и, конечно, в спектрах β Tri и α Oph. Правда, имеющиеся расхождения в контурах на фиг. 26 весьма небольшие. Однако достаточно большое число измеренных контуров, а главное один и тот же результат (в смысле знака расхождений) для *всех трех* линий H_β , H_γ , H_δ позволяет

утверждать, что обсуждаемые расхождения на фиг. 2б являются вполне реальными.

Таким образом, если основываться на «металлической» звезде α Gem B, то можно заключить, что не только линии металлов, но и водородные линии в спектрах «металлических» звезд, указывают на то, что последние обладают заметно большей светимостью, чем звезды главной последовательности того же спектрального класса, класса, оцениваемого по большинству линий металлов (см. далее).

2. *Непосредственная* оценка светимостей «металлических» звезд возможна при наличии надежных тригонометрических параллаксов. Для этой цели мы воспользовались каталогом тригонометрических параллаксов Дженкинс [7]. В начале были отобраны те «металлические» звезды, для которых вероятная ошибка в определении их параллакса не превосходит $1/4 - 1/5$ значения самого параллакса. Список этих звезд приведен в табл. 1. В таблице приняты следующие обозначения: m_v — видимая визуальная величина звезды; π'' — тригонометрический параллакс звезды, взятый из указанного каталога; в этом же столбце приводится вероятная ошибка в величине параллакса; Sp (Fe, ...) — спектральный класс, оцененный по большинству линий металлов (железу, марганцу и т. д.); Sp (K, Ca II) — спектральный класс, оцененный по K-линии Ca II; данные об этих спектрах взяты нами из соответствующих источников [8—11]; $M_v^{(1)}$ — абсолютная визуальная величина звезды, определенная по m_v и π'' . В следующих двух столбцах помещены величины, образо-

Таблица 1

№	Звезда	m_v	π''	Sp (Fe, ...)	Sp (K, Ca II)	$M_v^{(1)}$ (π'')	$M_v^{(2)}$ Sp (Fe, ...)	$M_v^{(3)}$ Sp (K, Ca II)	ΔM_v
1	α Gem B	2 ^m 85	.072 $\pm$ 4	A5	A1	2 ^m 14	1 ^m 98	0 ^m 00	-0 ^m 16
2	ζ^2 UMa	3.96	.037 $\pm$ 6	A7	A2	1.80	2.54	0.90	+0.74
3	υ Oph	4.68	.022 $\pm$ 6	A7	A2	1.39	2.54	0.90	1.15
4	ν^2 Dra	4.95	.026 $\pm$ 6	F5IV	A2	2.02	3.90	0.90	1.88
5	ξ^2 Cep	4.57	.029 $\pm$ 5	F5IV	A2	1.88	3.90	0.90	2.02
6	88Tau	4.38	.030 $\pm$ 5	A7	A3	1.77	2.54	1.31	0.77
7	μ Ori	4.19	.027 $\pm$ 4	A7	A3	1.35	2.54	1.31	1.19
8	ϵ Ser	3.75	.035 $\pm$ 6	F0	A3	1.47	3.20	1.31	1.73
9	ζ Lyr A	4.29	.025 $\pm$ 5	F0	A4	1.28	3.20	1.65	1.92
10	HR4646	5.12	.027 $\pm$ 5	F5IV	A5	2.28	3.90	1.98	1.62
11	15 Vul	4.74	.025 $\pm$ 7	F5IV	A6	1.73	3.90	2.30	2.17
12	θ Cep	4.28	.032 $\pm$ 5	F5IV	A6	1.81	3.90	2.30	2.09
13	δ Cap	2.98	.065 $\pm$ 6	F5IV	A6	2.04	3.90	2.30	1.86

ванные так. На основании табл. 8 работы П. П. Паренаго и А. Г. Масевич [12] была проведена сглаженная кривая, связывающая спектр и абсолютную визуальную величину для звезд *главной* последовательности, и по этой кривой были определены по Sp (Fe, ...) и Sp (K, Ca II)

соответствующие абсолютные визуальные величины $M_v^{(2)}$ и $M_v^{(3)}$. Другими словами, величины $M_v^{(2)}$ и $M_v^{(3)}$ — абсолютные визуальные величины «металлических» звезд, полученные в предположении, что эти звезды имеют светимость звезд главной последовательности. В последнем столбце приведены разности $\Delta M_v = M_v^{(2)} - M_v^{(1)}$.

Таблица 2

ε	Звезда	m_v	π''	Sp (Fe,...)	Sp (K, Ca II)	$M_v^{(1)}$ (π'')	$M_v^{(2)}$ Sp (Fe,...)	$M_v^{(3)}$ Sp (K, Ca II)	ΔM_v
1	60Leo	4 ^m .42	.011 $\pm$ 8	A5	A1	—0 ^m .37	1 ^m .98	0 ^m .00	2 ^m .35
2	ζ Eri	4.90	.020 $\pm$ 10	A7	A2	1.30	2.54	0.90	1.24
3	16Ori	5.42	.006 $\pm$ 10	F2IV	A2	—0.69	3.52	0.90	4.21
4	λ Vir	4.60	.010 $\pm$ 9	A7	A2	—0.40	2.54	0.90	2.94
5	ψ Sco	4.91	.016 $\pm$ 5	F3	A2	0.93	3.70	0.90	2.77
6	HR5762	5.46	.012 $\pm$ 10	F4	A3	0.86	3.80	1.31	2.94
7	HR3551	5.32	.012 $\pm$ 9	F4	A4	0.72	3.80	1.65	3.08
8	HR4794	5.23	.017 $\pm$ 10	F3	A4	1.38	3.70	1.65	2.32
9	μ Aqr	4.80	.012 $\pm$ 5	F5IV	A4	0.20	3.90	1.65	3.70
10	32Aqr	5.23	.009 $\pm$ 6	F4	A4	0.00	3.80	1.65	3.80
11	2Mon	5.10	.009 $\pm$ 5	F0	A5	—0.13	3.20	1.98	3.33
12	d ² Vir	5.24	0.011 $\pm$ 8	F6IV	A6	0.45	3.92	2.30	3.47
13	HR4025	5.37	.007 $\pm$ 11	F4	A8	—0.40	3.80	2.75	4.20

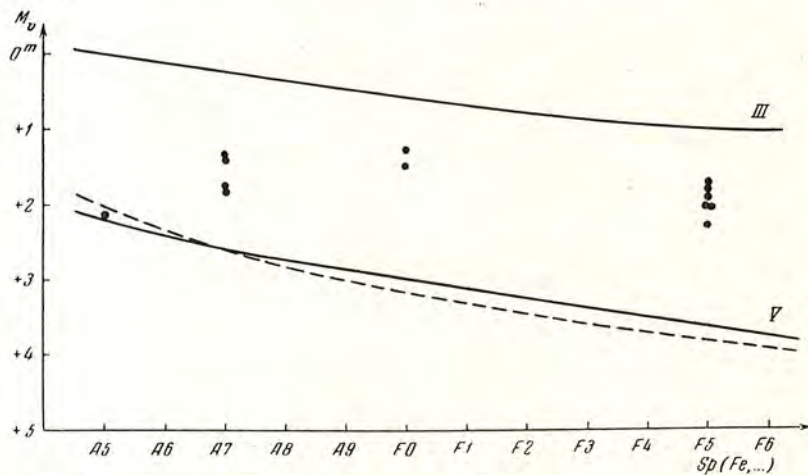
В табл. 2 содержатся подобные же данные, но для «металлических» звезд, расстояния до которых определены значительно менее уверенно.

Первый же вопрос, возникающий при истолковании табличных материалов, это вопрос о том, какой спектр для «металлических» звезд является *основным*, т. е. характеризующим *физическое состояние* атмосфер «металлических» звезд, — спектр Sp (Fe, ...) или спектр Sp (K, Ca II). Ряд аргументов свидетельствует о том (и это мы уже использовали при обсуждении водородного спектра α Gem B), что *основным* для «металлических» звезд является спектр Sp (Fe, ...), в то время как спектр Sp (K, Ca II) отражает лишь аномальную интенсивность линии K, Ca II. Перечислим эти аргументы: а) Имеющиеся данные показывают, что по их цвету «металлические» звезды являются F-звездами, а не A-звездами [11, 13]. б) Если «металлические» звезды классифицировать как A-звезды, то они распределяются на диаграмме спектр — светимость довольно беспорядочно. Если же их классифицировать как F-звезды, согласно их общему спектру, то они образуют плавную последовательность, расположенную выше главной последовательности (см. далее). в) На основе подробного анализа спектра τ UMa Гринштейн [2] нашел для этой звезды ионизационную температуру порядка 6000°, которая согласуется с ионизационной температурой четырех других его звезд сравнения классов F5 — F6. Вместе с тем, спектральный класс τ UMa, оцениваемый по линиям Fe, Mn и др., — F6 II, в то время как по линии K, Ca II — A5.

Для класса же А5 ионизационная температура, которая в принципе должна быть весьма близкой к эффективной температуре, равна примерно 8500°! г) Наконец, известно, что по своему относительно медленному вращению «металлические» звезды соответствуют не А-звездам, а F-звездам [14].

Таким образом, совокупность всех имеющихся данных говорит о том, что спектральный класс для «металлических» звезд должен браться по большинству линий металлов: Fe, Mn и др.

В связи с этим наибольший интерес в табл. 1 и 2 представляют величины $M_v^{(1)}$ и $M_v^{(2)}$, последняя из которых соответствует спектру Sp (Fe, ...).



Фиг. 3. Зависимость абсолютной визуальной величины «металлических» звезд от спектрального класса Sp (Fe, ...)

Для большей наглядности данные табл. 1 нанесены на фиг. 3 и 4. На фиг. 3 по оси ординат откладывается абсолютная визуальная величина звезды, по оси абсцисс спектры Sp (Fe, ...). Абсолютные визуальные величины «металлических» звезд $M_v^{(1)}$ нанесены (точки) согласно спектрам, стоящим в пятом столбце таблицы. Пунктирной линией представлена связь между спектром и абсолютной визуальной величиной для звезд главной последовательности по данным А. Г. Масевич и П. П. Паренаго [12]. Сплошными линиями представлена аналогичная связь для звезд главной последовательности и звезд-гигантов (класс светимости III) по данным, содержащимся в [15]. Для звезд главной последовательности данные, взятые из обоих источников, хорошо согласуются друг с другом.

Мы видим, что дисперсия точек для «металлических» звезд (при каком-либо одном классе) весьма мала и что эти звезды образуют явно выраженную последовательность, расположенную, начиная с класса F0, ближе к ветви гигантов, чем к главной последовательности.

На фиг. 4 нанесена разница $\Delta M_v = M_v^{(2)} - M_v^{(1)}$ в зависимости от спектрального класса Sp (Fe, ...). Мы видим, что эта разница равна нулю для класса А5 и равна примерно двум звездным величинам в интервале

спектров F0—F5. Такой специфический ход разницы ΔM_v довольно легко объяснить тем (см. табл. 1), что при передвижении на фиг. 4 слева направо мы имеем дело со все *растущей разницей* между классами Sp (K, Ca II) и Sp (Fe, ...). Действительно, крайняя левая точка на фиг. 4 — это α Gem B, для которой первый класс A1, второй A5. Вместе с тем звездам с классами F5, расположенным справа на фиг. 4, соответствуют классы Sp (K, Ca II), заключенные между A2 и A6!

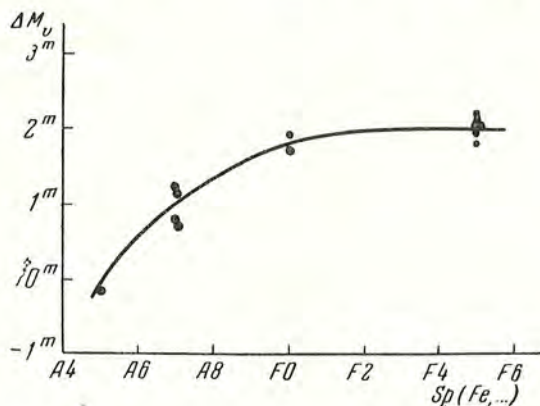
Таким образом, «металлические» звезды образуют в общем вполне отчетливую плавную последовательность, отклонение точек на которой от линии главной последовательности растет по мере продвижения в сторону более поздних классов Sp (Fe, ...).

Важно также отметить и то, что если бы мы построили диаграмму, подобную фиг. 4, но по оси ординат откладывали бы не $M_v^{(2)}$, а $M_v^{(3)}$, то дисперсия точек на такой диаграмме была бы значительно больше, чем на фиг. 4.

Данные, основанные на табл. 2, конечно, гораздо менее надежны, но и они (см. последний столбец таблицы) совершенно определенно указывают, что последовательность «металлических» звезд расположена заметно выше, чем главная последовательность.

3. Обсудим теперь полученные результаты. Во-первых, можно с полной определенностью утверждать, что «металлические» звезды как по светимостям, так и по целому ряду спектроскопических признаков принадлежат скорее к гигантам, но не к главной последовательности, как считает, например, Гринштейн [3]. Поэтому некоторые трудности, на которые он указывает в своей работе, частично устраняются. Так, например, из фиг. 3 мы видим, что исследованная в [3] «металлическая» звезда τ UMa класса F6 II должна иметь абсолютную визуальную величину, равную примерно $+2^m.0$. С другой стороны, звезда сравнения α CMi по той же работе [3] имеет величину $M_v = +2^m.5$ и турбулентную скорость $v_t = 2.8$ км/сек. Поэтому турбулентная скорость $v_t = 4.0$ км/сек, найденная в [3], для τ UMa не представляется очень большой.

В частности, повышенная светимость «металлических» звезд, *согласующаяся* в ряде отношений (по крайней мере качественно) с общим характером спектров «металлических» звезд (турбулентность, малое g_{eff} и другие эффекты, связанные с большой светимостью), лишней раз указывает, что основным спектром «металлических» звезд является Sp (Fe, ...), а не Sp (K, Ca II). Если бы мы считали основным спектром Sp (K, Ca II), то



Фиг. 4. Зависимость разности $\Delta M_v = M_v^{(2)} - M_v^{(1)}$ от спектрального класса Sp (Fe, ...)

«металлические» звезды оказались бы *ниже* главной последовательности, т. е. возникли бы огромные расхождения между характером спектра и светимостью звезды!

Однако следует оговориться, что все же между целым рядом спектроскопических характеристик, находимых для «металлических» звезд, и светимостью $M_v^{(1)}$, находимой непосредственно по расстоянию, существует определенное расхождение, состоящее в том, что «металлические» звезды имеют *меньшую* светимость, чем следовало бы ожидать по спектроскопическим признакам. Здесь мы можем перечислить такие факты.

Мы видели, что водородные линии α Gem В соответствуют классу светимости III, в то время как сама звезда по светимости попадает на главную последовательность. Далее, звезда τ UMa имеет класс F6 II, в то время как ее абсолютная величина, согласно фиг. 3, должна быть равна $+2^m.0$. Кроме того, и другие величины, как то: электронное давление p_e , эффективное ускорение силы тяжести на поверхности g_{eff} , — все это, согласно [2] и [3], соответствует звездам светимости по крайней мере класса II, но не звездам с $M_v = +2^m.0$.

Мы здесь рассмотрели две крайние точки последовательности «металлических» звезд — звезду α Gem В (A5) и τ UMa (F6 II). В промежутках между этими точками исследований не производилось. Однако общий характер соответствующих спектров, в частности запись F5 IV $\equiv$ F0 II—III, указывает также на наличие эффектов, присущих звездам более высокой светимости, чем светимости «металлических» звезд.

С чем же могут быть связаны рассматриваемые расхождения? Поскольку вопрос о самих светимостях «металлических» звезд более или менее ясен, необходимо обсудить вопрос о массах «металлических» звезд, тем более что пока еще никто этот вопрос не рассматривал.

Насколько нам известно, имеются данные только для двух «металлических» звезд — для α Gem В и для μ Ori. Соответствующие материалы с необходимыми примечаниями мы можем взять из работы П. П. Паренного и А. Г. Масевич [12]. Согласно табл. 1 этой работы, масса α Gem В составляет $1.8 M_\odot$ с ошибкой в $\lg M$, равной ± 0.12 . Масса же μ Ori составляет $1.6 M_\odot$ с ошибкой в $\lg M$, равной ± 0.06 . Если же воспользоваться табл. 8 той же работы, дающей сглаженную зависимость между спектром звезды и ее массой (а также другими параметрами), то, допуская на момент, что обе звезды принадлежат к главной последовательности, мы найдем по $\text{Sp}(\text{Fe}, \dots)$, что для α Gem В масса получается приблизительно равной $2.0 M_\odot$, для μ Ori равной $1.7 M_\odot$. Поскольку, как мы видели, α Gem В имеет абсолютную величину, соответствующую главной последовательности, из сопоставления вышеуказанных данных мы видим, что эта звезда имеет вполне нормальную массу, отвечающую ее светимости. Звезда μ Ori расположена, согласно нашей табл. 1, всего на $1^m.2$ над главной последовательностью. Поэтому согласие между выписанными выше числами для массы μ Ori, т. е. $1.6 M_\odot$ и $1.7 M_\odot$, представляется вполне нормальным.

Таким образом, в массах «металлических» звезд как-будто никаких

аномалий нет, хотя было бы крайне интересно получить массу какой-нибудь «металлической» звезды, имеющей более поздний спектр Sp (Fe, ...), например F5 или F6.

Обе «металлические» звезды α Gem B и μ Ori входят в состав визуально-двойных пар, а так же являются спектрально-двойными*. Интересно отметить, что для обеих пар существуют аномалии [12]. Так, оба невидимых спутника спектрально-двойных α Gem B и α Gem A имеют аномально малые массы, равные соответственно $0.28 M_{\odot}$ и $0.14 M_{\odot}$. Аномально мала и масса главной звезды в той же паре. Для μ Ori слабый компонент визуальной пары получается массивнее яркого, с массой слишком большой при его светимости. Естественно напрашивается предположение, что эти аномалии так или иначе связаны с наличием в парах «металлических» звезд. Однако что-либо большее сказать сейчас трудно.

Во всяком случае при помощи имеющихся данных обсуждаемые нами расхождения между характером спектров «металлических» звезд и светимостью последних мы не можем объяснить аномалиями в массах самих «металлических» звезд. Можно было бы предположить, что указанные аномально малые массы компонентов спектрально-двойных относятся как раз к «металлическим» звездам. Тогда малое значение ускорения силы тяжести на поверхности «металлических» звезд (а отсюда все аномальные свойства их спектров) можно было бы объяснить малым ускорением силы тяжести. Однако это предположение представляется крайне маловероятным, ибо в этом случае спутникам «металлических» звезд в спектрально-двойных парах пришлось бы приписать слишком малую светимость. Кроме того, малые массы у одиночных «металлических» звезд сказались бы на собственных движениях последних. Отбрасывая аномалию в массах как первопричину указанных расхождений, приходится предположить, что все спектроскопические эффекты, указывающие на большую светимость «металлических» звезд по сравнению с их действительной светимостью, обусловлены относительно *большой протяженностью* атмосфер «металлических» звезд. Это, в частности, можно заключить на основании работы Н. В. Новочадовой [16], непосредственно показавшей исключительно большую линейную протяженность обращающего слоя у сверхгигантов α Cyg и β Ori, что и приводит к малым значениям p_e , p_g и g_{eff} . Из этой работы следует, что вообще величина g_{eff} устойчиво убывает с ростом линейной толщины обращающего слоя звезды.

Однако сразу же встает вопрос о тех факторах, которые создают аномальную протяженность обращающего слоя. Имея в виду существующие взгляды на данный вопрос, мы можем перечислить следующие возможные факторы: турбулентность газов, составляющих атмосферу; световое давление, как селективное, так и общее; силы, аналогичные тем силам, которые поддерживают солнечные протуберанцы**.

* α Gem является, как известно, шестерной звездой!

** Поддержка хромосферных газов определяется, согласно некоторым теориям, турбулентностью.

Рассмотрим сначала первый фактор. Роль его в поддержке протяженных атмосфер «металлических» звезд обсуждалась Гринштейном [3]. Однако он указал здесь следующую трудность, которая относится не только к «металлическим» звездам, но и вообще почти ко всем звездам с протяженными оболочками. Дело заключается в том, что при наличии турбулентности обычно применяемый закон падения плотности с высотой h

$$\rho = \rho_0 e^{-\beta h} \quad (1)$$

предполагает следующее выражение для величины β :

$$\beta = g \left\{ \frac{RT}{\mu} + \frac{v_t^2}{2} \right\}^{-1}, \quad (2)$$

где g — ускорение силы тяжести на поверхности звезды.

Для того чтобы турбулентная «поддержка» была существенной, надо, чтобы величина $v_t^2/2$ заметно превосходила величину RT/μ . Поскольку, далее, водород в звездных атмосферах является не только по числу, но и по парциальной плотности доминирующим элементом, величину μ можно взять соответствующей атомному водороду ($\mu_H = 1$ для нейтрального и $\mu_H = 0.5$ для ионизованного водорода).

Теперь, величина T для «металлической» звезды τ UMa составляет примерно 6500° . В этом случае $RT/\mu_H = 5.4 \times 10^{11}$. С другой стороны, v_t для τ UMa, согласно Гринштейну [2], составляет 4 км/сек. Это дает $v_t^2/2 = 0.8 \times 10^{11}$. Следовательно, RT/μ_H значительно больше $v_t^2/2$. Если же мы возьмем $\mu_H = 0.5$, то неравенство еще более усилится.

Аналогичное положение имеет место практически для всех сверхгигантов, включая такие, как α Cyg, β Ori.

Гринштейн [3] пытается выйти из этого затруднения, допуская, что для водорода величина v_t может оказаться значительно большей, чем для металлов ($v_t = 4$ км/сек). Однако с этим никак нельзя согласиться. Если бы водородные атомы обладали значительно большими турбулентными скоростями, они с неизбежностью увлекали бы за собой (вследствие своего исключительно высокого содержания) все остальные элементы и уж во всяком случае такие малообильные элементы, как металлы!

Перейдем теперь к обсуждению роли светового давления. Вопрос о световом давлении в атмосферах сверхгигантов рассматривался Г. А. Шайном [17] в применении к звездам классов сВ8—А2. Однако нас интересуют классы F. Кроме того, мы располагаем в настоящее время значительно более надежными сведениями о строении звездных атмосфер.

В качестве примера мы можем взять сверхгиганта ρ Pup — звезду класса F6 II, которая служила в работе Гринштейна [2] одной из звезд сравнения для τ UMa. По спектру (спектр τ UMa—F6 II) и по ряду параметров, p_e , g_{eff} , p_g она весьма близка к τ UMa, что и отмечается в [3].

Для приближенной оценки светового давления мы можем применить формулу

$$p' = \frac{1}{4} a T_e^4 \tau_0, \quad (3)$$

где τ_0 — средняя оптическая толщина обращаемого слоя, которую мы можем принять равной 0.5. Учет селективного светового давления при этом значении τ_0 может лишь очень незначительно увеличить p' . Действительно, в этом последнем случае

$$p' \approx \frac{1}{3} a T_e^4 \eta, \quad (4)$$

где η — доля излучения, задерживаемого обращаемым слоем внутри линий поглощения. Для звезд класса F5 величина η , согласно Г. А. Шайну [18], равна примерно 0.1, что и доказывает сказанное выше.

Для эффективной температуры ρ Pup мы можем взять величину 6500° . В этом случае величина p' , согласно (3), оказывается равной 1.6 дин. С другой стороны, полную массу, содержащуюся *над* фотосферой звезды в столбе с единичным основанием, мы можем взять на рис. 12 книги Аллера ([19], стр. 226). Эта масса дана как функция ускорения силы тяжести и температуры.

Согласно [2], логарифм эффективного ускорения силы тяжести на поверхности ρ Pup равен 2.1. Взяв $T = 6500^\circ$ и это значение $\lg g_{eff}$, мы найдем на основании указанного рисунка, что $\lg m \approx +0.9$. Беря вновь $\lg g_{eff} = 2.1$, мы находим величину mg_{eff} равной приблизительно 1000 дин/г, что примерно в 625 раз больше, чем p' . Следовательно, эти расчеты показывают, что по крайней мере для сверхгигантов классов F световое давление, повидимому, не может обеспечить «поддержку» их весьма протяженных атмосфер.

Поскольку параметры, входящие в приведенные расчеты, примерно таковы же, как и для τ Uma, мы можем подобный вывод сделать и для «металлических» звезд.

Таким образом, мы обращаемся к механизмам «поддержки» протяженных атмосфер, аналогичным механизму поддержки солнечных протуберанцев. Однако здесь, как известно, положение пока еще весьма неясно. Возможно, что силы здесь имеют чисто электромагнитный характер. В данном направлении предстоит большая работа.

4. Наша предыдущая статья по «металлическим» звездам [4] была специально посвящена обсуждению вопроса о химическом составе «металлических» звезд, причем результаты проведенного исследования позволили склониться в пользу того взгляда, что находимые из анализа спектров аномалии в химическом составе атмосфер «металлических» звезд являются скорее действительными аномалиями в химическом составе, чем аномалиями в условиях возбуждения и ионизации Ca, Sc, Zr, ...-атомов. Настоящая статья подтверждает это заключение. В самом деле, «металлические» звезды (по крайней мере расположенные в правой части фиг. 3 и 4) оказываются гигантами не только по характеру своего спектра, но и по своей светимости (см. фиг. 3). Поэтому если отвлечься от некоторого (только что обсужденного) несоответствия в этих характеристиках, то полное отсутствие аномалий в химическом составе атмосфер обычных гигантов и сверхгигантов будет противоречить взгляду, согласно которому аномалии в химическом составе «металлических» звезд являют-

ся действительными аномалиями. Казалось бы, что если такие факторы, как протяженность и турбулентность атмосфер «металлических» звезд, могут вызывать столь сильное отклонение от нормального химического состава, то эти факторы должны как-то действовать и в атмосферах обычных гигантов и сверхгигантов, где часто турбулентность и протяженность еще больше выражены. Однако здесь, конечно, также необходимы дополнительные исследования.

В заключение необходимо сделать следующее замечание. Предыдущая работа авторов основывалась на сопоставлении контуров линии H_{α} в спектрах девяти «металлических» звезд с контурами линии H_{α} в спектрах звезд сравнения эквивалентных классов. При этом, руководствуясь существующим мнением, что «металлические» звезды принадлежат главной последовательности, мы выбирали звезды сравнения преимущественно класса светимости V. Согласно же результатам настоящей работы, светимость «металлических» звезд значительно выше. Однако это обстоятельство не меняет сколько-нибудь заметно наших выводов, сделанных в [1]. Действительно, мы уже указывали, что эффект абсолютной величины по линиям водорода для F-звезд, а также для поздних подразделений класса A чрезвычайно мал. Он в пределах интересующих нас светимостей очень мал и для звезд A5 (см., например, звезды β Tri и α Oph, с одной стороны, и звезды β Agi и 80 UMa — с другой). Поэтому замена в [1] звезд сравнения класса светимости V звездами сравнения класса светимости III *ничего бы не дала*, тем более что задача, ставившаяся в указанной работе, не была связана с вопросами о светимостях «металлических» звезд. Задача заключалась лишь в том, чтобы выяснить, отличается ли общий вид контура H_{α} в спектрах «металлических» звезд (особенно взаимоотношение между центром линии и крыльями) от общего вида контура той же линии в спектрах нормальных звезд.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель и Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 12, 148, 1954.
2. J. Greenstein. Ap. J. 107, 151, 1948.
3. J. Greenstein. Ap. J. 109, 121, 1949.
4. H. Weaver. P. A. S. P. 58, 246, 1946.
5. О. Струве. Эволюция звезд. ИЛ, 1954.
6. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 44, 1954.
7. L. Jenkins. General catalogue of trigonometric stellar parallaxes. 1952.
8. A. Slettebak. Ap. J. 109, 547, 1949.
9. W. Bidelman. Ap. J. 113, 304, 1951.
10. D. Hoffleit. Harv. Ann. 119, № 1, 1954.
11. N. Roman, W. Morgan and O. Eggen. Ap. J. 107, 107, 1948.
12. П. П. Паренаго и А. Г. Масевич. Труды ГАИШ 20, 81, 1951.
13. W. Morgan and W. Bidelman. Ap. J. 104, 245, 1946.
14. A. Slettebak. Ap. J. 119, 146, 1954.
15. J. Нунек. Astrophysics, a topical symposium, 1951.
16. Н. В. Новочадова. Ученые зап. ЛГУ, № 153, Астрономия, 105, 1952.
17. Г. А. Шайн. Бюлл. Абастум. обсерв. 7, 83, 1943.
18. Г. А. Шайн. M. N. 94, 642, 1934.
19. L. Aller. Astrophysics. 1953.

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НОВЫХ ЗВЕЗД

И. М. Копылов

Определяются параметры подсистемы новых звезд. В окрестностях Солнца $G_z = \frac{\partial \lg D}{\partial z} = -2.39$, $G_R = \frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.22$, что типично для промежуточных галактических подсистем.

По распределению новых звезд в туманности Андромеды удалось проследить распределение пространственной плотности новых звезд (G_R) вплоть до центра туманности. Подсистема новых звезд имеет центральное ядро с радиусом порядка 1.6 кпс; радиус ядра определяется по максимуму градиента плотности $\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -1.12$.

В центре Галактики новые звезды должны вспыхивать в единице объема в 200—250 раз чаще, чем на расстоянии Солнца.

Для уяснения положения новых звезд на диаграмме спектр — светимость и для выяснения взаимоотношения новых звезд с другими звеньями бело-голубой последовательности [1] крайне важно знать, какую подсистему в Галактике образуют новые звезды. Это может также дать нам некоторые указания при выяснении возможного эволюционного пути новых звезд.

Первое определение параметров подсистемы новых звезд было выполнено Б. В. Кукаркиным [2]. Вследствие малого числа известных новых звезд (около 80) определение параметров их подсистемы обычными способами невозможно.

Б. В. Кукаркину пришлось прибегнуть к способу, который полностью оправдывает себя в случае применения его к подсистемам с малым числом членов. Оказалось, что свойства подсистемы новых звезд значительно уклоняются от свойств обычных галактических подсистем. По своей концентрации к галактической плоскости подсистема новых звезд сходна с плоскими подсистемами (П. П. Паренго, например, относит новые звезды к плоским подсистемам [3]), но в то же время концентрация новых звезд к галактическому центру весьма значительна, что присуще сферическим подсистемам.

С полученными нами значениями $M_{\max}$ для новых звезд [4] мы решили провести изучение пространственного распределения новых звезд

и определить параметры подсистемы, образуемой новыми звездами. Мы воспользовались тем же способом, что и Б. В. Кукаркин [2]. Для каждой новой звезды по известным видимым величинам $m_{\max}$ и абсолютным величинам $M_{\max}$, определенным по зависимости $(M_{\max}, t_3)$, было определено расстояние (см. [4], табл. 1) с учетом межзвездного поглощения света по способу П. П. Паренаго [5]. Отметим здесь еще раз, что расстояние до новой определяется практически с такой же точностью, как и по зависимости $(M_{\max}, t_3)$, даже если новая была обнаружена уже после максимума, на нисходящей ветви кривой блеска [4].

Далее, по известному расстоянию и известной галактической широте для каждой новой звезды была вычислена z -координата, а по известной галактической долготе были вычислены координаты x и y . Ось x направлена к галактическому центру ($l_0 = 330^\circ$), ось y — в направлении $l = 60^\circ$.

Число медленных и быстрых новых можно считать одинаково полным лишь до расстояния 1500 пс. Поэтому при определении параметров подсистемы новых звезд мы ограничились лишь звездами, расположенными в круге с радиусом $R = 1500$ пс.

Для определения типа подсистемы новых звезд мы вычислили значения градиентов плотности по z -координате $\left(\frac{\partial \lg D}{\partial z}\right)$ и по направлению к центру Галактики $\left(\frac{\partial \lg D}{\partial R}\right)$. Всего в круге с радиусом 1500 пс оказалось 26 новых звезд. По z -координатам они распределялись следующим образом (табл. 1).

Таблица 1

Пределы по z , пс . . .	0—100	100—200	200—300	300—400
Число звезд	13	7	4	2

По данным табл. 1 было определено значение градиента плотности по z -координате: $\frac{\partial \lg D}{\partial z} = -2.39 \pm 0.11$.

Величина галактической концентрации $\beta = 182 \pm 16$ пс.

Далее был вычислен градиент плотности новых звезд в галактической плоскости. Необходимо было принять во внимание то, что возможное наличие местных флуктуаций в распределении новых звезд может дать различные значения $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$, если определять его, используя различные предельные расстояния в галактической плоскости. Иногда довольно трудно определить, являются ли различия в полученных значениях $\frac{\partial \lg D}{\partial z}$ и $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ следствием неполноты наблюдательных данных или местных колебаний плотности. Это обстоятельство особенно влияет на определяемое значение $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ для плоских подсистем, из которых образованы спиральные ветви Галактики. Поэтому оценки $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ в большой степени могут зависеть от радиуса зоны около Солнца, в которой исследуется распределение звезд. Величина $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ определялась по четырем

вариантам при предельных значениях расстояния, равных 1000, 1500, 1500 + 2000 и 2000 пс. Согласие всех четырех определений оказалось довольно хорошим. Среднее взвешенное значение $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ из этих четырех определений равнялось $\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.22 \pm 0.01$ (средняя ошибка).

Таким образом, полученные значения градиентов плотности $\frac{\partial \lg D}{\partial z}$ и $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ убедительным образом свидетельствуют о том, что новые звезды принадлежат к *типичной промежуточной подсистеме*. Наблюдаемые особенности «видимого распределения новых звезд (большая видимая концентрация к галактической плоскости и к галактическому центру)» полностью объясняются тем, что мы можем обнаруживать новые звезды на громадных расстояниях (до нескольких килопарсеков). При распределении новых звезд в сравнительно тонком слое вблизи галактической плоскости ($\beta \sim 180$ пс) и при среднем расстоянии около 2500 пс видимая галактическая концентрация будет очень велика. В то же время концентрация к галактическому центру объясняется также большими расстояниями новых звезд и сравнительно большим значением $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$. Это подтверждается тем, что быстрые, абсолютно более яркие и, в среднем, более далекие новые показывают как большую по сравнению с медленными новыми видимую концентрацию к галактической плоскости, так и большую видимую концентрацию к галактическому центру.

Мы уже отмечали, что полученный градиент изменения плотности новых звезд с расстоянием от центра Галактики может оказаться применимым лишь к ближайшим окрестностям Солнца. Поэтому оценки полного числа новых звезд, вспыхивающих в Галактике, могут оказаться довольно грубыми.

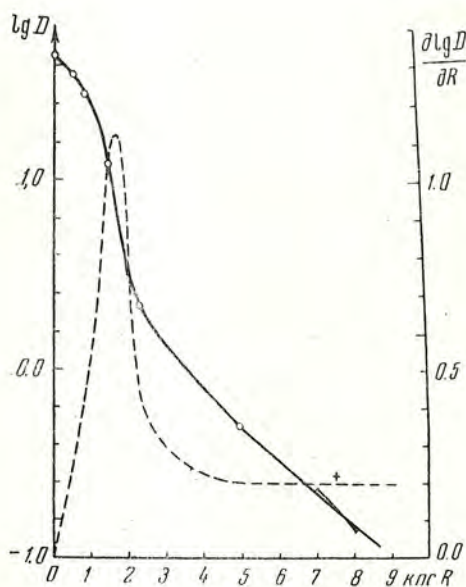
Для большинства галактических подсистем распределение пространственных плотностей известно лишь на небольших расстояниях от Солнца. Ни для одной подсистемы нельзя проследить изменение пространственной плотности вплоть до самого центра Галактики. Мы попытались сделать это для подсистемы новых звезд.

Для определения градиента пространственной плотности новых звезд на различных расстояниях от центра мы воспользовались данными работ Хэббла [6] и Мэйолла [7] о распределении новых звезд в М 31. Видимое распределение новых звезд в туманности Андромеды показывает значительную их концентрацию к центру туманности. Для определения численных значений градиента плотности новых звезд в туманности Андромеды необходимо знать линейные размеры туманности, т. е. разделить истинное расстояние до туманности.

Определение истинного расстояния до туманности Андромеды можно выполнить следующим образом. Видимый модуль расстояния до туманности равен $24^m 1$ [8]. Эту величину модуля необходимо исправить за поглощение света в Галактике и в самой туманности Андромеды. Согласно П. П. Паренаго [5], поглощение света в нашей Галактике в направлении туманности Андромеды ($b = -21^\circ$, $R = \infty$) равно $0^m 62$. Далее, оценим

приближенно величину поглощения света в самой туманности Андромеды. Сравнивая новые звезды в *самом центре* туманности с новыми звездами в тех местах туманности, где заметно сильное поглощение света, мы получаем разность видимых модулей расстояния $+0^m6$.

В противоположность долгопериодическим цефеидам, которые, как показывают наблюдения [6], в туманности Андромеды располагаются



Фиг. 1. Изменение $\lg D$ (сплошная линия) и $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ (пунктирная линия) с расстоянием (R) от центра $M31$ для новых звезд. При $R = 7.5$ кпс крестиком отмечено значение $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ в окрестностях Солнца

преимущественно в самых внешних ее спиральных, где поглощение света не так велико, новые звезды, концентрирующиеся ближе к ядру, часто располагаются в частях туманности с большим поглощением света. Следует ожидать, что поглощение света в лежащих близко к ядру (но не в самом ядре, которое, повидимому, тоже может быть более прозрачным) частях туманности будет большим, чем в более далеких. По нашим оценкам, средняя величина поглощения света для новых звезд в темных местах туманности будет больше, чем для цефеид, примерно на 0^m7 . В общей сложности величина поглощения света для новых звезд в наиболее темных местах туманности Андромеды должна составлять примерно 1^m0 .

Заметим, что среднее значение поглощения света в Галактике в окрестностях Солнца, при $R = \infty$, $b = 15^\circ$, равно 1^m3 (экваториальная плоскость туманности Андромеды наклонена к лучу зрения на 15°). Для новых звезд в более прозрачных частях туманности, в частности в ядре, величина поглощения оценена нами в 0^m3 . В результате, мы приходим к средней величине поправки 0^m6 за счет поглощения света в самой туманности Андромеды. Суммарная поправка за поглощение света в Галактике и в туманности Андромеды равна, таким образом, 1^m2 и истинный модуль расстояния оказывается равным 22^m9 . При учете поглощения света в туманности Андромеды мы руководствовались, в частности, выводами работы И. М. Гордона [9] о поглощении света в туманности.

Расстояние до туманности Андромеды оказывается равным 380 000 пс, т. е. примерно в два раза больше, чем получалось ранее. Тогда на расстоянии туманности Андромеды одна минута дуги соответствует в линейной мере 111 пс. Линейные размеры туманности Андромеды примерно такие же, как и у Галактики, или слегка больше.

Координаты новых звезд по отношению к центру туманности, исправленные за наклон туманности Андромеды к лучу зрения, приводятся у Хэббла [6] и Мэйолла [7]. Все данные о числе звезд в различных зонах мы перевычислили для приведения числа новых к одной и той же площади, а именно к площади второй зоны, с внутренним и внешним радиусом $5'$ и $10'$ соответственно. Для пятой зоны с радиусом $r > 30'$ мы увеличили число новых, зарегистрированных у Хэббла и Мэйолла, на 30%, так как примерно такая доля внешних областей спирали Хэбблом и Мэйоллом не наблюдалась. Далее была вычислена площадь второй зоны (внешний радиус ее 1110 пс, внутренний радиус 555 пс) и среднее расстояние от центра туманности звезд каждой зоны. Соответствующие результаты собраны в табл. 2 и представлены на фиг. 1.

Таблица 2

№ зоны	n	D	$\bar{R}$, пс	ΔR , пс	$\lg D$
1	12	36	440	360	1.556
2	28	28	800	630	1.447
3	20	12.0	1430	830	1.079
4	20	2.22	2260	2690	0.346
5	22	0.517	4950	—	1.714

В первом столбце таблицы приводится номер зоны, во втором — число звезд n в зоне, в третьем — число звезд D на единицу площади (площадь второй зоны), в четвертом — среднее расстояние $\bar{R}$ (от центра) звезд в данной зоне в парсеках, в пятом — разность (ΔR) средних расстояний звезд следующей и данной зоны, в шестом — логарифмы плотности $\lg D$.

Из табл. 2 и фиг. 1 мы видим, что закон возрастания плотности новых звезд с приближением к ядру туманности Андромеды имеет весьма своеобразный характер. С приближением к центру градиент плотности заметно меняет свою величину. Отсюда можно сделать несколько выводов. На больших расстояниях, по мере приближения к ядру, плотность новых звезд растет более или менее равномерно. При $R < 2500$ пс плотность начинает расти гораздо быстрее, при некотором R градиент достигает максимума и снова стремится к нулю. Число новых звезд на единицу площади ядра значительно, примерно на порядок больше, чем в его окрестностях. Радиус, при котором градиент плотности достигает максимума $\left[\left(\frac{\partial \lg D}{\partial R}\right)_{\max} = -1.12, R = 1600 \text{ пс}\right]$, следует считать границей ядра для подсистемы новых звезд. Следует иметь в виду, что ядро промежуточных подсистем может иметь заметно большие размеры, чем ядро для сферических подсистем.

Работы П. П. Паренаго о распределении пространственных плотностей в Галактике как для звезд вообще, так и для звезд различных подсистем [3, 10] приводят к плавным и сравнительно незначительным

изменениям $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ с расстоянием от центра. Б. В. Кукаркин, изучая распределение пространственной плотности короткопериодических цефеид [2], нашел $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ практически постоянным и не зависящим от R . При $R < 3$ кпс данные о пространственных плотностях отсутствуют. На основании выражения, получаемого для $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ в динамике звездных систем, П. П. Паренаго, изучая изменение $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ с расстоянием, приходит к выводу, что в центре Галактики градиент плотности равен нулю и что максимальное значение градиента плотности, достигаемое при значениях R , равных 5.5 кпс для сферических и несколько больших для плоских подсистем, превосходит не более чем на 25% околосолнечное значение $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ [3]. В последующей, посвященной этому вопросу работе [10] П. П. Паренаго получает R равным уже 3.5 кпс и $\left(\frac{\partial \lg D}{\partial R}\right)_{\max}$ больше $\left(\frac{\partial \lg D}{\partial R}\right)_{R_{\odot}}$ в полтора раза.

Однако при наличии более плотного центрального ядра изменение градиента плотности на расстояниях 0—5 кпс от ядра может иметь совершенно иной характер, чем это получается у П. П. Паренаго [3]. Некоторые затруднения работы П. П. Паренаго [10] также можно было бы устранить, вводя предположение о существовании довольно плотного центрального ядра. Тогда может оказаться, что $\left(\frac{\partial \lg D}{\partial R}\right)_{\max}$ будет соответствовать много меньшим расстояниям от центра — порядка 0.5—1 кпс для сферической подсистемы.

Наши [выводы об изменении плотности распределения новых звезд с расстоянием от центра Галактики приводят к максимальному значению $\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -1.12$, что превышает околосолнечное значение градиента плотности (-0.22) в пять раз. При $R = 0$ получаем: $\frac{\partial \lg D}{\partial R} = 0$. Расстояние от центра, при котором $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ достигает максимума, также много меньше, составляя всего 1.6 кпс. Таким образом, наши выводы об изменении $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ с расстоянием находятся в согласии с заключениями П. П. Паренаго [10] и свидетельствуют о том, что промежуточные подсистемы, тем более сферические подсистемы, должны иметь центральное ядро значительной плотности. Повидимому, расстояние от центра, при котором $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ достигает максимума, можно считать примерной границей этого ядра, фактические же размеры ядра должны быть несколько больше. Для промежуточных подсистем размер ядра может достигать 3.0—3.5 кпс, для сферических в два-три раза меньше. Ядро для сферических подсистем можно, повидимому, отождествить с ядром Галактики, так как в области центра Галактики основным населением является население сферических подсистем. Для туманности Андромеды большая полуось ядра составляет около 4'.5, т. е. в линейной мере около 0.5 кпс. Большая полуось ядра Галактики — также порядка 0.5 кпс. Предпола-

гая, что средняя плотность в ядре составляет 10^{-21} г/см³ [10], получим массу ядра равной $4 \cdot 10^9 M_{\odot}$. Полная масса Галактики [10] составляет $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$, т. е. масса ядра составляет всего около 2% массы всей Галактики.

Полученные данные о градиенте пространственной плотности новых звезд в Галактике позволяют точнее определить полное число новых звезд, вспыхивающих в Галактике за один год. Значение градиента плотности новых звезд в Галактике на расстоянии Солнца ($R_{\odot} = 7500$ пс, $\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.22$) мы отметили на фиг. 1. Сначала мы попытались определить плотность новых звезд в Галактике на расстоянии Солнца. В круге с радиусом 1500 пс за период около 60 лет отмечено 23 вспышки новых звезд. Звезды типа RT Змеи мы исключили, так как они составляют, по видимому, менее 10% всего числа новых звезд и к тому же в туманности Андромеды они находятся за пределами видимости (около $19^m.5$) для инструментов, использовавшихся Хабблом и Мэйоллом (2.5 и 1.5-метровые рефлекторы). Таким образом, в этом объеме в течение года вспыхивает 0.4 звезды. Полное число новых звезд в Галактике, вспыхивающих в течение года, оказалось равным 50, причем из фиг. 1 следует, что в окрестностях Солнца новые звезды вспыхивают примерно в 200—250 раз реже, чем в центре Галактики.

Полученный Б. В. Кукаркиным [2] вывод о том, что подсистема новых звезд обладает противоречивыми характеристиками (по концентрации к галактическому центру она сходна со сферическими подсистемами, а по концентрации к галактической плоскости напоминает плоские), был обусловлен недостаточно точным знанием абсолютных величин новых звезд в максимуме блеска. Такое своеобразное распределение новых звезд в Галактике, получавшееся ранее, вызывается значительным преуменьшением их расстояний, что приводило к преувеличенному (по абсолютной величине) значению $\frac{\partial \lg D}{\partial z}$, близкому к таковому для плоских подсистем, и к преувеличенному значению $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$, близкому к таковому для сферических подсистем.

Выводы Б. В. Кукаркина об исключительности подсистемы новых звезд послужили отправным пунктом для создания гипотез о причинах вспышек новых звезд. В частности, сам Б. В. Кукаркин [2] для объяснения вида подсистемы новых звезд высказал предположение, что звезды, которые могут стать новыми, образуют сферическую или промежуточную подсистему, но условия, приводящие к вспышке, связаны с плоскими подсистемами. В сущности, лишь большей детализацией этого предположения отличается гипотеза Л. Э. Гуревича о том, что подсистема новых звезд есть результат пересечения подсистемы звезд определенного физического типа и подсистемы диффузного вещества, богатого дейтерием.

И. С. Шкловский видел в противоречивости характеристик подсистемы новых звезд подтверждение своего рода особенностей подсистемы,

ответственной за сферическую составляющую галактического радиоизлучения [11]. Эта подсистема характеризуется и малой концентрацией к галактической плоскости (признак, присущий сферическим подсистемам) и малой концентрацией к галактическому центру (признак плоской подсистемы). Таким образом, эта подсистема обладает признаками, противоположными ранее определявшимся признакам подсистемы новых звезд. Это послужило И. С. Шкловскому основанием для того, чтобы выразить сомнение в достаточности одномерной классификации галактических подсистем.

В настоящее время такая особенность подсистемы сферической составляющей радиоизлучения может быть полностью объяснена [12] сферическим распределением разреженной газовой межоблачной среды и связанных с нею магнитных полей [13]. С. Б. Пикельнер показал, что «межоблачный газ образует не плоскую, а промежуточную или сферическую (скорее всего, сферическую.— *И. К.*) подсистему, однако с малой концентрацией к центру» [13].

Таким образом, в настоящее время нет никаких оснований сомневаться в одномерности существующей последовательности галактических подсистем звезд.

В настоящее время определены характеристики свыше десяти различных галактических подсистем, которые вполне удовлетворительно укладываются в единую одномерную последовательность, причем это правило распространяется и на подсистему таких, казалось бы, «аномальных» объектов, как сверхновые и новые звезды и планетарные туманности.

Обнаруженная выше принадлежность подсистемы новых звезд к типу промежуточных не противоречит результатам наблюдений новых во внегалактических туманностях.

Новые звезды практически не вспыхивают в эллиптических туманностях (к которым может быть отнесено, например, Малое Магелланово облако; см. [14]) и шаровых скоплениях, население которых принадлежит к сферическим подсистемам. В то же время очень мало новых вспыхивает в галактиках типа Sc (М 33 и др.) и в неправильных (Большое Магелланово облако; см. [14]), в которых исключительно богато представлены плоские подсистемы. В М 33 и в Магеллановых облаках новые звезды вспыхивают в 20—30 раз реже, чем в М 31 и Галактике. Это может быть объяснено тем, что именно в галактиках типа Sb (и, возможно, Sa) богаче всего представлены промежуточные подсистемы. Если последовательность классификации галактик считать эволюционной от E0 к Sc и неправильным (или, наоборот, от неправильных и Sc к E0, что в данном случае несущественно), то довольно естественно предполагать, что именно на промежуточной стадии эволюции галактики (Sa и Sb) появление новых звезд происходит наиболее интенсивно, значительно ослабевая в последующих стадиях. Не исключена возможность и того, что стадия Sa и Sb сопровождается наиболее интенсивным образованием представителей и других промежуточных подсистем.

Л и т е р а т у р а

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Газовые туманности и новые звезды. Изд. АН СССР, 1948.
 2. Б. В. Кукаркин. Исследование строения и развития звездных систем. Гостехиздат, 1949.
 3. П. П. Паренаго. Астрон. журн. 25, 123, 1948.
 4. И. М. Копылов. Астрон. журн. 31, № 6, 1954.
 5. П. П. Паренаго. Астрон. журн. 22, 429, 1945.
 6. E. Hubble. Ap. J. 69, 103, 1929.
 7. N. Mayall. P. A. S. P. 43, 217, 1931.
 8. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 13, 76, 1955.
 9. И. М. Гордон. Астрон. журн. 22, 259, 1945.
 10. П. П. Паренаго. Астрон. журн. 29, 245, 1952.
 11. И. С. Шкловский. Астрон. журн. 29, 418, 1952.
 12. И. С. Шкловский. Астрон. журн. 30, 15, 1953.
 13. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 74, 1953.
 14. F. J. Kerr a. J. V. Hindman. Ap. J. 58, 218, 1953.
-

КОМПЕНСАЦИОННЫЙ ЗВЕЗДНЫЙ ЭЛЕКТРОСПЕКТРОФОТОМЕТР

И. И. Доброправин и В. Б. Никонов

Описан опыт постройки экспериментальной модели целевого звездного электро-спектрофотометра, в котором компенсируется влияние хроматического мерцания, изменений общей прозрачности атмосферы и несовершенной гидрировки.

Электроспектрофотометр установлен в фокусе 50-см менискового телескопа Максутова в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР близ Партизанского.

Приводятся данные, характеризующие прибор, и результаты его испытания. Рассматривается возможность применения такого рода приборов для точной спектроскопии ярких звезд.

Всякое повышение точности звездной спектроскопии позволяет ставить и решать принципиально новые проблемы капитальной важности как в области изучения физики звезд, так и в области изучения свойств межзвездной среды.

Значительный прогресс, достигнутый экспериментальной электроникой за последние годы, когда были созданы фотоумножители, уровень шумов отдельных экземпляров которых приближается к теоретическому, выдвинул задачу применения фотоэлектрического метода к звездной спектроскопии.

Порядок проникающей способности электроспектрофотометрического метода наиболее просто оценить по данным интегральной электрофотометрии звезд.

С полуметровым телескопом можно уверенно наблюдать при помощи сурьмяно-цезиевого фотоумножителя звезды до 12^m . Учитывая, что эквивалентная ширина спектральной чувствительности фотоумножителя рассматриваемого типа составляет около $2000 \text{ \AA}$, находим, что при полосе пропускания спектрофотометра в $1 \text{ \AA}$ и при нескольких больших оптических потерях в монохроматоре по сравнению с звездным электрофотометром вполне можно будет наблюдать на электроспектрофотометре звезды порядка 2^m .

Мы видим, следовательно, что даже с таким скромным инструментом, как 50-сантиметровый телескоп, можно надеяться проводить достаточно детальный электрофотометрический анализ спектров хотя бы наиболее

ярких звезд, что представляет большой интерес для современной астрофизики.

В настоящее время уже начаты успешные работы Холла, Купревича и Мак Рае по применению электроспектрофотометрии [1—3]. Однако все эти работы велись либо с объективной призмой, либо с бесщелевым спектрографом. Во всех трех работах применялась простейшая электроспектрофотометрическая схема, когда в плоскости изображения спектра перемещается щель, за которой располагается фотоэлемент или фотоумножитель. Совершенно очевидно, что при такой схеме измерения могут вноситься весьма существенные искажения недостаточно совершенной гидировкой и мерцанием звезды. Даже в случае достаточной чувствительности аппаратуры при применении подобных схем вряд ли можно думать об изучении контуров отдельных линий. При изучении же распределения энергии в значительных интервалах непрерывного спектра могут сказываться и быстрые колебания прозрачности атмосферы.

Все эти трудности сохраняются и при работе со щелевым электроспектрофотометром. Трудности сводятся к тому, что в процессе последовательного измерения распределения энергии по спектру общая, а следовательно, и спектральная интенсивность излучения измеряемой звезды непрерывно меняется. Для устранения этого эффекта необходимо в электроспектрофотометр ввести механизм, который автоматически выравнивал бы показания индикатора или же регистрирующего прибора, в данной длине волны и делал бы их независимыми от колебаний общего светового потока, идущего от звезды. Иными словами, если выходная щель электроспектрофотометра стоит все время в одной точке спектра, показания прибора, измеряющего фототок, должны быть постоянными, а регистрирующий прибор должен писать горизонтальную прямую линию независимо от изменения прозрачности атмосферы, мерцания звезды и т. д.

Такой результат может быть осуществлен при помощи применения несколько более сложной оптической системы электроспектрофотометра (фиг. 1). Основной особенностью этой системы является получение при помощи плоскопараллельной стеклянной пластинки P , вводимой в оптический путь спектрофотометра, вспомогательного светового потока, падающего на вспомогательный фотоумножитель $\Phi-2$. Выделение монохроматического светового потока, принимаемого основным фотоумножителем $\Phi-1$, осуществляется при помощи подвижной щели S_2 . Для обеспечения освещения одной и той же части фотокатода — получения на нем неподвижного светового пятна — на фотокатод проектируется при помощи линзы O_3 изображение объектива коллиматора. Монохроматичность и цвет этого изображения определяются шириной и положением щели S_2 . Такой способ монохроматизации очень удобен при электроспектрофотометрических измерениях: в нем вращение призмы заменяется перемещением легкой и малогабаритной щели. Такой же принцип монохроматизации был, независимо от нас, применен Хоггом и Холлом [4].

В пути вспомогательного фотоумножителя $\Phi-2$ применена аналогичная линза O_4 , но, благодаря ее достаточным размерам и отсутствию перед

ней диафрагмы, через нее проходит весь спектр и на фотокатоде $\Phi-2$ получается белое изображение объектива коллиматора.

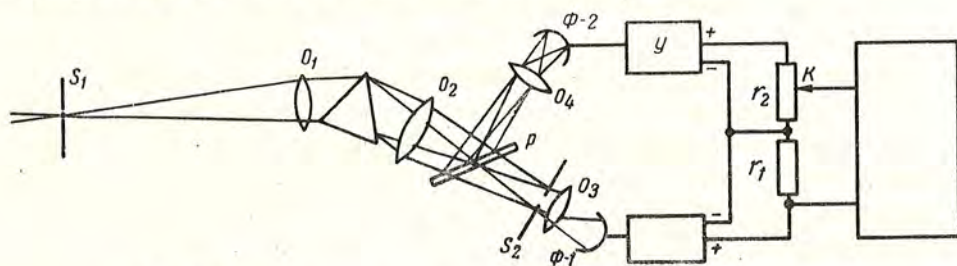
При помощи рассмотренной оптической системы можно осуществить компенсацию влияния несовершенной гидировки, мерцания и колебаний прозрачности атмосферы. Можно идти двумя различными путями. В схему усилителя фотоумножителя $\Phi-1$ может быть введена автоматическая регулировка усиления, управляемая общим световым потоком от звезды посредством вспомогательного фотоумножителя $\Phi-2$ и задающая усиление, обратно пропорциональное этому потоку. В этом случае при уменьшении общего потока усиление будет возрастать, ток, создаваемый светом данной длины волны, уменьшенный вследствие падения общего светового потока, будет соответственно усилен. Ток на выходе, а следовательно, и показание измерительного прибора останутся неизменными. Обратное соотношение будет при увеличении общего потока от звезды.

Это решение, принципиально вполне возможное, представляет значительные трудности при практическом осуществлении системы автоматической регулировки усиления (АРУ), в необходимой мере устойчивой и линейной.

Легче осуществить другой путь, предложенный в свое время Хилтнером [5], но не нашедший у него дальнейшего развития в применении к электроспектрофотометрии. Регистрирующий прибор записывает не непосредственно усиленный фототок, создаваемый светом в данной длине волны, а его отношение к вспомогательному фототоку, создаваемому всем спектром звезды. Если прозрачность атмосферы испытывает только общие, а не селективные изменения и мерцание не является хроматическим, указанное отношение не будет зависеть от этих эффектов. Оно не будет изменяться и при колебаниях светового потока, вызываемых изменением положения звезды на входной щели электроспектрофотометра (конечно, при отсутствии хроматической аберрации питающей системы). Очевидно, селективные изменения прозрачности атмосферы и хроматическое мерцание будут изменять это отношение и сделают наблюдения невозможными. Заметим кстати, что то же условие неселективности изменений светового потока от звезды должно быть выполнено и при использовании первого метода — с применением АРУ.

Принципиальная блок-схема примененной нами системы с измерением отношения токов приведена также на фиг. 1. Регистрация отношения двух токов осуществляется при помощи так называемого самобалансирующегося электронного потенциометра [6]. Принцип действия такого потенциометра состоит в том, что сравниваемые токи создают на двух сопротивлениях r_1 и r_2 падения напряжения, включаемые навстречу друг другу. С одного сопротивления r_1 снимается все падающее на нем напряжение, со второго же (реохорда r_2) — только часть, посредством подвижного контакта K . Разность снимаемых напряжений, после превращения ее вибропреобразователем в переменное напряжение, усиливается и подается на электромотор, связанный с подвижным контактом реохорда K . Это усиленное переменное напряжение вызывает вращение мотора в

направлении, дающем перемещение подвижного контакта в сторону выравнивания снимаемых напряжений. Как только напряжения выравнены, перестает поступать ток и мотор останавливается до нового нарушения равновесия напряжений. Если с подвижным контактом K связать пишущее устройство, то последнее будет регистрировать отношение обоих токов. В рассматриваемом нами случае в неизменное сопротивление самобалансирующегося потенциометра направляется усиленный ток от основного фотоумножителя $\Phi-1$, создаваемый исследуемой частью спектра, а в реохорд r_2 — ток вспомогательного фотоумножителя $\Phi-2$, создаваемый интегральным световым потоком от звезды.



Фиг. 1. Принцип компенсационного электроспектрофотометра

Остановимся подробнее на рассмотрении свойств примененной нами схемы измерения отношения фототоков.

Пусть световой поток в длине волны λ создает фототок $i(\lambda)$, а весь световой поток (отраженный от зеркала P , фиг. 1) — ток i . Пусть коэффициенты усиления обоих усилителей будут соответственно a и b ; тогда на выходе последних мы будем иметь токи $ai(\lambda)$ и bi . Направив первый ток в сопротивление r_1 , второй — в сопротивление r_2 , мы получим на них напряжения $ai(\lambda)r_1$ и bir_2 . Если со второго сопротивления через подвижной контакт K снимается какая-то часть напряжения $n(\lambda)$, то для равновесия схемы и неподвижности мотора необходимо соблюдение условия

$$ai(\lambda)r_1 = n(\lambda)bir_2.$$

Это равенство, выполненное для заданных световых потоков, не нарушится и при увеличении или уменьшении их в k раз, конечно при том упомянутом уже выше условии, что этот коэффициент будет одинаков для общего и монохроматического световых потоков, т. е. при неселективных колебаниях света звезды.

Положение пишущей части самобалансирующегося электронного потенциометра будет давать значение дроби $n(\lambda)$, характеризующей долю напряжения, снимаемого с потенциометра, что, с точностью до постоянных коэффициентов, дает отношение светового потока в данной части спектра звезды к полному ее световому потоку, т. е. интересующую нас характеристику распределения энергии в спектре звезды

$$n(\lambda) = \frac{ai(\lambda)r_1}{bir_2}.$$

Отметим попутно то интересное обстоятельство, что при постоянном отношении коэффициентов усиления a/b масштаб записи не будет зависеть от блеска звезды.

Для испытания изложенного выше принципа компенсации колебаний общего светового потока от звезды нами построен рабочий макет щелевого звездного электроспектрофотометра с электронным самобалансирующимся потенциометром согласно принципиальной схеме, приведенной на фиг. 1.

Электроспектрофотометр установлен на массивном столе, расположенном в специальной комнате фокуса куде 50-сантиметрового менискового телескопа (МТМ-500) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР близ Партизанского. Свет звезды перебрасывается на щель спектрографа при помощи вспомогательной оптической системы (фиг. 2), состоящей из объектива O_1 , создающего параллельный пучок света от звезды, плоского зеркала S , отбрасывающего световой поток горизонтально, и объектива O_2 , строящего изображение звезды на щели электроспектрофотометра S_1 . Перед щелью S_1 располагается плоскопараллельная пластинка P , отбрасывающая незначительную часть света в контрольный окуляр O_3 , крест нитей которого сцентрирован со щелью S_1 .

Для удобства гидировки звезды в комнату фокуса куде к окуляру O_3 подведены дублирующие ключи электрических, средних и медленных, движений телескопа.

В рассматриваемом макете электроспектрофотометра применена призмная диспергирующая система, дающая линейную дисперсию в $40 \text{ \AA/мм}$ у H_γ . Собранный нами макет прибора очень удобен для методических исследований, но то обстоятельство, что в нем очень много дополнительных отражающих поверхностей, линз, и то, что в нем применена призмная система, приводит к потерям света, достигающим почти 90%. Однако для настоящей работы это несущественно, поскольку мы ставим задачу не достижения максимальной проникающей способности с возможно более узкой выходной щелью, а отработку принципа компенсированных электроспектрофотометрических измерений. В дальнейшем, по окончании методических работ, должен быть построен для проведения регулярных наблюдательных работ специальный звездный электроспектрофотометр с самыми минимальными оптическими потерями.

Электрическая схема нашего электроспектрофотометра построена на основе применения усилителей постоянного напряжения и тока. Полная блок-схема всей электрической части прибора приведена на фиг. 3. Нам кажется более правильным привести в статье именно блок-схему, а затем — отдельные схемы разных узлов, а не полную схему прибора, потому что полная схема была бы излишне громоздкой и не всегда было бы легко понять назначение того или иного агрегата.

Главное требование, предъявляемое к схеме, — высокая стабильность. Должно выполняться два условия: отсутствие систематического дрейфа и максимальное снижение случайных колебаний, флуктуаций. Эти колебания могут быть вызваны колебаниями напряжения питающей

сети, которые могут передаваться на выход схемы, несмотря на большую ее стабилизацию, шумами и постепенным изменением каких-либо сопротивлений в схеме, наконец, шумами ФЭУ и дрейфом их темновых токов.

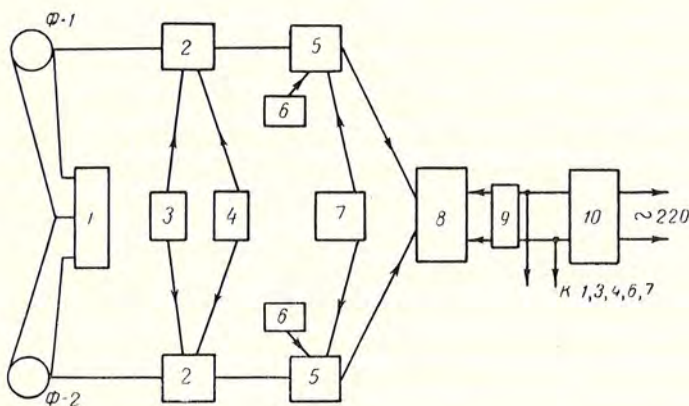
Наряду с большим значением общей стабильности схемы особое значение имеет постоянство ее нуля, т. е. отсутствие тока на выходе обоих усилителей

в том случае, когда свет в спектрографе полностью отсутствует. Из основного выведенного ранее соотношения видно, что оно будет выполнено лишь при том условии, когда ток на выходе усилителей строго пропорционален фототоку (или, что то же самое, световому потоку) и в нем отсутствует постоянная составляющая, соответствующая неполной компенсации тока при закрытом входе прибора.

Постоянство нуля прибора, его строгая «нулификация», оказывается, как впрочем и всегда



Фиг. 2. Схема питающей оптики

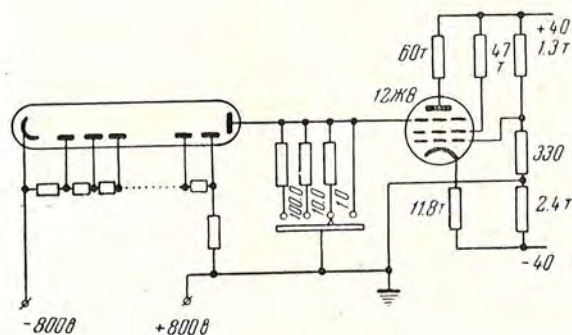


Фиг. 3. Блок-схема электроспектрофотометра:

1 — источник высокого напряжения для ФЭУ; 2 — предварительные усилители; 3 — питание анодов предварительных усилителей; 4 — питание накалов предварительных усилителей; 5 — главные усилители; 6 — питание анодов главных усилителей; 7 — питание накала главных усилителей; 8 — пишущий прибор; 9 — трансформатор питания пишущего прибора; 10 — феррорезонансный стабилизатор

в усилителях постоянного напряжения или тока, весьма трудной задачей.

Как видно из фиг. 3, электрическая схема прибора состоит из следующих узлов: 1) двух фотоумножителей; 2) общего электронно-стабилизированного питания ФЭУ; 3) двух предварительных усилителей по электрометрической схеме; 4) общего электронно-стабилизированного питания накала и анодов ламп предварительных усилителей; 5) двух главных усилителей постоянного тока; 6) двух стабилизированных источников анодного питания главных усилителей; 7) стабилизированного источника питания накала ламп основных усилителей; 8) трансформатора питания регистрирующего прибора; 9) регистрирующего электронного самобалансирующегося потенциометра.



Фиг. 4. Фотоумножитель и предварительный усилитель

Питание всего прибора осуществляется от сети переменного тока (220 вольт, 50 герц).

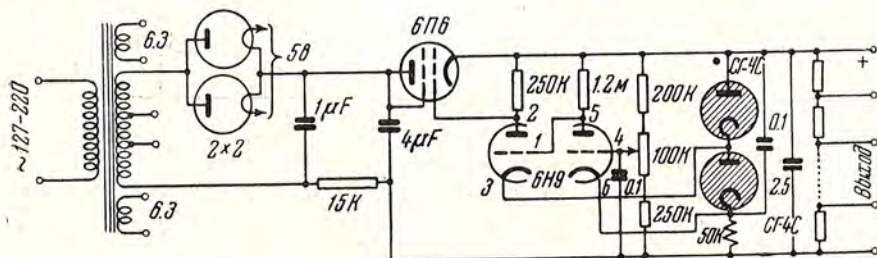
Сильные колебания напряжения сети заставили поставить на входе схемы феррорезонансный стабилизатор мощностью в 500 ватт. Применение его, хотя и понижает колебания напряжения сети, все же связано с некоторыми неудобствами, так как недостаточно постоянна частота питающей сети, а нагрузка феррорезонансного стабилизатора существенно отлична от чисто активной, что значительно ухудшает стабилизацию, как показали специальные опыты.

Примененные в приборе фотоумножители являются стандартными сурьмяно-цезиевыми фотоумножителями типа ФЭУ-17 отечественного производства, отобранными из достаточно большого их числа по признаку наиболее выгодного отношения сигнала к шуму.

Возникающий в ФЭУ фототок создает напряжение на нагрузке, включаемой между последним динодом ФЭУ-17 и его анодом. Такой нагрузкой в нашей схеме служат большие сопротивления, величина которых может меняться (ступенями), принимая значения в основном усилителе 16, 50 и 100 мгом, а в компенсационном 1.3, 9.0 и 50 мгом. Один конец сопротивления, как видно из схемы (фиг. 4), заземлен, а другой соединен с анодом ФЭУ и одновременно с управляющей сеткой лампы предварительного усилителя.

Питание обоих фотоумножителей осуществляется одним общим выпрямителем с электронной стабилизацией, схема которого приведена на

фиг. 5. Напряжение на выходе выпрямителя может регулироваться, грубо — путем переключения выводов повышающего трансформатора, а точно — смещением точки включения сетки первого каскада электронного стабилизатора. Возможна его регулировка в пределах примерно от 500 до 1000 вольт, практически же мы обычно пользовались напряжением около 800 вольт. Как видно из схемы, нами применена двухкаскадная стабилизация на двойном триоде 6Н9. Такая схема дает высокую стабилизацию, но, вполне возможно, не является наилучшей. Не исключается, что такие же, а быть может, и лучшие результаты можно



Фиг. 5. Стабилизированное питание фотоумножителей

получить, применив в качестве усилительной лампы стабилизатора пентод типа 6Ж8 или аналогичный ему.

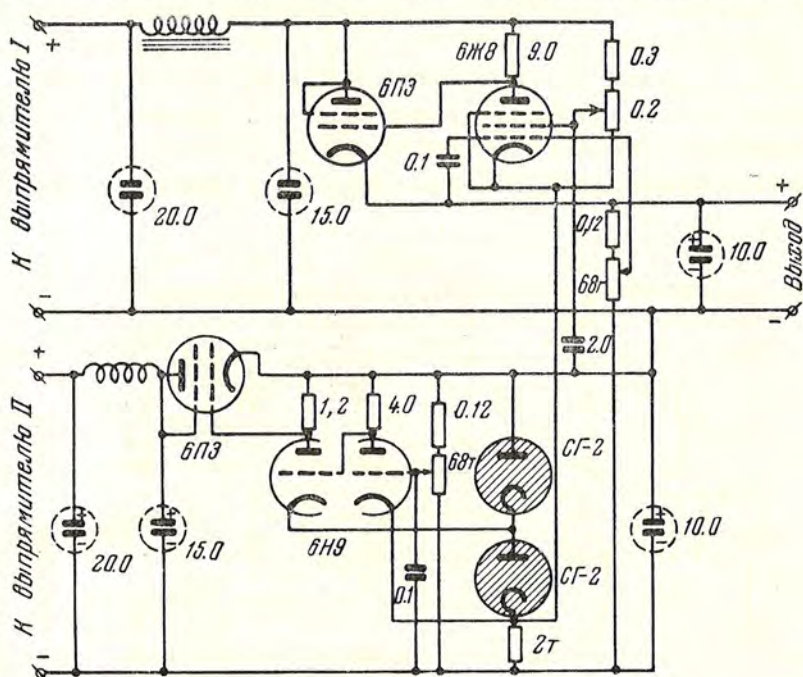
На выходе выпрямителя включен делитель напряжения из 14 сопротивлений, по 100 ком каждое, общий для обоих ФЭУ. Специальная проверка показала отсутствие взаимной связи на нагрузке ФЭУ через общий потенциометр.

Выбор правильной схемы предварительного усилителя представил значительные трудности. В то время как главный усилитель (см. далее) хорошо сбалансирован, предварительный усилитель, по электрометрической схеме, не дает больших возможностей для такой балансировки, если только не идти на существенное усложнение всей схемы.

Нами была применена схема, в основу которой положен принцип компенсации колебаний тока накала, описанный в [7]. Такая схема оказалась достаточно устойчивой и практически независимой от колебаний напряжения в сети.

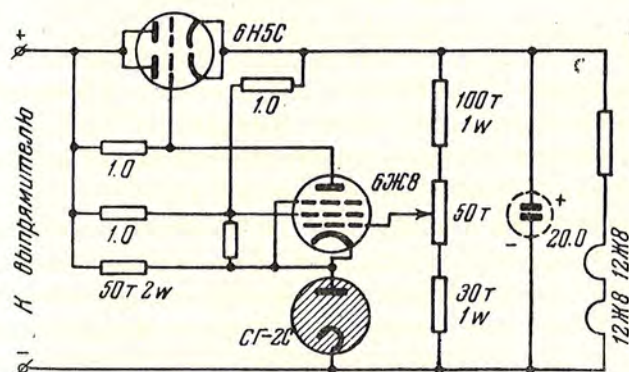
Для питания анодов электрометрических каскадов (предварительного усилителя) необходимо очень стабильное низкое напряжение, порядка 40—50 вольт. Осуществить стабилизацию такого напряжения нелегко, но это все же оказалось возможным при помощи схемы, приведенной на фиг. 6. В схеме не один, а два стабилизированных выпрямителя, первый из которых создает высокостабилизированное опорное напряжение для второго. Попытки заменить первую стабилизацию газовой (что упростило бы схему) не привели к хорошим результатам. Принятая нами схема дает возможность получать хорошо стабилизированное напряжение в пределах примерно от 15—20 до 150 вольт на выходе. Регулируя напряжение на экранной сетке основного стабилизатора, можно добиться того, что он будет принимать значительную переменную нагрузку без

изменения напряжения. Попытки построить оба стабилизатора на двойных триодах 6Н9 дали худшие результаты: прилично стабилизируя выходное напряжение при колебаниях напряжения на входе, такой



Фиг. 6. Стабилизатор анодного напряжения предварительных усилителей

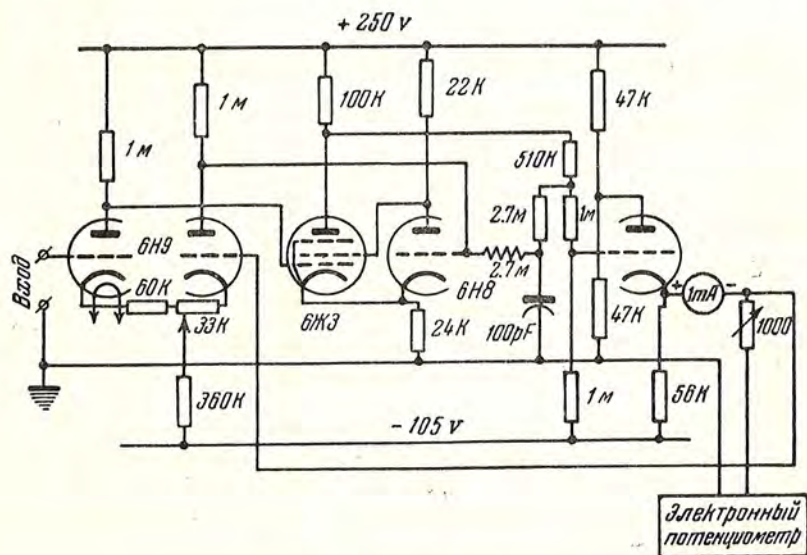
стабилизатор плохо принимал нагрузку. Вполне возможны и другие варианты схемы стабилизатора низкого напряжения.



Фиг. 7. Стабилизатор напряжения накала предварительных усилителей

Накал ламп предварительных усилителей также хорошо стабилизирован электронным стабилизатором, схема которого приведена на фиг. 7. При этом нити накала ламп 12Ж8 обоих предварительных усилителей были соединены последовательно.

В основу главных усилителей положена схема (фиг. 8), описанная в [7], стр. 162. Основные изменения, внесенные в нее, были следующие: увеличено сопротивление между катодами первых триодов — двух половин двойного триода 6Н9 до 90 ком , из которых 60 ком — постоянное сопротивление, а 30 ком — потенциометр; последовательно с большим сопротивлением включено переменное сопротивление, которое может меняться от 0 до 1000 ом . Такая схема дала возможность включения напряжения на вход первой лампы непосредственно с анода предварительного усилителя, на уровне около 10 вольт; дополнительное перемен-



Фиг. 8. Главный усилитель

ное сопротивление 0—1000 ом обеспечивает плавную регулировку нуля, что очень важно в работе прибора.

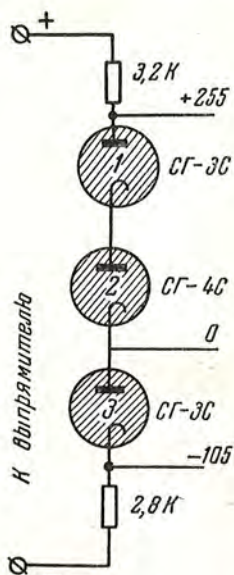
Второе изменение схемы состоит во включении, последовательно с переменным сопротивлением отрицательной обратной связи, одного из сопротивлений регистрирующего прибора, постоянного в основном усилителе, и сопротивления потенциометра — в компенсационном. Оба эти сопротивления могут быть замкнуты накоротко во время регулировки прибора во избежание попадания в регистрирующий прибор излишне больших токов.

Опыт показал, что усилитель, собранный по этой же схеме, обладает большой устойчивостью и легко регулируется. Возможно, что устойчивость была бы еще выше при использовании в качестве анодных нагрузок первых триодов проволочных сопротивлений (по одному мегому), но мы не имели их в своем распоряжении.

Накал обоих главных усилителей питается от феррорезонансного стабилизатора, а аноды этих усилителей — от независимых газовых стаби-

лизаторов — выпрямителей, схема которых приведена на фиг. 9. Быть может, возможна подача постоянного напряжения от одного общего выпрямителя на две ветви газовой стабилизации (каждая со своими гасящими сопротивлениями) для обоих усилителей. Такие опыты были начаты нами, но временно оставлены.

Общая крутизна всей схемы (равная изменению тока на выходе главного усилителя, деленному на изменение напряжения на входе предварительного, электрометрического, усилителя) зависит, конечно, от имеющейся в главном усилителе отрицательной обратной связи и характеризуется следующими числами:



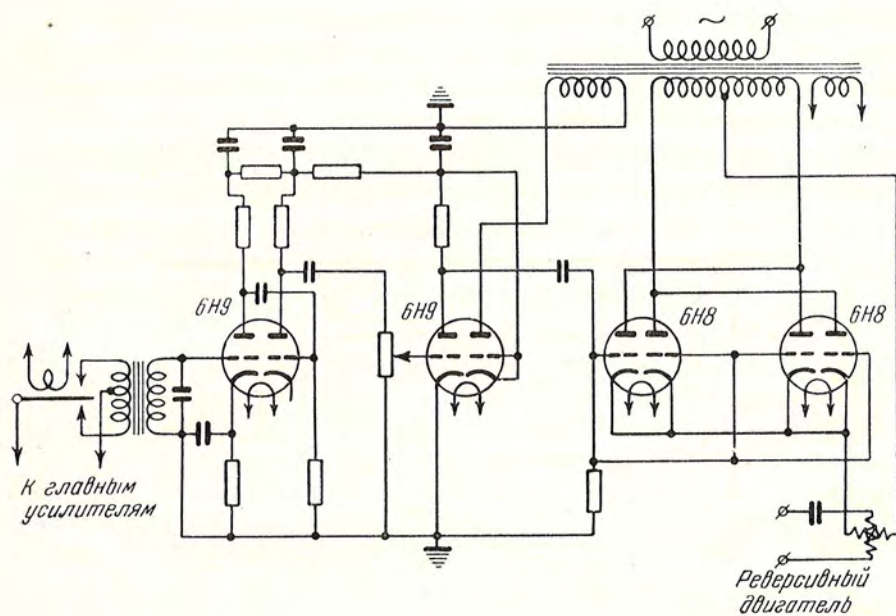
Фиг. 9. Стабилизатор анодного напряжения главного усилителя

Отрицательная обратная связь, ом	Крутизна ма/в	Усиление по току R входное, мгом	
		1	100
100	40	$4 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^6$
300	9	$9 \cdot 10^3$	$9 \cdot 10^5$
500	5	$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^5$
700	3.5	$3.5 \cdot 10^3$	$3.5 \cdot 10^5$
900	3	$3 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^5$

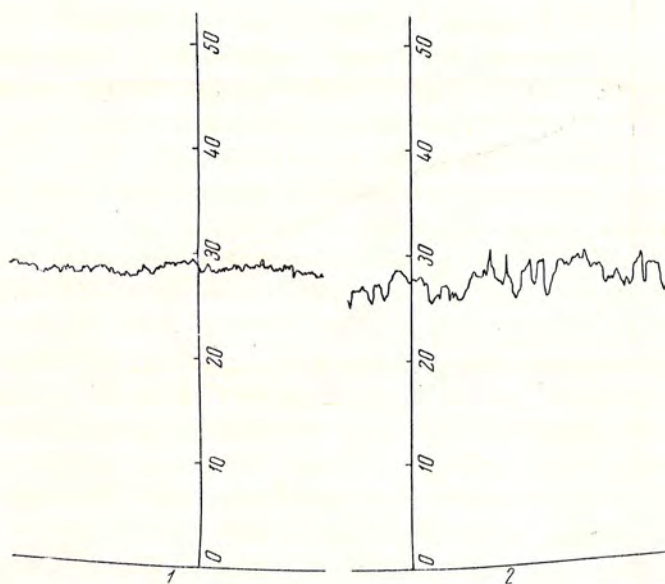
Следует отметить, что проникание на выход главных усилителей переменной составляющей 50 герц, особенно через емкость между нитью и катодом ламп предварительных усилителей, может внести большие помехи в работу. Борьбаться с этим явлением следует приемами, обычными в радиотехнической практике (заземление средней точки питающей обмотки и т. п.).

Фототоки обоих ФЭУ, усиленные предварительными и главными усилителями (до 0.2—0.8 ма), как уже упоминалось выше, создают напряжение на сопротивлениях регистрирующего прибора, постоянном и сопротивлении потенциометра. Эти напряжения подаются, навстречу друг другу, на вибропреобразователь, приводимый в колебания напряжением сети (фиг. 10). Возникающее при этом переменное напряжение, после трансформирования и усиления, попадает на ротор мотора переменного тока, поле которого питается напряжением сети. Соотношение фаз тока в роторе и статоре мотора будет зависеть от того, на каком из двух сопротивлений регистрирующего прибора в данный момент напряжение выше; это определит направление вращения мотора и смещение движущегося контакта потенциометра в сторону выравнивания напряжений.

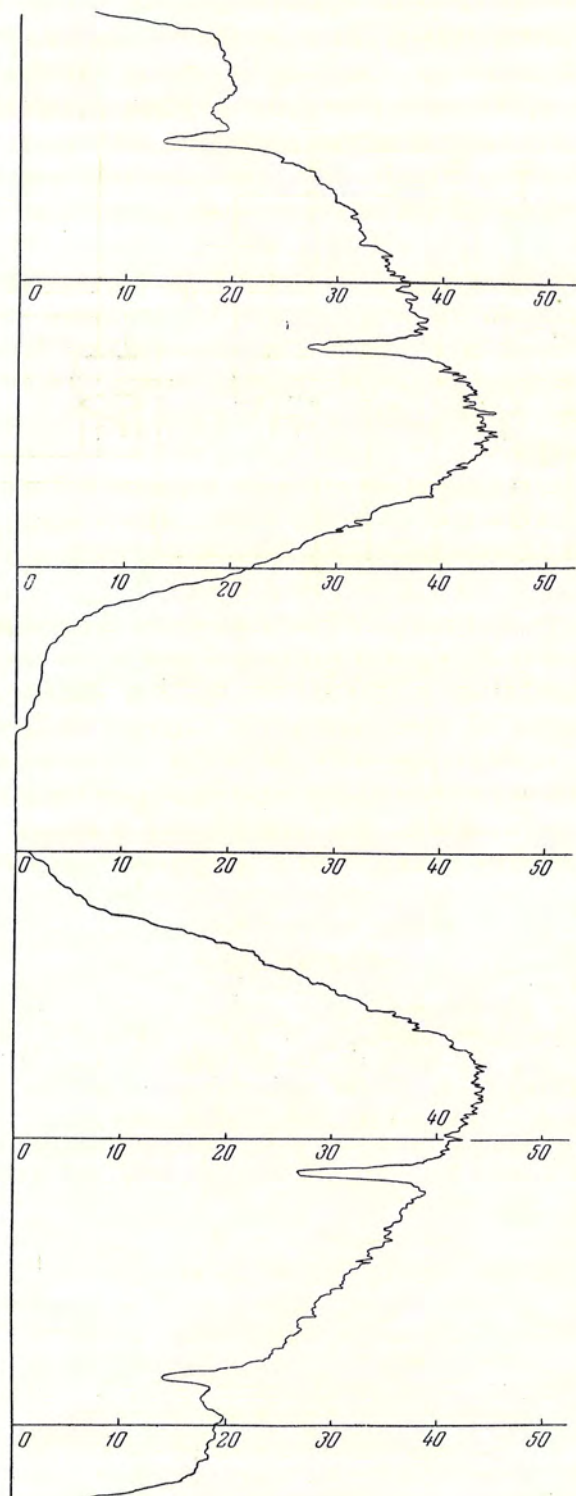
В качестве регистрирующего прибора нами был применен электронный самобалансирующийся потенциометр фирмы Браун (США), в схему которого были внесены некоторые изменения. С успехом могут быть применены и отечественные приборы, например описанные в [6].



Фиг. 10. Регистрирующий прибор (схема)



Фиг. 11. Устойчивость записи (α Лирь). Запись при постоянной длине волны излучения.
1 — с применением компенсации; 2 — без нее



Фиг. 12. Пример записи спектра α Лирь

Питание регистрирующего прибора от сети осуществлялось через специальный трансформатор, разъединяющий прибор от заземленной электросети, что позволяло спокойно заземлять нужные точки схемы.

В настоящее время закончены предварительные испытания прибора. Они показали, что схема в целом достаточно стабильна, нуль в общем устойчив, но довольно значительные шумы вносятся фотоумножителями; это ставит задачу дальнейшего тщательного отбора используемых фотоумножителей.

Примененный принцип компенсации с использованием двух ФЭУ вполне себя оправдал. Это видно из фиг. 11, где приведена запись света звезды в постоянной длине волны как с применением компенсации, так и без нее. Во втором случае на реохорд, вместо усиленного фототока от компенсационного фотоумножителя $\Phi-2$ (см. фиг. 1), подавался некоторый постоянный ток.

На фиг. 12 приведен пример записи спектра α Лиры, записанного (из-за больших оптических потерь в оптике макета прибора) с широкой щелью ($15\text{\AA}$ у H_γ), произведенной в прямом и в обратном направлениях движения выходной щели спектрофотометра.

Точность получающихся регистрограмм может быть охарактеризована следующим образом. Измерения глубины линии H_γ по записям, полученным в различные ночи, показали, что средняя квадратичная ошибка одного определения не превосходит 2%. Следует ожидать, что применение лучших экземпляров ФЭУ позволит дополнительно повысить точность, а создание рабочего экземпляра прибора с малыми оптическими потерями даст возможность, как указывалось в начале статьи, вести исследования спектров ярких звезд с достаточно узкими щелями.

Л и т е р а т у р а

1. J. Hall. *Ap. J.* 84, 369, 1936.
2. Н. Купревич. *Астр. циркуляр*, № 137, 8, 1953.
3. D. MacRae. *Sky and Telescope*, 12, 150, 1953.
4. A. Hogg, B. Hall. *M. N.* 111, 325, 1951.
5. W. Hiltner, A. Code. *J. O. S. A.* 40, 149, 1950.
6. А. Ерофеев. Приборы теплового регулирования и контроля. 1951.
7. «Ламповые усилители». Изд. «Советское радио», 1951, стр. 145.

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ БЕЛО-ГОЛУБОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ
НА ДИАГРАММЕ СПЕКТР — СВЕТИМОСТЬ

И. М. Копылов

Цель работы — изучение структуры обнаруженной Б. А. Воронцовым-Вельяминовым бело-голубой последовательности на диаграмме спектр—светимость и выяснение вопроса, следует ли приписывать этой последовательности эволюционный смысл.

Проводится сравнительное изучение класса типичных новых звезд в сопоставлении с другими звеньями бело-голубой последовательности: звездами Вольф-Райе повторными новыми, ядрами планетарных туманностей, голубыми и белыми карликами.

Используются полученные в [6—8] результаты статистического изучения типичных и повторных новых звезд. В результате обсуждения мы приходим к отрицательному ответу на вопрос об эволюционном характере бело-голубой последовательности.

От эволюционного перехода звезды Вольф-Райе — повторные новые (и типичные новые) приходится полностью отказаться.

Переход повторные новые — типичные новые в свете выводов работ [6—8] и § 4 настоящей работы практически невозможен.

Переход новые звезды — голубые (и тем более белые) карлики мало вероятен, хотя и не может быть полностью исключен.

Сопоставление видимого распределения в галактических координатах, параметров $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ и $\frac{\partial \lg D}{\partial z}$, функций светимости и спектров новых звезд (в минимуме) и ядер планетарных туманностей позволяет говорить о большом сходстве пространственного распределения и многих морфологических признаков двух названных типов объектов, однако вопрос о происхождении и механизме образования планетарных туманностей еще до конца не ясен.]

Оценивается полное число планетарных туманностей в Галактике (около 10 000). В единице объема Галактики на 100 вспышек новых звезд приходится один случай появления планетарной туманности.

§ 1. Введение

Благодаря значительным успехам, достигнутым советской космогонией за последнее десятилетие, существенные изменения претерпел ряд, казалось, прочно установившихся взглядов на одну из важнейших проблем естествознания — проблему происхождения и эволюции звезд.

С открытием в Галактике многочисленных подсистем, имеющих различное происхождение и разный возраст (Б. В. Кукаркин), с обнару-

жением разделения главной последовательности на диаграмме спектр—светимость на две части (П. П. Паренаго), с открытием и изучением звездных ассоциаций (В. А. Амбарцумян, Б. Е. Маркарян), с началом изучения связи горячих гигантов с диффузными туманностями (Г. А. Шайн и В. Ф. Газе), с построением теории эволюции звезд в результате испускания массы (В. Г. Фесенков, А. Г. Масевич), с получением других чрезвычайно важных данных о физической природе, о пространственном распределении и движении космических тел — советская космогония существенно приблизилась к разрешению вопроса о происхождении и развитии звезд.

Однако впереди еще громадная работа по выяснению многих сторон эволюции всего многообразия космических объектов, в частности звезд, так как подавляющая часть все увеличивающегося числа последовательностей и областей на диаграмме спектр—светимость изучена еще слишком плохо, во многих областях проблемы эволюции звезд царит путаница, а некоторые космогонические вопросы в настоящее время еще нельзя решить однозначно.

В частности, новые, повторные новые и сверхновые звезды, являющиеся одними из наиболее интересных объектов в нашей Галактике и в других звездных системах, изучены несравненно меньше, чем многие переменные звезды других типов.

До сих пор остаются необъясненными причины взрывного характера переменности новых звезд, до сих пор еще довольно неясным остается положение новых звезд среди других типов взрывных переменных звезд. Еще и сейчас мало что достоверного можно сказать как о возможных путях эволюции новых звезд, так и о конечной стадии этой эволюции.

Недостаточность наших знаний о новых звездах во многом объясняется случайностью открытия, редкостью и кратковременностью вспышек новых звезд и исключительной сложностью физических процессов, происходящих в новых звездах во время их вспышки.

Для многих новых звезд получен значительный наблюдательный материал. Однако до сих пор многие работы теоретического характера, и подавляющее большинство гипотез о происхождении вспышек новых звезд еще слишком мало опираются на фактические данные, а иногда и совершенно игнорируют их, исходя из одного лишь факта вспышки звезды. До тех пор пока мы не сможем с необходимой точностью определять массы, температуры и химический состав новых звезд, все гипотезы о происхождении и причинах вспышек новых звезд едва ли будут иметь под собой достаточно твердую почву.

Значительный вклад в дело изучения новых звезд внесли советские ученые. Выяснению некоторых существенных сторон в характере развития физических процессов в новых звездах посвящены в последние годы работы Э. Р. Мустеля, Б. А. Воронцова-Вельяминова, В. В. Соболева и др. Для понимания причины вспышек новых звезд много ценного дали исследования В. А. Амбарцумяна, А. И. Лебединского и Л. Э. Гуревича.

Исключительно большое положительное значение для весьма важного вопроса определения положения новых среди других звезд имело обнаружение Б. А. Воронцовым-Вельяминовым в 1946 г. на диаграмме спектр — светимость на первый взгляд непрерывной последовательности, простирающейся в области звезд очень высоких температур, от белых сверхгигантов со светимостями — 5^m , — 7^m до голубых и белых карликов со светимостями слабее $+10^m$. Наиболее детальное описание и интерпретация этой так называемой бело-голубой последовательности изложены в [1]. К этой последовательности Б. А. Воронцов-Вельяминов относит звезды спектрального класса О с абсорбционными линиями в спектрах, звезды Вольф-Райе, возможно новоподобные звезды типа Z Андромеды, повторные новые, типичные новые, голубые и белые карлики. К этой последовательности относятся также и ядра планетарных туманностей. Повторные и типичные новые являются основными и наиболее интересными звеньями в этой последовательности.

Несмотря на то, что некоторые звезды этой последовательности к настоящему времени изучены еще совершенно недостаточно для выяснения и более или менее правильного понимания как внутренней структуры, эволюции, так и связи со смежными звеньями, уже из самого факта существования этой последовательности удалось сделать несколько интересных выводов.

Но если существование этой последовательности звезд на диаграмме спектр — светимость до сих пор никем не оспаривалось, вопрос об эволюционном смысле этой последовательности до сих пор остается открытым. Предположение, что бело-голубая последовательность представляет собой эволюционный путь превращения горячих гигантских нестационарных звезд (к каким относятся звезды Вольфа-Райе) через новоподобные, повторные новые и новые в голубых и белых карликов, встречает исключительно серьезные трудности. Выяснение этого вопроса к тому же крайне осложняется плохой изученностью структуры этой последовательности в целом и тем фактом, что природа отдельных групп звезд в последовательности еще совершенно не ясна.

Утверждение Б. А. Воронцова-Вельяминова об эволюционном характере всей бело-голубой последовательности и о направлении эволюции звезд внутри отдельных ее звеньев в настоящее время представляется еще недостаточно обоснованным и преждевременным, так как это утверждение во многих своих пунктах не только не подтверждается наблюдательными данными, но и находится в глубоком противоречии с ними.

Некоторые из этих противоречий уже указывались в работах Б. В. Кукаркина [2] и Э. Р. Мустеля [3, 4].

Исходя из гипотезы об эволюционном характере бело-голубой последовательности и о непрерывном и постепенном переходе членов последовательности из одного звена в другое, мы должны были бы ожидать наличия объектов, занимающих промежуточное положение между отдельными звеньями последовательности, причем таких объектов должно быть тем больше, чем медленнее совершается переход объекта от предыдущего

звена к последующему. Полностью не должна быть исключена, правда как предельный случай, и возможность существования непрерывного перехода от одного звена последовательности к другому, т. е. число объектов, находящихся в промежуточной стадии будет одного и того же порядка с числом объектов в смежных звеньях.

Поэтому изучение *структуры* отдельных звеньев превращается в первоочередную задачу при дальнейшем исследовании бело-голубой последовательности. Такое изучение поможет дать ответ на вопрос о наличии или отсутствии генетической связи между отдельными звеньями этой последовательности. Причиной основных трудностей и ошибок, встречающихся при более детальном изучении распределения объектов внутри бело-голубой последовательности, является их относительная малочисленность, довольно большое разнообразие их характеристик, а в некоторых случаях и не совсем уверенная их классификация.

Вторым исключительно важным способом выявления наличия или отсутствия генетической связи между отдельными звеньями последовательности является определение типов подсистем, образуемых в Галактике членами этих звеньев. Для этого же можно использовать такой независимый критерий, как характер кратности членов последовательности.

Одним из наиболее многочисленных, но еще недостаточно хорошо изученных звеньев рассматриваемой последовательности являются новые звезды. В то же время новые звезды занимают среднее положение в бело-голубой последовательности. Поэтому крайне важно всестороннее статистическое исследование новых звезд, имеющее целью изучить распределение новых звезд по различным характеристикам и определить положение звена новых звезд по отношению к смежным звеньям последовательности, к каковым относятся повторные новые и, повидимому, голубые и белые карлики. Чрезвычайно интересен также вопрос о взаимоотношении новых звезд и ядер планетарных туманностей.

Состоявшееся в мае 1952 г. Второе всесоюзное совещание по вопросам звездной космогонии уделило слишком мало внимания выяснению космогонической роли взрывных переменных и фактически не дало ничего нового. Тем не менее, очевидно, что для успешного разрешения проблемы происхождения и эволюции звезд необходимо всестороннее изучение всех последовательностей и групп звезд на диаграмме спектр — светимость, среди которых одной из наиболее интересных является последовательность горячих звезд (так называемая бело-голубая последовательность), включающая в себя, в частности, и новые звезды.

Настоящая работа представляет собою попытку подвести некоторый итог работам последних лет по изучению объектов, входящих в бело-голубую последовательность на диаграмме спектр — светимость, и выяснению вопроса о возможности предполагаемых гипотезой Б. А. Воронцова-Вельяминова эволюционных переходов между отдельными звеньями последовательности, т. е. вопроса о том, является ли названная последовательность эволюционной.

Работа служит своего рода завершением ряда статей, которые мы посвятили изучению новых звезд [5—8].

§ 2. Звезды Вольф-Райе и новые звезды вообще

Остановимся очень кратко на вопросе о возможности перехода звезд Вольф-Райе в новые звезды вообще, понимая под новыми звездами повторные и типичные новые.

Звезды Вольф-Райе, принадлежащие к плоской подсистеме, о чем свидетельствует их видимое распределение в Галактике в сопоставлении с их видимыми и абсолютными величинами и принадлежность их к звездным ассоциациям, следует считать совершенно не связанными генетически ни с новыми звездами, образующими типичную промежуточную подсистему [8], ни тем более с повторными новыми, образующими еще менее сплюснутую галактическую подсистему, чем подсистема типичных новых звезд. Практическое отсутствие новых звезд в Большом Магеллановом облаке и в М 33 — системах с исключительно богатым содержанием объектов плоских подсистем (в том числе и звезд Вольф-Райе) по сравнению с нашей Галактикой и М 31 не противоречит этому выводу. В Галактике и в М 31, повидимому более богатых объектами промежуточных подсистем, новые звезды вспыхивают наиболее часто.

Кроме того, совершенно непонятен переход от вполне установившегося истечения вещества с поверхности звезд Вольф-Райе к спорадическим выбросам оболочек в случае повторных и типичных новых звезд.

Действительно, электрофотометрические наблюдения Э. С. Бродской показали [9], что блеск звезд Вольф-Райе остается постоянным с точностью до 0^m.01. Отсюда непосредственно следует, что непрерывный выброс вещества с поверхности звезд Вольф-Райе характеризуется исключительным постоянством. Постоянство блеска говорит о том, что радиус эффективной фотосферы и температура неизменны. Не изменяется практически и скорость истечения вещества, так как наблюдаемые контуры и ширина эмиссионных полос мало меняются. Таким образом, можно считать условия в атмосферах звезд Вольф-Райе установившимися. Появление же в спектрах новых звезд после максимума блеска линий орионова и диффузно-искрового спектров, связанных с непрерывным истечением вещества, сопровождается значительными колебаниями блеска. Это может служить указанием на то, что характер истечения вещества с поверхностей звезд Вольф-Райе и новых звезд заметно различается. Трудно предположить, что характер истечения вещества за срок 10^5 — 10^6 лет (время нахождения звезды в стадии Вольф-Райе по Б. А. Воронцову-Вельяминову [1]) настолько изменится, что вполне стационарное истечение вещества превратится в нестационарное — в виде отдельных грандиозных вспышек с последующим непрерывным истечением.

Высказанные в самое последнее время соображения относительно ошибочности гипотезы об истечении вещества из звезд Вольф-Райе (см.,

например, Труды 4-го совещания по вопросам космогонии в октябре 1954 г., выступления И. М. Гордона и Б. А. Воронцова-Вельяминова) мало меняют существо дела. Если даже согласиться с этими соображениями, то вероятность эволюционного перехода от звезд Вольф-Райе к новым звездам только уменьшится, так как в этом случае придется согласиться с наличием определенного разрыва между массами звезд Вольф-Райе ($10-15 M_{\odot}$) и массами новых звезд (вероятнее всего $2-5 M_{\odot}$).

Кроме того, допущение того, что стадия звезды Вольф-Райе более ранняя, чем стадия новой, и что для новой звезды предшествующая ей стадия должна быть обязательно звездной, совершенно произвольно.

В самом деле, вполне можно допустить, что именно взрывные переменные всех типов (новоподобные, повторные и обычные новые и сверхновые) являются очень, а может быть, и наиболее молодыми звездами. Неустойчивые при своем возникновении, они вспыхивают или один раз, или несколько раз, или периодически, постепенно уменьшая амплитуду, и с течением времени приходят в устойчивое состояние. Тенденция типичных новых иметь при меньшей светимости в нормальном состоянии меньшую амплитуду [5, 6] не противоречит такому предположению.

Из сказанного с учетом подробно разобранных ранее соображений [3, 4, 10] о различном характере кратности у звезд Вольф-Райе и повторных новых следует, что звезды Вольф-Райе и новые звезды вообще генетически не связаны между собой. Следовательно, от перехода звезды Вольф-Райе — повторные или типичные новые приходится отказаться. Таким образом, предположение Б. А. Воронцова-Вельяминова о том, что могут быть два пути эволюции горячих гигантских звезд — один вдоль главной последовательности через звезды В — А — F и т. д. и другой вдоль бело-голубой последовательности, через звезды Вольф-Райе в повторные, а затем обычные новые [10], — несостоятельно. Уже первый предполагаемый переход звезды Вольф-Райе — повторные новые полностью исключается. Следовательно, вопрос о происхождении звезд оставшегося первым звена бело-голубой последовательности — повторных новых остается открытым, если даже в оставшейся части бело-голубой последовательности отдельные ее звенья связаны между собой генетически. Однако, как мы увидим ниже, и остальные предполагаемые эволюционные переходы в бело-голубой последовательности также мало вероятны.

Что же касается наличия сходных спектральных характеристик типа Вольф-Райе у довольно различных типов звезд — обычных звезд Вольф-Райе, ядер планетарных туманностей и новых звезд в минимуме блеска, то оно обусловлено, повидимому, лишь в общем сходными условиями на поверхности этих звезд, имеющих крайне высокие температуры (не менее $25\,000^{\circ}$) и выбрасывающих с поверхности вещество, и ни в коей мере не должно рассматриваться как подтверждение генетического родства звезд указанных типов.

§ 3. Новые звезды и ядра планетарных туманностей

Остановимся подробнее еще на одном весьма важном вопросе — о взаимоотношении новых звезд и ядер планетарных туманностей.

Установлено, что на диаграмме спектр — светимость оба эти класса звезд занимают примерно одну и ту же область — область очень высоких температур и умеренных светимостей и взаимно проникают друг в друга. Однако ряд различий заставлял отвергать предположение о возможном родстве новых звезд и ядер планетарных туманностей. В частности, различию в массах и скоростях оболочек планетарных туманностей и оболочек новых звезд, различной степени устойчивости оболочек и статистическим соображениям придавалось большое значение.

Между тем более детального сопоставления всех известных, с достаточной для этой цели точностью, характеристик новых и планетарных туманностей (говоря о планетарных туманностях, мы в основном имеем в виду их ядра) не проводилось. Отчасти это можно объяснить малочисленностью новых звезд и значительной неуверенностью в оценке некоторых их морфологических особенностей (в частности, светимостей в минимуме) и пространственного распределения. В то же время не приходится сомневаться в том, что окончательное выяснение вопроса о возможной генетической связи или отсутствии подобной связи между новыми звездами и ядрами планетарных туманностей могло бы в значительной степени способствовать раскрытию очень многих неясностей в происхождении и развитии звезд обоих типов.

До сих пор нет ни одной более или менее удовлетворительной гипотезы, объясняющей происхождение планетарных туманностей. Б. А. Воронцов-Вельяминов ни в своей книге [1], ни в своей последующей заметке [10], посвященной разъяснению, развитию и защите выдвинутой им гипотезы об эволюционном характере бело-голубой последовательности, не делает сколько-нибудь серьезной попытки решить этот вопрос. Развивая идею перехода от звезд WR в белые и голубые карлики, Б. А. Воронцов-Вельяминов обходит вопрос о роли ядер планетарных туманностей в эволюционном пути звезд бело-голубой последовательности.

К настоящему времени общепризнанным является мнение, что планетарные туманности не могут возникать в результате вспышек сверхновых, новых или повторных новых звезд. Вспышки сверхновых в Галактике случаются слишком редко для того, чтобы объяснить наблюдаемое число планетарных туманностей, и оболочки сверхновых отличаются рядом особенностей от планетарных туманностей.

Массы же оболочек, выбрасываемых новыми, на два-три порядка меньше масс планетарных туманностей, а скорости выброса оболочек велики (на два порядка больше скорости расширения планетарных туманностей). Возможность того, что планетарные туманности возникают в результате последовательных неоднократных вспышек новых или повторных новых или вспышек очень медленных новых в областях с большой плотностью межзвездной среды, повидимому, приходится отвергнуть. Действитель-

но, известно (см., например, [11]), что, чем медленнее развивается новая звезда, тем меньшую массу выбрасывает она при вспышке. Массы, выбрасываемые повторными новыми, не более $10^{-5}M_{\odot}$, в то время как массы планетарных туманностей, вероятно, близки к 10^{-2} — $10^{-1}M_{\odot}$, т. е. требуется свыше 10^3 вспышек повторной новой, т. е. 10^4 лет, для образования планетарной туманности. Средний же возраст планетарных туманностей также порядка 10^4 лет. Кроме того, при торможении оболочки межзвездной средой внешняя ее граница должна быть очень резкой, в то время как вид планетарных туманностей говорит скорее об обратном [12]. Отметим также, что новые звезды и планетарные туманности образуют промежуточные подсистемы с $\beta \sim 200$ пс, в то время как межзвездный газ с достаточной плотностью сосредоточен лишь вблизи галактической плоскости ($\beta \sim 100$ пс).

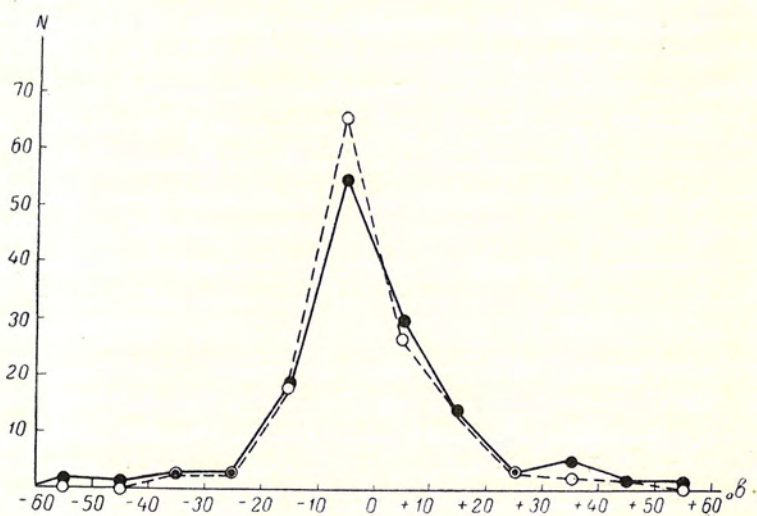
Невероятно также, что возникновение планетарных туманностей происходит в результате особых условий истечения вещества из обычных звезд Вольф-Райе. Ядра планетарных туманностей имеют абсолютные величины от -2^m до $+7^m$, со средним значением $+2^m.5$, в то время как светимости звезд Вольф-Райе, повидимому, не менее -4^m . Кроме того, звезды Вольф-Райе сосредоточены вблизи галактической плоскости и образуют плоскую подсистему, а планетарные туманности образуют промежуточную подсистему.

Таким образом, анализ данных наблюдений новых и сверхновых звезд и планетарных туманностей заставляет склониться к мысли, что наблюдаемое явление повторных новых, обычных новых и сверхновых звезд не может объяснить возникновение планетарных туманностей. Тем не менее, сходство некоторых характеристик ядер планетарных туманностей и новых звезд заставляет подозревать, что между этими двумя классами объектов может существовать довольно тесное родство.

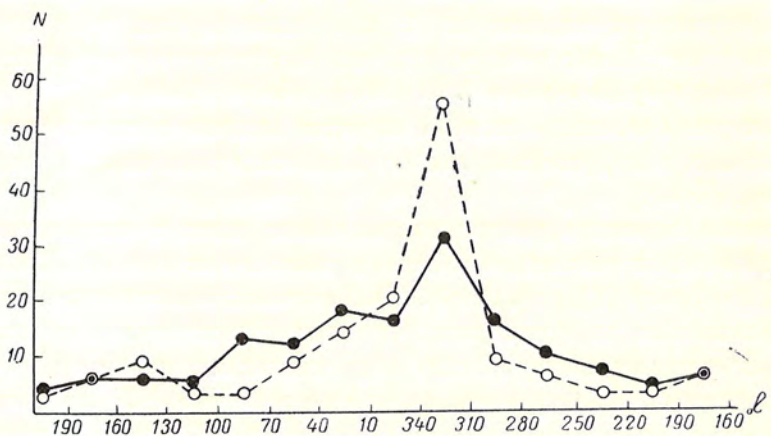
Рассмотрим в последовательном порядке видимое и пространственное распределение и морфологические особенности новых звезд и планетарных туманностей.

Сравнение видимого распределения новых звезд и планетарных туманностей в галактических координатах выявляет их очень большое сходство (см., например, [1], рис. 12 и 34). И новые звезды и планетарные туманности показывают заметную концентрацию к галактическому экватору и к галактическому центру. Видимое распределение планетарных туманностей изучил П. П. Паренаго, из работы которого [13] мы взяли соответствующие данные без существенных изменений. Распределение планетарных туманностей и новых звезд в галактических координатах приводится в табл. 1 и 2 и на фиг. 1 и 2.

Число планетарных туманностей, использованных в работе П. П. Паренаго [13], равно 144, число новых звезд составляет 90 (мы взяли только те звезды, принадлежность которых к новым установлена). Поэтому для удобства сравнения в табл. 1 и 2 в третьем столбце приводятся числа новых, умноженные на $144/90$. Множитель выбран так, чтобы площади под соответствующими кривыми распределения планетарных



Фиг. 1. Распределение по галактической широте планетарных туманностей (сплошная линия) и новых звезд (пунктирная линия)



Фиг. 2. Распределение по галактической долготе планетарных туманностей (сплошная линия) и новых звезд (пунктирная линия)

Таблица 1

Пределы по широте		Число новых	Приведенное число новых	Число планетар- ных туманностей
от	до			
+90°	+60°	—	—	—
+60	+50	—	—	1
+50	+40	1	2	2
+40	+30	1	2	5
+30	+20	2	3	3
+20	+10	9	14	14
+10	0	18	27	30
0	—10	43	66	55
—10	—20	12	18	19
—20	—30	2	3	3
—30	—40	2	3	3
—40	—50	—	—	1
—50	—60	—	—	2
—60	—90	—	—	1

туманностей и новых звезд были равны. В последних столбцах табл. 1 и 2 приводится число планетарных туманностей.

Из табл. 1 и 2 и фиг. 1 и 2 непосредственно следует, что видимое распределение планетарных туманностей и новых звезд можно считать практически одинаковым. Несколько большая концентрация новых по сравнению с планетарными туманностями как к галактической плоскости (фиг. 1), так и к центру Галактики (фиг. 2) может быть объяснена тем, что новые звезды можно видеть на более далеких расстояниях, чем планетарные туманности. Для новых звезд средний видимый модуль расстояния $m - M = 15^m.0$, для планетарных туманностей $m - M = 13^m.0$.

Таблица 2

Пределы по долготе	Число новых	Приведенное число новых	Число планетарных туманностей
от — до			
10°—40°	9	14	18
40—70	6	9	12
70—100	2	3	13
100—130	2	3	5
130—160	6	9	6
160—190	4	6	6
190—220	2	3	4
220—250	2	3	7
250—280	4	6	10
280—310	6	9	16
310—340	36	55	31
340—10	13	20	16

Наиболее надежные данные о пространственном распределении планетарных туманностей и новых звезд можно получить из определения параметров, характеризующих тип галактической подсистемы,— градиентов пространственной плотности этих объектов вдоль галактической плоскости и по z -координате. Мы получили [8] для подсистемы новых звезд:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \lg D}{\partial R} &= -0.22 \pm 0.01, \\ \frac{\partial \lg D}{\partial z} &= -2.39 \pm 0.11 \quad (\beta = 182 \pm 10 \text{ пс}).\end{aligned}$$

П. П. Паренаго оценил [13] для планетарных туманностей

$$\frac{\partial \lg D}{\partial z} = -2.20 \pm 0.16 \quad (\beta = 197 \pm 14 \text{ пс})$$

по туманностям, расположенным не далее 1500 пс от Солнца, так как только при $R \cos b < 1500$ пс на распределение туманностей не влияют условия видимости.

Значение $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$, равное -0.21 ± 0.02 , мы определили по туманностям, также находящимся на расстоянии ближе 1500 пс. Отметим, что, ограничивая используемую область радиусом 1000 пс, мы получим $\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.23$, а при $R = 2000$ пс, получим $\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.19$. Мы остановились на значении -0.21 , так как при слишком малых пределах расстояний местные флуктуации плотности могут привести к градиенту падения плотности, отличающемуся от среднего на данном расстоянии от центра Галактики, а при больших значениях R на величину $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ начинают заметно влиять условия видимости. П. П. Паренаго получил для $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ значение -0.23 ± 0.04 [14], т. е. значение, в пределах ошибок определения совпадающее с полученным нами.

Сопоставление полученных параметров для подсистем планетарных туманностей и новых звезд приводит к заключению, что и новые звезды и планетарные туманности образуют в Галактике промежуточные подсистемы с практически совпадающими параметрами.

Крайне интересно в связи с этими сопоставить значения средней пространственной скорости $\bar{V}$ для планетарных туманностей и новых звезд. При определении $\bar{V}$ для новых звезд мы воспользовались их собственными движениями [1]. Эти данные имеют сравнительно невысокую точность, но нас интересует лишь порядок величины скорости, поэтому мы будем иметь в виду то обстоятельство, что за счет ошибок определения малых собственных движений новых звезд полученные скорости могут быть только преувеличены. По десяти новым звездам, для которых известны расстояния [6], мы определили $\bar{V}_t = 60$ км/сек, тогда приближенно $\bar{V}_r = 38$ км/сек и $\bar{V} = 71$ км/сек. Если же учесть движение Солнца по отношению к промежуточным подсистемам ($V_\odot = 31$ км/сек), то получим $\bar{V} = 64$ км/сек.

По данным работы П. П. Паренаго [13], для 34 планетарных туманностей имеем: $\bar{V} = 63$ км/сек, $\bar{V}_r = 34$ км/сек и $\bar{V}_t = 53$ км/сек.

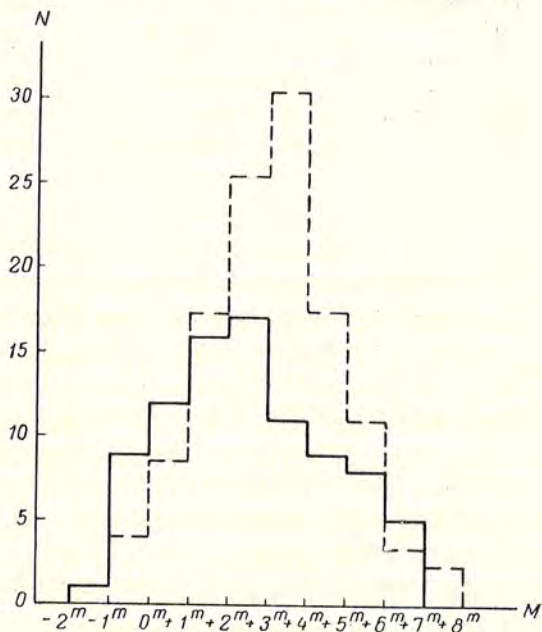
Учитывая невысокую точность определения средней пространственной скорости $\bar{V}$ для новых звезд, согласие полученных значений пространственной скорости для планетарных туманностей и новых звезд можно считать вполне удовлетворительным. Таким образом, мы снова убеждаемся в большом сходстве подсистем новых звезд и планетарных туманностей. Собственные движения, расстояния и тангенциальные скорости новых звезд приведены в табл. 3.

Обратимся далее к распределению абсолютных величин новых звезд в нормальном состоянии и ядер планетарных туманностей. Что касается новых звезд, то функция светимости их в минимуме блеска представлена в [6]. Абсолютные величины ядер планетарных туманностей мы определили по данным списка планетарных туманностей [1], исходя из среднего значения абсолютной интегральной величины планетарных туманностей $\bar{M}_n = -0^m.8$ [13]. К полученным абсолютным фотографическим величинам

ядер была придана поправка $+0^m.5$ как для очень горячих звезд, чтобы привести их к визуальным величинам. Соответствующая функция светимости представлена на фиг. 3 сплошной линией. Пунктирной линией изображена функция светимости новых звезд. Число ядер планетарных туманностей с известными абсолютными величинами равно 88, число новых звезд — 120 (в случае новых звезд мы учли, что медленные новые вспыхивают в единице объема в два раза чаще, чем быстрые; см. [6]).

Обе функции светимости весьма сходны между собою. Среднее значение абсолютной звездной величины для новых звезд равно $+3^m.1$ (см. [6]), а для ядер планетарных туманностей составляет $+2^m.5$. Заслуживает самого пристального внимания тот факт, что пределы, в которых заключены светимости новых звезд и ядер планетарных туманностей, одинаковы.

Одинаковыми оказываются спектры, а следовательно, и температуры новых звезд в минимуме и ядер планетарных туманностей. Из 29 ядер с известными спектрами 11 (38%) обладают эмиссионным спектром и 18



Фиг. 3. Функции светимости ядер планетарных туманностей (сплошная линия) и новых звезд в нормальном состоянии (пунктирная линия)

Таблица 3

Новая	Год вспышки	μ''	R, пс	V_t , км/сек
GK Персея	1901	0.016	500	37.8
T Возничего	1891	0.004	710	13.3
DM Близнецов	1903	0.007	3000	99.5
DN Близнецов	1912	0.021	1500	151.8
V603 Орла	1918	0.019	360	32.2
V841 Змееносца	1848	0.018	500	42.7
Q Лебедя	1876	0.004	1700	32.2
DI Ящерицы	1910	0.001	1900	9.0
RR Живописца	1925	0.046	670	146.5
DQ Геркулеса	1934	0.032	240	36.5

(62%) имеют или непрерывные спектры без всяких следов линий поглощения, или чисто абсорбционные спектры. Из 13 новых с известными спектрами в минимуме шесть (46%) имеют эмиссионные спектры и семь (54%) — непрерывные спектры. Некоторая доля новых звезд с непрерывными спектрами может на самом деле иметь в спектрах слабые линии поглощения, которые не обнаруживаются на спектрограммах, так как спектры новых вследствие слабости звезд получают обычно с очень малой дисперсией. Показательно, что между числом эмиссионных и непрерывных спектров у новых звезд и ядер планетарных туманностей соблюдается примерно одна и та же пропорция: эмиссию обнаруживают в среднем 40% звезд.

В настоящее время нельзя указать никаких наблюдаемых различий между спектрами новых звезд после достижения нормального блеска и спектрами ядер планетарных туманностей. Разнообразие спектров в том и другом случае подтверждается и громадным различием определяемых температур, несмотря на крайнюю неточность определения последних. Методы определения светимостей и температур ядер планетарных туманностей пока еще весьма далеки от совершенства, и получаемые значения могут быть обременены значительными ошибками. Тем не менее можно, повидимому, сделать следующий довольно определенный вывод: для ядер планетарных туманностей нет никакой зависимости между спектром ядра и его абсолютной величиной. Действительно, сопоставление известных спектров ядер и полученных светимостей ядер заставляет прийти к заключению, что для любых спектров, присущих ядрам, светимости могут быть любыми в пределах от -2^m до $+7^m$.

Принятие схемы Г. А. Гурзadyana [15] для эволюции планетарных туманностей не меняет существа дела. Ядра планетовидных, двухоболочечных и кольцевых туманностей имеют как любые спектры, так и любые светимости в указанных выше пределах, т. е. ядро в различные моменты образования планетарной туманности может иметь совершенно одинаковый спектр, и наоборот.

Правда, если мы обратимся к новым звездам, то мы придем к несколько иному выводу, а именно к выводу о том, что имеется слабая зависимость между видом спектра и абсолютной величиной новой звезды в минимуме. Непрерывные спектры присущи абсолютно более ярким новым звездам, а эмиссионные — более слабым.

Т а б л и ц а 4

Тип звезды	Спектр		
	непрерывный	Вольф-Райе	ОА
Новые звезды . .	$+2^m.5 \pm 0^m.7(7)$	$+3^m.8 \pm 0^m.6(6)$	—
Ядра туманностей	$+2^m.0 \pm 1^m.3(15)$	$+1^m.5 \pm 0^m.6(10)$	$+1^m.3 \pm 1^m.1(8)$

В табл. 4 приводится среднее значение M для новых звезд и ядер планетарных туманностей, с различным видом спектра (в скобках указано число звезд). Для ядер планетарных туманностей характерен очень большой разброс светимостей около среднего значения, особенно это относится к ядрам с абсорбционными и непрерывными спектрами.

Есть достаточно оснований полагать, что абсолютные величины новых звезд определяются в настоящее время довольно уверенно. Так как звезды с непрерывным спектром по всем данным имеют в среднем большую температуру, чем звезды с эмиссионным спектром, то мы приходим к выводу, что среди новых звезд более яркие в минимуме звезды имеют более высокую температуру.

Для планетарных туманностей ошибки в определении абсолютных величин ядер могут быть очень большими. Поэтому трудно сделать какие-либо определенные выводы, имея в виду практическое отсутствие зависимости между спектром и абсолютной величиной (наличие зависимости между светимостью и температурой ядра мало что может сказать, так как и светимость и температура в подавляющем большинстве случаев определялись по разности m_* — m_{π} в предположении, что $M_{\pi} = \text{const}$, откуда непосредственно следует наличие зависимости между температурой и абсолютной величиной). Тем не менее, мы вынуждены заключить, что новые звезды и ядра планетарных туманностей, имея общие друг с другом пределы в светимостях и температурах (спектрах), образуют на диаграмме спектр — светимость скорее всего область, но не последовательность. Об этом говорят большие дисперсии спектров и температур (по видимому, от $25\,000 - 30\,000^\circ$ до $60\,000 - 80\,000^\circ$) и широкий интервал изменения светимостей (от -2^m до $+7^m$).

Отметим еще одну общую черту, присущую новым звездам и ядрам планетарных туманностей, — выбрасывание оболочки. Однако эта общая черта включает в себя и самое существенное, на наш взгляд, различие между новыми звездами и ядрами планетарных туманностей:

различие в скоростях и массах окружающих их оболочек. Определения масс планетарных туманностей приводят к значениям $10^{-2} - 10^{-1} M_{\odot}$ [1], в то время как массы оболочек, выбрасываемых новыми, составляют $10^{-4} - 10^{-3} M_{\odot}$ [11], т. е. в среднем на два порядка меньше, чем массы планетарных туманностей. Оболочки новых звезд выбрасываются со скоростями порядка 1000 км/сек, скорости же расширения планетарных туманностей составляют в среднем 10 км/сек, т. е. также примерно на два порядка меньше. Однако в свете вышеизложенного, трудности, встречающиеся обычно при объяснении этих различий в массе и скорости оболочек новых звезд и ядер, не кажутся нам принципиальными и непреодолимыми.

Остановимся кратко на оценке полного числа планетарных туманностей в Галактике. Эту оценку мы произведем следующим образом. В круге, радиусом 1500 пс, вспыхивает в среднем две новые звезды за пять лет [6]. В этом же объеме мы насчитываем 75 планетарных туманностей [13]. Считая, что закон возрастания пространственной плотности с приближением к галактическому центру один и тот же и для планетарных туманностей и для новых звезд, получаем для полного числа планетарных туманностей в Галактике значение 9500.

Оценим далее относительную частоту вспышек новых звезд и ядер планетарных туманностей. Средняя удвоенная скорость расширения планетарных туманностей $2v = 20$ км/сек, наибольший диаметр туманностей — около 80 000 а. е. (число туманностей с диаметрами больше 80 000 а. е. составляет всего около 10% общего числа туманностей). С этими данными мы получаем, что продолжительность жизни туманности порядка $2 \cdot 10^4$ лет. При числе туманностей 10^4 получаем, что в Галактике появляется одна туманность в два года. Новых звезд в Галактике за два года вспыхивает не менее ста. Таким образом, приходим к заключению, что в подсистеме новых звезд и планетарных туманностей всего 1% звезд, способных вспыхивать, вспыхивает с образованием планетарной туманности, а 99% вспыхивают как новые звезды, т. е. появление планетарной туманности, если оно происходит в результате вспышки центральной звезды подобно новой, представляет собой довольно редкое явление.

Различие в скоростях и массах выбрасываемых оболочек новых и планетарных туманностей еще требует объяснения, однако можно высказать предположение, что процесс отрыва оболочки от ядра в случае планетарной туманности происходит более «мирным» путем, чем это происходит в новых звездах. Возможно, что в случае новых звезд взрывной процесс, приводящий к отрыву оболочки, локализуется в более высоких слоях звезды, что приводит к меньшей массе оболочки и большей скорости выброса. В то же время мы совсем не склонны считать, что ядро планетарной туманности представляет собой просто новую звезду, выбросившую с малой скоростью оболочку аномально большой массы. Возможно, что в звездах подсистемы новых звезд и планетарных туманностей действуют два механизма вспышки, один из которых приводит к образованию оболочки новой, а другой к образованию планетарной туманно-

сти. Имеется много свидетельств в пользу того, что образование планетарной туманности может происходить путем временного и мощного истечения вещества с поверхности звезды, а не в результате мгновенного взрыва (см., например, работы Г. А. Гурзadian [16]).

§ 4. Типичные и повторные новые

Обратимся теперь к наиболее интересному вопросу о возможном пути эволюции типичных новых. Попутно проведем сопоставление характеристик типичных и повторных новых, так как вопрос о направлении эволюции типичных новых неразрывно связан с выяснением взаимоотношения повторных и типичных новых звезд.

Напомним кратко, как Б. А. Воронцов-Вельяминов представляет себе развитие звезд вдоль бело-голубой последовательности. Лучше всего об этом можно сказать словами самого Б. А. Воронцова-Вельяминова ([1], стр. 458): «Мы предполагаем, что наиболее массивные звезды, т. е. горячие гиганты типа О, проходят стадию Вольф-Райе, быстро избавляясь от избытка массы и понижаясь в светимости. После этого они становятся сравнительно быстро и неправильно меняющимися звездами с малой амплитудой, затем повторными новыми со все возрастающей амплитудой и со все более редкими вспышками и, наконец, типичными новыми со все увеличивающейся амплитудой, все уменьшающейся светимостью в минимуме и все реже вспыхивающими.

И, наконец, вспыхивая в последний раз с большой амплитудой, звезда превращается в «бывшую новую» в полном смысле слова — в горячего голубого карлика, уже не способного вспыхивать».

Таким образом, в течение этого эволюционного пути масса звезды должна уменьшиться от 20—40 солнечных масс (масса звезды типа ОА) до нескольких десятых солнечной массы (масса голубого карлика), т. е. звезда должна потерять практически всю свою массу (95 — 97%) путем выброса ее сначала непрерывным истечением, а затем в виде выброса отдельных оболочек.

Имея перед глазами непрерывную, на первый взгляд, последовательность звезд с постепенно уменьшающимися массами, т. е. считая, что массы повторных новых, типичных новых и ядер планетарных туманностей являются промежуточными между массами звезд Вольф-Райе и голубых карликов, естественно приписать ей эволюционный смысл. Но дело в том, что если массы звезд О и Вольф-Райе мы можем оценивать настолько уверенно, что есть смысл говорить о различии масс для индивидуальных звезд, то для новых звезд мы до сих пор не знаем даже порядка массы. Правда, принадлежность новых звезд к подсистеме промежуточного типа говорит, как будто, в пользу того, что массы новых звезд должны быть порядка нескольких солнечных масс. В то же время имеется ряд выводов, из которых следует, что новые звезды могут иметь значительно большие массы [3, 17]. Невозможность в настоящее время непосредственного определения масс для новых звезд не позволяет проверить, выполняется ли для новых зависимость масса — светимость.

Получение определенного ответа на этот вопрос сыграло бы *решающую* роль в раскрытии природы новых звезд.

Рассмотрим подробнее вопрос об основном эволюционном переходе в гипотезе Б. А. Воронцова-Вельяминова — о переходе повторные новые $\rightarrow$ типичные новые.

Утверждение Б. А. Воронцова-Вельяминова, что «внутри класса новых звезд последние эволюционируют в сторону уменьшения своей светимости между вспышками за счет наблюдаемой непосредственно потери массы и в сторону увеличения амплитуды вспышек, при увеличении промежутков времени между вспышками» [1, 10], следует считать ошибочным.

Действительно, высказывая это утверждение, Б. А. Воронцов-Вельяминов исходил из следующих соображений:

а) Для новоподобных звезд типа SS Лебеда и для повторных новых амплитуды вспышки статистически растут с увеличением интервалов между вспышками.

б) Между повторными и типичными новыми нет принципиальной разницы.

в) Отсутствует дисперсия светимостей новых звезд в максимуме блеска.

г) Дисперсия светимостей новых звезд в минимуме крайне велика, превосходя 11^m , и любые светимости в минимуме в указанных пределах встречаются одинаково часто.

Из двух последних соображений (пп. «в» и «г») непосредственно вытекало, что при постоянстве светимости в максимуме уменьшение светимости после каждой вспышки должно сопровождаться увеличением амплитуды и, следовательно, увеличением интервала между вспышками (п. «а»).

Так как повторные новые обладают по сравнению с типичными новыми меньшими амплитудами, то отсюда неизбежно следовало, что *повторные новые являются предшествующей стадией для типичных новых и должны непременно превращаться в последние* (п. «б»).

Это есть *фундаментальный вывод*, на котором в сущности и основывается *вся гипотеза Б. А. Воронцова-Вельяминова об эволюции звезд бело-голубой последовательности*.

Выясним истинное положение дел.

Во-первых, следует указать, что и для новоподобных типа SS Лебеда и для повторных новых, несмотря на совершенно различные механизмы вспышки, *увеличение амплитуды, сопровождающееся увеличением интервала между вспышками, происходит за счет увеличения светимости в максимуме*, в то время как *светимость звезды в нормальном состоянии остается практически постоянной* в течение очень длительного времени (см., например, рис. 35 и 38 из книги Б. А. Воронцова-Вельяминова [1]), т. е. указанной зависимости амплитуда — продолжительность цикла следует приписывать лишь статический, а не эволюционный смысл. Существование этой зависимости может свидетельствовать только о том,

что более продолжительный интервал, который предшествует данной вспышке, способствует большему накоплению энергии взрыва и приводит к соответственно большему масштабу (амплитуде) вспышки [7].

Принятие во внимание уже этого исключительно важного обстоятельства практически сводит на нет гипотезу Б. А. Воронцова-Вельяминова об эволюции повторных новых в типичные новые.

Во-вторых, дисперсия светимостей новых звезд в максимуме блеска оказывается одного порядка с дисперсией светимостей в минимуме и равна 2^m5 [6]. Наблюдаемая же дисперсия амплитуд (около 3^m5) полностью определяется дисперсиями минимальных и максимальных светимостей новых [6].

Далее, мы показали [6], что, несмотря на большую дисперсию, более яркие в минимуме новые ($+2^m2$) имеют тенденцию обладать большими амплитудами (11^m4), чем более слабые в минимуме ($+3^m5$), имеющие среднюю амплитуду 10^m0 . Эта тенденция распространяется и на самые слабые в минимуме новые звезды (типа RT Змеи), имеющие при светимости в минимуме $+4^m2$: амплитуду лишь 7^m7 .

Если допустить, что эта наблюдаемая тенденция есть следствие эволюции новых звезд, т. е. что эволюция новых происходит с убыванием светимости в минимуме, то придется констатировать, что изменение величины амплитуды вдоль этого эволюционного пути происходит в порядке как раз обратном тому, о котором говорит Б. А. Воронцов-Вельяминов.

Помимо всего прочего, мы считаем преждевременным и недостаточно обоснованным (см. об этом подробнее в [7] и ниже) утверждать, что повторные и типичные новые принципиально ничем не различаются, и видеть различие между ними только в амплитудах [1].

Действительно, при наличии зависимости ($\lg P, A$) для повторных новых [7] мы должны были бы наблюдать вспышки по крайней мере тех новых, амплитуды A которых меньше 10^m (такие новые составляют почти половину из всего числа известных). Этого мы не наблюдаем. Для выяснения вопроса мы обратимся к детальному сравнению некоторых наиболее характерных свойств повторных и типичных новых. Такое сравнение, правда в очень сжатой форме, уже было проделано [7].

До сих пор основным признаком, отличающим обычные новые от повторных, считали малую амплитуду последних и меньший интервал между вспышками [1]. Более внимательное сравнительное изучение некоторых свойств повторных и обычных новых приводит к заключению, что между этими двумя типами звезд имеются более глубокие различия. Сравнение это усложняется тем, что в противоположность новым, ни для одной повторной до сих пор не определена более или менее надежно абсолютная величина.

Поскольку мы не можем заранее быть уверенными в том, что к повторным новым применим способ определения светимости по зависимости ($M_{\max}, t_3$) [5], необходимо определение $M_{\max}$ для повторных новых другим путем.

Допуская связь повторных и типичных новых, мы должны ожидать,

что с уменьшением амплитуды для типичных новых их признаки должны приближаться к аналогичным признакам, характеризующим повторные новые. В частности, новые звезды, не вспыхивавшие на наших глазах вторично, но имеющие наименьшие амплитуды, сравнимые с амплитудами повторных новых, должны иметь с повторными новыми одинаковые свойства.

Средняя амплитуда для всех известных в настоящее время повторных новых равна $8^m.4$. Крайние значения амплитуд $6^m.1$ и $11^m.0$. Последнее значение получается для повторной новой Т Северной Короны в предположении, что она имеет спутником холодного гиганта класса М.

В табл. 5 приводятся для повторных новых амплитуда и время полного падения блеска. Для сравнения приведены две типичные новые, Новая Змееносца 1848 г. и Новая Стрельца 1899 г., имеющие такой же порядок амплитуд, что и у повторных новых.

Т а б л и ц а 5

Звезда	Амплитуда	Время полного падения блеска в годах
Т Компаса	$6^m.5$	1.3
U Скорпиона	9.3	1.0:
RS Змееносца	7.8	0.25:
Т Северной Короны . .	11.0:	1.5:
WZ Стрелы	8.4	0.5
V1017 Стрельца 1919 г.	7.6	1.5
Среднее значение	8.4	1.0
V841 Змееносца 1848 г.	8.2	18.0
V1016 Стрельца 1899 г.	8.5	5.0

Для других типичных новых с большими амплитудами (10^m — 13^m) время падения блеска — не менее семи лет [6].

Мы приходим к заключению, что *повторные новые обладают на порядок меньшей продолжительностью спуска до минимума по сравнению с типичными новыми, имеющими такие же небольшие амплитуды.*

Многие обстоятельства (см. [7]), в частности отмеченное выше более быстрое падение блеска повторных новых к минимуму, заставляют нас считать, что между повторными новыми и типичными новыми с такими же амплитудами существуют по всей видимости более глубокие различия, чем предполагали до сих пор. В свете этого интересно рассмотреть подробнее тот факт, что развитие повторных новых после максимума происходит много быстрее, чем у типичных новых.

Для сравнения хода падения блеска у новых и повторных новых мы использовали логарифмические коэффициенты развития новых, впервые введенные Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [18].

Падение блеска с течением времени для новой после максимума и до возвращения к минимуму может быть представлено двумя-тремя уравнениями вида $m = m_0 + b \lg t$

При некоторых значениях t , несколько различных для разных новых, происходит очень резкое изменение величины коэффициента b . В среднем для 16 типичных новых коэффициент $b_1=2.5$, коэффициент $b_2=6.3$ (по 13 новым), коэффициент $b_3=2.5$ (в среднем по семи новым). Для повторных новых получаем: $b_1=2.1$, $b_2=6.7$, $b_3=2.0$ (в среднем по пяти звездам).

Мы видим, что коэффициенты b для новых очень близки к соответствующим коэффициентам для повторных новых. Это может свидетельствовать об *одинаковом механизме вспышки* у повторных и типичных новых. Но у повторных новых интервал времени, в течение которого происходит первоначальное медленное падение блеска, скорость которого характеризуется коэффициентом b_1 , слишком мал, всего несколько дней, в то время как для обычных новых замена коэффициента b_1 на много больший коэффициент b_2 происходит через интервалы 40 — 500 дней, т. е. *для повторных новых скорость развития процессов после максимума на один-два порядка больше, чем для новых*. Во столько же раз различаются для повторных и обычных новых времена полного спуска к минимуму. То, что повторные новые достигают минимума во много раз скорее, чем типичные новые с такими же амплитудами, несмотря на близкое сходство соответствующих коэффициентов b , может быть объяснено именно кратковременностью периода падения блеска для повторной новой с небольшим значением коэффициента b_1 .

Хотя впереди еще большая работа по сравнительному изучению характеристик новых и повторных новых, тем не менее имеется много данных (часть из которых изложена выше, часть — в [7]), рассмотрение которых заставляет подозревать, что между новыми и повторными новыми существует, повидимому, не меньшее, а возможно, большее различие, чем, скажем, между долгопериодическими цефеидами, принадлежащими к плоской и сферической составляющим.

Большое значение для выяснения степени родства повторных и типичных новых имело бы изучение пространственного распределения повторных новых в Галактике. Большая, чем для обычных новых, видимая концентрация к галактическому центру, большая средняя галактическая широта повторных новых (около 15° ; для новых около $7^\circ.5$) могут свидетельствовать о том, что повторные новые образуют сферическую или, в крайнем случае, значительно менее сплюснутую подсистему, чем подсистема новых звезд.

Если же считать, что повторные новые принадлежат к той же подсистеме, что и обычные новые звезды, повторным новым придется приписать среднюю светимость в максимуме не ярче — $3^m.5$. Тогда очевидно, что к ним неприменима зависимость ($M_{\max}, t_3$), выполняющаяся для новых, так как для повторных новых величина t_3 в среднем значительно меньше, чем для обычных новых, и по зависимости ($M_{\max}, t_3$) повторные новые должны иметь светимость около — $9^m.0$. Уже отсюда непосредственно следует, что повторные новые должны отличаться от обычных новых.

Хотя в настоящее время уверенный выбор между этими двумя воз-

возможностями встречается с некоторыми трудностями, тем не менее вполне можно предположить, что повторные новые и обычные новые принадлежат к двум различным галактическим подсистемам, подобно тому, как долгопериодические цефеиды делятся на две подсистемы: плоскую и сферическую, обладающие различной светимостью при одинаковых периодах, некоторыми спектральными различиями, различным видом кривых блеска и, повидимому, различным происхождением и различным возрастом.

Заявляя о принципиальном сходстве повторных и типичных новых, Б. А. Воронцов-Вельяминов в то же время отмечает [10], что «опыт классификации звезд по методу Б. В. Кукаркина на подсистемы показал ряд случаев, когда звезды как будто одинаковых характеристик распадаются на подсистемы разного типа».

Поэтому вопрос о пространственном распределении повторных новых заслуживает более внимательного рассмотрения. Как мы уже отмечали выше, детальное выяснение этого вопроса в значительной мере затрудняется малым числом известных повторных новых и отсутствием данных об их светимостях.

Для приближенного определения типа подсистемы повторных новых и оценки их средней светимости в максимуме мы поступили следующим образом.

Для галактических подсистем всех типов вполне удовлетворительно выполняется зависимость между градиентами пространственной плотности по z -координате и в галактической плоскости. Для краткости мы обозначим зависимость между $\frac{\partial \lg D}{\partial R} = G_R$ и $\frac{\partial \lg D}{\partial z} = G_z$ зависимостью (G_R, G_z) .

Для построения этой зависимости мы воспользовались определениями градиентов плотности для следующих галактических подсистем: короткопериодические цефеиды, шаровые скопления, долгопериодические переменные, рассеянные скопления, звезды типа ОА. Сводка этих градиентов, определенных до 1948 г., приводится П. П. Паренаго [14]. Мы исключили только подсистему долгопериодических цефеид, так как в настоящее время имеются веские основания сомневаться в правильности принимаемых для них до последнего времени абсолютных величин. Кроме того, мы определили [8] градиенты G_R и G_z для подсистемы новых звезд и планетарных туманностей (см. выше). Далее, мы произвели грубую оценку градиента G_R для подсистемы темных туманностей и градиентов G_R и G_z для подсистемы сверхновых звезд. Все эти данные приведены в табл. 6.

Полученная зависимость (G_R, G_z) представлена на фиг. 4. Зависимость, несмотря на значительные ошибки при определении значений G_R и G_z , получилась очень четкой. Динамическая интерпретация такой зависимости между G_R и G_z для различных галактических подсистем является, конечно, задачей звездной динамики, однако несомненно, что качественно, в соответствии с выводами П. П. Паренаго [19], наличие этой зависимости может быть объяснено. Уменьшение потенциальной энергии какой-либо подсистемы по отношению к галактическому центру, сопровождающее

уменьшение среднего расстояния членов подсистемы от центра Галактики и увеличение концентрации к галактическому центру, неизбежно связано с увеличением кинетической энергии подсистемы, проявляющимся в увеличении дисперсии скоростей членов подсистемы и в соответствующем уменьшении сплюснутости подсистемы.

Таблица 6

Подсистема	G_R	G_z
Короткопериодические цефеиды	-0.274	-0.219
Шаровые скопления . . .	-0.264	-0.15
Долгопериодические переменные	-0.261	-0.86
Новые звезды	-0.22	-2.39
Планетарные туманности .	-0.21	-2.20
Темные туманности	-0.16	-4.34
Сверхновые звезды	-0.15	-6.0
Рассеянные скопления . .	-0.11	-8.2
Звезды типа ОА	-0.10	-7.5
Звезды типа В	-0.09	-8.89

Зависимость (G_R , G_z) может быть выражена уравнением

$$\frac{\partial \lg D}{\partial z} = -8.3 - 18.0 \lg \left| \frac{\partial \lg D}{\partial R} \right|, \quad (1)$$

представляющим правую половину фиг. 4.

Наличие этой зависимости свидетельствует о том, что все самостоятельные галактические подсистемы образуют одномерную последовательность. Таким образом, знание одного из градиентов однозначно определяет другой градиент (см. об этом также в [8]).

Мы можем ожидать, что все вновь обнаруживаемые подсистемы должны удовлетворять этой зависимости, т. е. точка (G_R , G_z) для каждой подсистемы должна ложиться на зависимость (G_R , G_z) фиг. 4, [уравнение (1)].

Если нам удастся получить еще одно соотношение между градиентами G_R и G_z для подсистемы повторных новых, то значение градиентов плотности можно будет определить как координаты точки пересечения зависимости (1) и предполагаемого соотношения.

Второе соотношение, связывающее G_R и G_z , мы выведем следующим образом.

Градиент $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ обычно определяется как соотношение $\frac{\lg D_1 - \lg D_2}{\Delta R}$, где D_1 и D_2 суть пространственные плотности объектов в одинаковых объемах, центры тяжести которых находятся на расстояниях $\Delta R/2$ от наблюдателя в направлении на центр и антицентр Галактики.

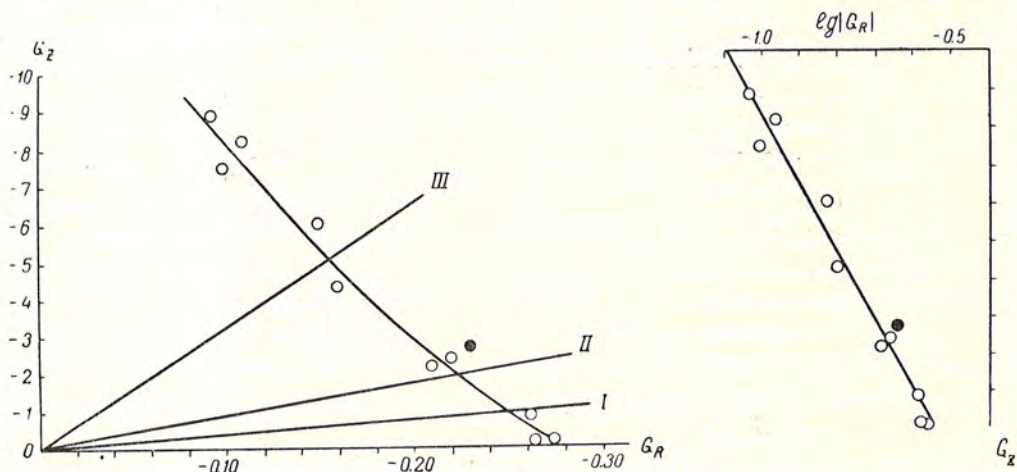
Будем считать, что в направлении на центр и антицентр мы видим звезды в среднем до одинакового расстояния. Тогда расстояние ΔR между

центрами тяжести объемов $\Delta R = \frac{2 \sum R \varphi \cos \varphi}{n}$, где n — число объектов, а φ — угол между направлением на звезду и направлением на центр (или антицентр) Галактики. Приблизительно можно записать

$$\Delta R = 2 \overline{R \cos \varphi} \sim 2 \overline{R} \cos \overline{\varphi}, \quad (2)$$

где $\overline{R}$ — среднее расстояние до рассматриваемых звезд.

Последнее соотношение $\overline{R \cos \varphi} \sim \overline{R} \cos \overline{\varphi}$, естественно, тем точнее, чем меньше дисперсия в значениях R и $\cos \varphi$. Угол $\overline{\varphi} \sim 45^\circ$, $\cos \overline{\varphi} \sim 0.7$.



Фиг. 4. Зависимость (G_z, G_R) для галактических подсистем (слева). Прямые I, II и III — зависимости (6) для повторных новых, § типичных новых и сверхновых соответственно. Справа — зависимость $(G_z, \lg |G_R|)$, выражаемая уравнением (1). Точками отмечено положение белых карликов

Приближенно

$$\frac{\partial \lg D}{\partial R} = \frac{\lg D_1 - \lg D_2}{1.4R}.$$

Градиент плотности по z -координате $\frac{\partial \lg D}{\partial z}$ можно определить из соотношения

$$\frac{\partial \lg D}{\partial z} = -\frac{\text{Mod}}{\beta},$$

где β — степень галактической концентрации, т. е. полутолщина данной подсистемы при постоянной плотности D_0 (при $z = 0$). Таким образом, β есть расстояние от галактической плоскости, при котором $D(z) = \frac{1}{e} D(0)$.

Перейдем от величины β к среднему значению z -координаты $(\bar{z})$.

Обычно в звездной астрономии принимают (см., например, [14, 20]), что закон падения пространственной плотности с удалением от галактической плоскости лучше всего может быть представлен выражением

$$D(z) = D(0) e^{-\frac{z}{\beta}}. \quad (3)$$

Однако оказалось (для рассмотрения этого вопроса мы воспользовались в основном данными работы [2]), что при $z < \beta$ наблюдениям лучше всего удовлетворяет закон (3), а при $z > \beta$ падение плотности точнее может быть представлено выражением

$$D(z) = D(0) e^{-\left(\frac{z}{\beta}\right)^2}. \quad (4)$$

В случае (3) имеем $z_3 = \beta$, в случае (4) $\bar{z}_4 = 0.56\beta$. Мы приняли для перехода от $\bar{z}$ к β соотношение

$$\bar{z} = \frac{\bar{z}_3 + \bar{z}_4}{2} = 0.78\beta,$$

имея в виду, что получение более точного закона падения плотности с удалением от галактической плоскости есть вопрос будущего.

Величину $\bar{z}$ можно определить как

$$\bar{z} = \frac{\sum R \sin b}{n} \sim \bar{R} \sin \bar{b}. \quad (5)$$

Здесь b — галактическая широта звезды.

Как и в случае соотношения (2), точность соотношения (5) зависит от дисперсии значений R и $\sin b$.

Таким образом, для перехода от G_z к G_R мы получили соотношения:

$$G_R = \frac{\Delta \lg D}{\Delta R}; \quad \Delta R = 2 \bar{R} \cos \varphi; \quad \bar{z} = \bar{R} \sin \bar{b}; \quad \bar{z} = 0.78\beta; \quad G_z = -\frac{\text{Mod}}{\beta}.$$

Отсюда, после подстановки численных значений, получаем соотношение, связывающее G_R и G_z :

$$G_R = 2.1 \Delta \lg D \sin \bar{b} G_z. \quad (6)$$

При пользовании формулой (6) необходимо все время иметь в виду, что она получена в результате ряда упрощений, поэтому получаемые с нею результаты не могут претендовать на высокую точность. Тем не менее, сравнение параметров галактических подсистем, полученных в результате совместного решения уравнений (1) и (6), с параметрами, определенными обычными способами, свидетельствуют о том, что тип подсистемы определяется уравнениями (1) и (6) довольно уверенно (фиг. 4).

Величина $\Delta \lg D$ для повторных новых определялась по числам звезд рассматриваемого типа, видимым в полусферах с полюсами в центре и антицентре Галактики.

Оказалось, что подсистема повторных новых звезд имеет следующие параметры:

$$\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.25,$$

$$\frac{\partial \lg D}{\partial z} = -0.9.$$

Степень галактической концентрации $\beta \sim 480$ пс, т. е. подсистема повторных новых занимает промежуточное положение между типичными промежуточными подсистемами (подсистемы новых звезд и планетарных туманностей) и типичными сферическими подсистемами.

Далее, оценим приближенно среднюю абсолютную величину повторных новых в максимуме блеска. При $\bar{b} = 15.0$, $\bar{R} = 1400$ пс получаем величину поглощения в межзвездной среде $A_{\text{vis}} = 1.3$ (поглощение определено по способу П. П. Паренаго [21]). Средняя видимая величина повторных новых в максимуме блеска равна $m = 6.5$. Средняя абсолютная величина повторных новых в максимуме оказывается равной -5.6 . При средней амплитуде 8.4 для повторных новых абсолютная величина между вспышками составляет $+2.8$, т. е. практически совпадает со средним значением абсолютных величин в минимуме для типичных новых ($+3.1$), ядер планетарных туманностей ($+2.5$) и сверхновых ($\geq +3.0$).

Факт совпадения нормальных светимостей всех объектов с физической точки зрения наиболее близких новым звездам и объединяемых общей характерной чертой — *срывным характером переменности* с выбрасыванием более или менее массивной оболочки, весьма примечателен. Интересно также, что, повидимому, все четыре указанных типа звезд имеют очень высокие температуры, в несколько десятков тысяч градусов.

Результаты проведенного выше и в [7] сопоставления всех известных данных для повторных и типичных новых свидетельствуют о большом различии этих типов звезд.

Обнаружение двойственности одной из типичных новых звезд, DQ Геркулеса 1934 г. [29], заставляет, естественно, несколько изменить мнение о степени различия между повторными и типичными новыми, однако основной вывод об отсутствии между ними генетического родства остается, очевидно, в силе, ибо он подкрепляется рядом независимых данных.

Изложенное может служить достаточно веским основанием для того, чтобы считать, что повторные и типичные новые принадлежат к различным подсистемам, имеют, по всей вероятности, различное происхождение и, вообще говоря, различный возраст, а следовательно, не могут быть последовательными стадиями в процессе эволюции звезды вдоль бело-голубой последовательности.

Таким образом, наиболее очевидный, по мнению Б. А. Воронцова-Вельяминова, эволюционный переход повторные новые — типичные новые на самом деле невозможен.

Во всяком случае повторные новые имеют с типичными новыми не больше сходства, чем, скажем, короткопериодические цефеиды с долгопериодическими. Хорошо известно, что цефеиды обоих типов, несмотря на общность многих черт, образуют в Галактике совершенно различные подсистемы, с различным происхождением и различным возрастом.

§ 5. Новые звезды и белые карлики

В заключение остановимся на вопросе о конечном этапе эволюции новых звезд. Несколько очень интересных выводов, касающихся данного вопроса, можно сделать, рассматривая положение новых звезд на диаграмме спектр — светимость.

В [6] было получено распределение новых звезд по абсолютным величинам в нормальном состоянии. Оказалось, что это распределение хотя и обладает значительной дисперсией, тем не менее имеет хорошо выраженный максимум — около $+3^m$. Наименьшая светимость в минимуме равна $+7^m.4$. Новая Кормы 1942 г. при светимости в максимуме $-11^m.0$ и при амплитуде $\geq 17^m$ имеет светимость в минимуме $\geq +6^m$. Наличие резко выраженного максимума в функции светимости новых звезд в нормальном состоянии говорит о том, что существует, повидимому, некая средняя *наиболее типичная* величина $M_{\min}$ для новых звезд. В то же время можно говорить и о заметной неоднородности класса новых звезд [6]. Несмотря на эту неоднородность, класс новых звезд по своим светимостям в минимуме заключен в определенных пределах, от -2^m до $+7^m.5$.

Правда, очень мало что можно сказать о распределении новых звезд на диаграмме спектр — светимость по второму параметру — температуре или спектру. Без сомнения, новые в минимуме блеска являются одними из наиболее горячих звезд. Типичные новые имеют или непрерывные спектры с очень сильным ультрафиолетовым концом, или спектры с эмиссионными полосами. Вид спектров новых звезд в минимуме свидетельствует о том, что температуры новых звезд должны быть не менее $30\,000^\circ$.

Вполне понятна попытка Б. А. Воронцова-Вельяминова считать конечной стадией развития новых звезд именно белых и голубых карликов, так как последние имеют меньшие массы и меньшие светимости по сравнению с новыми звездами при сравнительно высоких температурах. Однако установление достоверной связи новых звезд с белыми и голубыми карликами представляет собой в настоящее время задачу исключительной трудности.

Поэтому, прежде чем выяснить возможность генетической связи между новыми звездами и белыми или голубыми карликами, мы должны уточнить определения последних. Согласно П. П. Паренаго [22], белыми и голубыми карликами следует называть звезды спектральных классов O—A (F), расположенные много ниже главной последовательности и имеющие светимости слабее $+10^m$. В настоящее время еще нельзя уверенно сказать, образуют ли белые и голубые карлики единую последовательность, связанную общностью происхождения, однако для рассматриваемого вопроса о связи новых звезд с голубыми и белыми карликами это не должно иметь, как мы увидим ниже, решающего значения.

Последняя работа Лютена [23], имеющая дело уже примерно со ста белыми карликами, показывает, что белые карлики образуют особую последовательность, приблизительно параллельную главной. Однако значительная *реальная* дисперсия светимостей около средней для данно-

го цвета (или спектрального класса) может быть объяснена тем, что белые карлики в действительности образуют не последовательность, а область в различных частях которой звезды могут иметь одинаковый возраст.

Трудно согласиться с утверждением Б. А. Воронцова-Вельяминова о том, что светимости новых с наибольшей амплитудой непосредственно примыкают к светимости белых и голубых карликов с теми же примерно температурами.

Число белых карликов очень быстро возрастает с уменьшением светимости от $+10^m$ до $+13^m$ [23], после чего начинает падать уже вследствие неполноты данных для звезд более низких светимостей. Результаты исследования функции светимости для абсолютно слабых звезд, полученные Р. Б. Шацовой [24, 25], убедительным образом свидетельствуют о том, что численность абсолютно слабых звезд исключительно быстро растет с уменьшением абсолютной величины, не обнаруживая максимума вплоть до $M = +16^m.7$ (при которой наблюдения еще могут считаться полными).

Таким образом, совершенно непонятно с точки зрения гипотезы Б. А. Воронцова-Вельяминова практическое отсутствие голубых и белых звезд со светимостями от $+7^m.5$ до $+10^m$. Отметим, что этот интервал может быть на самом деле шире, чем это получается из изучения функций светимости новых звезд и белых карликов, так как он неизбежно сужается за счет случайных ошибок в определении светимостей звезд. Если бы новые в конце своего эволюционного пути превращались в белых (или голубых) карликов, то необходимо имелся бы непрерывный переход от светимости $\bar{M}_{\min} \sim 3^m.0$ для «средней» новой к светимости белых карликов, так как, согласно Б. А. Воронцову-Вельяминову, переходная стадия новые — голубые и белые карлики наиболее продолжительна.

Укажем в связи с этим еще на одно обстоятельство, которое ни в коем случае нельзя игнорировать при рассмотрении предположения о возможной связи новых звезд и белых карликов. В. В. Соболев указал [26] на возможную молодость белых карликов, на родство белых карликов с красными карликами, входящими в Т-ассоциации, и на возможность объяснить теоретически спектры красных карликов с эмиссионными линиями наличием у белых карликов протяженной оболочки. Известно, что Т-ассоциации очень часто совпадают с О-ассоциациями (см., например, ассоциации в Орионе и Единороге) и всегда связаны с темными туманностями, т. е. принадлежат к плоской подсистеме. В то же время новые звезды не показывают никакой связи с О-ассоциациями и обладают совершенно иным пространственным распределением в Галактике.

Трудно определить тип подсистемы белых карликов обычными способами.

Э. Р. Мустель в своей работе о происхождении вспышек новых звезд [3], возражая против существования перехода новые звезды $\rightarrow$ белые карлики, приводил в качестве аргумента различие в пространственном распределении новых звезд и белых карликов. Однако в свете последних

данных о пространственном распределении новых звезд и белых карликов нельзя с уверенностью говорить о наличии существенных различий в их распределении. Параметры пространственного распределения белых карликов Э. Р. Мустель принимал по П. П. Паренаго [27]. П. П. Паренаго определил для белых карликов $\frac{\partial \lg D}{\partial z} = -1.08$ по зависимости $\frac{\sigma_z^2}{\beta} = 1.0$, где σ_z — дисперсия скоростей по z -координате (в км/сек) и β — галактическая концентрация (в парсеках) [28]. Но, как неоднократно указывал и сам П. П. Паренаго [27, 28], отношение $\frac{\sigma_z^2}{\beta}$ изменяется от 0.8—1.0 для плоских подсистем до 4.0—7.5 для наименее сплюснутых промежуточных и для сферических подсистем. Действительно, для промежуточной подсистемы планетарных туманностей $\frac{\sigma_z^2}{\beta} = 4.2$ [13], для подсистемы новых звезд $\frac{\sigma_z^2}{\beta} \sim 4.5$. Таким образом, значение $\frac{\partial \lg D}{\partial z}$ по соотношению $\frac{\sigma_z^2}{\beta} = 1.0$ определяется слишком неуверенно, но можно определить пределы, в которых оно заключено. Для плоских подсистем, для которых $\sigma_z = 6-8$ км/сек, $\frac{\sigma_z^2}{\beta} \sim 1$, для промежуточных подсистем ($\sigma_z \sim 30$ км/сек) $\frac{\sigma_z^2}{\beta} \sim 4.0-4.5$. Таким образом, величина отношения $\frac{\sigma_z^2}{\beta}$ зависит от σ_z . Для белых карликов, вследствие малого числа известных скоростей, σ_z определяется неуверенно и составляет около 20 км/сек. Поэтому для белых карликов можно грубо положить $\frac{\sigma_z^2}{\beta} \sim 2.5$, тогда $\beta \sim 160$ пс и $\frac{\partial \lg D}{\partial z} = -\frac{\text{Mod}}{\beta} \sim -2.7$.

Градиент пространственной плотности белых карликов в галактической плоскости $\frac{\partial \lg D}{\partial R}$ определялся П. П. Паренаго [27] по формуле, получаемой в динамике звездных систем

$$\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -\frac{\text{Mod}}{R} \left(1 - \frac{\sigma_0^2}{\sigma_R^2} \right) - \frac{\text{Mod}}{R\sigma_R^2} (V_{0c}^2 - V_{0s}^2), \quad (7)$$

применение которой требует знания круговой скорости V_{0c} на расстоянии Солнца и полной скорости центроида белых карликов V_{0s} [14]. Значения σ_z , σ_0 и σ_R для белых карликов [27] показывают, что последние, повидимому, принадлежат к промежуточным подсистемам, для которых в среднем $V_{0c}^2 - V_{0s}^2 = 6310$ км²/сек [19]. Первый член в формуле (7) постоянен для всех подсистем, так как $\frac{\sigma_0^2}{\sigma_R^2} = C$ для всех галактических подсистем. Величина $C = 0.45$ [19].

По формуле (7) получаем для белых карликов $\frac{\partial \lg D}{\partial R} = -0.23$. Это значение уже много меньше, чем значение -0.36 , полученное ранее П. П. Паренаго [27].

Мы видим, что по своим параметрам подсистема белых карликов сравнительно мало отличается от обычных промежуточных подсистем, в том числе и от подсистемы новых звезд, однако мы еще раз подчеркнем, что точность определения параметров подсистем таким способом очень низкая.

В настоящий момент у нас нет никаких оснований утверждать, что конечным продуктом эволюции новых звезд должны быть белые карлики. При всей неуверенности наших знаний о пределах температур и абсолютных величин новых звезд и белых карликов можно тем не менее констатировать, что эти два класса звезд генетически между собою не связаны.

И тем меньше у нас оснований заявлять, как это делает Б. А. Воронцов-Вельяминов ([19], стр. 134), что «есть, однако, белые карлики, не отличимые нами от остальных, которые вспыхивают как новые, это во всяком случае наблюдаемый факт»; и далее: «итак, некоторые новые звезды уже являются белыми карликами, и спорить о том, что есть ли генетическая связь между теми и другими, не приходится».

Наблюдательные данные говорят о прямо противоположном, а именно: *ни одна из вспыхнувших новых звезд не попадает на диаграмме спектр — светимость в область белых карликов ни по величине своей светимости в минимуме, ни по своей температуре*. Более того, отсутствие звезд промежуточных характеристик (белых и голубых звезд со светимостями от $+7^m$ до 9^m) и быстрый рост числа новых звезд и белых карликов с удалением от этого интервала делает практически невозможным принятие предположения о связи этих двух типов звезд. Предположение о том, что новые звезды превращаются в конце своего эволюционного пути в голубого карлика, столь же мало вероятно, как и предположение о превращении новой в белого карлика, так как и здесь встречаются по существу почти те же трудности, что и в случае белых карликов.

Таким образом, мы приходим к выводу, что от предположения о генетическом единстве новых звезд с голубыми и тем более белыми карликами необходимо отказаться, так как оно не подтверждается наблюдательными данными.

Заключение

Результаты проведенного выше анализа структуры бело-голубой последовательности позволяют сделать следующее окончательное заключение. *Рассмотренные нами звенья бело-голубой последовательности, а именно звезды Вольф-Райе, повторные новые, типичные новые, голубые и белые карлики генетически не связаны между собой и имеют, по всей вероятности, различное происхождение*. От гипотезы Б. А. Воронцова-Вельяминова об эволюционном характере всей бело-голубой последовательности в целом как одного из путей развития горячих звезд приходится отказаться. Таким образом, названная последовательность носит лишь феноменологический характер, и понятие последовательности в применении к горячим звездам, лежащим ниже главной последователь-

ности (в левой части диаграммы спектр — светимость), следует употреблять в этом и только в этом смысле.

Мы склонны считать, что эволюция повторных новых, типичных новых, ядер планетарных туманностей (и, возможно, сверхновых) идет параллельными путями, но, вероятно, лишь в смысле общности направления, а отнюдь не скорости эволюции. Упомянем еще раз, что средние светимости всех указанных типов звезд практически одинаковы, в среднем около $+3^m0$.

Конечные этапы эволюции всех рассмотренных звеньев бело-голубой последовательности, в том числе голубых и белых карликов, остаются совершенно неясными.

Л и т е р а т у р а

1. Б. А. Воронцов - Вельяминов. Газовые туманности и новые звезды. Изд. АН СССР, 1948.
 2. Б. В. Кукаркин. Исследование строения и развития звездных систем. Гос-техиздат, 1949.
 3. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 144, 1951.
 4. Э. Р. Мустель. Вопросы космогонии 1, 144, 1952.
 5. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 116, 1953.
 6. И. М. Копылов. Астрон. журн. 31, № 6, 1954.
 7. И. М. Копылов. Докл. АН СССР 99, 515, 1954.
 8. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 13, 23, 1955.
 9. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 84, 1951.
 10. Б. А. Воронцов - Вельяминов. Вопросы космогонии 1, 131, 1952.
 11. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 200, 1953.
 12. J. C. Duncan. Ap. J. 86, 496, 1937.
 13. П. П. Паренаго. Астрон. журн. 23, 69, 1946.
 14. П. П. Паренаго. Успехи астрон. наук 4, 69, 1948.
 15. Г. А. Гурзadyн. Астрон. журн. 30, 383, 1953.
 16. Г. А. Гурзadyн. Астрон. журн. 30, 487, 593, 1953.
 17. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 152, 1949.
 18. Б. А. Воронцов - Вельяминов. Бюлл. ГАИШ № 1, 1940.
 19. П. П. Паренаго. Труды ГАИШ 20, 26, 1951.
 20. П. П. Паренаго. Астрон. журн. 29, 245, 1952.
 21. П. П. Паренаго. Астрон. журн. 22, 129, 1945.
 22. П. П. Паренаго. Астрон. журн. 23, 31, 1946.
 23. W. J. Luyten. Ap. J. 116, 283, 1952.
 24. Р. Б. Шацова. Астрон. журн. 29, 563, 568, 1952.
 25. Р. Б. Шацова. Труды 2-го совещания по вопросам космогонии. Изд. АН СССР, 1953, стр. 567.
 26. В. В. Соболев. Труды 2-го совещания по вопросам космогонии. Изд. АН СССР 1953, стр. 378.
 27. П. П. Паренаго. Сообщ. ГАИШ, № 30, 1949.
 28. П. П. Паренаго. Астрон. журн. 22, 267, 1945.
 29. M. F. Walker. P. A. S. P. 66, 230, 1954.
-

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАССТОЯНИЙ
ДО ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ТУМАННОСТЕЙ
ПО НОВЫМ ЗВЕЗДАМ

И. М. Копылов

Видимые модули расстояния до внегалактических туманностей — М 31, М 33 и Большого Магелланова облака, определенные с использованием зависимостей ($M_{\max}$, t_3) и (M_i , t_3^i) для новых звезд, оказались равными $24^m.1$, $24^m.1$ и $19^m.4$ соответственно. В связи с этим рассматривается вопрос о величине поправки к нульпункту зависимости период — светимость для долгопериодических цефеид плоской подсистемы. Величину поправки можно принять равной $-1^m.77 \pm 0^m.10$.

До последнего времени основой для определения расстояний в межгалактическом пространстве служила зависимость период — светимость для долгопериодических цефеид. Несколько лет назад были высказаны сомнения в правильности принимавшегося для этой зависимости значения нульпункта. Настоятельной задачей внегалактической астрономии является в настоящее время уточнение принимавшегося до сих пор нульпункта. Важность этой задачи трудно переоценить. Поэтому для определения величины поправки к существующему значению нульпункта необходимо воспользоваться всеми пригодными для этой цели методами, имеющимися в распоряжении астрономов.

При уточнении нульпункта зависимости период — светимость для короткопериодических и долгопериодических цефеид крайне интересно и важно определить величину поправки к нульпункту каким-либо способом, не связанным с наблюдениями самих цефеид. Мы воспользовались наблюдениями новых звезд, вспыхнувших во внегалактических туманностях, в которых в достаточном числе наблюдаются и долгопериодические цефеиды.

Выполняющаяся для новых звезд зависимость между абсолютной величиной в максимуме $M_{\max}$ и скоростью последующего падения блеска (известная в виде зависимости между $M_{\max}$ и t_3 — временем падения блеска на 3^m после максимума) дает возможность определять по виду кривой блеска (по величине t_3) светимость новой звезды в максимуме ($M_{\max}$) и расстояние до нее ($m_{\max} - M_{\max}$) [1,2]. Не касаясь вопроса о

физической сущности указанной зависимости, отметим, что использование ее является в настоящее время наиболее простым и наиболее точным способом определения светимостей и расстояний новых звезд.

Далее, нами было обнаружено [3], что в первое время после максимума кривые блеска отдельных новых в любой их точке подчиняются этой же зависимости, другими словами, величиной светимости звезды в некоторый данный момент (M_i) определяется скорость ее последующего развития — величина t_3^i .

Это обстоятельство значительно расширяет возможности применения способа определения светимостей и расстояний до новых звезд по виду их кривых блеска, позволяя определять светимость новой и по неполной кривой блеска с падением блеска не менее чем на 3^m . Расстояние до новой, обнаруженной уже после максимума блеска, определяется практически с такой же точностью, как и для новой, наблюдавшейся в максимуме.

Данные о новых звездах в М 31 заставляют нас полагать, что новые звезды в нашей Галактике и в других галактиках имеют, повидимому, одинаковую природу. Развитие процессов у тех и у других должно происходить в соответствии с общими закономерностями, присущими новым. Следовательно, те признаки, которыми обладают новые звезды в Галактике, должны быть присущи и новым звездам в других галактиках. Если для новых вне Галактики можно получить кривую блеска хотя бы на протяжении 3^m , то расстояние до новой и, следовательно, до системы, в которой она вспыхнула, можно определить достаточно уверенно, т. е. новые звезды можно использовать для весьма надежного определения расстояний до галактик. Это особенно важно в настоящее время, когда значение прежнего нуля пункта зависимости период — светимость для долгопериодических цефеид — базы для определения расстояний до галактик — поставлено под сомнение, а значение нового нуля пункта еще не установлено достаточно точно.

При определении расстояний до галактик мы можем исходить из вполне законного предположения, что новые звезды в этих галактиках удовлетворяют зависимостям ($M_{\max}, t_3$) и (M_i, t_3^i), полученным на основе изучения новых звезд, вспыхнувших в нашей Галактике. Имея в виду практическое совпадение зависимостей ($M_{\max}, t_3$) и (M_i, t_3^i) [3], мы можем использовать для определения расстояний до этих галактик также и те новые звезды, которые не наблюдались в максимуме, но кривые блеска которых могли быть прослежены в интервале падения блеска около 3^m .

Общее число новых звезд, наблюдавшихся в туманности Андромеды (М 31) к настоящему времени превысило 100. Мы отобрали из всего числа новых звезд в М 31 лишь те, которые с уверенностью могут быть классифицированы [4, 5]. Новые звезды в туманности Треугольника (М 33) изучались по работам [6, 7]. Новые звезды в Большом Магеллановом облаке (Б. М. О.) изучались по серии работ в [8].

Для наиболее ярких новых звезд в М 31, М 33 и Б. М. О. удалось построить довольно уверенно верхние части их кривых блеска в интер-

вале падения блеска на несколько звездных величин. Очень многие из этих новых звезд не наблюдались в максимуме, т. е. были открыты уже на нисходящей ветви кривой блеска. Если наблюдаемый интервал падения блеска новой был несколько меньше 3^m , но вид кривой допускал более или менее уверенную экстраполяцию до 3^m , то использовались и такие новые. В М 31 удалось отобрать 17 новых звезд, в М 33 — три звезды и в Б. М. О. — три звезды, в общей сложности 23 звезды.

В видимые величины новых звезд, наблюдавшихся в М 31 и М 33, были введены поправки. Согласно исследованию Бааде [9], шкала Хэббла для звездных величин звезд М 31 и М 33 имеет систематическое различие с международной шкалой. Кривые блеска для новых звезд в М 31 и М 33 были построены с учетом поправок Бааде [9], после чего для каждой новой по кривой блеска определялись величины m_i и t_3^i , а по ним, при помощи формулы [3]

$$M_i = -13^m.7 + 3^m.6 \lg t_3^i$$

абсолютная величина звезды M_i . Затем находился видимый модуль расстояния $m_i - M_i$. Данные об использованных 23 звездах приводятся в табл. 1.

Новые звезды в М 31 были разбиты на две группы: к первой группе мы отнесли звезды, расположенные в ядре галактики, вблизи ядра и в светлых местах галактики (10 звезд), ко второй группе звезды, расположенные в самых темных участках галактики (7 звезд). Это отмечено в столбце 2 табл. 1 буквами С (светлый участок) и Т (темный участок).

Были определены средние значения модуля расстояния для первой и второй групп звезд, оказавшиеся равными $23^m.8$ и $24^m.4$ соответственно. Имея в виду указание Хэббла [4] о том, что расположение измеряемой звезды на ярком фоне ядра или на далеком от ядра более темном фоне не вносит заметной систематической ошибки в определяемую звездную величину, полученную разницу ($-0^m.6$) в средних модулях расстояния для звезд первой и второй групп следует признать реальной. Звезды второй группы расположены в местах галактики с большой плотностью поглощающего вещества, и их яркость ослабляется в галактике больше, чем яркость звезд первой группы. Это может служить независимым подтверждением того факта, что в самом ядре галактики практически отсутствуют газопылевые туманности, в то время как в более далеких от ядра областях галактики темные и светлые туманности обнаруживаются в большом числе.

Отметим, что среднее значение M_i у новых звезд в ядре и в ветвях спирали равно $-7^m.2$ и $-7^m.8$, т. е. в ядре галактики новые звезды в среднем абсолютно более слабы, чем в ветвях.

Среднее значение видимого модуля расстояния до М 31 по всем 17 новым звездам равно $24^m.1$.

По новым звездам в М 33: $m - M = 24^m.1$.

Для новых звезд в Б. М. О.: $m - M = 19^m.4$.

Таблица 1

М 31					
№	Положение	t_3^i	m_i	M_i	$m_i - M_i$
6	С	107д	$16^m 6$	$-6^m 4$	$23^m 0$
14	Т	32	16.2	-8.2	24.4
17	С	30	15.9	-8.4	24.3
19	С	28	16.0	-8.5	24.5
27	Т	90	17.4	-6.5	23.9
28	Т	22	16.3	-8.6	24.9
32	С	55	16.6	-7.3	23.9
34	С	82	16.3	-6.7	23.0
35	С	90	16.9	-6.6	23.5
37	С	80	16.8	-6.8	23.6
42	С	57	16.6	-7.3	23.9
44	Т	50	16.7	-7.5	24.2
54	Т	20	15.3	-9.0	24.3
59	С	44	16.6	-7.7	24.3
63	С	100	17.5	-6.4	23.9
81	Т	33	16.8	-8.2	25.0
85	Т	92	17.8	-6.5	24.3

М 33					
1	—	170д	$17^m 5$	$-5^m 6$	$23^m 1$
2	—	117	18.2	-6.2	24.4
3	—	32	16.6	-8.2	24.8

Б. М. О.

RYDor 1926	—	65д	$12^m 4$	$-7^m 1$	$19^m 5$
NDor 1936	—	26	10.8	-8.6	19.4
NDor 1937	—	24	10.6	-8.7	19.3

Интересно провести краткое обсуждение полученных выше значений модулей расстояния до трех ближайших галактик М 31, М 33 и Б. М. О.: $24^m 1$, $24^m 1$ и $19^m 4$.

Хэббл определил в 1929 г. модуль расстояния до М 31 в $22^m 2$ [4]. Введение поправки Бааде (1944 г.) [9] увеличило модуль до $22^m 4$. Модуль расстояния до М 33 считался равным $22^m 3$. Модуль расстояния до Б. М. О., по последним данным, принимался равным $17^m 4$ [10].

Полученные нами значения модулей оказываются на $1^m 7$ — $2^m 0$ больше ранее принимавшихся. В этом, однако, нет ничего неожиданного. Эти увеличенные значения модулей расстояния находятся в хорошем качественном согласии с последними результатами, полученными Бааде (см.,

например, [14]) для расстояний до внегалактических объектов в связи с пересмотром нульпункта зависимости период — светимость для долгопериодических цефеид плоской подсистемы. Бааде, исходя из негативного результата, заключающегося в том, что короткопериодические цефеиды в М 31 не были обнаружены при наблюдениях с 5-метровым телескопом, пришел к выводу, что модуль расстояния до М 31 должен быть увеличен по крайней мере на $1^m.5$. Это означает также, что долгопериодические цефеиды, образующие плоскую подсистему в галактиках, имеют светимости по крайней мере на $1^m.5$ больше, чем принималось для них до сих пор.

При полученном модуле расстояния до М 31 светимости шаровых скоплений в этой галактике, которые оказывались в среднем много меньше светимостей шаровых скоплений в нашей Галактике, должны быть увеличены, и различие в светимостях сведется практически к нулю. Действительно, модульное значение функций светимости шаровых скоплений в Галактике равно $-7^m.3$ [12]. В М 31 среднее значение видимых интегральных величин шаровых скоплений равно $16^m.8$ [13]. Видимый модуль расстояния до М 31 оказывается равным $24^m.1$. Таким образом, тремя способами — по зависимости (M_i, t_3^i) для новых, по среднему значению видимых величин новых через 11 дней после максимума [3] и по видимым интегральным величинам шаровых скоплений — получаются совпадающие результаты для модуля расстояния до М 31 ($24^m.1, 24^m.1, 24^m.1$).

Средняя видимая величина короткопериодических цефеид в Б. М. О. по последним (предварительным) данным равна $18^m.7$ [14]. Абсолютные величины короткопериодических цефеид близки к нулю. Тогда $m - M = 18^m.7$. Авторы, отмечая большую неточность использованной ими шкалы звездных величин, указывают, что действительные величины могут оказаться несколько слабее, что будет соответствовать большему значению модуля расстояния.

Х. Шэпли определял [15] расстояние до Б. М. О. по интегральным величинам шаровых скоплений в нем и пришел к выводу, что старый модуль расстояния до Б. М. О. необходимо увеличить примерно на $2^m.0$. По ярким звездам в шаровых скоплениях Б. М. О. Шэпли нашел $m - M = 19^m.05 \pm < 0^m.1$, но отмечает, что систематическая ошибка из-за неопределенности в последовательности величин слабых звезд и из-за неточного знания нульпункта светимостей для короткопериодических цефеид может быть значительной, много больше $0^m.1$. Таким образом, модули расстояния до Б. М. О., определенные в [14, 15] и нами (см. выше), оказываются на $1^m.3 - 2^m.0$ больше ранее принимавшихся [10].

В результате определения расстояний до внегалактических объектов по новым звездам снова выявляется настоятельная необходимость более точного определения светимостей короткопериодических и долгопериодических цефеид.

На основании изложенного мы приходим к выводу, что величина поправки к нульпункту зависимости период — светимость для долгопери-

дических цефеид, на которой основываются все данные о расстояниях и размерах внегалактических объектов, составляет в среднем — 1.77 ± 0.10 .

В то же время следует отметить, что П. Н. Холоповым были высказаны другие, весьма интересные соображения по вопросу о нульпункте зависимости период—светимость для цефеид [16].

Л и т е р а т у р а

1. D. McLaughlin. P. A. S. P. 57, 69, 1945.
2. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 116, 1953.
3. И. М. Копылов. Астрон. журн. 31, № 6, 1954.
4. E. Hubble. Ap. J. 69, 103, 1929.
5. N. Mayall. P. A. S. P. 43, 217, 1931.
6. E. F. Carpenter. P. A. S. P. 41, 118, 1929.
7. E. Hubble. Ap. J. 63, 257, 1926.
8. Haw. Bull., № 847, 851, 886, 898, 912, 915.
9. W. Baade. Ap. J. 100, 137, 1944.
10. Б. В. Кукаркин. Перем. звезды 7, 57, 69, 1949.
11. O. Struve. Sky a. Telescope 12, 203, 238, 1953.
12. П. П. Паренного, Б. В. Кукаркин, Н. Ф. Флорья. Труды ГАИШ 16, 47, 1949.
13. E. Hubble. Ap. J. 76, 44, 1932.
14. A. D. Thackeray a. A. J. Wesselink. M. N. A. S. S. A. 12, 33, 1953.
15. H. Shapley. A. J. 58, 227, 1953.
16. П. Н. Холопов. Астр. циркуляр № 148, 1954.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХРОМОСФЕРНОЙ ВСПЫШКИ 13 ИЮНЯ 1950 года

А. Б. Северный и Э. Р. Мустель

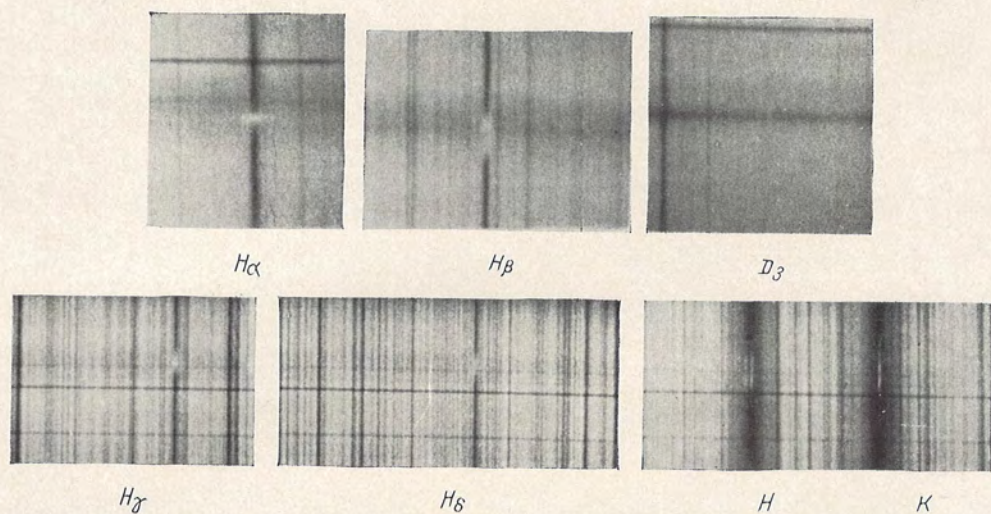
Представлены результаты спектрофотометрического изучения хромосферной вспышки балла 2—2,5, наблюдавшейся 13 июня 1950 г. Составлен список полученных спектрограмм (см. табл. 1) и приведены фотографии спектра вспышки для ряда линий (см. фиг. 1).

Одновременно с получением спектров проводилось кинематографирование вспышки при помощи узкополосного интерференционно-поляризационного фильтра. Воспроизведены три таких снимка для различных фаз развития вспышки (см. фиг. 3). Фотометрия кинематографических снимков в двух местах вспышки, «а» и «б», позволила построить зависимость интенсивности вспышки для этих мест от времени и зависимость площади вспышки от времени (см. фиг. 4).

Анализ спектров вспышки показал: а) эмиссионная линия H_{ϵ} спектра вспышки над пятном — аномально широкая по сравнению с эмиссионной линией H_{ϵ} спектра вспышки вне пятна (см. фиг. 2); б) весьма широкие контуры эмиссионных линий H и K $Ca II$ в спектре вспышки можно объяснить, допуская, что они определяются комбинацией доплеровского расширения и затухания вследствие излучения (см. фиг. 8 и 9). Турбулентная скорость во вспышке не должна превосходить 7—10 км/сек. При турбулентной скорости 15 км/сек между теорией и наблюдениями отмечается заметное расхождение (см. фиг. 7). Во всех случаях самопоглощение в центральных частях линий H и K спектра вспышки оказывается большим; в) по интенсивности крыльев эмиссионных линий определено число излучающих атомов кальция в состояниях $4^2P_{1/2}$ и $4^2P_{3/2}$. Оно оказалось соответственно равным 0.64×10^{14} и 1.25×10^{14} . Число же атомов в основном состоянии $4^2S_{1/2}$ равно $\sim 7.2 \times 10^{16}$; г) контур эмиссионной линии гелия D_3 , λ 5876 может быть удовлетворительно объяснен при допущении полной прозрачности вспышки в этой линии (см. фиг. 10). Однако это требует слишком большой турбулентной скорости во вспышке, $v_t = 22$ км/сек, что противоречит результатам, найденным для H и K линий $Ca II$. Введение же самопоглощения приводит к теоретическому контуру, заметно отличающемуся от найденного из наблюдений (фиг. 11).

§ 1. Наблюдательный материал и его обработка

Вспышка 13 июня 1950 г. возникла в районе быстро развивающейся большой группы солнечных пятен сложной магнитной полярности, только что появившейся на восточном краю диска. В виду того что вспышка наблюдалась в прорыве сильной облачности, координаты ее точно определить не удалось; приблизительные координаты вспышки: $\varphi = -8^\circ$,



Фиг. 1. Участки спектра хромосферной вспышки 13 июня 1950 г. возле линий H_α , H_β , H_γ , H_δ бальмеровской серии водорода, линии D_3 гелия и линий H и K ионизованного кальция

$L \approx 1^\circ$; площадь (суммарная, по визуальным оценкам на спектрогелиоскопе) $S_a = 1090$ и визуальный балл вспышки ~ 2 , может быть, ~ 2.5 . Те же координаты имел яркий флоккул на восточном краю диска 15 июня 1950 г.

На спектрогелиоскопе со спектрографом (описание см. в [1]) было получено последовательно 27 фотографий различных участков спектра, включающих области возле линий Н и К, H_β , D_3 , H_α .

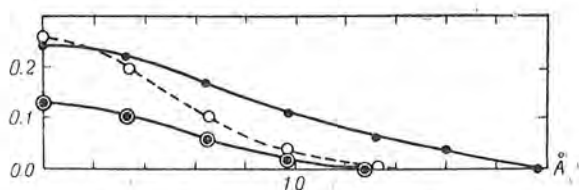
Список полученных спектрограмм см. в табл. 1. На фиг. 1 приведены фотографии спектра вспышки для ряда линий.

К сожалению, наиболее яркая часть вспышки, в которой присутствовало сильное эмиссионное обращение линий кальция и водорода, а также линии гелия D_3 в эмиссии, находилась над солнечным пятном, что очень затрудняло обработку спектров, так как спектр этого пятна для интересующих нас участков получить не удалось. Поэтому количественную обработку спектрограмм удалось выполнить только для вспышки вне пятна. Следует все же отметить несколько интересных, скорее, качественных особенностей спектра вспышки над пятном по сравнению с ее спектром вне пятна. Метод обработки спектров вспышек описан ранее [2, 3].

На первый взгляд эмиссия в линиях кальция Н и К и в линиях водорода спектра вспышки над пятном кажется значительно более протяженной и сильной, чем для вспышки вне пятна. Для линий Н и К отношение эквивалентных ширин эмиссии W (над пятном) : W (вне пятна), по нашим измерениям, оказывается ~ 1.5 для линии К и ~ 1.7 для линии Н.

С другой стороны, контраст (фотосфера) : (пятно), по нашим микрофотометрическим измерениям перпендикулярно дисперсии (в участках спектра, близких к линиям Н и К и свободных от линий поглощения), оказывается ~ 1.4 . Поэтому сравнительное расширение и усиление линий Н и К для вспышки над пятном может быть связано просто с эффектом контраста: эмиссия вспышки в этих линиях над пятном и вне его фактически одна и та же, но сила (точнее, глубина) линий поглощения Н и К в пятне больше, чем в фотосфере, что и вызывает кажущееся усиление эмиссии вспышки в линиях H_2 , K_2 на фоне более глубоких линий Н и К спектра пятна.

Если для линий Н и К подобное усиление эмиссии может быть связано с эффектом контраста, то для линии H_α это едва ли может иметь место, так как для этой линии, согласно нашим измерениям по четырем спектрограммам, эквивалентная ширина H_α увеличивается приблизительно в три раза. На спектрограммах даже непосредственно видно, что для вспышки над пятном линия H_α заметно шире, чем вне пятна. Ширина



Фиг. 2. Измеренный контур линии H_α для вспышки над пятном (точки); тот же контур, редуцированный за контраст (пятно): (фотосфера) (кружки); контур H_α для вспышки вне пятна (точки в кружках)

№ плав- тинки	Время	Спектр. область	Исследован- ные спектр. линии	Примечание
343	8h55m	H_{α}	H_{α}	Четыре спектра: два для вспышки над пятном и два — вне пятна. Очень широкие крылья H_{α} для вспышки над пятном.
344	8 56	H_{α}	H_{α}	Два спектра: один для вспышки над пятном, другой — вне пятна. Широкие крылья.
345	8 58	H и K	$H, K, H_{\zeta}, H_{\epsilon}, H_{\gamma}, H_{\delta}$	Четыре спектра: два — вне пятна; два — над пятном. Сильное обращение всех линий.
346	9 02	H и K	Те же, что и 345	Четыре спектра, аналогичных 345. На спектре над пятном очень сильное обращение всех линий
347	9 05	D_3	D_1, D_2, D_3	Четыре спектра для вспышки над пятном; передержка
348	9 08	D_3, H_{β}	D_3, H_{β}	Два спектра содержат D_3 ; два — H_{β} ; оба — для вспышки над пятном. Хорошо заметно обращение D_3 ; очень сильное обращение H_{β}
349	9 10	H_{β}	H_{β}	Три спектра для вспышки над пятном. Сильное обращение H_{β}
350	9 13	H_{β}	H_{β}	То же, что 349; передержка
351	9 15	H_{α}	H_{α}	Три спектра над пятном; крылья заметно уменьшились

эмиссии H_{ϵ} для вспышки над пятном по микрофотометрическим измерениям контуров этой линии $\sim$ в 1.5 раза больше ширины эмиссии H_{ϵ} вне пятна. Особенно наглядно это видно на фиг. 2, где приведен фактический контур H_{ϵ} над пятном, тот же контур, редуцированный за контраст (пятно): (фотосфера), и контур H_{ϵ} вне пятна. Таким образом, на первый взгляд, кажется, что линия H_{ϵ} над пятном испытывает расширение и увеличение центральной интенсивности. Для других водородных линий очень трудно сравнить контуры эмиссии вне пятна и под пятном, так как неизвестен контур этих линий в пятне, без вспышки. Однако исследование контуров эмиссии H_{α} не показало сколько-нибудь существенного различия в случаях над пятном и вне его, которое можно было бы считать реальным. Это подтвердила также фотометрическая обработка кинофильма этой вспышки в линии H_{α} , полученного при помощи интерференционно-поляризационного фильтра (см. ниже).

Интенсивность водородных линий поглощения в спектре пятна убывает с порядковым номером линии гораздо быстрее, чем в спектре диска, что видно из табл. 2 роуландовских интенсивностей, составленной по данным каталога Роуланда.

Мы видим, что высшие члены бальмеровской серии поглощения сильно ослаблены в спектре пятна по сравнению со спектром фотосферы. Поэтому



$8^h47^m32^s.5$



$8^h58^m42^s.5$



Фиг. 3. Снимки вспышки в линии H_{α} для различных фаз ее развития, сделанные при помощи узкополосного интерференционно-поляризационного фильтра

Таблица 2

Линия	Диск	Пятно	Диск/Пятно
H_{α}	40	20	2
H_{β}	30	9	3
H_{γ}	$20 N$	3	6
H_{δ}	$40 N$	3	13
H_{ζ}	$5 N$	?	—

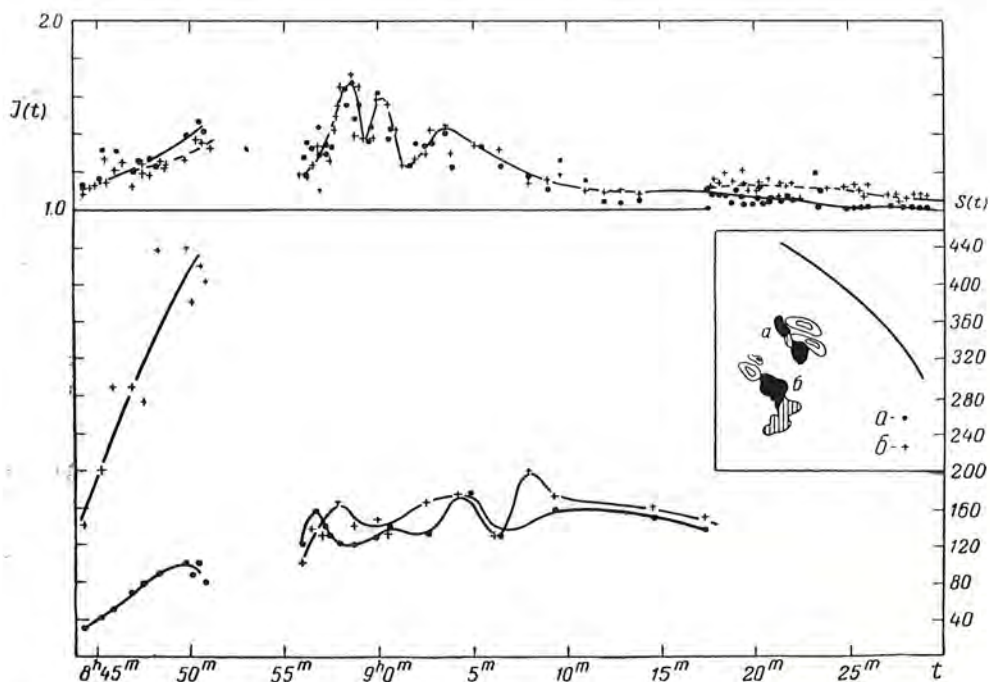
если вспышка над пятном и вне его имела одинаковую эмиссию, то эмиссионное заполнение в высших членах бальмеровской серии над пятном должно бы быть больше, чем вне пятна. Таким образом, можно было бы думать, что различие в поведении эмиссии H_{α} и H_{ϵ} над пятном и вне его вызвано этим различием хода интенсивности невозмущенных линий поглощения бальмеровской серии в пятне и фотосфере. В то же время линия H_{ϵ} не имеет никакой «подложки» в виде абсорбционной линии H_{ϵ} , кроме линии H , остаточная интенсивность которой в области линии H_{ϵ} достаточно мала. Поэтому трудно приписать различие поведения H_{α} и H_{ϵ} над пятном и вне его своеобразию хода «силы» линий поглощения в пятне и фотосфере. Но так как линии H и K в пятне сильнее, чем в фотосфере, и их глубина в спектре пятна больше (спектр пятна близок к спектру звезды спектрального класса $K 0$), то некоторое расширение эмиссии и увеличение центральной интенсивности H_{ϵ} над пятном (если вспышка была одинаковой яркости вне пятна и над пятном) все же может быть связано просто с большей глубиной линии H в пятне, а не с фактическим усилением линии H_{ϵ} над пятном, — процесса, для которого очень трудно найти приемлемое физическое объяснение.

Что же касается центральной интенсивности линии H_{ϵ} , то она определяется не очень уверенно из-за блендирования ее линией H . Мы определяли ее, считая, что синее крыло линии H не подвержено влиянию линии H_{ϵ} на расстоянии, соответствующем положению этой линии. Все же нельзя исключать возможности того, что механизм возбуждения линии H_{ϵ} отличен от механизма возбуждения линии H_{α} . Повидимому, как показала наша ранняя работа [3], механизм расширения этих линий различный: линия H_{α} расширяется в основном благодаря естественному затуханию, тогда как линия H_{ϵ} — под действием Штарк-эффекта. Возможно, что штарковское расширение в присутствии магнитного поля пятна должно сказываться иначе, чем в отсутствие магнитного поля, например из-за эффекта магнитного давления. Однако вопрос о различии поведения H_{α} и H_{ϵ} вне пятна и над пятном подлежит уточнению и дальнейшему исследованию.

Что касается контуров отдельных спектральных линий в спектре вспышек, то они не прибавляют ничего существенно нового к тем контурам, которые были исследованы авторами в [2] и [3]. Ниже будут

приведены некоторые типичные, наиболее тщательно обработанные контуры линий H и K и линии гелия D₃ для спектра вспышек вне пятна с целью сопоставления их с теоретическими контурами и выяснения физических механизмов расширения эмиссии этих линий, пока еще не исследованных сколько-нибудь подробно ни в наших, ни в других работах.

Одновременно с фотографированием спектра с 8 ч. 44 мин. велась кинорегистрация вспышки в H_α с интерференционно-поляризационным фильтром с шириной полосы пропускания ~1 Å (см. [4]), прерванная с



Фиг. 4. Зависимость интенсивности вспышки от времени (наверху) для места а (точки) и места б (крестики) и зависимость площади вспышки от времени (внизу). Площадь измерена в единицах 10^{-6} от площади диска Солнца

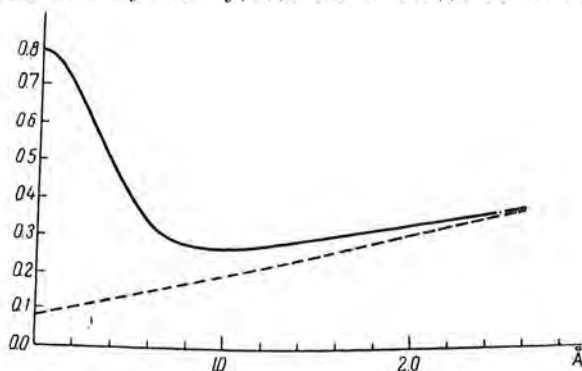
8 ч. 51 м. до 8 ч. 56 м. из-за неисправности кинокамеры. На фиг. 3 приведены фотографии вспышки для некоторых характерных стадий развития ее, а на фиг. 4 представлены результаты фотометрической обработки и измерений кинофильма: здесь приведена зависимость интенсивности наиболее яркого места вспышки (в единицах соседнего невозмущенного фона) от времени и зависимость площади вспышки $S(t)$ от времени; справа дан эскиз вспышки и указаны измеренные места.

Обе зависимости характерны для всех вспышек согласно исследованию одного из авторов [5]. Наиболее интересным в них является, одновременное увеличение яркости и объема вспышки, что свидетельствует о нетепловом, неравновесном механизме, лежащем в основе появления и развития вспышек. По классификации, предложенной одним из авторов [5], изучаемая вспышка принадлежит ко второму типу «статических»

вспышек, так как в ней отсутствовали движения, вытягивания и выбросы, а наблюдалось только более или менее однородное расширение и сжатие, сопровождавшееся перераспределением яркости при сохранении в общем приблизительно одинакового вида вспышки. Эти прямые кинематографические снимки также показывают, что вспышка 13 июня 1950 г. находилась у самого края пятна и загоразживала собою в основном полутень (но не ядро). Это же видно и по обращениям водородных линий H_γ , H_δ , располагавшимся у самого края светлой полосы — спектра пятна.

§ 2. Линии H и K, Ca II в спектре вспышки

Нами уже указывалось, что уверенные заключения количественного характера мы можем извлечь из контуров эмиссии во вспышке только вне пятна. Над пятном неопределенность в контурах абсорбционных линий, принадлежащих самому пятну, делает исследование ненадежным.



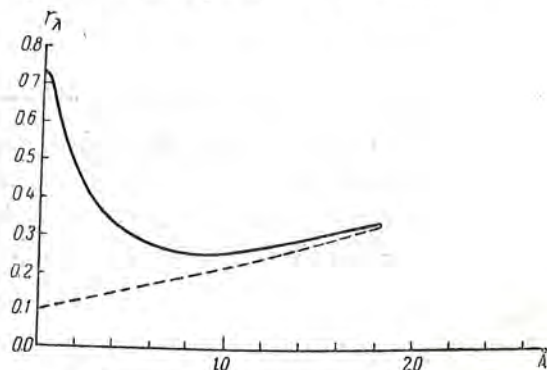
Фиг. 5. Контур эмиссионной линии K в спектре вспышки вне пятна

На фиг. 5 и 6 представлены контуры эмиссионных линий H и K во вспышке вне пятна. Контуры исправлены за рассеянный свет в соответствии с [2].

Спектрофотометрия показала, что линии поглощения H и K в местах расположения вспышки (вне пятна) и вне ее практически тождественны. Поэтому для «фона», на который накладывается контур вспышки, был взят средний контур H и K-линий в невозмущенных частях Солнца, конечно, на том же расстоянии от центра солнечного диска, что и вспышка. Этот контур (также исправленный за рассеянный свет) приведен на фиг. 5 и 6 пунктиром.

Эмиссионное обращение в центре линий H и K, Ca II спектров хромосферных вспышек характеризуется своей относительно большой интенсивностью и, что особенно важно, большой шириной. Из фиг. 5 следует, что, например, для линии K эмиссионные крылья доходят примерно до 2Å от центра линии. В этом отношении линии H и K в спектрах вспышек существенно отличаются от линий H и K в спектрах хромосферных факелов (флоккулов). Известно, что в последнем случае ширина эмиссион-

ного обращения, т. е. ширина линий H_2 и K_2 , практически не зависит от интенсивности флоккула и равна ширине линий H_2 и K_2 (правда, очень слабых) в центре невозмущенного диска Солнца, причем эмиссия заметна лишь приблизительно до $0.3 \text{ \AA}$ от центра линии. Только в случае достаточно ярких флоккулов, промежуточных по яркости между обычными средними флоккулами и хромосферными вспышками, эмиссия простирается в обе стороны от центра линии дальше.



Фиг. 6. Контур эмиссионной линии H в спектре вспышки вне пятна

Относительно большая протяженность крыльев яркого обращения в H и K -линиях спектров вспышек наводит на мысль, что эти крылья обусловлены затуханием вследствие излучения. В частности, затухание, вследствие столкновений, вряд ли здесь может играть существенную роль, ибо общая концентрация атомов во вспышках, повидимому, значительно меньше общей концентрации атомов в обрабатываемом слое Солнца, где постоянная затухания вследствие столкновений всего в 10—15 раз больше постоянной затухания вследствие излучения. Предположение о том, что затухание, вследствие излучения, играет основную роль и для образования весьма протяженных крыльев эмиссионной линии H_α в спектрах вспышек, было сделано авторами в более ранних работах [6, 3] и подтверждено наблюдениями. Позже к тому же выводу пришел Гольдберг [7].

Поскольку в указанных работах авторов настоящей статьи была выявлена большая роль самопоглощения в центральных частях наиболее интенсивных эмиссионных линий спектра вспышек, мы это теперь учтем непосредственно.

Обычно хромосферная вспышка располагается над фотосферой и обрабатываемым слоем Солнца, так что излучение, регистрируемое наблюдателем от вспышки, складывается из двух частей: излучения собственно вспышки и излучения от ниже расположенных слоев интенсивности I_λ^c .

Если теперь оптическая толщина вспышки в центре данной линии при длине волны λ не очень мала, то интенсивность I_λ^c будет ослаблена в отношении $e^{-\tau_\lambda}$, где τ_λ — оптическая толщина вспышки при рассматриваемой длине волны. В частности, если τ_λ очень велика, так что $\tau_\lambda \gg 1$, мы будем, при длине волны λ , видеть излучение только одной вспышки.

Напротив, если $\tau_\lambda < 1$, то наблюдатель будет воспринимать как излучение самой вспышки, так и ослабленное в отношении $e^{-\tau_\lambda}$ излучение фона (фотосфера + обращающий слой). Если мы примем, что отношение коэффициента излучения j_λ к коэффициенту поглощения s_λ , равное, скажем, p_λ , не меняется с глубиной, то для интенсивности излучения, исходящего собственно от вспышки, мы будем иметь выражение

$$(I_\lambda)_{\text{всп}} = p_\lambda (1 - e^{-\tau_\lambda}), \quad (1)$$

т. е. выражение, которым мы пользовались в [6] и [3].

Общее выражение для интенсивности излучения, регистрируемого наблюдателем, будет

$$I_\lambda = p_\lambda (1 - e^{-\tau_\lambda}) + I_\lambda^c e^{-\tau_\lambda}. \quad (2)$$

Этим выражением мы и будем пользоваться в настоящей статье. Таким образом, мы не будем специально выделять (как это делалось в [3] и [6]) того излучения, которое создается только вспышкой, а будем анализировать суммарное излучение от вспышки и от ниже расположенного «фона» с интенсивностью $I_\lambda^c e^{-\tau_\lambda}$. Ясно, что для применения (2) нам надо знать в явном виде и саму величину I_λ^c для каждой длины волны.

Согласование теории с наблюдениями мы будем производить так. Уже самые предварительные расчеты по формулам (1) и (2) показывают, что при согласовании теории с наблюдениями оптическая толщина вспышки в центре линий H и K очень велика, т. е. $\tau_{\lambda_0} \gg 1$, где λ_0 — длина волны центра линии. Поэтому, согласно (2), в центре линии мы будем иметь

$$I_{\lambda_0} = p_\lambda. \quad (3)$$

Вторую постоянную — число поглощающих атомов N_1 , мы определим так. Выберем в некотором расстоянии $\Delta\lambda^*$ от центра линии определенную точку на контуре яркого обращения и приравняем в этой точке наблюдаемую интенсивность теоретической интенсивности, находимой по формуле (2). В этом случае из уравнения

$$I_{\lambda^*} = I_{\lambda_0} (1 - e^{-\tau_{\lambda^*}}) + I_{\lambda^*}^c e^{-\tau_{\lambda^*}} \quad (4)$$

определяем τ_{λ^*} , причем индекс в виде звездочки означает, что соответствующие величины относятся к расстоянию $\Delta\lambda^*$ от центра линии.

Определив τ_{λ^*} находим из уравнения

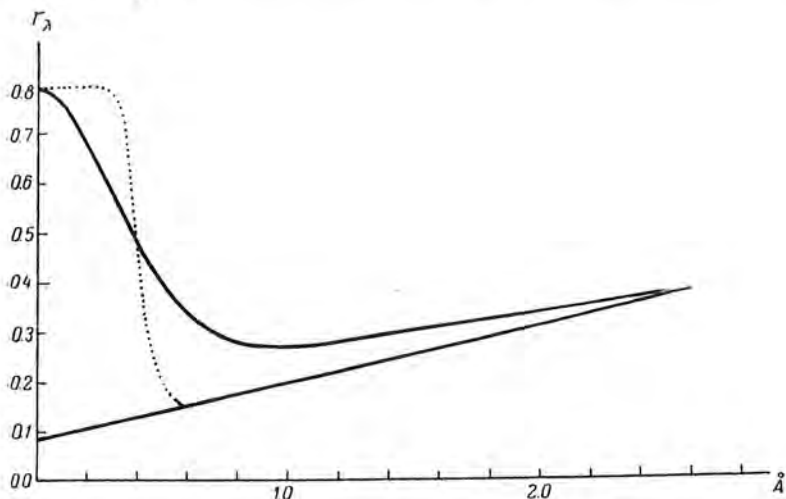
$$\tau_{\lambda^*} = N_1 s_{\lambda^*} \quad (5)$$

величину N_1 .

Если бы теория и наблюдения согласовывались на протяжении всего контура линии, мы в каждой точке должны были бы получать одно и то же значение N_1 . В действительности, конечно, это число может несколько меняться из-за несовершенства наблюдений и теории.

Ясно, далее, что точку, где происходит адаптация теоретического и

наблюдаемого контура, надо брать в средней (боковой) части контура. В центре контура очень сильное самопоглощение и инструментальные искажения могут вводить серьезные ошибки. В крыльях же линии роль самопоглощения уже слишком мала, а следовательно, нахождение величины N_1 (как раз и определяющей эффекты самопоглощения) также весьма неточно. Таким образом, ясно, что в рассматриваемом способе нахождения p_λ и N_1 выбор точки с $\lambda - \lambda_0 = \Delta\lambda^*$ должен происходить с учетом общего вида контура.



Фиг. 7. Сравнение теоретического контура линии К (пунктир) с наблюдениями в случае средней турбулентной скорости $v_t = 15$ км/сек и $\Delta\lambda_D = 0.20$ Å; $N_1 = 1.6 \times 10^{14}$

С определенными таким образом параметрами p_λ и N_1 мы и строим весь теоретический контур по формуле (2).

Следующий параметр, который должен быть определен, это доплеровская ширина $\Delta\lambda_D$, определяемая тепловыми и турбулентными движениями атомов:

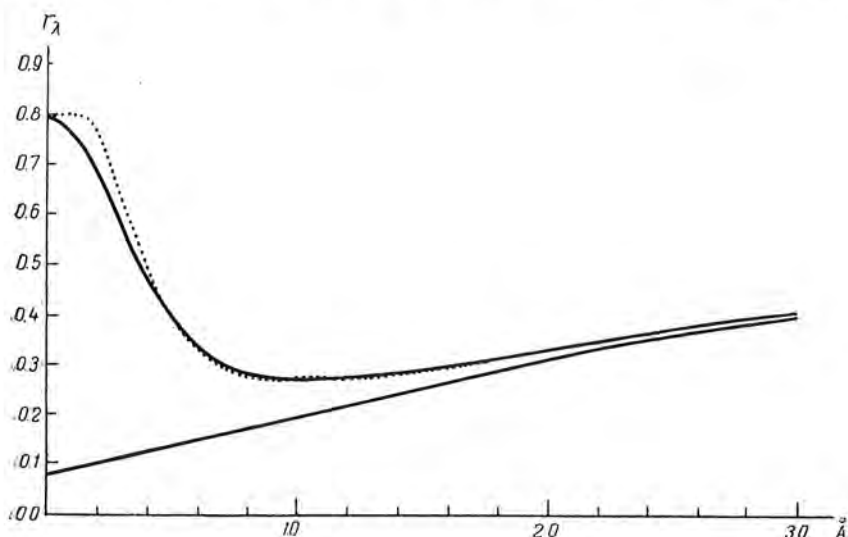
$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu} + v_t^2}. \quad (6)$$

Выбор величины $\Delta\lambda_D$ должен уже контролироваться согласованием всего контура линии, получаемого из теории и наблюдений. Правда, наиболее последовательным методом был бы метод определения из контура сразу обеих величин N_1 и $\Delta\lambda_D$. Однако это сильно бы усложнило задачу. Вообще же здесь может быть применен метод последовательных приближений.

Так как варьирование кинетической температуры в формуле (6) от 5000 до 10 000—15 000° меняет теоретический контур ярких обращений в H и K очень мало, мы приняли в вычислениях $T_{kin} = 7500^\circ$. Гораздо важнее выбор средней турбулентной скорости v_t . Вначале мы приняли $v_t = 15$ км/сек, что дает $\Delta\lambda_D = 0.20$ Å. В этом случае для линии K полу-

чается контур, представленный пунктиром на фиг. 7. Примерно то же получается и для линии Н. В соответствующих вычислениях было принято, что коэффициент поглощения s_λ определяется доплеровским расширением и затуханием вследствие излучения.

Адаптация теории к наблюдениям на фиг. 7 производилась для $\Delta\lambda^* = 0,41 \text{ \AA}$. Она дала $N_1 = 1,6 \times 10^{14}$. Из фиг. 7 мы видим, что между теорией и наблюдениями имеется резкое расхождение. Этот результат



Фиг. 8. Сравнение теоретического контура линии К (пунктир) с наблюдениями в случае средней турбулентной скорости $v_t = 0$ и $\Delta\lambda_D = 0.023 \text{ \AA}$; $N_1 = 7.2 \times 10^{16}$

указывает, что, повидимому, во вспышке, наблюдавшейся 13 июня 1950 г., больших турбулентных скоростей, даже порядка 15 км/сек, не было.

В связи с этим результатом нами было принято $v_t = 0$, что дает $\Delta\lambda_D = 0.023 \text{ \AA}$. Для данного случая согласование теории [формула (2)] с наблюдениями представлено на фиг. 8 и 9, где вновь теоретические кривые проведены пунктиром.

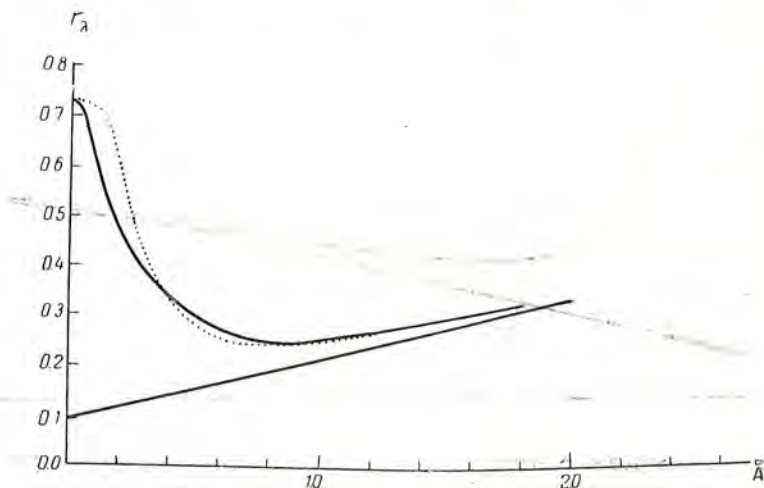
Адаптация для линии К производилась при $\Delta\lambda^* = 0.5 \text{ \AA}$, а для линии Н, более узкой, чем К, при $\Delta\lambda^* = 0.4 \text{ \AA}$. Адаптация дала для линии К величину $N_1 = 7.2 \times 10^{16}$, а для линии Н — величину $N_1 = 7.3 \times 10^{16}$. Таким образом, согласие между обеими величинами N_1 , полученными по двум различным линиям (начинающимся с одного общего уровня), вполне удовлетворительное. Удовлетворительным является и общее согласие между теоретическими и наблюдаемыми контурами. Все это говорит в пользу гипотезы, что в центральных частях линий Н и К действительно имеется сильное самопоглощение и что крылья эмиссионных линий Н и К обусловлены затуханием, а центральные части — эффектом Доплера.

О том, что линии Н и К обременены сильным самопоглощением, можно заключить и из отношения полных энергий (эквивалентных

ширин), излучаемых линиями Н и К. В случае полной прозрачности среды отношение этих энергий было бы

$$\frac{E_K}{E_H} = \frac{(N_2)_K (A_{21})_K (h\nu_{12})_K}{(N_1)_H (A_{21})_H (h\nu_{12})_H}. \quad (7)$$

Величины A_{21} для обеих линий одинаковы; примерно одинаковы и величины $h\nu_{12}$. Так как уровни $4^2P_{1/2}$ и $4^2P_{3/2}$ отличаются по энергии очень мало, отношение $(N_2)_K : (N_2)_H$ должно быть равно (независимо от механизма возбуждения) отношению статистических весов, т. е. в данном случае двум. А это противоречит наблюдениям.



Фиг. 9. Сравнение теоретического контура линии Н (пунктир) с наблюдениями в случае средней турбулентной скорости $v_t = 0$ км/сек и $\Delta\lambda_D = 0.023 \text{ \AA}$; $N_1 = 7.3 \times 10^{16}$

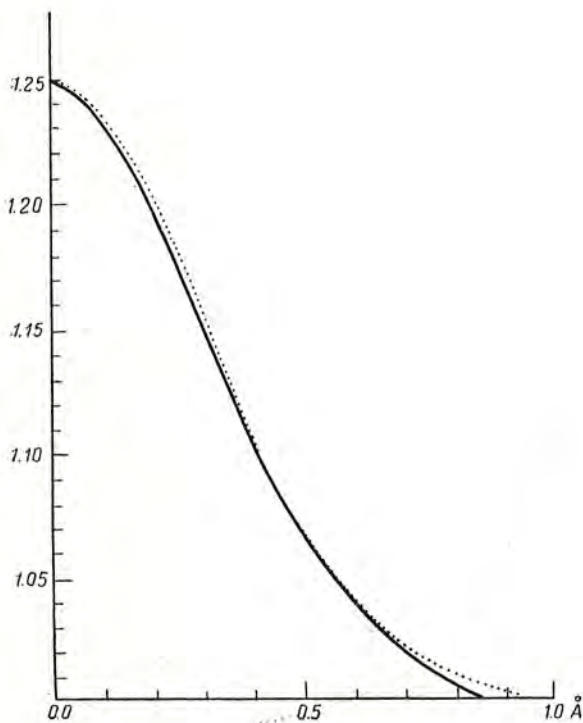
Вопрос об установлении более точного значения величины $\Delta\lambda_D$ требует использования контуров линий Н и К, полученных со значительно более высокой дисперсией, чем это имеет место в нашей работе. Кроме того, вообще необходима большая точность в построении самих контуров, т. е. необходимо применять фотоэлектрические методы регистрации спектров. Примерные прикидки показывают, что уже для v_t больших 7—10 км/сек согласие между теорией и наблюдениями ухудшается.

Поскольку, согласно указанным результатам, крылья линий Н и К определяются затуханием вследствие излучения, мы можем непосредственно определить N_2 — число атомов Са II во вспышке во втором возбужденном состоянии.

Уже на расстоянии $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ от центра линии оптическая толщина вспышки с $N_1 = 7.2 \times 10^{16}$ значительно меньше единицы. Для К-линии $\tau_\lambda = 0.126$, для Н-линии $\tau_\lambda = 0.064$. Поэтому мы можем для этих τ_λ пренебречь самопоглощением во вспышке. Тогда величину N_2 можно определить из уже использованной нами формулы [3]

$$I_{\lambda} = \frac{N_k A_{ki} h \gamma_{ik} \lambda_0}{16\pi^3 (\lambda - \lambda_0)^2}. \quad (8)$$

Величину I_{λ} (на этот раз определяемую уже только одной вспышкой, без учета фона) можно определить, зная абсолютное значение интенсивности излучения в непрерывном спектре Солнца в области H и K-линий.



Фиг. 10. Сравнение теоретического контура линии D_3 (пунктир) с наблюдениями в случае полной прозрачности вспышки для этой линии; $\Delta\lambda_D = 0.44 \text{ \AA}$, что соответствует $v_t = 22 \text{ км/сек}$

Вычисления дали $(N_2)_K = 1.25 \times 10^{14}$, $(N_2)_H = 0.64 \times 10^{14}$. Отношение этих величин, как и следовало ожидать (см. выше), оказалось равным примерно двум.

Сравнивая величины N_1 и N_2 , можно определить по формуле Больцмана температуру возбуждения. Она оказалась равной 5180° .

§ 3. Линия гелия D_3 в спектре вспышки

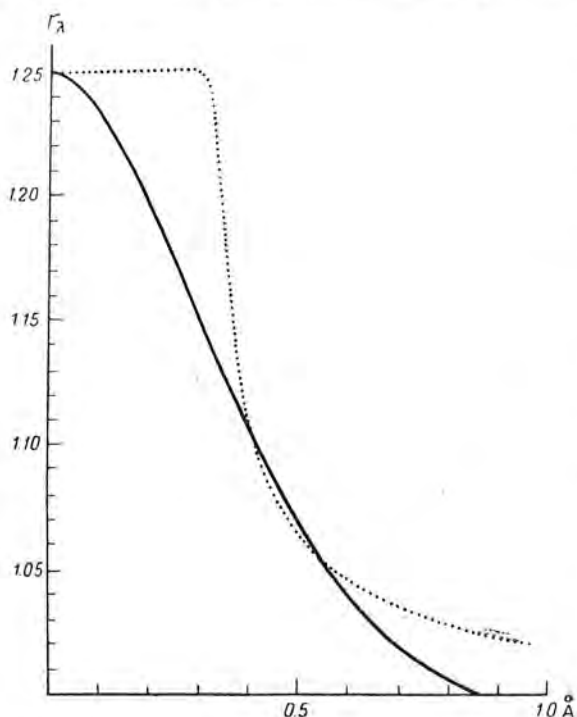
Весьма интересной эмиссионной линией в спектре вспышки 13 июня 1950 г. является линия гелия D_3 , $\lambda 5876 \text{ \AA}$. Она накладывается на непрерывный спектр Солнца, и в этом отношении учет фона особенно прост и надежен.

Главным вопросом в согласовании теории и наблюдений для линии D_3 является вопрос о прозрачности вспышки в центре рассматриваемой

линии. Если бы вспышка была прозрачной, то ее контур при наличии доплеровского расширения должен был бы удовлетворять закону

$$I_{\lambda} = I_{\lambda}^0 e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D}\right)^2}, \quad (9)$$

где I_{λ}^0 — интенсивность эмиссии в центре контура. Согласование теории с наблюдениями (исправленными за рассеянный свет) для данного случая



Фиг. 11. Сравнение теоретического контура линии D_3 (пунктир) с наблюдениями с учетом самопоглощения. Число поглощающих атомов $N = 2.3 \times 10^{16}$

для H и K-линий, представленное на фиг. 8 и 9.

В связи с этим мы вновь попытались учесть самопоглощение в линии D_3 по формуле (2). Результаты таких расчетов представлены на фиг. 11; они соответствуют числу поглощающих атомов $N = 2.3 \times 10^{16}$.

Мы видим, что согласие между теорией и наблюдениями здесь явно неудовлетворительное, особенно в верхней части контура. Учет затухания вследствие столкновений не устраняет этих неувязок. Введение затухания вследствие столкновений лишь увеличивает постоянную затухания и повышает роль крыльев в более внутренних частях линии. Закон же изменения интенсивности в крыльях остается тем же.

В связи с этими результатами требуются дальнейшие исследования линии D_3 во вспышках. В частности, и здесь крайне желательно употребле-

представлено на фиг. 10. Оно здесь вполне удовлетворительное. Однако при этом получается, что $\Delta\lambda_D = 0.44 \text{ \AA}$. При $T_{\text{кин}} = 7500^\circ$ это соответствует примерно $v_t = 22 \text{ км/сек}$, что противоречит сделанным в предыдущем параграфе заключениям об отсутствии во вспышке заметных турбулентных движений. Если же мы будем считать, что причиной, вызывающей большое значение $\Delta\lambda_D$ у линии D_3 , служит не турбулентция, а высокая кинетическая температура вспышки, то для объяснения указанного значения $\Delta\lambda_D = 0.44 \text{ \AA}$ понадобится кинетическая температура $T_{\text{кин}}$ порядка $100\,000^\circ$. Это же значение тотчас нарушит согласование между теорией и наблюдениями

лять инструменты с большей разрешающей силой и применять методы фотоэлектрической регистрации излучения.

Если и в дальнейшем будут зарегистрированы подобные расхождения между наблюдениями и теорией, то природу этих расхождений придется, возможно, искать в других направлениях. Быть может, хромосферная вспышка — весьма неоднородное образование. В тех частях вспышки, где температура весьма высока, так что, возможно, $T_{kin} = 100000^\circ$, создается в основном излучение гелия, в то время как ионизация кальция столь высока, что его излучение здесь пренебрежимо слабо. В тех же местах вспышки, где температура относительно низка, преобладает излучение Ca II, излучение же гелия слабо. Но, конечно, прежде чем рассматривать такую возможность более подробно, нужно провести согласование теории и наблюдений для нескольких вспышек, улучшив при этом и метод.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 191, 1949.
 2. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 5, 3, 1950.
 3. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 19, 1952.
 4. А. Б. Гильварг и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 45, 1950.
 5. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Астрон. журн. 31, 124, 1954.
 6. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Докл. АН СССР 80, 867, 1951.
 7. L. Goldberg. Ap. J. 58, 258, 1953.
-

О ХРОМОСФЕРЕ НАД СОЛНЕЧНЫМИ ПЯТНАМИ

Э. Р. Мустель

Изучается специфическое поведение яркого обращения в центре Н и К-линий над солнечными пятнами (см. фиг. 1), а именно заметное сужение этого обращения и исчезновение в нем темных провалов H_3 и K_3 .

В связи с тем, что ширина ярких H_2 и K_2 -линий во флоккулах и весьма слабых H_2 и K_2 -линий в невозмущенных частях солнечного диска примерно одинакова [1], сделан вывод, что ширина определяется не числом излучающих атомов, а числом поглощающих атомов Ca II в хромосфере (роль самопоглощения) и что атомов кальция в хромосфере (и вообще атомов других элементов) над пятнами меньше, чем в соседних местах поверхности Солнца. Это согласуется с непосредственными хромосферными наблюдениями вне затмения и во время затмения, свидетельствующими о заметном понижении хромосферы («провалы» в хромосфере) над пятнами.

Понижение хромосферы над пятнами можно было бы объяснить вытеканием материи из пятна в его нижних хромосферных слоях (эффект Эвершеда).

Отсутствие линий H_3 и K_3 в ярких обращениях над пятнами объяснено тем, что температура нижних слоев хромосферы (совпадающая приблизительно с температурой пятна) не меняется заметно с высотой. Это означает приблизительное постоянство в указанных слоях величины $P_\lambda = j_\lambda : s_\lambda$, что ведет, в соответствии с [8] и [9], к исчезновению темных линий H_3 и K_3 .

В конце статьи критически обсуждается статья Миамото [13], в которой большая ширина линий H_2 и K_2 во флоккулах (превосходящая примерно в десять раз доплеровскую) и существование темных линий H_3 и K_3 объясняется процессами некогерентного рассеяния. Указано, что, в противоположность основным положениям настоящей статьи, расчеты Миамото противоречат обсужденным здесь свойствам яркого обращения в Н и К-линиях над пятнами, а поэтому роль процессов некогерентного рассеяния в формировании контура H_2 , K_2 , H_3 и K_3 -линий должна быть второстепенной. Эта роль должна быть весьма существенной только в повышении эффективности выхода квантов из среды (флоккула) во всех точках контура яркого обращения.

Изучать хромосферу над солнечными пятнами можно путем спектроскопического исследования пятен на диске Солнца в центральных частях сильных фраунгоферовых линий и спектроскопических и визуальных наблюдений пятен на краю диска.

В настоящей работе, имеющей предварительный характер, мы изучим первый путь, в основном применительно к линиям Н и К, Ca II.

Центральные части линий Н и К в спектре солнечных пятен имеют весьма специфический вид. В противоположность флоккулам (а также



Фиг. 1. Линии Н и К в спектре пятна

невозмущенным частям солнечного диска), где мы наблюдаем двойные яркие линии H_2 и K_2 , излучение в центре Н и К-линий спектра пятна состоит из *одиночных* ярких линий Н и К, значительно при этом *суженных* по сравнению с линиями H_2 и K_2 во флоккулах. Снимок яркого излучения в указанном случае представлен на фиг. 1. Снимок сделан на дифракционном спектрографе Симеизской обсерватории с дисперсией $1.3 \text{ \AA}/\text{мм}$.

Таким образом, теория ярких линий Н и К в спектре пятна должна объяснить причину заметного сужения центрального яркого обращения в Н и К-линиях над пятном и причину исчезновения центрального темного провала H_3 и K_3 в этом обращении.

Обратимся к первому вопросу. На первый взгляд можно было бы предположить, что сужение H_2 и K_2 -линий в спектре пятна обусловлено пониженным числом возбужденных атомов Са II в хромосфере над пятном, возможно из-за более низкой температуры пятна и хромосферы над ним, в частности температуры возбуждения. Однако вряд ли это объяснение можно считать удовлетворительным. Линии H_2 и K_2 наблюдаются не только во флоккулах, но и в невозмущенных частях диска. Ширина линий в спектре флоккулов и в спектре невозмущенных частей солнечного диска примерно одинакова [1]; заметное расширение наблюдается только на самом краю диска, а также в очень ярких флоккулах и в хромосферных вспышках.

В первом случае расширение линий H_2 и K_2 , повидимому, связано с тем, что на краю диска наблюдается излучение, выходящее из более высоких слоев хромосферы, чем в центре диска. Вместе с тем турбулентная скорость атомов в хромосфере растет с высотой. Поэтому линии H_2 и K_2 должны быть на краю диска шире, чем в центре.

Что же касается очень ярких флоккулов и хромосферных вспышек, то здесь расширение яркого обращения действительно связано с увеличением числа излучающих атомов, в результате чего начинают сказываться крылья, обусловленные процессами затухания излучения [2].

Тот факт, что для невозмущенных частей солнечного диска и для не слишком ярких флоккулов ширина линий H_2 и K_2 практически одинакова, свидетельствует о значительной роли процессов самопоглощения в линиях H_2 и K_2 и о том, что во флоккулах и в невозмущенных частях солнечного диска число N_1 атомов Са II в основном состоянии примерно одинаково. В данном случае, как легко видеть из обычно применяемой формулы для учета самопоглощения

$$I_\lambda = P_\lambda (1 - e^{-\tau_\lambda}) \quad (1)$$

или более точной формулы, учитывающей фон, на который накладывается эмиссия (см. [2]),

$$I_\lambda = P_\lambda (1 - e^{-\tau_\lambda}) + I'_\lambda e^{-\tau_\lambda}, \quad (2)$$

контур линии определяется величиной N_1 , входящей в τ_λ .

В том, что хромосфера над невозмущенной фотосферой и над флоккулами содержит примерно одинаковое число атомов Са II в основном состоянии, нет ничего удивительного. Вообще состояние ионизации атомов в хромосфере над факелами примерно такое же, как и в соседних невозмущенных местах хромосферы. Об этом можно судить хотя бы по затменным спектрограммам хромосферы, не показывающим заметных различий между относительными интенсивностями хромосферных линий над факелами и в соседних местах. Повидимому, заметным исключением из этого является лишь гелий, обладающий относительно весьма большими потенциалами ионизации и возбуждения [3], и отчасти водород.

Учитывая сказанное, можно считать, что сужение линий H_2 и K_2 над солнечными пятнами есть результат того, что величина N_1 над пятнами меньше, чем в соседних местах диска. Этот результат может предполагать две возможности: 1) уменьшение величины N_1 обусловлено весьма низким состоянием ионизации атомов Са II в хромосфере над пятнами, так что кальций находится преимущественно в нейтральном состоянии; 2) *общее* число атомов кальция в хромосфере над пятнами меньше, чем в хромосфере над соседними местами поверхности Солнца. Третье предположение, а именно аномально высокую ионизацию атомов Са II, т. е. переход их в атомы Са III, следует, из-за низкой температуры пятен, отвергнуть.

Однако первую возможность следует сразу же исключить. Действительно, и непосредственные наблюдения и расчеты показывают (см., например, [4], рис. 112), что здесь для ожидаемого диапазона температур и электронных давлений число атомов ионизованного кальция должно на два-три порядка превышать число атомов нейтрального кальция.

Таким образом, приходим к выводу, что общее число атомов кальция в хромосфере над солнечными пятнами меньше, чем в соседних областях хромосферы. И поскольку в оболочке Солнца атомы различных элементов полностью перемешаны, заключение об уменьшении числа атомов в хромосфере естественно сделать и для других элементов, в частности для водорода.

Этот общий вывод вполне согласуется с наблюдениями хромосферы над пятнами на краю солнечного диска. Можно указать на следующие факты.

Хромосфера Солнца особенно интенсивно наблюдалась в линии H_α при помощи протуберанц-спектроскопов в конце прошлого столетия. Юнг пишет [5], что наблюдения Респиги и его собственные (по его словам — «самые тщательные») указывают на «вдавленность» хромосферы над пятнами. Правда, Секки отрицает это. Но, чтобы заметить понижение хромосферы над пятнами, пятна должны быть достаточно больших размеров и притом расположены как раз на краю Солнца, т. е. почти в точности на 90° под углом к лучу зрения. Последнее условие существенно по той причине, что даже самые большие пятна имеют весьма небольшие размеры. Зарегистрировать рассматриваемый эффект можно с уве-

ренностью только при организации специальных наблюдений (как это и делал Юнг).

О том, что над пятнами наблюдаются депрессии и провалы в хромосфере, пишет В. А. Крат. Провалы особенно хорошо видны на снимках Пулковской экспедиции, полученных во время полного солнечного затмения 19 июня 1936 г. [6].

Указанные наблюдения требуют дальнейших подтверждений. Особенно важно фотографирование хромосферы над пятнами при помощи узкополосных интерференционно-поляризационных фильтров. Конечно, желательно выделить различные линии солнечного спектра.

Независимо от дальнейших наблюдений, согласие результатов, полученных двумя совершенно различными способами — спектроскопическим и визуальным, делает значительно правдоподобнее наш вывод о понижении хромосферы над пятнами.

Возможно, что пониженная плотность более внешних слоев хромосферы над пятнами (что следует из наших выводов) и служит причиной втекания туда хромосферных газов из соседних, более плотных слоев (эффект Эвершеда для сильных линий). Возможно также, что вообще пониженная плотность хромосферы над пятнами есть результат радиального вытекания вещества из нижних, более плотных слоев хромосферы над пятном (эффект Эвершеда для слабых линий). Даже при скорости 2 км/сек и при очень больших пятнах это истечение должно быть чрезвычайно эффективным, не компенсируясь втеканием в пятно значительно менее плотных газов во внешних слоях хромосферы.

К выводу о том, что между зоной пятна и его окружением должны существовать горизонтально направленные перепады давления, приводящие к движениям вещества, приходит также А. Б. Северный в статье, посвященной магнитогидродинамическим явлениям на поверхности Солнца [7].

Для изучения рассматриваемого вопроса крайне важна спектрофотометрия ярких обращений H и K в спектре пятен различных размеров. Было бы желательно провести одновременное изучение спектра какого-либо пятна на диске и хромосферы над тем же пятном на краю диска. Последнее лучше всего сделать, как указывалось, при помощи узкополосного интерференционно-поляризационного фильтра.

Окончательное подтверждение рассмотренных результатов о понижении хромосферы над пятнами крайне интересно в связи с проблемой «поддержки» солнечной хромосферы. Последние теории, преследующие цель объяснения аномально большой протяженности солнечной хромосферы, так или иначе связывают эту протяженность с электромагнитными факторами. Вместе с тем солнечные пятна обладают большим магнитным полем порядка 4000 гаусс.

Обратимся теперь к следующему вопросу. Как уже указывалось, яркие обращения в H и K-линиях над пятном не только сужены, но и лишены обычно наблюдающихся темных провалов H_3 и K_3 . Это можно объяснить так. В своих предыдущих статьях [8—10] автор показал, что

яркое обращение в линиях Н и К, создаваемое хромосферой, есть результат возбуждения атомов Са II во флоккулах *электронным ударом* и что роль рекомбинаций здесь совершенно несущественна.

Темные линии Н₃ и К₃ оказалось возможным объяснить, если считать, что величина $P_\lambda = j_\lambda : s_\lambda$ во флоккулах уменьшается наружу. Это согласуется с тем ходом P_λ , который нашел Вальдмейер для факелов [11], что представляется вполне естественным [8].

Рассмотрим хромосферу над солнечным пятном. Для частот непрерывного спектра хромосфера — образование прозрачное. Поэтому, благодаря интенсивному лучевому обмену, ее температура над пятном будет примерно такой же, как и у соседних частей хромосферы вне пятна. В частности, в нижних слоях хромосферы, до 1000—3000 км высоты, температура ее должна быть порядка 5000°. Сами пятна имеют температуру 4500—5000°. В связи с этим в нижних слоях хромосферы, над пятнами, где и возникает яркое обращение, величина P_λ , определяющаяся кинетической температурой, должна быть примерно постоянной, во всяком случае не убывать наружу, а скорее даже возрастать. Следовательно, в обоих случаях линий К₃ и Н₃ не должно наблюдаться.

Принимая во внимание выводы настоящей статьи и общие выводы, сделанные автором в отношении образования Н₂, К₂, Н₃, К₃-линий во флоккулах, необходимо обсудить следующий принципиальный вопрос.

В первых двух работах автора по физике кальциевых флоккулов [8, 9] были сделаны три основных вывода: 1) механизм возбуждения атомов Са II во флоккулах представляет собой электронный удар*; 2) большая ширина Н₂ и К₂-линий во флоккулах, превосходящая значительно доплеровскую ширину, есть следствие самопоглощения во флоккулах для рассматриваемых линий; 3) происхождение Н₃ и К₃-линий обязано убыванию величины P_λ во флоккуле наружу.

В дополнение можно указать еще следующее. При подсчете кинетической температуры, требующейся для создания наблюдаемого излучения (интегрального) в линиях Н₂ и К₂, мы исходили из эффективного сечения для возбуждения атомов Са II электронным ударом, равного 10^{-16} см². Последние расчеты Джефериса [12] дают для энергий порядка 4 электронвольта сечение, значительно большее, равное: для К-линии 8.7×10^{-16} см², для Н-линии 5.8×10^{-16} см². Это еще сильнее понижает требуемую кинетическую температуру (до 5000—6000°) и, следовательно, делает правдоподобнее вывод о преобладающей роли электронных возбуждающих ударов.

Эти вопросы были обсуждены немного позже Миамото [13]. Он также сравнивает роль электронных ударов и флуоресценции в свечении ярких линий Н₂ и К₂ и тоже приходит к выводу о преобладающем значении электронного удара. Истолкование же им большой ширины линий Н₂ и К₂, а также объяснение существования Н₃ и К₃-линий отличается от нашего [8, 9]. По Миамото, большая ширина линий Н₂ и К₂ — результат

* Этот вывод подтвержден и в [10].

некогерентного рассеяния, возникающего из-за тепловых движений атомов в хромосфере. Физическая сущность соответствующего механизма такова. Так как хромосфера весьма непрозрачна в самом ядре линий H и K, кванты, создаваемые возбуждающими электронными ударами внутри доплерова ядра*, выходят из среды в более прозрачных областях крыла линии в результате некогерентных процессов перераспределения излучения по частоте. Самая центральная «непрозрачная» часть линии имеет, согласно расчетам Миамото, более низкую интенсивность, и это он отождествляет с H₃ и K₃-линиями.

В том, что процессы некогерентного рассеяния должны играть в образовании ярких обращений H и K существенную роль, вряд ли можно сомневаться. В частности, эти процессы, повидимому, и создают [13] заметную *интенсивность* внутри ярких обращений H₂ и K₂. Наши расчеты [8, 9] относились только к *интегральному* излучению в H₂ и K₂-линиях, но сама интенсивность этого яркого обращения не определялась.

Вопрос же о том, что является решающим в создании наблюдаемых ширины H₂ и K₂-линий и темных провалов H₃ и K₃ — некогерентность процессов рассеяния [13] или же рассмотренные автором факторы [8, 9], является дискуссионным**. Однако по некоторым соображениям следует признать, что роль некогерентности здесь совершенно второстепенная. Во-первых, каков бы ни был механизм излучения, ясно, что пренебрегать самопоглощением при построении контура H₂ и K₂-линий нельзя. Число атомов Ca II в основном состоянии составляет около 10^{16} см⁻² [8, 9]. Это значение N_1 весьма правдоподобно, ибо оно совпадает с значением N_1 , найденным Силлие и Мензелом [14] из наблюдений во время затмений.

Однако, основные заключения по данному вопросу можно сделать на основании настоящей статьи. Рассмотрим сначала вопрос о ширине H₂ и K₂-линий. Из расчетов Миамото следует, что ширина H₂ и K₂-линий тем больше, чем меньше n_e — электронная концентрация в слоях, создающих эти линии. С другой стороны, n_e в пятнах ([15], стр. 310) и наверняка в хромосфере над пятнами значительно меньше, чем в невозмущенной хромосфере и тем более во флоккулах. Поэтому следовало бы ожидать, что ширина яркого H и K-обращения будет над пятнами больше, чем во флоккулах, что находится в резком противоречии с наблюдениями. Напротив, пониженная ширина яркого обращения H и K в спектре пятен вполне удовлетворительно объясняется, как мы видели, уменьшением величины N_1 , и это согласуется с визуальными наблюдениями хромосферы над пятнами!

Обратимся к вопросу о линиях H₃ и K₃. Отсутствие их в ярких H и K-обращениях над пятнами с точки зрения расчетов Миамото вообще совершенно непонятно. Более того, изучение снимков H и K-линий над пятнами, полученных с симейзским спектрографом, показывает, что в ряде случаев, даже в переходной от фотосферы к пятну части солнечной

* Где вероятность возбуждения максимальна.

** В общем случае оба механизма могут действовать совместно.

поверхности, яркое обращение, являясь еще достаточно широким, также не имеет «провалов» H_3 и K_3 . Все это создает серьезные трудности в рассматриваемой теории. Напротив, с точки зрения настоящей статьи наличие или отсутствие линий H_3 и K_3 в ярких обращениях H и K определяется только тепловым режимом в хромосфере, т. е. только ходом P_λ с высотой.

Таким образом, мы имеем все данные утверждать, что, повидимому, роль процессов некогерентного рассеяния в образовании H_3 и K_3 -линий и в установлении большой ширины линий H_2 и K_2 является второстепенной. Однако, как мы уже указывали, роль некогерентности должна быть весьма существенной в создании достаточно заметной интенсивности внутри линий H и K . Некогерентность обеспечивает эффективный выход квантов из среды во всех точках контура яркого обращения, но форма контура (ширина линии, наличие провалов H_3 и K_3) определяется числом N_1 и ходом изменения P_λ с глубиной.

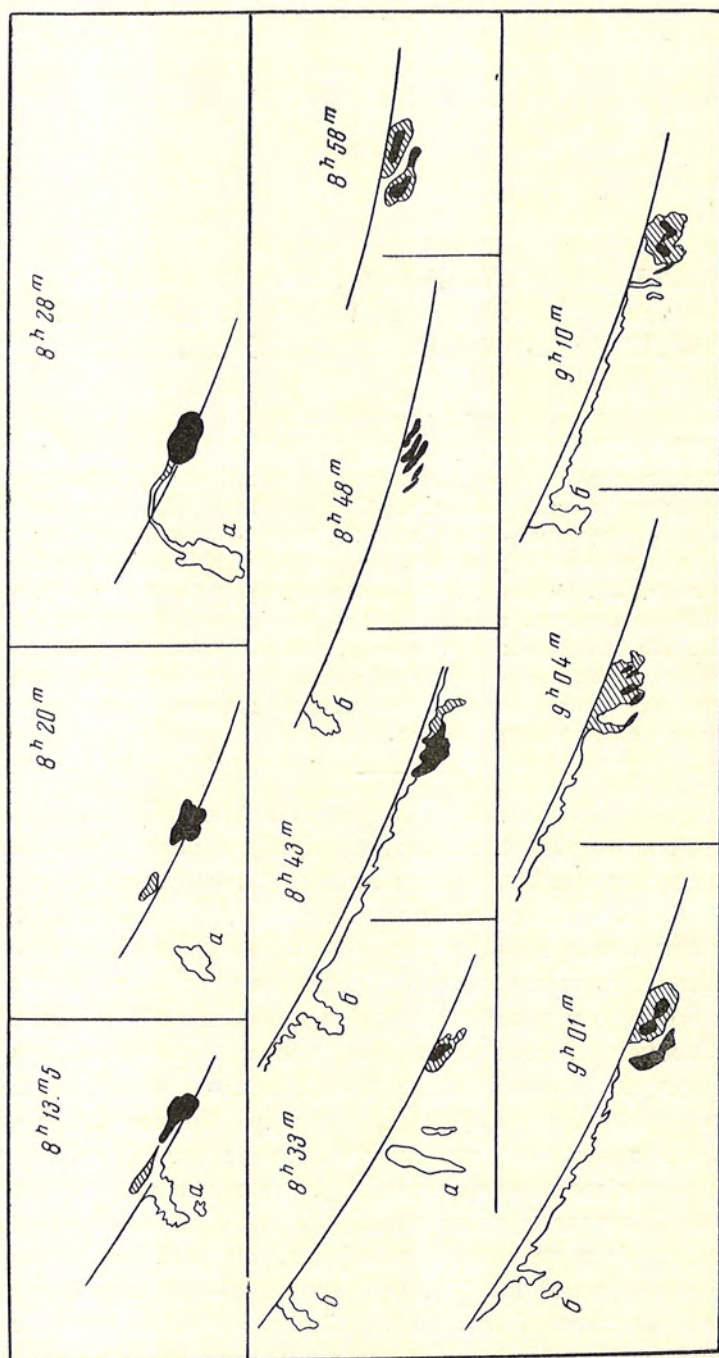
Л и т е р а т у р а

1. St. John. Ap. J. 34, 131, 1911.
2. А. Б. Северный и Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 13, 82, 1955.
3. Э. Р. Мустель. Докл. АН СССР 97, 625, 1954.
4. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949.
5. Ч. Юнг. Солнце. 1899, стр. 153.
6. В. А. Крат. Успехи астроном. наук 3, 87, 1947.
7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 129, 1954.
8. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 25, 1952.
9. Э. Р. Мустель. Докл. АН СССР 82, 21, 1952.
10. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 165, 1954.
11. M. Waldmeier. Zs. f. Ap. 26, 147, 1949.
12. J. Jefferies. Austral. Journ. Phys. 7, 22, 1954.
13. S. Miyamoto. Zs. f. Ap. 31, 282, 1953.
14. D. Menzel a. G. Cillie. Harv. Circ., № 410, 1935.
15. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика, Гостехиздат, 1952.

**ВСПЫШКА НА ЛИМБЕ 16 АВГУСТА 1952 ГОДА
И ВОПРОС О ПРОЗРАЧНОСТИ И МЕХАНИЗМЕ
ИЗЛУЧЕНИЯ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК***А. Б. Северный*

Работа основывается на фотометрическом исследовании кинематографической регистрации вспышки на лимбе 16 августа 1952 г. в лучах H_{α} . Большая часть исследованной вспышки проектировалась на диск, лишь некоторая часть возвышалась над лимбом. Это позволило определить оптическую толщину самой вспышки в центральной части линии H_{α} . Вспышка оказалась почти прозрачной ($\tau = 0.8$), но в то же время она излучала энергию, сравнимую с энергией непрерывного спектра Солнца возле линии H_{α} . Это приводит к заключениям, что излучение вспышки не связано с простым переизлучением поглощенного собственного излучения и не связано, видимо, с механизмом рекомбинаций. Высказана возможность связи механизма излучения вспышки с ядерными процессами.

Вопрос о самопоглощении излучения в хромосферных вспышках чаще всего решается утвердительно, по крайней мере в отношении излучения таких сильных линий как линии бальмеровской серии водорода, линий H и K ионизованного кальция (см., например, [1]). Однако всякий раз при спектрофотометрии этих сильных линий очень трудно сказать, какая часть эмиссионного обращения этих линий во вспышках относится собственно к самой вспышке и какая часть — к лежащим под ней возмущенным и невозмущенным слоям солнечной атмосферы. Обычная процедура вычитания из возмущенного контура, например линии H_{α} во вспышке, невозмущенного контура для соседней части солнечного диска предполагает, что слои солнечной атмосферы под вспышкой производят тот же контур линии H_{α} , что и для невозмущенной атмосферы. Однако это зависит от того, насколько глубоко простирается вспышка, как глубока та часть атмосферы, которая, так сказать, «поражена» действием вспышки. То, что вспышка — явление локализованное по глубине в солнечной атмосфере, обычно явно или неявно связывают с большим выделением ультрафиолетового излучения во вспышке и с большой оптической толщиной вспышки для линий L_{α} , L_{β} или лаймановского континуума, исключаяющей возможность быстрого широкого распространения ультрафиолетового излучения.



Фиг. 1, Вид хромосферной вспышки 16 августа 1952 г. в различные моменты времени



8h13m75



8h27m25



8h43m



8h48m



9h04m



9h10m

Фиг. 2. Фотографии вспышки 16 августа 1952 г.

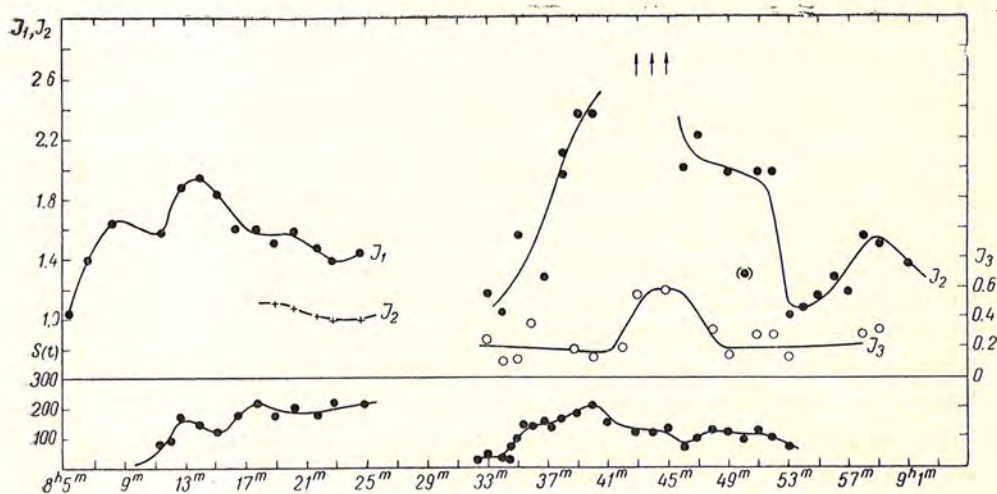
Радиоастрономические наблюдения также указывают, что всплески, связанные со вспышками, исходят из ограниченного по высоте слоя солнечной атмосферы и что источник радиоизлучения может перемещаться по глубине в солнечной атмосфере. Однако явление перемещения источника радиоизлучения может быть связано с движением корпускулярного потока из вспышки и вызванными им колебаниями плазмы. В отдельных случаях всплеск так называемых «водородных бомб» [2] явление локализуется, повидимому, под обрабатываемым слоем, так как абсорбционная линия H_{α} сохраняется над вспышкой, она несколько деформируется в целом. В других же случаях всплеск на лимбе [3], вспышка возникает на значительной высоте в виде протуберанца типа коронального облака. Однако очень трудно сказать, занимает ли вспышка как физический процесс только ту область солнечной атмосферы, которая показывает сильную водородную эмиссию, или же значительно большую по глубине область (где, например, может выделяться жесткое излучение), которая не отмечается явлениями в видимой части спектра. До сих пор нет оснований считать, что в спектре всплеск имеется континуум, хотя слабые и очень узкие полосы как бы слабой непрерывной эмиссии в синей и фиолетовой частях их спектров наблюдались [4].

Так или иначе, вопрос о прозрачности и локализации всплеск как некоторого очень мощного процесса в солнечной атмосфере нельзя считать решенным. В случае вспышки на лимбе [5] известно, что область на поверхности Солнца под вспышкой также была занята вспышкой и была связана с нею очень яркой струей; в другом случае [3] область под вспышкой не наблюдалась непосредственно и, повидимому, была закрыта от нас краем солнечного диска. Очень много мог бы дать спектр вспышки на лимбе для изучения эмиссии собственно вспышки и для выяснения ее оптической глубины для различных линий.

В настоящей работе исследуется довольно редкий случай вспышки у лимба 16 августа 1952 г. Большая часть этой вспышки находилась на диске, а остальная над лимбом. Вспышка была замечена при ежедневных программных наблюдениях диска на внезатменном коронографе КГ-1 с узкополосным H_{α} фильтром (ширина полосы $0.5\text{\AA}$). Е. Ф. Шапошниковой и автором была получена кинорегистрация ее развития. Вспышка возникла 16 августа 1952 г. около $8^h 6^m 5$; около $8^h 13^m 5$ вблизи вспышки возник эруптивный протуберанец, соединенный слабой струей со вспышкой; он почти полностью исчез в $8^h 33^m$. Развитие явлений показано на фиг. 1 и 2. К этому же моменту яркость вспышки несколько упала и диск был закрыт блендой. Затем наблюдались очень интересные метаморфозы вспышки над поверхностью Солнца, сопровождавшиеся новым, еще большим увеличением яркости (см. фиг. 1 и 2); они напоминали изменения в электромагнитных протуберанцах, хотя протекали значительно быстрее и масштаб движений был заметно меньше. Вспышка принимала вид одного или нескольких компактных ярких ядер, которые затем превращались в очень искривленные яркие струи, так что вспышка имела вид «блестящего паука», протянувшего свои щупальцы к поверхности Солнца.

Высота вспышки при ее развитии непрерывно возрастала. Ход изменения интенсивности и площади вспышки в первой фазе ее развития (до 8^h33^m) показан на фиг. 3. Здесь I_1 — интенсивность вспышки на диске; I_2 — интенсивность вспышки над лимбом; $S(t)$ — площадь, занятая вспышкой; приведено также изменение интенсивности и площади вспышки I и $S(t)$ во второй фазе ее развития.

Интенсивность I измерена в единицах прилегающего невозмущенного фона (край Солнца с хромосферой изредка выдвигался из-за бленды путем искусственного нарушения гидировки). Там же приведено изменение



Фиг. 3. Интенсивность вспышки в лучах линии $H_{\alpha}^{-}I_1$ (на диске) и I_2 (над лимбом); I_3 — интенсивность хромосферы возле вспышки. Внизу — изменение площади $S(t)$ вспышки со временем

яркости (средней) хромосферы по соседству от вспышки, в тех же единицах. Приведенные зависимости обнаруживают характерные черты явления и позволяют сделать ряд очень существенных заключений. Во-первых, в соответствии с ранее обнаруженным нами и Е. Ф. Шапошниковой фактом [6], изменение площади и объема вспышки идет в общем параллельно (с некоторым сдвигом фазы) изменению ее яркости. Это свидетельствует о крайне неравновесном, нетепловом характере изменений во вспышках. Из кривой можно определить среднюю скорость расширения вспышки. В первой фазе ее развития (от 8^h41^m до 8^h43^m) площадь вспышки, как видим, изменилась от 80 до 180 единиц S_d — миллионных долей диска, так что средний линейный размер вспышки изменился на 4×10^8 см. Этот дает скорость расширения за этот интервал времени около 30 км/сек. Аналогичным образом скорость расширения вспышки за время от 8^h33^m до 8^h40^m была ~ 180 км/сек. Эти скорости не характеризуют собой скорости изменений (метаморфоз) внутри самой вспышки, которые были столь быстрыми, что их очень трудно проследить. Они грубо характеризуют скорость изменения среднего объема вспышки в целом. Мы видим, что 16 августа 1952 г. максимальная яркость во вто-

рой фазе развития вспышки и скорость ее расширения значительно больше, чем наибольшая яркость и скорость расширения в первой фазе. Это вновь подтверждает найденную нами ранее [6] зависимость между максимальной яркостью и скоростью расширения вспышек.

Далее, яркость окружающей вспышку хромосферы возрастает в несколько раз в момент наибольшей яркости вспышки. Это показывает, что вспышка есть процесс, охватывающий значительную часть хромосферы. Однако яркость протуберанца b (фиг. 1) по нашим измерениям сохранялась неизменной. Это расходится с недавними наблюдениями Омана [7]. Правда, протуберанец b находился на значительном расстоянии от вспышки.

Обратимся к результатам измерения интенсивности.

Абсолютную энергию, излученную вспышкой в максимуме, можно оценить исходя из ее интенсивности в единицах интенсивности края диска. Максимальная интенсивность, вероятно, была не менее чем в три раза больше интенсивности невозмущенного диска у края (в момент, близкий к 8^h43^m , снимки оказались передержанными). Принимая остаточную интенсивность вблизи центра $H_\alpha \approx 0.25 \times 2.9 \cdot 10^6$ эрг/см²·сек·Å и ширину П-образной полосы пропускания 0.4 Å, получим энергию невозмущенного диска у его края, равную $\sim 2 \cdot 10^5$ эрг/см² при коэффициенте ослабления к краю ~ 0.6 . Отсюда, энергия, излучаемая вспышкой, равна $\sim 10^6$ эрг/см²·сек·Å, т. е. половине энергии непрерывного спектра возле линии H_α (для энергии, излучаемой невозмущенной хромосферой, мы получили величину $\sim 5 \times 10^{-2}$ яркости края диска). Эти оценки, хотя и грубые (без учета энергии, излучаемой в крыльях линии H_α), показывают в соответствии с нашими ранними определениями [5], что наблюдавшаяся вспышка была обычной вспышкой средней мощности (вероятно, балла 2).

Далее, если интенсивность вспышки над диском — I_1 , а над лимбом — I_2 , то, очевидно, имеет место соотношение (см. фиг. 3)

$$\frac{I_1}{I_\odot} = \frac{I_2}{I_\odot} + e^{-\tau(\Delta\lambda_0)}, \quad (1)$$

где τ — оптическая толщина вспышки (для спектрального интервала $\Delta\lambda$ линии H_α , пропускаемого фильтром), $I_\odot$ — интенсивность невозмущенного диска в том же интервале. Если кинетическая температура вспышек $\sim 10^4$ K, то доплеровская полуширина линии $H_\alpha \sim 0.28$ Å и величина $v = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} < 1$ в пределах полуширины $\Delta\lambda_0$ полосы пропускания фильтра ($0,2$ Å). Поэтому можно приближенно считать, что величина

$$\varphi(v) = \frac{1}{V\pi\Delta\lambda_D} \left[e^{-v^2} - \frac{a}{V\pi} (1 - 2vF(v)) \right], \quad (2)$$

характеризующая распределение коэффициента поглощения в центре линии H_α , меняется не более чем в два раза в пределах полуширины полосы пропускания фильтра и что $\tau(\Delta\lambda_0)$ относится к самым центральным частям линии. Оценим $\tau(\Delta\lambda_0)$ из наших измерений величин I_1 и I_2 .

Величина $I_1/I_\odot - I_2/I_\odot$, как видно из фиг. 3, сохраняется почти неизменной. В среднем эта разность равна 0.44. Отсюда

$$\tau(\Delta\lambda_0) = 0.82. \quad (3)$$

Следует иметь в виду, что, благодаря эффекту проекции, эта величина, вероятно, несколько завышена. С другой стороны, если для интенсивности вспышки в пределах линии H_α принять выражение (см. [1])

$$I_2 = p_\lambda (1 - e^{-\tau(\Delta\lambda_0)}), \quad (4)$$

то получим $I_2 = 0.56p_\lambda$, откуда $p_\lambda = 1.8I_2$. Если принять, как это было сделано в [1], что процесс излучения линии H_α во вспышках сводится к простому переизлучению с тем же распределением по частоте атомов, возбужденных собственным излучением вспышки, то

$$p_\lambda = \frac{n_3}{n_2} \frac{g_2}{g_3} \frac{2hc^2}{\lambda_0^5}. \quad (5)$$

Отсюда при $p_\lambda = 1.8I_2$ находим n_3/n_2 . Величина $I_2/I_\odot$, согласно нашим измерениям, в среднем равна 1.04, а $I_\odot = 0.25 WI_\odot(0)$, где W — эквивалентная ширина полосы пропускания фильтра, $I_\odot(0) = 2.9 \cdot 10^6 k$ [эрг/см $\cdot$ Å], где k — коэффициент ослабления к краю. Вычисления дают для n_3/n_2 значение $1.5 \cdot 10^{-2}$ в соответствии с значениями, найденными ранее [1].

Мы видим, что оптическая толща наблюдавшейся нами вспышки в центральных частях линии H_α невелика и вспышка почти прозрачна. Далее, по величине $\tau(\Delta\lambda_0)$ можно найти число поглощающих атомов N_2 .

$$\tau(\Delta\lambda_0) = k_\lambda(\Delta\lambda_0) N_2. \quad (6)$$

Строго говоря, $N_2 \geq \frac{0.82}{k_{\lambda(0)}}$, но, как мы указали выше, ошибка в определении N_2 будет не более чем на множитель 2. Так как

$$k_\lambda(0) = \frac{1}{V\pi\Delta\lambda_D} \frac{\pi e^2 \lambda_0^2 f_{32}}{m_e c^2}, \quad (7)$$

то при $T_{кин} = 10^4$ получим после небольших вычислений

$$N_2 \geq \sim 5 \times 10^{12}, \quad (8)$$

т. е. величина N_2 получается того же порядка, что и в хромосфере по оценкам Мензела и Силлие [8]. Этот результат, являющийся следствием высокой прозрачности вспышки, не соответствует ранее полученным в работе Э. Р. Мустеля и автора значениям [1], где для N_2 была получена величина $\sim 10^{15}$ и выше, т. е. в 100 раз больше.

Мы видим, что населенность второго уровня во вспышке практически такая же, как в хромосфере (2×10^{12}). Это связано с тем, что в обоих случаях оптическая толща в центральной части линии H_α при-

мерно одинакова (порядка единицы) и, следовательно, самопоглощение во вспышке и хромосфере для излучения $3 \rightarrow 2$ приблизительно одно и то же. Если мы теперь используем значение $\frac{N_3}{N_2} = 1.5 \times 10^{-2}$, найденное выше на основании предположения, что излучение вспышки сводится к простому переизлучению собственного излучения, то для N_3 мы получим значение $\sim 7.5 \times 10^{10}$. То, что оптическая толща вспышки в излучении $3 \rightarrow 2$ — порядка единицы, уже свидетельствует о том, что во вспышке, так же как и в хромосфере, роль процессов переизлучения собственного излучения $3 \rightarrow 2$ невелика, по сравнению даже с непосредственными рекомбинациями на третий уровень. Поэтому значение $N_3 = 7.5 \times 10^{10}$ едва ли можно считать надежным. Но допустим теперь, что процесс излучения линии H_α во вспышке обязан процессам рекомбинаций. Тогда, если даже яркость вспышки была бы такая же, как и хромосферы, в обоих случаях при одинаковой заселенности второго уровня мы должны были бы получить примерно одинаковое число атомов N_3 , пренебрегая возможным различием температур вспышки и хромосферы. Из данных Мензела и Силлие [8] следует (с учетом самопоглощения способом, указанным в [1]) для N_3 в хромосфере значение не ниже 10^{12} . Но вспышка, как указано выше, излучала в линии H_α энергию приблизительно в 20 раз большую, чем хромосфера. Поэтому для изученной вспышки очень трудно признать правильным механизм переизлучения собственного излучения и процесс рекомбинационного свечения. Вспышка была довольно прозрачной в линии H_α и излучала энергию, сравнимую с энергией непрерывного спектра Солнца, которая, как известно, может испускаться в условиях равновесия только при очень большой оптической толще. Поэтому выделение энергии во вспышке связано с каким-то крайне неравновесным процессом.

О том, что процессы ядерных превращений не исключаются в поверхностных слоях Солнца, свидетельствуют такие факты, как недавнее обнаружение радиоактивных изотопов технеция с периодом полураспада $\sim 10^5$ лет [9], наличие дейтерия на Солнце [10], аномально высокое содержание бериллия, лития [11].

Может быть, не лишена основания точка зрения, согласно которой в основе механизма излучения вспышки лежат ядерные процессы, связанные с появлением ядерных осколков или выносы наружу протозвездного вещества. Соображения о возможности таких процессов во внешних слоях звезд и оболочек около звезд выдвинуты недавно В. А. Амбарцумяном [12]. Что же касается вспышек, то в пользу этого взгляда говорят многие аналогии в поведении эмиссии вспышек и некоторых нестационарных звезд. В первую очередь сюда относится факт увеличения яркости вспышки при увеличении ее объема и пропорциональность яркости вспышки в максимуме скорости ее предмаксимального расширения. Само явление вспышки часто характеризуется развитием явлений, специфичных для взрыва: очень быстрое и резкое увеличение яркости в малой области пространства и затем яркие выбросы и расширения во все

стороны от этой области (вспышки первого типа с движением [6]). Не случаен также факт иногда значительного увеличения интенсивности космического излучения во время вспышек [12].

Однако пока еще очень трудно сделать какие-либо надежные заключения о механизме излучения вспышек на Солнце. Требуется очень обстоятельное изучение всех наблюдательных данных, относящихся к этому загадочному во многих отношениях явлению.

Выражаю признательность А. Е. Балковому за помощь при оформлении работы.

Август 1954 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 19, 1952.
 2. Ellermann. Ap. J. 46, 298, 1917.
 3. H. Dodson a. R. Mc Math. Ap. J. 115, 320, 1952.
 4. R. Richardson a. R. Minkowski. Ap. J. 89, 347, 1939; Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 5, 3, 1950.
 5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 3, 1952.
 6. А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Астрон. журн. 31, 124, 1954; Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 12, 3, 1954.
 7. Y. Öhman. Observatory 73, 202, 1953.
 8. D. Menzel a. G. Cillie. Harv. Circ. № 410, 1935.
 9. C. De Jager a. o. Commun. cinquième Colloq. Intern. d'Astroph. Liège, 471, Louvain, 1954.
 10. А. Б. Северный. Астрон. циркуляр № 150, 1954.
 11. J. Greenstein a. o. Ap J. 113, 536, 1951; 119, 113, 1954.
 12. J. Simpson, см. Commiss. Mixte Rel Phen. Sol.-Terrestr. Sept. 1952, Rome.
-

ОТЧЕТ О НАБЛЮДЕНИИ СПЕКТРА КОРОНЫ 30 ИЮНЯ 1954 ГОДА

С. Б. Пикельнер

Спектр внутренней короны, снятый 30 июня 1954 г., показывает довольно интенсивную линию $\lambda 6374$ ($5.4\text{\AA}$ и $5.6\text{\AA}$ на западном и восточном краях) и полное отсутствие $\lambda 5303$ и других линий в видимой части спектра. Очевидно, температура короны, в связи с затяжным и глубоким минимумом солнечной активности, ниже, чем обычно.

Наблюдениям спектра короны во время затмения 30 июня 1954 г. помешала облачная погода в г. Новомосковске, где расположилась экспедиция Крымской астрофизической обсерватории. Сквозь облака Г. А. Шайну и автору удалось получить только фотографию спектра внутренней короны с экспозицией 128 сек. Спектр был получен при помощи однопризменного спектрографа с дисперсией $36\text{\AA}/\text{мм}$ у H_{γ} . Щель была ориентирована вдоль экватора Солнца и имела устройство, позволявшее одновременно снять спектр в полярной части короны. Красная часть спектра фотографировалась на пленке Изопанхром (чувствительность 400 по ГОСТ), синяя — на пластинке Iford Zenith. Для стандартизации были получены спектры электрической лампы со ступенчатой щелью.

Облачность не позволила провести абсолютную фотометрию, но на эквивалентные ширины линий поглощение, как известно, не влияет. На снимке хорошо видны далеко простирающиеся линии рассеянного света — H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H и K Ca II. Очень интенсивна линия $\lambda 6374$ [Fe X], имеющая эквивалентную ширину в области до $2'$ от лимба $5.4\text{\AA}$ (западный край) и $5.6\text{\AA}$ (восточный край). Распределение яркости с расстоянием от лимба не измерялось из-за искажающего влияния рассеянного света. Эта линия заметна также и в полярной области. Других линий короны не видно. Измерения показали, что их эквивалентная ширина меньше $0.5\text{\AA}$. Особенно удивительно отсутствие (во всех трех областях короны) зеленой линии $\lambda 5303$ [Fe XIV], которая обычно сильнее красной; она отмечалась на всех спектрограммах, полученных во время затмения. Повидимому, это объясняется очень низкой температурой (Fe X имеет самый низкий из всех корональных линий потенциал ионизации), связанной с затяжным и глубоким минимумом солнечной активности.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОДОРОДА
И ГЕЛИЯ В ПРОТУБЕРАНЦАХ. I

(Экспериментальная часть)

Г. С. Иванов-Холодный

Из полученных на спектрографе-гелиоскопе в 1951—1952 гг. 5000 спектрограмм протуберанцев были отобраны лучшие (около 500 спектрограмм). Получены контуры спектральных линий излучения различных частей 20 протуберанцев. Исследованы контуры линий бальмеровской серии от H_α до H_ϵ , линий H и K Ca II и линий D_3 и $\lambda 10830$ гелия, собранных в итоговой табл. 4. Специально исследовался инструментальный контур спектрографа, изучалась его зависимость от ширины щели и качества фокусировки. Предложен способ учета инструментальных искажений, пригодный для массовой обработки материала, позволяющий судить об асимметрии и недоплеровском характере истинного спектрального контура. Оценены ошибки наблюдений и точность обработки. Получен вывод о неоднородности физических свойств у различных протуберанцев и в разных частях одного и того же протуберанца, а также о наличии хода ширины водородных линий с номером линии в серии Бальмера.

Инструмент и наблюдения

Спектры протуберанцев были получены на спектрогелиоскопе-спектрографе Крымской астрофизической обсерватории в Симеизе [1]. В результате некоторых изменений в инструменте, произведенных в последнее время, стало возможно фотографировать спектры сравнительно слабых протуберанцев и получать сравнительно слабые линии, например линию $He \lambda 7065$, H_ϵ , а иногда и другие слабые линии. Были приняты меры к максимальному уменьшению времени экспозиции при съемке. Для фотографирования протуберанцев метод вращающейся призмы Андерсона не применялся, так как этот способ связан с увеличением рассеянного света в инструменте и с уменьшением яркости. Изображение Солнца проектировалось непосредственно на щель спектрографа, фотосфера экранировалась, а гидирование осуществлялось по виду эмиссионной линии протуберанца. Щель спектрографа раскрывалась примерно до двух нормальных ширин, так как при этом значительное увеличение яркости не сопровождается сколько-нибудь заметным ухудшением инструментального

контура и уменьшением разрешающей силы. Специальное устройство кассет позволило на одной пластинке фотографировать несколько спектров, что значительно сократило процесс фотографирования. Весь цикл съемки спектров протуберанцев в зависимости от их количества и величины занимал 0.5—2 часа. За это время практически не происходило видимого изменения исследованных протуберанцев. Протуберанцы с большими скоростями, значительными видимыми изменениями и движениями из настоящей работы исключены. Контроль за изменениями в протуберанцах осуществлялся простым подключением вращающихся призм Андерсона к спектрографу.

На спектрографе симеизского спектрогелиоскопа по причине значительного рассеянного света неба (ореола) удастся фотографировать лишь наиболее яркие линии спектра протуберанца. Наряду с обычно наблюдаемыми вне затмения линиями видимой части спектра H_α — H_ζ , H , K и D_3 , впервые исследована инфракрасная линия гелия $\lambda 10830$, соответствующая переходу $2^3P \rightarrow 2^3S$ ортогогелия (в дальнейшем эту линию обозначаем S_2), что позволяет существенным образом дополнить изучение свечения гелия в протуберанцах данными о переходе в основное (метастабильное) состояние ортогогелия. В предшествующих работах по внезатменному изучению спектров протуберанцев (Унзольд, Брюк и Мосс, Вязаницын, Вулли и Ньютон и др., исключая последние исследования Зуйкова) не охватывались все эти линии, что не позволяло одновременно изучить поведение в протуберанцах таких основных его химических компонентов, как водород, гелий и ионизованный кальций.

Возможность одновременно наблюдать визуально и фотографировать спектр изучаемого объекта представляет собой весьма ценное и полезное свойство нашего спектрографа-спектрогелиоскопа, выгодно отличающее его от других типов спектрографов. В камере спектрогелиоскопа («красная» камера) при одновременном наблюдении фотографировались линии H_α , H_β и D_3 . Во время фотографирования участка спектра Солнца от H_γ до H_ζ в камере с объективом от зонного астрографа («синяя» камера) осуществлялось гидирование Солнца по линии H_α в первом порядке спектра, видимом при этом во вторую щель спектрогелиоскопа. При фотографировании линии $\lambda 10830$ (S_2) в той же камере гидирование производилось по линии H_α во втором порядке спектра.

На щели спектрографа гелиоскопа объектив строит изображение Солнца диаметром 55 мм. Теоретическая разрешающая способность объектива позволила бы различить детали меньше 0.1 мм, тогда как размеры среднего протуберанца составляют $1/10 R_\odot \approx 3$ мм. Однако, вследствие дрожания изображения из-за атмосферных волнений, ошибок изображения, вносимых целостатными зеркалами и однолинзовым объективом гелиоскопа, а также вследствие астигматизма камер спектрографа (см. ниже) происходит некоторое размывание изображения вдоль спектральной линии (в красной камере оно равно 0.3—0.2 мм) и размер деталей на спектрограмме несколько увеличивается. Благодаря принятым мерам, обеспечивающим относительную устойчивость и резкость изображения

Солнца на щели, имелась, как показывают фотографии спектрограмм (фиг. 1), возможность более детального исследования отдельных светящихся частей протуберанцев, размер которых может составлять примерно $1/50 R_{\odot}$. Например, при фотографировании 20 июля 1952 г. протуберанца I (фиг. 1) щель занимала относительно края Солнца три последовательных положения, каждое из которых дает соответствующий *разрез*. На спектре каждого разреза вдоль спектральной линии намечается от одного до нескольких (на фиг. 1 их три-четыре) максимумов почернения или узлов, соответствующих различным волокнам и уплотнениям в протуберанцах, причем наблюдалась относительная устойчивость узлов во времени или, в крайнем случае, движение их как целого [2].

Как следует из наших наблюдений (ср. также [3], стр. 346), положение и характер разрезов и узлов на спектрограммах в разных спектральных линиях в основном соответствуют друг другу. Однако наблюдаются исключения из этого правила (ср. Гневышев, а также [4]), о чем будет сказано в дальнейшем.

Фотографирование инфракрасной линии гелия S_2 велось при помощи электроннооптического преобразователя на пластинках Агфа Спектраль-платтен гелб рапид. Предварительное сообщение о фотографировании спектров протуберанцев в λ 10830 опубликовано в [4]. В синей камере применялись пластинки Ильфорд плейтс Астра-III, в красной — Агфа Изопан-платтес. Время экспозиций для различных линий и в зависимости от условий съемки изменялось в пределах от одной секунды до одной минуты, экспозиции для одной линии отличались обычно меньше чем в два раза.

Для построения характеристических кривых на пластинках фотографировался спектр через платиновый ступенчатый ослабитель, поставленный перед щелью спектрографа. Для выражения интенсивностей в единицах интенсивности солнечного спектра на тех же пластинках при подходящей диафрагме на объективе фотографировался спектр центра солнечного диска с той же экспозицией. Диафрагмы для этой цели подбирались так, чтобы яркость спектра Солнца примерно соответствовала яркости ореола в той же части спектра, и менялись в зависимости от условий прозрачности и рассеяния в атмосфере.

Все пластинки проявлялись в проявителе Кодак D-19 в течение 3.5 мин. при 20° . Принимались все необходимые предосторожности для избежания эффекта Эбергарда и других фотографических ошибок обработки негативов.

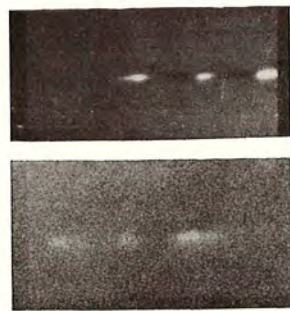
Исследование и учет инструментального контура спектрографа

Инструментальный контур и рассеянный свет спектрографа-гелиоскопа исследовались в 1949 г. [5]. После некоторых изменений в приборе необходимо было повторить это исследование и, кроме того, исследовать влияние некоторых факторов на инструментальный контур.

В качестве источника света для определения контура были взяты цинко-



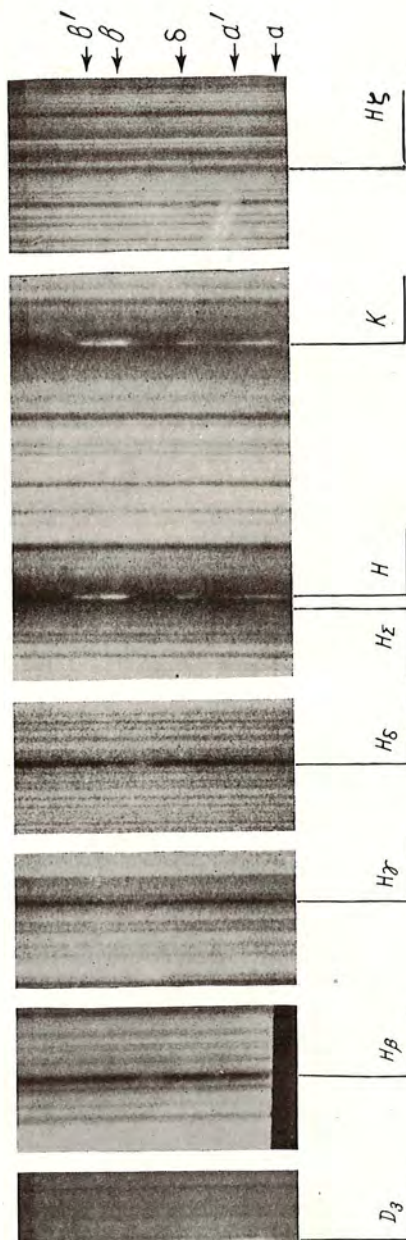
Разрез 1



Разрез 2



Разрез 3



Фиг. 1. Отпечатки спектрограмм протуберанца I 20.VII 1952 г. Разрез 2 представлен во всех линиях, разрезы 1 и 3 — в линии H_{α} . Масштаб вертикальный и горизонтальный, во всех линиях одинаков. Стрелками показаны места, в которых производились измерения спектральных линий («узлы»)

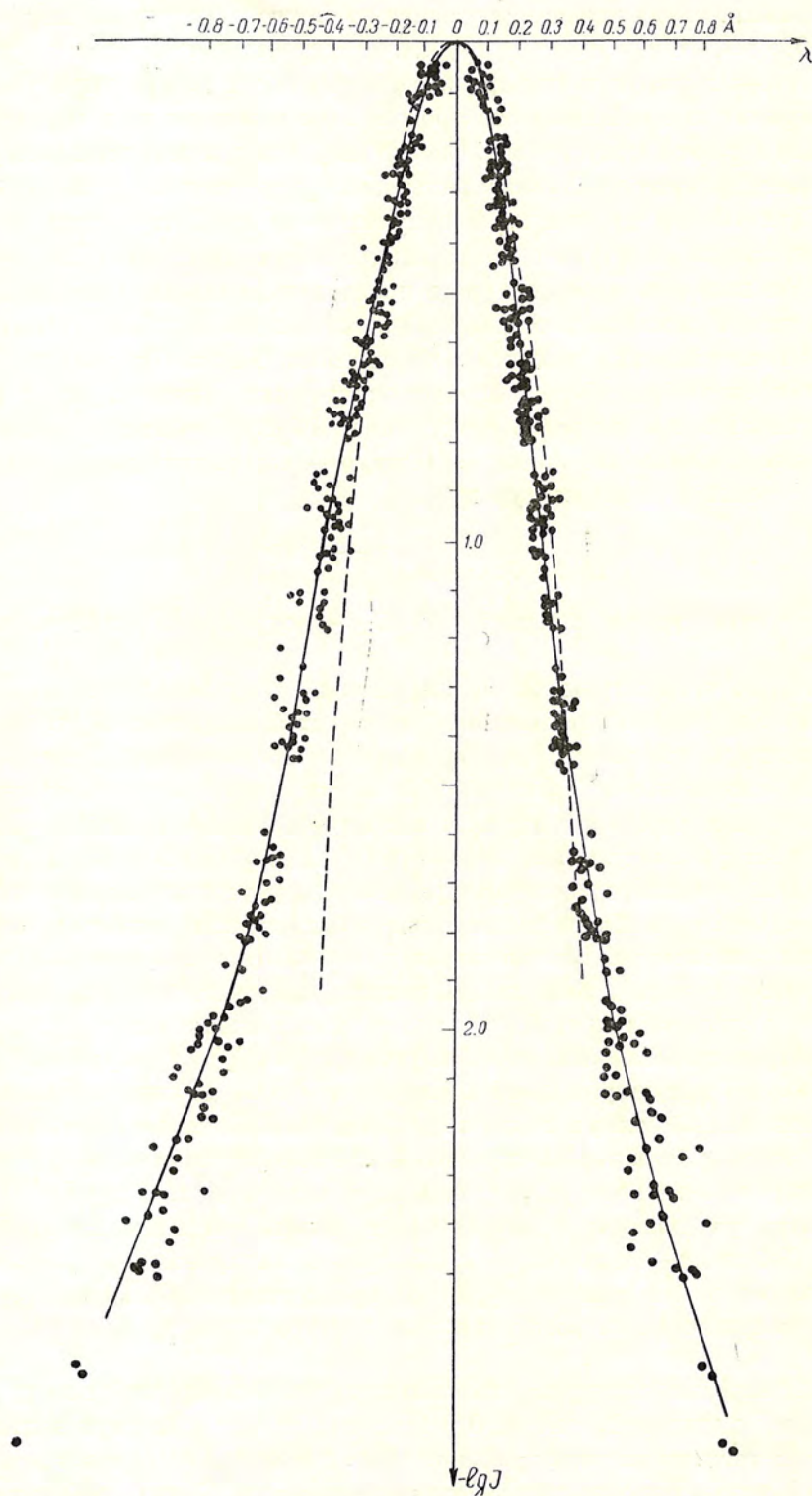
во-кадмиевая, лампа дающая интенсивную узкую одиночную зеленую линию $\lambda 5085.8\text{\AA}$, а также гелиевая трубка. Фотографирование зеленого спектра цинково-кадмиевой лампы производилось в обеих камерах при различных ширинах входной щели спектрографа (от половины до четырех нормальных) и разной фокусировке. Спектр перпендикулярно дисперсии был наполовину прикрыт стеклянным фильтром, пропускающим примерно 30% света. Для каждой ширины щели получалось не менее двух снимков инструментального контура с экспозициями, изменяющимися до десяти раз (чтобы получить ядро контура и проследить поведение его крыльев), с соответствующими им фотографиями ступенчатого ослабителя, снятыми на тех же пластинках с теми же экспозициями. Таким образом, для подробного исследования было получено около сотни снимков. Пластины обрабатывались на микрофотометре типа МФ-2. Необходимо отметить следующие особенности контура. Контур — асимметричный и по сравнению с доплеровским контуром

$$D(\Delta\lambda_D, x) = Ae^{(-\frac{x}{\Delta\lambda_D})^2 \cdot 4 \ln 2} \quad (1)$$

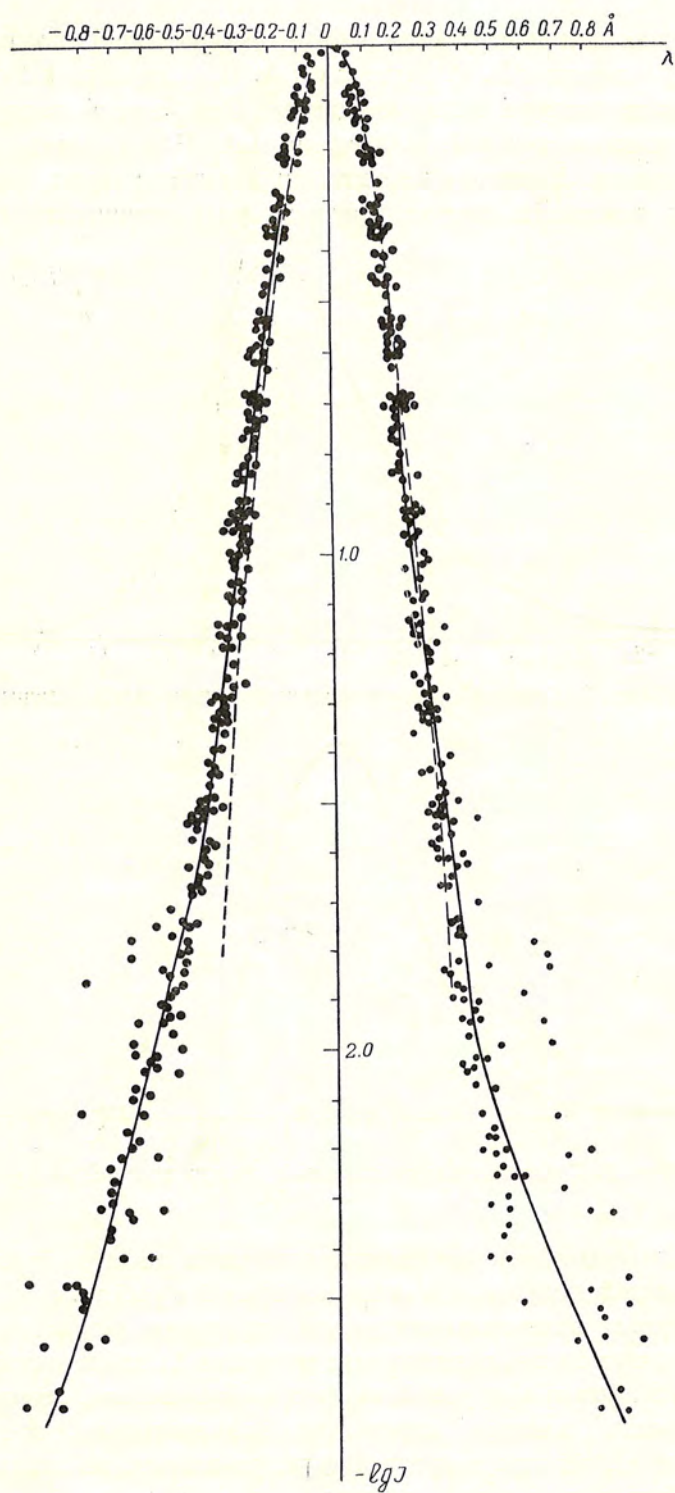
имеет широкие крылья. В формуле (1) $\Delta\lambda_D$ — полуширина доплеровского контура.

Очевидно, что контуры, не являющиеся по типу доплеровскими, невозможно охарактеризовать только общепринятой полушириной, т. е. шириной контура на высоте, равной половине интенсивности, так как в основном отклонения от доплеровского контура сказываются в крыльях. Для выяснения характера изучаемых контуров мы представляли наблюдаемые контуры следующими параметрами: 1) полушириной $\Delta\lambda$, 2) полушириной $\Delta\lambda_D$ доплеровского контура, которым достаточно уверенно можно представить область вблизи центра линии, и 3) наклонными «синего» и «красного» крыльев контура, которые вплоть до интенсивностей в несколько процентов максимальной интенсивности на логарифмическом графике довольно точно представляются прямой (ср. с этим представлением инструментального контура представление его контуром Фойгта [5]). В результате было получено, что для ширин щели примерно от одной до двух нормальных инструментальный контур почти не изменяется, испытывая лишь небольшое увеличение крыльев. Но для щелей с большей шириной полуширина и особенно крылья контура увеличиваются значительно. С другой стороны, контур ухудшается и для меньших ширин входной щели спектрографа. Небольшие отклонения от положения наилучшего фокуса также мало влияют на качество контура, но при достаточно большом нарушении фокусировки резко растут крылья контура и контур даже раздваивается.

Все измерения контуров, отдельно для синей и красной камер, для всех щелей с шириной, лежащей в пределах от одной до двух нормальных, представлены на двух графиках (фиг. 2 и 3), где по горизонтали отложено λ , а по вертикали логарифмы интенсивности. С этих графиков для каждой камеры сняты *средние* контуры (фиг. 4 и 5).

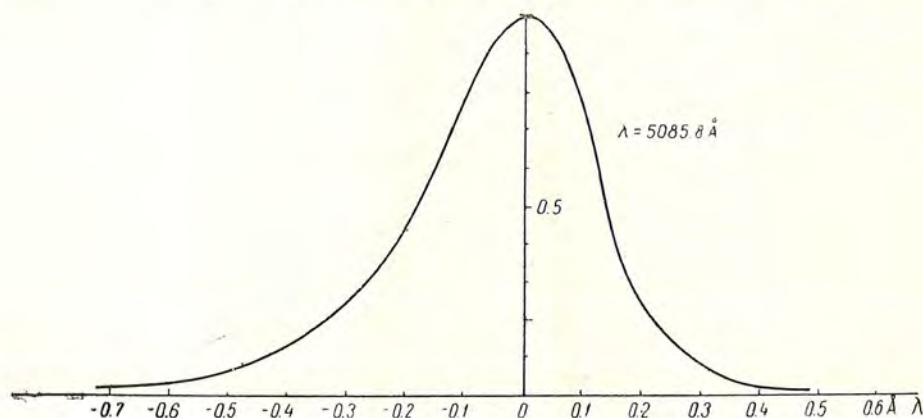


Фиг. 2. Результаты измерения инструментального контура синей камеры для ширины щели от одной до двух нормальных. Пунктиром указан доплеровский контур

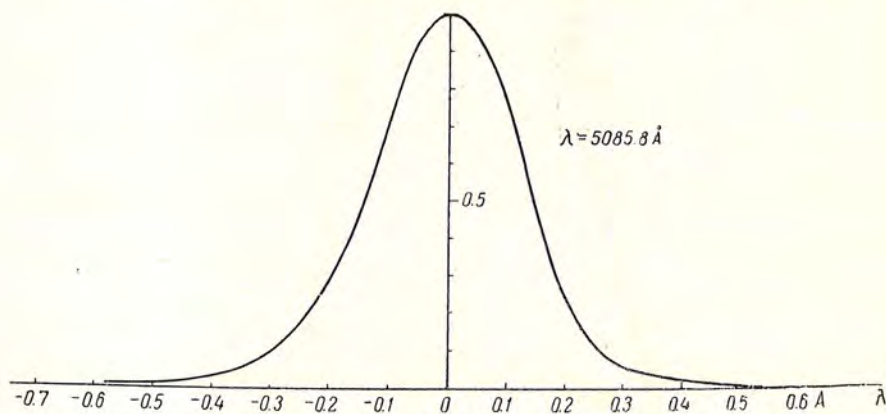


Фиг. 3. Результаты измерения инструментального контура красной камеры для ширины щели от одной до двух нормальных. Пунктиром указан доплеровский контур

Для сравнения инструментального контура синей камеры, полученного нами, с данными Э. Р. Мустеля и А. Б. Северного [5] левая и правая половины контура были усреднены. Полученный контур немного шире принятого в статье Э. Р. Мустеля и А. Б. Северного, его крылья менее выражены. Учитывая значительный разброс точек, согласие двух различных измерений следует признать удовлетворительным.



Фиг. 4. Средний инструментальный контур синей камеры



Фиг. 5. Средний инструментальный контур красной камеры

В табл. 1 приводятся значения полуширины инструментального контура для каждой длины волны, использованной в работе.

Полуширины вычислены на основе пропорциональности их длине волны, исходя из экспериментального значения $\Delta\lambda$ для линии Cd λ 5085.8. Для линии S_2 , фотографируемой через преобразователь, полуширина инструментального контура определена дополнительно, во-первых, по линиям железа в спектре вольтовой дуги, во-вторых, по линиям кремния в спектре Солнца и по теллурическим линиям. Оба способа дали согласный результат, причем оказалось, что преобразователь дополнительно размывает линию в два раза.

Таблица 1

Синяя камера

Линия	Cd	H ζ	H	K	H δ	H γ	S $_2$
λ	5085.8	3889.2	3933.9	3968.7	4101.8	4340.6	10830.3
$\Delta\lambda$	0.328	0.251	0.254	0.256	0.265	0.280	1.400

Красная камера

Линия	Cd	H β	D $_2$	H α
λ	5085.8	4861.5	5875.6	6562.8
$\Delta\lambda$	0.297	0.284	0.343	0.384

Экспериментально определенный инструментальный контур шире и обладает большими крыльями, чем теоретический. Это может быть связано с тем, что размер круглого пучка от коллиматорного зеркала меньше размеров дифракционной решетки. При этом сохраняется, конечно, светосила, но уменьшается разрешающая способность.

Вторая особенность инструментального контура заключается в характерной асимметрии. В синей камере 60% площади и ширины, считая ее от середины линии (определяемой положением максимума контура), расположены в синей части контура и только 40% — в красной. В красной камере асимметрия в основном сказывается в крыльях. На асимметрию инструментального контура указывают в своих исследованиях Рэдман [6] (кэмбриджский призменный спектрограф), Бруггенкате, Хаутгаст и Клюббер [7] (потсдамский солнечный спектрограф с решеткой), Миннаэрт, Хаутгаст и Мульдерс [8] (маунт-вилсоновский спектрограф с решеткой), Миннаэрт [9], Байс и Онгеринг [10], И. С. Щербина-Самойлова [11] (кучинский спектрограф с решеткой). Поскольку у нас асимметрия инструментального контура в синей камере значительно больше, чем в красной, можно заключить, что она зависит от наклона плоскости решетки к направлению падающего луча и, судя по внешнему виду линии, возможно, имеет своей причиной кому.

Попытки объяснить асимметрию инструментального контура спектрографа были предприняты в Утрехтской обсерватории [10]. Установлено, что величина асимметрии зависит от порядка спектра и от длины волны и не зависит от интенсивности линии. Асимметричный инструментальный контур был представлен в виде суммы основного симметричного компонента и дополнительного асимметричного. Ширина и смещение дополнительного асимметричного компонента пропорциональны длине

волны, а относительная интенсивность его пропорциональна квадрату порядка спектра. Поведение асимметрии контура аналогично поведению роулендовских духов и приписано специфическим свойствам решетки.

Мы укажем на возможный путь объяснения асимметрии, рассмотрев сначала астигматизм нашего спектрографа. Результаты ориентировочных измерений астигматизма в красной камере не претендующие на большую точность приведены в табл. 2.

Таблица 2

λ	H	H β	D α	H α
Δf мм	3	5	6	11

Таким образом, наблюдается значительный астигматизм, возрастающий к тому же с длиной волны.

Вычисление величины астигматизма для зеркал спектрографа по формулам, приведенным Д. Д. Максutowым ([12], стр. 175 и 178) дали величину $\Delta f = 0.6$ мм, что на порядок меньше наблюдаемой величины. Большую величину астигматизма, а также зависимость его от длины волны можно объяснить, если считать, что поверхность нашей сравнительно старой металлической диффракционной решетки несколько отклоняется от плоскости. Действительно, описывая эти отклонения в первом приближении небольшой кривизной, по формулам Максutowа для плоского зеркала, работающего наклонно к падающему пучку, применимым в данном случае к решетке ([12], стр. 346 и далее), можно определить радиус кривизны решетки:

$$R = \frac{2L^2 i^2}{\Delta f} \simeq 10^5 \text{ мм}, \quad (2)$$

где L — расстояние между решеткой и коллиматорным зеркалом или зеркалом камеры, i — угол поворота решетки. Обозначив через $R_{\min}$ возможный радиус кривизны для первоклассного зеркала, найдем (по формуле (471) в [12])

$$\frac{R}{R_{\min}} = \frac{2L^2 \lambda_0}{(2b_0)^2 \Delta f} = 0.4, \quad (3)$$

т. е. наша решетка лишь незначительно уступает первоклассному зеркалу. Величина астигматизма

$$\Delta f = \frac{2L^2}{R} i^2 \quad (4)$$

пропорциональна квадрату довольно большой величины L , поэтому астигматизм велик. Кроме того, астигматизм пропорционален квадрату угла i наклона решетки, т. е. зависит от длины волны.

Решетка с неплоской поверхностью, работающая в наклонном пучке, должна приводить к коме, «хвост» которой будет направлен перпендику-

лярно к спектральной линии и даст асимметрию ее контура. Поскольку величина кóмы линейно зависит от угла поворота i (а следовательно, и λ), можно объяснить и некоторые свойства поведения асимметрии спектральной линии в разных частях спектра, наблюдаемые Байсом и Онгерингом. Принципиально кóмой и астигматизмом, зависящими от длины волны, должны обладать также и призмные спектрографы, если призмы находятся далеко от фокусирующих поверхностей, так как в этом случае, как и в нашем, скажутся неточности в изготовлении грани призмы, работающей в наклонном пучке. Известно, что спектрографы, работающие с вогнутыми диффракционными решетками, обладают значительным астигматизмом и, повидимому, не лишены также асимметрии инструментального контура, так как работают на внеосевых пучках.

Чтобы выяснить вопрос о самопоглощении и о доплеровском представлении контура, нужно определить характер крыльев у истинных контуров линий излучения в спектре протуберанца. Наблюдаемые контуры спектральных линий протуберанцев, как и инструментальный контур, имеют широкие крылья и обладают асимметрией. Кроме того, ширина линий протуберанцев иногда лишь немного превосходит ширину инструментального контура. Поэтому для определения истинных контуров спектральных линий излучения протуберанцев было признано целесообразным не усреднять правое и левое крылья инструментального контура и не представлять его приближенно доплеровским контуром, а провести более точный учет инструментального контура.

Поэтому исключение инструментального контура проводилось следующим образом. В качестве исходного контура брался доплеровский контур. Воздействие на него инструментального контура учитывалось численным интегрированием выражения

$$\int_{-\infty}^{+\infty} K(x-l) D(\Delta\lambda_D, x) dx = D'(\Delta\lambda_D, l) \quad (5)$$

для различных значений l . В этом выражении $K(x-l)$ означает табулированную функцию инструментального контура, полученную экспериментальным путем, а $D(\Delta\lambda_D, x)$ берется по формуле (1).

Для нескольких выбранных значений $\Delta\lambda_D$, выраженных в единицах $\Delta\lambda_0$ ширины инструментального контура* и лежащих в интервале изменения экспериментальных данных, был вычислен результирующий контур $D'(\Delta\lambda_D, l)$, получающийся в результате воздействия инструментального контура на доплеровский. Эти D' -контуры, очевидно обладающие крыльями и асимметрией, сравнивались с наблюдаемым контуром и тем самым находились исправленный контур. Для промежуточных значений $\Delta\lambda_D$ данные получались интерполированием.

* Выражая полуширины в единицах ширины инструментального контура, получаем результаты вычислений, пригодные для обработки всех спектральных линий, фотографируемых в данной камере.

При исключении влияния инструментального контура все наблюдаемые контуры представлялись пятью параметрами: площадью контура S (эквивалентная ширина), максимальной интенсивностью I_m и тремя ширинами контура, взятыми на высотах 20, 50 и 70% от максимальной интенсивности и обозначаемыми соответственно $\Delta\lambda_{20}$, $\Delta\lambda_{50}$ и $\Delta\lambda_{70}$. Целесообразно было выбрать три ширины контура на высотах его, соответствующих интенсивностям 20, 50 и 70%, чтобы определить наряду с полушириной характер поведения крыльев и ядра контура. Вычисленные D' -контуры были нормированы так, чтобы их эквивалентные ширины равнялись площадям соответствующих исходных истинных доплеровских контуров $D(\Delta\lambda_D, x)$. Для четырех параметров $D'(\Delta\lambda_D, l)$ -контуров (I_m и трех $\Delta\lambda(p\%)$) были вычислены таблицы зависимости их от $\Delta\lambda_D$ при указанном условии нормировки, отдельно для синей и красной камер.

По вычислении этих таблиц исключение инструментального контура проводится просто. По трем ширинам $\Delta\lambda(p\%)$ наблюдаемого контура из этих таблиц получают *три значения* полуширины исправленного доплеровского контура $\Delta\lambda_D(p\%)$, среднее из которых $\bar{\Delta\lambda}_D$ принимается за окончательную величину полуширины исправленного контура. По наблюдаемому I_m и найденному $\bar{\Delta\lambda}_D$ из тех же таблиц определяется I_m исправленного контура.

Само собой разумеется, что подобное исключение инструментального контура законно лишь в том случае, если различия всех трех полученных таким способом $\Delta\lambda_D(p\%)$ для данного контура незначительны и лежат в пределах возможных ошибок измерений. В противном случае, различие трех $\Delta\lambda_D(p\%)$ указывает на недоплеровский характер истинного контура и требует дополнительного исследования наблюдаемого контура.

Можно качественно оценить отклонения контура от доплеровского типа. Действительно, для вычисленных контуров отношения $\left(\frac{\Delta\lambda_{70}}{\Delta\lambda_{50}}\right)_{D'}$ и $\left(\frac{\Delta\lambda_{20}}{\Delta\lambda_{50}}\right)_{D'}$ имеют вполне определенные значения. Наблюдаемые контуры, имеющие $\frac{\Delta\lambda_{70}}{\Delta\lambda_{50}} < \left(\frac{\Delta\lambda_{70}}{\Delta\lambda_{50}}\right)_{D'}$ и особенно $\frac{\Delta\lambda_{20}}{\Delta\lambda_{50}} > \left(\frac{\Delta\lambda_{20}}{\Delta\lambda_{50}}\right)_{D'}$, обладают, очевидно, крыльями более широкими, чем те, которые дают доплеровское представление. Здесь можно искать влияния других причин расширения линий в протуберанцах (например, затухания излучения). Очевидно, что для контуров со значительным самопоглощением (см. [13]), когда верхняя часть контура бывает «съедена», будем иметь $\frac{\Delta\lambda_{70}}{\Delta\lambda_{50}} > \left(\frac{\Delta\lambda_{70}}{\Delta\lambda_{50}}\right)_{D'}$. Впрочем, в вопросе о влиянии самопоглощения надо быть осторожным. Как показал Э. Р. Мустель [14, 15], в реальных случаях, когда слой, вызывающий самопоглощение, не бывает однородным и изотермическим, контуры спектральных линий могут существенно изменить свой вид.

Приведенный выше способ учета инструментального контура был сравнен с приближенным способом учета, когда инструментальный контур и наблюдаемый приближенно представляются доплеровскими контурами с полуширинами, равными наблюдаемым. При этом оказалось, что

второй способ учета инструментального контура связан с систематическими ошибками, состоящими в завышении полуширины $\Delta\lambda$ примерно на $1/10$ ширины инструментального контура и занижении максимальных интенсивностей I_m и эквивалентных ширин S примерно на 10%.

Следует также остановиться на вопросе об асимметрии наблюдаемых контуров. Как известно [2, 16], в протуберанцах происходят разнообразные движения. Повидимому, каждый узел характеризуется своими лучевой скоростью и параметрами турбуленции, которые могут привести к асимметрии контура спектральной линии. Важно было бы отличить эту реальную асимметрию от асимметрии, вносимой инструментальным контуром. Это можно осуществить на основе того факта, что отношение «синих» и «красных» ширин D' -контура, измеренных от середины его (определяемой положением максимума контура), является известной функцией от высоты контура для различных его ширин и отклонения от этой функции должны указывать на наличие реальной асимметрии.

Для детального исследования обнаруженных на практике асимметрии и недоплеровского характера истинного контура нужно численным методом подбора найти подлинный вид исходного контура и тогда уже делать окончательные заключения [6, 10, 17]. Однако, такая процедура, вследствие ее исключительной трудоемкости, практически исключает возможность успешной обработки массового материала. Такие исследования нами были проведены лишь для некоторых контуров. В частности, все контуры гелиевой линии λ 10830 показали более широкие, чем у других линий, крылья и асимметрию большую, чем можно было ожидать от влияния инструментального контура. Указанная асимметрия отражает истинную асимметрию данной инфракрасной линии гелия, которая объясняется тем, что эта линия является триплетом*.

В этом случае было проведено специальное исключение инструментального контура. В качестве исходного брался контур, представляющий собой сумму *трех* доплеровских контуров с одной и той же полушириной $\Delta\lambda_D$, имеющих относительные интенсивности 10, 6 и 2 и принадлежащих компонентам триплета соответственно λ 10830.34, λ 10830.25 и λ 10829.08. Такой суммарный исходный контур подставлялся в интеграл (5) вместо доплеровского контура и вычислялся теоретический контур гелиевой линии D'' ($\Delta\lambda_D, l$). В остальном исключение инструментального контура подобно общему случаю. Следует подчеркнуть, что таким путем мы освобождаем наблюдаемые контуры и от влияния инструментального искажения и от влияния триплетной структуры. Аналогичные операции были проделаны и в отношении гелиевой линии D_3 .

Проведенное сравнение асимметрии (определяемой отношением левых и правых ширин контура), получившейся в результате вычисления

* Разрешающая способность прибора недостаточна для того, чтобы разделить компоненты триплета.

D'' -контур триплетной линии, с асимметрией D' -контур показало, что асимметрия контура инфракрасной линии возросла, а асимметрия контура линии D_3 возросла и стала обратной в согласии с наблюдениями спектра от гедиевой трубки. Это объясняется тем, что сателлиты в S_2 расположены с синей стороны линии и усиливают асимметрию контура, тогда как в линии D_3 сателлиты, напротив, расположены с красной стороны линии и оказывают более сильное влияние, чем асимметрия обычного инструментального контура.

Было проведено также исследование духов решетки и общего рассеянного света инструмента. Роулэндовские духи решетки в красной и синей камерах расположены на расстоянии $4.26\text{\AA}$, общая их интенсивность $\sim 1\%$. Инструмент дает еще один нероулэндовский дух с неправильной структурой в направлении, перпендикулярном дисперсии. Его положение в спектре строго не фиксировано, и интенсивность меняется, доходя в отдельных случаях до 2% и больше. Происхождение этого духа связано с дефектами щели; при наличии соответствующей диафрагмы на щели он исчезает.

Рассеянный свет определялся в разных частях спектра в красной камере. В среднем величина общего рассеянного света не зависит от длины волны и составляет $1-1.5\%$. В синей камере он еще меньше. Наряду с рассеянным светом инструмента во входное окошко красной камеры иногда попадал также свет, рассеянный от диффракционной решетки, расположенной рядом с камерой, что приводило к значительному возрастанию величины рассеянного света. Незначительным влиянием рассеянного света на данные наблюдений пренебрегали, но его можно легко учесть путем умножения окончательных величин эквивалентной ширины и максимальной интенсивности на $\frac{1}{1-k}$, где k есть относительная величина рассеянного света, равная в среднем 0.03 .

Обработка наблюдательных данных

Обработка полученного спектрального материала велась частично на микрофотометре типа МФ-2, частично на саморегистрирующем микрофотометре Молля.

Перед измерением пластинок была проделана следующая работа. Все снимки во всех интересующих нас длинах волн для каждого протуберанца тщательно просматривались, и вид спектра подробно зарисовывался. В результате сопоставления всех снимков для каждого протуберанца проверялась правильность отождествления различных разрезов во всех длинах волн и отбирались наиболее уверенные. На спектрах выделенных таким образом разрезов протуберанцев были выбраны отдельные узлы. Рисунки протуберанцев и их спектров, видимых при наблюдении в линии H_α на спектрогелиоскопе, приведены на фиг. 6.

Протуберанец	Координаты	Вид протуберанца	Вид спектра и номер разреза					
			1	2	3	4	5	6
31. V	—		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$				
10. VI	+ 30 W		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$				
12. VII	+ 05 W		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$				
18. VII-I	W		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$				
18 VII-II	+ 20 E		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$				
19 VII-I	- 20 E		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$				
19. VII-II	+ 20 E		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$				
20. VII-I	+ 25 E		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$				
20. VII-II	00 E		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$				
20. VII-III	- 20 E		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$				
22. VII	- 15 W		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$				
18. IX-I	+ 25 W		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$		
18 IX-II	- 20 E		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$		
18. IX-III	+ 10 E		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$		
26. IX-I	- 15 W		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	
26. IX-II	- 20 E		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$
26. IX-III	+ 05 E		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$
8. X-I	+ 10 E		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$
8. X-II	- 20 W		$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$	$\begin{matrix} a \\ b \\ \theta \end{matrix}$

Фиг. 6. Координаты и рисунки исследованных протуберанцев, а также вид линии Н при наблюдении различных разрезов в спектроскопическом

Приведем краткое описание материала.

31. V. Протуберанец состоит из трех отдельных струй «а», «б» и «в» (струя «а» имеет широкие линии и небольшую интенсивность). Сделано два разреза, причем второй разрез расположен ближе к Солнцу.

10. VI. Два разреза (яркий и слабый) одного протуберанца. На ярком разрезе взяты две точки на разных расстояниях от Солнца.

12. VII. Два близких разреза сравнительно низкого яркого протуберанца, имеющего большую протяженность по дуге Солнца (щель стояла касательно к солнечному краю). Отдельные его струи имеют различные яркости и разные ширины линий.

18. VII. Протуберанец I, коронального типа, вытянувшийся по радиусу, наблюдался утром и вечером на западном краю Солнца. Утром севернее основания облака наблюдался довольно яркий хромосферный выступ с большим разбросом скоростей. На восточном краю Солнца наблюдался протуберанец II активного типа в виде невысокой дуги.

19. VII. В этот день было два активных протуберанца (I—средней яркости, II — яркий). Как можно было ожидать, линии у этих протуберанцев несколько шире, чем у спокойных. У протуберанца I узел 1а двойной, спектральная линия одного из компонентов, как видно на спектрограмме H_{α} , несколько смещена из-за лучевой скорости.

20. VII. Три протуберанца. Протуберанец I состоял из множества тонких волокон, шедших от Солнца почти по радиусу и потом загибавшихся, подобно струе в фонтане. Эти волокна группировались в три заметных пучка («а», «б» и «в»). Было произведено три разреза и один из пучков («а») фотометрировался на них в двух-трех местах.

Протуберанцы II и III — активные, небольшого размера. В протуберанце III имеется узел (2б) с большим разбросом скоростей.

22. VII. Яркая часть протуберанца имела вид дуги (узлы «б» и «в»). Наряду с этим можно было выделить более слабый узел «г» и весьма слабую часть «а» (возможно, корональное облако).

18. IX. Протуберанец I, спокойного типа, в виде хаотических сгустков материи, сфотографирован при четырех положениях щели и профотометрирован на каждой спектрограмме в нескольких местах по высоте спектра. Протуберанец II — активного типа, имеет большие скорости у своего основания. Кроме того, на восточном краю в этот день был сфотографирован хромосферный выступ (протуберанец III, узел «б») и часть хромосферы (узел «а»), попавшей в щель, стоявшую касательно к диску Солнца.

26. IX. На западном краю был спокойный протуберанец I, состоявший из тонких ажурных лучистых волокон. Волокна группировались в «пучки «а», «б», «в», «г». Некоторые пучки на различных разрезах измерялись в нескольких точках. На восточном краю — два протуберанца активного типа. Протуберанец II, в виде всплеска, состоял из нескольких частей. Каждый разрез его измерен на двух расстояниях от Солнца (измерения «а» и «б»). Протуберанец III имел вид небольшой дуги. На разрезе I он сливается с хромосферой.

8. X. Два протуберанца. На восточном краю протуберанец I — активного типа, в виде большой дуги, с активным центром посередине. Соответственно этому, на спектрограммах получились узлы от верхней и нижней частей дуги («а» и «в») и от центральной части («б»). На западном краю — яркий хромосферный выступ (протуберанец III, узел «б») с частью хромосферы «а».

Для перевода показаний гальванометров в интенсивности для большого числа пластинок были построены свои характеристические кривые. Оказалось возможным для большинства снимков пользоваться средней для данной длины волны характеристической кривой, так как различия характеристических кривых пластинок, полученных в разные дни, лежат в пределах ошибок определения одной характеристической кривой. Повидимому, большие ошибки в определении характеристических кривых связаны со способами впечатывания ступенчатого ослабителя. Из ослабителя, который для впечатывания на пластинку ставится перед щелью спектрографа, вырезается рабочая полоса шириной, равной ширине щели. На таком узком участке случайные ошибки в пропускаемости ослабителя, а также ошибки, обусловленные дефектами щели, могут резко выступать. К аналогичным упрощениям в учете характеристических кривых пластинок прибегал в своей работе В. П. Вязаницын [16].

При построении контуров спектральных линий протуберанцев в каждом случае фотометрировался спектр рассеянного света неба (ореол), по возможности ближе к протуберанцу. Где было необходимо, учитывалось изменение контура фраунгоферовых линий рассеянного света неба в зависимости от расстояния от Солнца. Средняя зависимость между интенсивностями ореола для разных λ представлена в табл. 3.

Таблица 3

№	λ							
	H ζ	H и K	H δ	H γ	H β	D $_3$	H α	S $_1$
1	8.5	8.4	8.6	8.2	7.5	4.9	3.5	1.5
2	10.8	10.6	10.0	10.7	9.8	6.5	3.9	1

В табл. 3 величины ореола, усредненные по многим измерениям, выражены в тысячных долях интенсивности непрерывного спектра центра солнечного диска. Первая строка дает ореол на расстоянии $\sim 1/10 R_{\odot}$, вторая — вблизи края. Наши измерения относятся к ореолу, величина которого составляется из величины рассеянного света неба и света, рассеянного инструментом. В красной части спектра имеется некоторый избыток рассеяния по сравнению с законом Релея, повидимому обусловленный рассеянием на пылинках и на дефектах зеркал и диффракционной решетки.

Измерение спектра протуберанца и спектра ореола производилось параллельно для соответствующих точек в пределах контура. Для каждого контура брали от 15 до 30 точек, а также измеряли точки, находящиеся в непрерывном спектре достаточно далеко от линии. Вычитание спектра ореола производили численно для каждой точки после перевода измерений в интенсивности и умножения величины интенсивности ореола на соответствующий множитель, учитывающий изменение яркости ореола с расстоянием от Солнца. Полученный таким образом контур эмиссии протуберанца наносился на график, и с графика снимались все пять параметров контура (S , I_m и три $\Delta\lambda$ (p %)).

Во избежание влияния клиновидности и других дефектов щели измерения спектра центра солнечного диска производили на той же высоте спектра, на которой измеряли излучение узла протуберанца.

Все измерения сведены в таблицу-каталог 4, где указаны: номер узла протуберанца (2-й столбец); протуберанец (3-й столбец); узел, обозначенный буквой, и номер разреза (4-й столбец); линия излучения (5-й столбец); число n различных измерений разных спектрограмм, относящихся к данному контуру (6-й столбец), причем в скобках указано число n' измерений отдельно для $\Delta\lambda_{70}$ и $\Delta\lambda_{20}$, если оно было меньше общего числа различных измерений данного контура n ; параметры освобожденного от инструментальных искажений контура: $\Delta\lambda_D$ (70), $\Delta\lambda_D$ (50), $\Delta\lambda_D$ (20) и $\overline{\Delta\lambda}_D$ (столбцы 7, 8, 9 и 10), выраженные в единицах ширины инструментального контура (см. табл. 1); $\overline{\Delta\lambda}_D$ в ангстремах (11-й столбец); S в эквивалентных ангстремах непрерывного спектра центра солнечного диска (12-й столбец); I_m в единицах непрерывного спектра центра диска Солнца (13-й столбец).

Среднее $\overline{\Delta\lambda}_D$ получено из $\Delta\lambda_D$ (70), $\Delta\lambda_D$ (50) и $\Delta\lambda_D$ (20), причем вес одного измерения $\Delta\lambda_D$ (50) и $\Delta\lambda_D$ (70) принимался равным 2, а вес $\Delta\lambda_D$ (20) — равным 1, так как одна и та же ошибка в определении $I(\Delta\lambda)$ контура, дает ошибку определения $\Delta\lambda_{20}$ в два раза большую, чем при определении $\Delta\lambda_{50}$ и $\Delta\lambda_{70}$. Например, для доплеровского контура

$$\delta(\Delta\lambda_{20}) = (2 I/I_0 \sqrt{-\ln I/I_0})_{20}^{-1} \delta I \approx 2\delta(\Delta\lambda_{50}) \approx 2\delta(\Delta\lambda_{70}). \quad (6)$$

При пользовании табл. 4 нужно иметь в виду, что значения S и I_m для удобства умножены на 10^3 . В тех случаях, когда из-за слабости или малой ширины линий нельзя было измерить ширину контура, значения интенсивностей I_m , естественно, не могли быть исправлены от искажений, вносимых инструментом; такие значения I_m в таблице взяты в скобки. Знаком : отмечены неуверенные определения, знаком ? — сомнительные.

Часть измерений моллеграмм в линиях Н и К и Н_ε были произведены С. И. Абраменко.

Таблица 4

№ пп.	№ узла	Протубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D$ (p%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
1	1	31.V	1a	H $_{\alpha}$	1	1.35	1.44	1.70	1.46	0.560	1.85	2.7
2				H $_{\beta}$	1	—	2.2	—	2.2	0.625	0.34	0.45
3				H $_{\gamma}$	1	—	3.35:	—	3.35	0.938	0.17	0.17
4				H $_{\delta}$	1	2.56	2.36	2.05	2.38	0.630	0.63	0.98
5				H $_{\epsilon}$	1	—	—	—	—	—	—	<0.1
6				K	1	—	1.80	—	1.80	0.457	1.85	2.3
7				D $_3$	1	2.20	2.35	2.28	2.28	0.781	0.53	1.56
8	2		2a	S $_2$	2 (1)	0.28	0.43	0.0	0.33	0.462	3.8	(2.7)
9				H $_{\alpha}$	1	2.10	2.46	3.00	2.42	0.930	7.8	6.5
10				H $_{\beta}$	1	—	2.2	—	2.2	0.625	0.61	0.73
11				H $_{\gamma}$	1	3.02	2.76	2.47	2.80	0.784	0.40	0.48
12				H $_{\delta}$	1	2.85	2.82	2.94	2.85	0.755	0.38	0.40
13				H $_{\epsilon}$	1	—	—	—	—	—	—	<0.1
14				H	1	—	1.46	—	1.46	0.374	1.7	3.1
15	3		16	K	1	—	1.02	—	1.02	0.259	1.3	4.4
16				D $_3$	1	—	2.63	—	2.63	0.901	0.58	1.5
17				S $_2$	1	1.18	1.20	1.53	1.26	1.764	6.6	3.0
18				H $_{\alpha}$	2	1.20	1.30	1.67	1.30	0.499	18	29
19				H $_{\beta}$	1	1.14	1.03	1.85	1.24	0.352	1.2	2.6
20				H $_{\gamma}$	1	2.39	1.95	2.08	2.16	0.605	0.59	0.88
21				H $_{\delta}$	1	2.02	1.71	2.21	1.93	0.511	1.2	2.2
22	4		26	H $_{\epsilon}$	1	—	3.4	—	3.4	0.870	0.9	1.0
23				H	2 (1)	2.30	2.35	1.99	2.29	0.586	1.9	3.2
24				K	2 (1)	1.85	1.66	2.56	1.84	0.467	2.7	4.7
25				D $_3$	1	0.08	0.39	1.06	0.61	0.209	0.98	1.7
26				S $_2$	6 (5)	0.49	0.74	0.69	0.64	0.896	19.5	15.0
27				H $_{\alpha}$	1	1.43	1.48	1.51	1.47	0.565	25	38
28				H $_{\beta}$	1	2.44	2.39	2.22	2.38	0.675	1.8	2.2
29	5		1в	H $_{\gamma}$	1	1.90	1.84	2.23	1.83	0.513	0.58	0.95
30				H $_{\delta}$	1	2.71	2.46	2.38	2.54	0.673	0.41	0.52
31				H $_{\epsilon}$	1	—	—	—	—	—	—	(0.3)
32				H	1	2.13	2.06	2.03	2.08	0.532	3.9	6.3
33				K	1	1.94	1.80	1.81	1.86	0.472	3.5	6.8
34				D $_3$	1	1.62	1.77	1.77	1.71	0.586	1.2	4.8
35				S $_2$	2	0.34	0.53	0.56	0.46	0.644	17	19.5
36	6		2в	H $_{\alpha}$	1	1.23	1.39	1.78	1.40	0.539	9.3	13
37				H $_{\beta}$	1	—	2.6	—	2.6	0.738	0.86	0.96
38				H $_{\gamma}$	1	2.22	1.96	1.68	2.01	0.563	0.31	0.54
39				H $_{\delta}$	1	2.45	2.43	2.37	2.43	0.644	1.2	1.7
40				H $_{\epsilon}$	1	—	1.9:	—	1.9	0.486	—	1.2
41				H	1	2.13	1.67	1.35	1.79	0.458	2.2	4.7
42				K	1	—	1.54	—	1.54	0.391	1.8	3.6
43	6		2в	D $_3$	1	1.88	1.90	1.98	1.91	0.655	0.50	1.8
44				S $_2$	3 (2)	1.07	1.13	1.23	1.13	1.582	8.6	4.7
45				H $_{\alpha}$	1	1.51	1.53	1.53	1.52	0.584	23	36
46				H $_{\beta}$	1	—	1.5	—	1.5	0.426	0.6	1.1
47				H $_{\gamma}$	1	2.71	2.65	2.82	2.71	0.758	0.36	0.42

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протуберанец	Узел	Линия	Число измерений	$\Delta\lambda_D$ (p%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
48				H δ	1	3.12	2.59	2.05	2.70	0.715	0.28	0.37
49				H ϵ	1	—	—	—	—	—	—	(0.36)
50				H	1	1.75	2.07	1.94	1.92	0.491	3.0	5.5
51				K	1	1.56	1.54	1.29	1.50	0.381	2.5	6.2
52				D $_3$	1	1.46	1.64	2.03	1.66	0.569	0.74	2.7
53	7	10. VI	1a	H $_{\alpha}$	1	1.67	1.79	1.85	1.76	0.675	50	64
54				H $_{\beta}$	2	2.18	2.05	2.03	2.10	0.596	6.2	8.1
55				H $_{\gamma}$	1	—	1.71	—	1.71	0.479	0.7	1.1
56				H δ	1	—	2.35	—	2.35	0.623	0.6	0.7
57				H ϵ	2	—	2.88	—	2.88	0.737	0.9	0.9
58				H	2	2.22	2.16	2.91	2.32	0.594	4.8	6.0
59				K	2	2.08	2.21	2.45	2.21	0.561	3.9	6.4
60				D $_3$	3	1.27	1.31	1.45	1.32	0.452	3.6	6.0
61				S $_2$	3	0.29	0.30	0.11	0.26	0.364	36	72
62	8		16	H $_{\alpha}$	1	1.74	1.77	1.78	1.76	0.675	41	53
63				D $_3$	4	1.20	1.24	1.35	1.25	0.429	3.4	5.6
64	9		2	H $_{\alpha}$	1	3.39	3.13	3.11	3.23	1.24	11	8.0
65				H $_{\beta}$	2	1.54	1.55	1.57	1.55	0.440	1.9	3.6
66				H $_{\gamma}$	1	—	1.33	—	1.33	0.372	0.23	0.28
67				H ϵ	1	—	—	—	—	—	—	<0.1
68				H	1	—	3.43	—	3.43	0.878	0.9	0.9
69				K	1	—	3.43	—	3.43	0.871	1.1	0.1
70				S $_2$	2	0.63	0.59	0.50	0.59	0.826	22	22
71	10	12. VII	1a	H $_{\alpha}$	4	2.20	2.21	2.12	2.19	0.842	16	18
72				H $_{\beta}$	1	1.88	1.94	2.22	1.97	0.560	1.3	1.8
73				H $_{\gamma}$	1	—	2.03	—	2.03	0.568	0.18	0.47
74				H δ	1	—	1.84	—	1.84	0.488	0.48	1.06
75				H ϵ	1	—	~1.8	—	1.8	0.461	0.13	0.4
76				H	1	—	2.20	—	2.20	0.563	1.2	1.8
77				K	1	—	2.51	—	2.51	0.638	1.7	2.1
78				D $_3$	2 (1)	1.60	2.04	2.40	1.97	0.676	0.43	0.60
79				S $_2$	4	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	12.5	(12)
80	11		2a	H $_{\alpha}$	2	1.95	2.70	2.26	2.31	0.887	20	20
81				H $_{\beta}$	3	2.43	2.44	2.49	2.45	0.696	2.7	2.5
82				H $_{\gamma}$	1	—	2.07	—	2.07	0.580	0.53	0.85
83				H δ	3	—	3.04	—	3.04	0.806	0.59	0.60
84				H ϵ	1	—	2.90	—	2.90	0.742	0.41	1.0
85				H	1	2.11	2.25	2.31	2.19	0.561	2.2	2.5
86				K	1	1.16	1.38	2.31	1.48	0.376	1.7	3.4
87				D $_3$	5	1.68	1.70	1.78	1.71	0.584	1.4	2.2
88				S $_2$	4	0.22	0.23	0.10	0.20	0.280	45	(28)
89	12		1a'	H $_{\alpha}$	2 (1)	1.40	2.16	1.76	1.89	0.726	6.9	7.2
90				H $_{\beta}$	1	—	1.85	—	1.85	0.490	0.48	1.06
91				H ϵ	1	—	1.8	—	1.80	0.460	0.5	1.0
92				H	1	3.16	3.10	2.90	3.08	0.789	3.0	3.3
93				K	1	1.32	1.32	1.57	1.37	0.348	2.1	4.8
94				D $_3$	4 (3)	2.03	2.11	2.02	2.07	0.710	0.27	0.35

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D$ (P%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
95	13		2a'	S_2	1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	8.6	(6.2)
96				H_α	2	1.80	2.10	2.76	2.13	0.818	28	38
97				H_β	1	3.40	3.05	3.15	3.20	0.910	0.54	0.57
98				H_γ	2	—	3.17	—	3.17	0.888	0.66	0.88
99				H_δ	2	—	2.42	—	2.42	0.641	0.88	1.14
100				H_ϵ	1	—	3.56	—	3.56	0.911	0.85	1.0
101				H	2	1.65	2.40	3.10	2.24	0.574	5.4	5.8
102				K	2	1.20	1.92	2.22	1.69	0.430	4.2	7.2
103				D_3	4	1.62	1.72	1.71	1.68	0.575	0.76	1.11
104				S_2	1	0.60	0.56	0.38	0.54	0.756	24	26
105	14		16	H_α	4	1.71	1.76	1.85	1.76	0.675	30	41
106				H_β	2	1.98	2.04	2.08	2.03	0.577	3.5	4.5
107				H_γ	2	—	1.86	—	1.86	0.521	0.45	0.80
108				H_δ	2	—	1.70	—	1.70	0.451	0.27	0.55
109				H_ϵ	1	—	2.51	—	2.51	0.643	0.41	0.74
110				H	3	2.03	2.12	2.85	2.23	0.571	2.7	3.6
111				K	3	2.25	2.55	2.72	2.46	0.626	3.4	4.8
112				D_3	4	1.08	1.33	1.16	1.20	0.410	1.1	2.1
113				S_2	5	0.33	0.40	0.29	0.35	0.480	25	42
114				H_α	3	1.49	1.51	1.52	1.51	0.580	17.5	30
115	15		26	H_β	3	1.60	1.68	1.84	1.68	0.477	2.4	4.4
116				H_γ	3 (1)	2.22	2.50	3.45	2.55	0.714	0.72	0.93
117				H_δ	3	—	2.48	—	2.48	0.657	0.58	0.86
118				H_ϵ	3	—	2.87	—	2.87	0.735	0.66	0.86
119				H	3	1.74	2.37	2.73	2.19	0.560	4.4	5.3
120				K	3	1.55	2.10	2.50	1.96	0.498	4.4	6.9
121				D_3	8	0.47	0.64	1.01	0.65	0.223	1.2	2.6
122				S_2	8	0.18	0.22	0.26	0.22	0.308	47	(20)
123				H_α	3	1.28	1.30	1.44	1.32	0.506	11	21
124				H_β	2	1.58	1.64	1.68	1.63	0.463	1.8	2.8
125	16		16'	H_γ	2 (1)	1.80	1.87	1.13	1.75	0.490	0.51	1.06
126				H_δ	1	—	2.40	—	2.40	0.636	0.34	0.50
127				H_ϵ	1	—	—	—	—	—	—	(0.5)
128				H	1	—	1.80	—	1.80	0.461	1.5	2.9
129				K	1	—	2.82	—	2.82	0.716	2.5	3.1
130				D_3	4	0.72	0.81	0.83	0.78	0.266	0.85	1.3
131				S_2	4	0.34	0.32	0.35	0.33	0.462	23	34
132				H_α	3	1.46	1.68	1.75	1.61	0.618	28	39
133				H_β	2	1.36	1.40	1.62	1.43	0.406	1.1	2.2
134				H_γ	3 (1)	2.71	2.39	3.45	2.58	0.728	1.0	1.2
135	17		26'	H_δ	3	—	2.00	—	2.00	0.530	0.38	0.76
136				H_ϵ	2	—	—	—	—	—	—	0.3
137				H	3	1.59	1.94	1.91	1.79	0.458	2.4	4.4
138				K	3	1.80	1.84	2.13	1.88	0.478	3.1	5.9
139				D_3	6	0.80	0.87	0.82	0.83	0.284	0.78	1.7
140				S_2	8	0.36	0.45	0.60	0.44	0.616	19	31
141				H_α	—	—	—	—	—	—	—	—

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Прогноб-ранец	Узел	Линия	Число из-мерений n	$\Delta\lambda_D$ (p%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
142	19		25"	H $_{\beta}$	2	1.72	1.67	1.68	1.69	0.480	1.4	2.5
143				H $_{\gamma}$	2	—	1.57	—	1.57	0.440	0.52	0.65
144				H $_{\delta}$	1	—	2.10	—	2.10	0.556	0.48	0.82
145				H $_{\epsilon}$	2	—	—	—	—	—	—	0.3
146				H	1	—	0.55	—	0.55	0.141	0.66	5.1
147				K	1	—	1.53	—	1.53	0.389	1.11	2.3
148				D $_3$	4	0.86	1.07	1.12	1.00	0.343	0.65	1.7
149				H $_{\alpha}$	2	1.11	1.56	1.79	1.43	0.549	15	21
150				H $_{\beta}$	3	1.37	1.48	1.64	1.47	0.417	1.6	3.3
151				H $_{\gamma}$	2 (1)	3.18	2.72	5.96	(2.95)	0.825	1.3	1.9
152				H $_{\delta}$	3	—	2.70	—	2.70	0.716	0.60	0.80
153				H $_{\epsilon}$	1	—	1.95	—	1.95	0.500	0.54	0.97
154				H	3 (2)	1.74	1.68	2.03	1.77	0.453	2.0	3.5
155				K	3	1.02	1.02	1.51	1.12	0.584	2.1	5.0
156	20		1В	D $_3$	3 (1)	0.77	0.88	0.65	0.79	0.270	0.50	1.8
157				S $_2$	1	0.30	0.27	0.0	0.24	0.336	5.7	(4.4)
158				H $_{\alpha}$	2	1.95	1.91	1.93	1.93	0.741	13.5	16.5
159				H $_{\beta}$	1	1.72	1.70	1.71	1.71	0.485	0.81	1.5
160				H $_{\gamma}$	2	—	2.71	—	2.71	0.758	0.51	0.56
161				H $_{\delta}$	2	—	2.50	—	2.50	0.662	0.26	0.27
162				H $_{\epsilon}$	2	—	—	—	—	—	—	0.1
163				H	1	—	2.51	—	2.51	0.642	0.61	0.80
164				K	1	—	2.86	—	2.86	0.726	0.53	0.69
165				D $_3$	3	0.50	0.58	0.46	0.52	0.175	0.28	1.0
166				S $_2$	3 (1)	—	0.60	0.0	0.52	0.728	7.0	(4.8)
167			2В	H $_{\alpha}$	2	1.80	1.90	1.81	1.84	0.707	12	14
168				H $_{\beta}$	3	1.32	1.25	1.19	1.26	0.358	0.42	0.92
169				H $_{\gamma}$	3	—	2.61	—	2.61	0.731	0.34	0.50
170				H $_{\delta}$	2	—	2.40	—	2.40	0.636	0.61	0.70
171				H $_{\epsilon}$	2	—	—	—	—	—	—	0.25
172				H	2	—	0.76	—	0.76	0.195	0.40	1.6
173				K	3	—	0.89	—	0.89	0.226	0.91	2.0
174				D $_3$	2 (1)	0.97	1.52	1.35	1.34	0.460	0.18	0.30
175				S $_2$	4 (3)	0.46	0.42	0.88	0.53	0.742	15	17
176				H $_{\alpha}$	3	4.7	4.9	4.6	4.8	1.840	30.5	19
177	22	18.VII	1	S $_2$	4	1.25	1.15	1.05	1.17	1.638	43	24
178	23	I утро	2	H $_{\alpha}$	3	1.60	1.69	1.88	1.69	0.649	11.0	17.5
179				H $_{\beta}$	1	1.42	1.68	2.00	1.64	0.466	1.8	3.2
180	24		3	H $_{\gamma}$	2	—	1.54	—	1.54	0.431	0.19	0.51
181				H $_{\delta}$	3	—	—	—	—	—	—	0.15
182				H $_{\epsilon}$	3	—	—	—	—	—	—	<0.1
183				H	3	1.59	1.88	2.74	1.98	0.506	2.5	3.6
184				K	3	1.66	2.12	3.30	2.18	0.554	4.0	5.5
185				D $_3$	1	0.88	1.00	1.07	0.97	0.332	0.55	1.3
186				S $_2$	5	0.75	0.65	0.16	0.59	0.826	49.5	50
187				H $_{\alpha}$	3	1.55	1.69	1.76	1.65	0.634	15	23
188				H $_{\beta}$	4	1.58	1.71	1.83	1.67	0.475	1.7	3.1

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D$ (p%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$			
						70%	50%	20%							
189	25	18.VII I вечер	4	H $_{\gamma}$	2 (1)	2.22	2.20	2.23	2.21	0.619	0.34	0.56			
190				H $_{\delta}$	3 (2)	1.94	1.90	1.88	1.92	0.509	0.34	0.45			
191				H $_{\epsilon}$	1	—	2.05	—	2.05	0.524	0.17	0.26			
192				H	3	1.64	1.70	2.12	1.76	0.450	2.0	3.9			
193				K	3	1.74	2.20	2.54	2.09	0.531	3.1	5.0			
194				D $_3$	2	0.29	0.86	1.08	0.68	0.232	0.77	0.28			
195				H $_{\alpha}$	2	1.38	1.45	2.20	1.57	0.603	20	37			
196				H $_{\gamma}$	1	—	1.48	—	1.48	0.415	0.12	0.42			
197				H $_{\delta}$	1	—	—	—	—	—	—	0.2			
198				H $_{\epsilon}$	1	—	—	—	—	—	—	0.05			
199	26			1:	H	1	1.17	1.65	2.21	1.57	0.402	1.45	3.3		
200					K	1	1.60	2.11	2.83	2.05	0.522	2.2	4.0		
201					H $_{\alpha}$	5	1.79	1.88	1.67	1.80	0.691	41	54		
202					H $_{\beta}$	1	2.18	1.96	1.73	2.00	0.568	0.89	1.5		
203					S $_2$	2	0.19	0.19	0.0	0.15	0.210	17	(9.5)		
204					27	2	H $_{\alpha}$	3	1.79	1.81	1.66	1.77	0.680	48	57
205							H $_{\beta}$	1	1.68	1.68	1.72	1.69	0.480	2.1	3.8
206							H $_{\gamma}$	4	—	1.5	—	1.5	0.420	0.37	1.15
207							H $_{\delta}$	3	—	1.62	—	1.62	0.430	0.35	0.73
208							H $_{\epsilon}$	3	—	—	—	—	—	—	(0.3)
209	H		4	1.62			1.98	2.64	1.97	0.505	3.3	5.5			
210	K		4	1.57			1.66	2.00	1.69	0.430	3.4	6.3			
211	D $_3$		1	0.87			0.83	1.30	0.94	0.322	1.8	4.2			
212	S $_2$		2	0.34			0.65	0.24	0.44	0.616	18	16			
213	28			3	H $_{\alpha}$	2	1.30	1.87	1.76	1.62	0.623	60	84		
214					H $_{\beta}$	1	1.52	1.54	1.73	1.57	0.446	2.2	4.2		
215					H $_{\gamma}$	3	—	1.5	—	1.5	0.420	0.24	0.70		
216					H $_{\delta}$	2	—	1.6	—	1.6	0.424	0.35	0.60		
217					H $_{\epsilon}$	1	—	2.20	—	2.20	0.564	0.56	0.79		
218					H	2	1.54	2.03	2.00	1.83	0.469	2.9	5.8		
219					K	2	1.99	1.87	2.15	1.97	0.500	3.7	6.6		
220					D $_3$	2	0.0	0.46	1.05	0.39	0.134	1.0	0.85		
221					S $_2$	3	0.77	0.71	0.23	0.65	0.91	27	27		
222					29		4	H $_{\alpha}$	1	1.94	2.10	1.96	2.01	0.772	48
223	H $_{\beta}$		1	1.76				1.92	2.12	1.90	0.539	2.3	3.7		
224	H $_{\gamma}$		1	2.22				2.08	2.16	2.11	0.591	0.60	0.66		
225	H $_{\delta}$		1	—				1.87	—	1.87	0.495	0.33	0.80		
226	H $_{\epsilon}$		1	—				1.92	—	1.92	0.481	0.56	1.5		
227	H		1	0.91				1.15	1.09	1.04	0.261	1.8	5.8		
228	K		1	1.38				1.53	2.15	1.59	0.405	3.3	4.4		
229	D $_3$		1	0.0				0.21	0.65	0.21	0.072	1.7	1.4		
230	S $_2$		1	0.34				0.65	0.24	0.44	0.602	18	(22)		
231	30		18.VII II	a				H $_{\alpha}$	3	1.60	1.80	1.83	1.73	0.664	48
232		H $_{\beta}$			2	1.60	1.67	1.69	1.64	0.466	5.6	11			
233		H $_{\gamma}$			3 (2)	1.50	1.18	1.68	1.41	0.395	0.52	1.6			
234		H $_{\delta}$			3	2.25	2.08	2.24	2.18	0.578	0.29	0.58			
235		H $_{\epsilon}$			2	—	1.91	—	1.91	0.489	0.25	0.34			

Т а б л и ц а 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D$ (p%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$			
						70%	50%	20%							
236	31		б'	H	3	1.99	2.06	2.44	2.11	0.540	2.4	4.0			
237				K	3	1.64	1.95	2.74	1.98	0.503	3.1	5.2			
238				D ₃	2	0.59	1.36	1.36	1.05	0.360	1.6	4.0			
239				S ₂	4	0.0	0.10	0.03	0.05	0.070	20	(12.5)			
240				H _α	3	1.59	1.96	1.85	1.79	0.687	52	73			
241				H _β	2	1.55	1.56	1.73	1.59	0.452	7.4	15			
242				H _γ	3 (2)	1.63	1.02	1.60	1.34	0.375	0.57	2.1			
243				H _δ	2	1.74	1.83	2.12	1.85	0.490	0.38	0.90			
244				H _ε	1	—	1.79	—	1.79	0.459	0.30	0.70			
245				H	2	1.65	1.85	1.88	1.78	0.456	2.6	5.2			
246				K	2	1.77	1.85	2.15	1.88	0.478	3.6	6.5			
247				D ₃	2	1.43	1.50	1.44	1.46	0.501	2.8	5.2			
248	32		б	S ₂	2	0.0	0.10	0.0	0.04	0.056	26	(13)			
249				H _α	3	1.84	2.09	1.94	1.97	0.756	59	75			
250				H _β	2	1.52	1.52	1.54	1.52	0.431	8.2	18			
251				H _γ	3 (2)	1.20	1.12	2.07	1.34	0.375	0.46	1.6			
252				H _δ	3	1.92	1.86	2.42	1.99	0.528	0.48	0.91			
253				H _ε	1	—	1.92	—	1.92	0.491	0.44	0.65			
254				H	3	1.90	2.19	2.16	2.07	0.530	2.65	4.5			
255				K	3	1.77	1.85	2.27	1.90	0.483	3.25	5.4			
256				D ₃	2	1.10	1.22	1.27	1.18	0.405	3.0	6.2			
257				S ₂	4	0.38	0.39	0.13	0.33	0.462	24	(15)			
258				33		б''	H _α	3	1.71	1.91	1.86	1.82	0.699	60	79
259							H _β	2	1.64	1.52	1.61	1.59	0.452	7.8	16
260	H _γ	4 (2)	1.55				1.40	1.52	1.48	0.415	0.51	1.7			
261	H _δ	3	1.96				1.88	2.29	1.99	0.528	0.37	1.2			
262	H _ε	1	—				1.92	—	1.92	0.491	0.21	0.44			
263	H	3	1.53				1.56	1.67	1.57	0.402	2.2	5.0			
264	K	3	1.70				1.71	1.84	1.73	0.440	2.8	5.9			
265	D ₃	2	0.30				0.62	0.94	0.56	0.192	1.5	5.4			
266	34	19.VII I	1a				H _α	2	3.80	4.55	4.15	4.17	1.600	52	31
267							H _β	2	2.48	2.51	2.59	2.51	0.713	9.6	10.8
268							H _γ	1	1.72	1.72	2.54	1.88	0.526	5.1	8.1
269							H _δ	1	1.66	1.83	2.17	1.83	0.485	3.9	6.4
270				H _ε	3	—	1.82	—	1.82	0.466	2.0	3.6			
271				H	3	1.57	1.85	2.79	1.93	0.494	9.2	14			
272				K	3	2.10	2.25	3.06	2.35	0.597	10	13.5			
273				D ₃	3	2.30	2.34	2.40	2.34	0.803	2.9	3.3			
274				35		1б	S ₂	1	1.08	1.30	1.45	1.24	1.736	57	30
275							H _α	1	1.20	1.80	3.15	1.83	0.703	26	24
276							H _β	1	2.35	2.45	2.60	2.44	0.693	5.3	6.2
277							H _γ	1	—	1.74	—	1.74	0.445	0.76	0.40
278	H	1	1.75				2.20	3.00	2.18	0.558	5.2	7.0			
279	K	1	1.75				2.06	3.40	2.20	0.559	5.9	7.5			
280	D ₃	3	1.35				1.46	1.70	1.46	0.501	1.4	2.5			
281	S ₂	1	0.15				0.42	1.02	0.43	0.602	72	95			
282	36		2a				H _α	1	1.20	1.32	2.13	1.43	0.549	25	45

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D$ (p %)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20 %				
283				H $_{\beta}$	1	1.80	2.09	2.50	2.06	0.585	1.6	2.2
284				H $_{\gamma}$	1	1.39	1.80	2.55	1.79	0.501	0.4	0.9
285				H $_{\epsilon}$	2	—	—	—	—	—	—	(0.15)
286				H	2	1.47	1.63	2.52	1.75	0.448	3.7	6.0
287				K	2	1.27	1.56	2.75	1.68	0.427	4.8	8.0
288			2a—б	D $_3$	1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3	(0.9)
289	37		2б	H $_{\gamma}$	1	0.80	1.04	1.20	1.00	0.280	0.2	0.3
290				H $_{\epsilon}$	1	—	—	—	—	—	—	<(0.05)
291				H	1	1.85	1.94	3.50	2.22	0.563	1.7	2.3
292				K	1	1.94	1.94	2.33	2.02	0.513	2.0	2.6
293	38		3a	H $_{\alpha}$	1	2.23	2.18	2.21	2.21	0.848	27	30
294				H $_{\beta}$	1	—	2.29	—	2.29	0.650	2.4	3.3
295				H $_{\gamma}$	2	1.92	2.13	2.45	2.11	0.591	0.34	0.52
296				H $_{\delta}$	1	—	2.7	—	2.7	0.716	0.25	0.30
297				H $_{\epsilon}$	2	—	—	—	—	—	—	<0.05
298				H	2	1.80	2.12	4.5	2.45	0.627	6.7	5.8
299				K	2	1.94	2.20	2.75	2.21	0.561	6.8	7.2
300			3a—б	D $_3$	1	1.20	1.33	2.50	1.52	0.521	0.69	0.93
301	39		3б	H	3	2.27	2.17	2.83	2.34	0.599	2.9	4.0
302				K	3	2.32	2.28	3.42	2.52	0.640	4.6	5.1
303	40	19. VII	2a	H $_{\alpha}$	2	1.60	1.99	2.17	1.88	0.722	26	31.5
304		II		H $_{\beta}$	1	2.17	2.26	2.27	2.23	0.633	1.7	2.5
305				H $_{\gamma}$	1	2.86	2.65	3.2	2.80	0.795	1.2	1.0
306				H $_{\epsilon}$	2	—	2.20	—	2.20	0.563	0.23	0.20
307				H	3	1.78	1.92	2.29	1.94	0.497	3.4	5.2
308				K	3	1.73	2.01	2.65	2.05	0.521	4.3	6.1
309				D $_3$	2	1.50	1.50	1.23	1.45	0.497	0.38	0.86
310				S $_2$	1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	29	(25)
311	41		1в	H $_{\epsilon}$	1	—	—	—	—	—	—	<0.2
312				H	1	1.67	1.66	1.91	1.72	0.435	2.6	4.7
313				K	1	1.16	1.53	2.4	1.53	0.396	3.5	6.2
314	42		2в	H $_{\beta}$	1	2.35	2.27	2.42	2.33	0.662	0.69	0.77
315				H $_{\epsilon}$	2	—	2.20	—	2.20	0.564	0.27	0.53
316				H	2	2.29	2.24	4.07	2.62	0.670	2.3	4.0
317				K	2	2.20	2.15	2.78	2.30	0.585	2.9	4.6
318	43		1б	H $_{\alpha}$	1	1.30	1.70	2.14	1.64	0.630	29	38
319				H $_{\beta}$	2	1.63	1.92	2.39	1.91	0.542	1.8	2.6
320				H $_{\gamma}$	1	2.03	1.95	2.70	2.14	0.599	1.1	1.4
321				H $_{\delta}$	1	3.45	3.00	2.86	3.15	0.835	0.62	0.69
322				H $_{\epsilon}$	1	—	3.75	—	3.75	0.960	0.39	0.42
323				H	1	1.86	2.00	2.63	2.07	0.530	3.7	5.1
324				K	1	1.75	2.18	2.99	2.15	0.546	4.3	6.7
325				D $_3$	1	1.41	1.58	1.53	1.50	0.515	1.3	2.5
326				S $_2$	2	0.24	0.51	0.85	0.47	0.658	45	71
327	44		1б'	H $_{\alpha}$	1	2.06	2.05	2.14	2.07	0.795	58	65
328				H $_{\beta}$	2	1.83	1.98	2.25	1.95	0.554	2.7	4.0
329				H $_{\gamma}$	1	1.20	1.84	1.92	1.60	0.448	1.1	1.7

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D$ (p%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70 %	50 %	20 %				
330	45		16"	H δ	1	2.71	2.58	2.54	2.62	0.695	0.79	1.01
331				H ϵ	1	—	2.05	—	2.05	0.525	0.44	0.72
332				H γ	1	—	2.30	—	2.30	0.577	0.33	0.52
333				He γ	1	—	—	—	—	—	—	(0.1)
334				H	1	2.22	2.38	2.75	2.39	0.612	3.7	5.3
335				K	1	1.85	1.86	2.50	1.98	0.502	4.2	6.9
336				D $_3$	1	1.70	1.65	1.45	1.58	0.542	1.3	2.8
337				S $_2$	1	0.46	0.60	0.50	0.52	0.728	24	30
338				H β	3	2.87	3.06	3.05	2.98	0.846	2.0	2.3
339				H γ	1	2.39	2.65	3.45	2.70	0.755	0.90	0.91
340				H δ	1	2.71	2.82	2.86	2.78	0.736	0.62	0.73
341				H ϵ	1	—	2.95	—	2.95	0.755	0.44	0.50
342				H ζ	1	2.70	2.22	2.18	2.41	0.605	0.82	1.25
343				He ζ	1	—	0.95	—	0.95	0.238	—	(0.2)
344	46		26	H	1	2.13	2.32	2.40	2.26	0.579	3.7	5.0
345				K	1	1.75	2.00	2.66	2.03	0.515	4.2	6.5
346				H β	1	1.80	1.80	2.10	1.86	0.528	2.9	4.2
347				H γ	1	1.90	1.90	2.12	1.94	0.542	1.2	1.7
348				H δ	2	2.65	2.21	2.03	2.35	0.623	1.2	1.8
349				H ϵ	2 (1)	3.20	3.12	2.66	3.08	0.788	0.81	0.97
350				H ζ	2	—	2.57	—	2.57	0.645	0.60	0.87
351				K	1	1.71	2.06	2.33	1.97	0.504	4.1	6.5
352				K	1	1.32	1.70	2.78	1.76	0.446	5.2	8.4
353				D $_3$	1	2.62	2.69	2.21	2.57	0.884	3.4	4.0
354				H α	2	2.05	2.11	2.40	2.14	0.821	36	41
355				H β	1	2.43	2.42	2.40	2.42	0.686	6.6	8.6
356				H γ	2	2.38	2.07	2.27	2.23	0.623	2.2	2.9
357				H δ	3	2.59	2.40	2.26	2.45	0.649	1.3	1.8
358	47		25'	H ϵ	2	—	2.7	—	2.7	0.691	1.3	1.6
359				H ζ	2	2.52	2.68	2.70	2.63	0.660	0.86	1.0
360				He ζ	2	—	1.1	—	1.1	0.275	—	(0.3)
361				H	2	1.53	1.84	2.58	1.86	0.476	5.1	8.1
362				K	2	1.38	1.80	3.0	1.87	0.475	6.3	9.2
363				D $_3$	1	2.62	2.69	2.21	2.57	0.882	3.4	4.0
364				S $_2$	2	0.30	0.72	1.00	0.61	0.854	70	70
365				H β	1	2.78	2.70	2.53	2.70	0.766	2.7	3.2
366				H γ	2	2.70	2.53	2.60	2.61	0.730	1.7	1.9
367				H δ	2	2.73	2.58	2.42	2.61	0.692	0.69	0.87
368				H ϵ	2	—	2.45	—	2.45	0.627	0.70	0.94
369				H ζ	2	2.52	2.48	2.95	2.59	0.650	0.70	1.12
370				He ζ	2	—	0.8	—	0.8	0.200	—	(0.4)
371				H	2	1.56	2.16	2.32	1.95	0.499	4.0	6.5
372	48		26"	K	2	1.33	1.66	2.84	1.76	0.446	5.2	8.4
373				H α	2	2.04	2.08	2.00	2.05	0.787	62	66
374				H β	1	2.10	2.12	2.65	2.22	0.630	1.75	2.2
375				H γ	2	2.13	2.25	2.18	2.19	0.613	1.6	2.1
376				H δ	3	2.72	2.40	2.34	2.52	0.668	1.3	1.5
376	49	20. VII I	1a	H δ	3	2.72	2.40	2.34	2.52	0.668	1.3	1.5

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D$ (m%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
377	50		2a	H _e	2	—	2.51	—	2.51	0.643	1.0	1.1
378				H	3	2.03	2.20	2.70	2.23	0.572	5.7	7.6
379				K	3	2.06	2.10	3.23	2.31	0.587	6.0	8.7
380				D ₃	5	1.64	1.73	2.01	1.75	0.600	1.7	2.2
381				S ₂	19	0.48	0.68	0.85	0.64	0.896	46.5	51.5
382				H _α	2	1.85	1.92	1.96	1.90	0.730	27	32
383				H _γ	1	—	1.95	—	1.95	0.546	0.25	0.44
384				H _δ	1	—	2.10	—	2.10	0.556	0.50	0.90
385				H _ε	2	—	2.82	—	2.82	0.722	0.72	0.99
386				H _ζ	1	—	2.24	—	2.24	0.563	0.72	1.4
387				H	2	1.99	2.07	1.90	2.00	0.512	3.7	6.4
388	51		2a'	K	2	2.03	1.97	1.80	1.96	0.497	4.3	8.0
389				D ₃	1	1.64	2.06	2.75	2.03	0.696	0.91	1.0
390				S ₂	2	0.14	0.40	0.25	0.27	0.378	16	(11)
391				H _α	2	2.05	2.00	1.90	2.00	0.768	52	59
392				H _γ	1	2.22	1.84	1.48	1.92	0.537	1.4	2.3
393				H _δ	1	2.36	1.97	1.72	2.08	0.551	1.0	1.6
394				H _ε	1	—	4.05?	—	4.05	1.038	0.91	0.86
395				H _ζ	1	—	2.24	—	2.24	0.563	1.5	1.8
396				H	1	1.76	2.06	1.81	1.89	0.484	4.5	8.1
397				K	1	1.94	1.94	2.16	1.98	0.503	5.6	8.2
398				D ₃	2	1.53	1.76	1.81	1.68	0.576	2.5	3.7
399				S ₂	4	0.17	0.35	0.37	0.28	0.392	49	(32)
400	52		3a	H _α	1	1.32	1.43	1.46	1.39	0.534	19	31
401				H _γ	1	2.86	2.65	2.70	2.74	0.767	0.91	1.0
402				H _δ	1	—	2.09	—	2.09	0.554	0.51	0.58
403				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	(0.13)
404				H _ζ	1	2.86	2.80	2.63	2.79	0.701	0.76	0.95
405				H	1	1.56	1.53	1.28	1.49	0.382	2.3	6.0
406				K	1	1.47	1.74	1.73	1.63	0.411	3.9	7.1
407				D ₃	1	3.06	3.23	3.34	3.18	1.091	0.74	0.62
408				S ₂	1	1.00	1.22	0.98	1.08	1.527	26	15.5
409				H _α	3	1.64	1.69	1.92	1.68	0.645	28	35
410				H _β	1	2.01	2.05	2.53	2.18	0.619	2.9	3.7
411				H _γ	1	2.47	2.06	2.23	2.26	0.633	1.2	1.8
412	53		3a'	H _δ	1	2.19	2.09	2.06	2.12	0.562	0.76	1.2
413				H _ε	1	—	1.85	—	1.85	0.474	0.8	1.7
414				H _ζ	1	—	1.80	—	1.80	0.452	0.65	1.5
415				H	1	2.13	2.20	1.98	2.13	0.545	5.0	7.6
416				K	1	1.56	1.80	1.90	1.72	0.437	4.5	9.7
417				D ₃	3	1.24	1.47	1.54	1.39	0.477	2.1	3.3
418				S ₂	2	0.50	0.68	0.80	0.63	0.882	45	54
419				H _α	2	1.36	1.42	1.43	1.40	0.538	27.5	41
420				H _β	2	2.01	1.86	2.32	2.01	0.571	1.4	1.9
421				H _γ	2	2.50	2.65	2.90	2.64	0.739	1.35	1.4
422				H _δ	4	—	3.30	—	3.30	0.875	0.87	0.87
423	54		16	H _ε	2	—	2.51	—	2.51	0.642	1.2	1.2

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протуберанец	Узел	Линия	Число измерений n	$\Delta\lambda_D (p_{10}^0)$			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D} \text{ \AA}$	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
424	55		26	H ζ	1	—	2.75	—	2.75	0.690	1.9	2.4
425				He ζ	1	—	0.6	—	0.6	0.150	—	(0.5)
426				H	2	1.93	2.12	2.37	2.19	0.561	3.5	6.3
427				K	2	1.68	1.85	2.54	1.99	0.505	5.6	8.3
428				D $_3$	3	2.17	2.19	2.23	2.19	0.752	0.49	0.66
429				S $_2$	11	0.33	0.22	0.44	0.31	0.434	16	27.5
430				H $_{\alpha}$	3	1.04	1.21	1.58	1.23	0.472	18	28
431				H $_{\beta}$	2	1.99	2.08	2.05	2.04	0.579	1.4	1.9
432				H $_{\gamma}$	1	—	2.42	—	2.42	0.677	0.23	0.30
433				H $_{\delta}$	2	—	2.33	—	2.33	0.618	0.73	1.04
434				H $_{\epsilon}$	1	—	1.92	—	1.92	0.492	0.24	0.86
435				H ζ	1	—	2.75	—	2.75	0.690	0.17	0.3
436				He ζ	1	—	0.8:	—	0.8	0.200	—	(0.66)
437				H	2	1.38	1.49	1.68	1.48	0.379	2.0	5.0
438				K	2	1.57	1.45	1.10?	1.51	0.383	2.5	7.0
439				D $_3$	2	1.76	1.82	1.50	1.73	0.590	0.49	0.75
440	56		36	S $_2$	4	0.56	0.61	0.80	0.63	0.882	23	22
441				H $_{\alpha}$	2	1.77	1.80	2.23	1.87	0.719	6.7	10
442				H $_{\gamma}$	1	—	4.35?	—	4.35	1.219	0.49	0.51
443				H $_{\delta}$	1	—	3.55	—	3.55	0.941	0.59	0.62
444				H $_{\epsilon}$	1	—	—	—	—	—	—	<0.1
445				H	1	1.56	1.45	1.17	1.44	0.369	2.2	5.3
446				K	1	1.39	1.53	1.18	1.40	0.356	2.8	8.0
447				D $_3$	2	0.89	0.84	1.42	0.96	0.329	0.24	0.86
448				S $_2$	2	0.64	0.69	0.83	0.71	0.994	14	11
449				H $_{\alpha}$	3	1.45	1.47	1.49	1.47	0.565	25	53
450	57		1B	H $_{\beta}$	2	2.05	1.94	1.77	1.95	0.554	1.5	2.1
451				H $_{\gamma}$	5 (2)	3.25	2.60	4.17	2.97:	0.832	1.4	1.6
452				H $_{\delta}$	5 (1)	3.35	3.47	3.15	3.43:	0.909	0.82	0.88
453				H $_{\epsilon}$	1	—	2.83	—	2.83	0.724	0.49	0.50
454				H ζ	2	—	1.80	—	1.80	0.452	0.50	1.1
455				He ζ	2	—	0.7	—	0.7	1.176	—	(0.5)
456				H	3	1.41	1.53	1.97	1.57	0.401	3.4	7.7
457				K	4	1.46	1.46	1.60	1.49	0.373	4.7	9.2
458				D $_3$	3	1.84	1.88	2.03	1.90	0.652	0.70	0.83
459				S $_2$	13 (11)	0.32	0.52	0.56	0.45	0.630	16	21
460	58		2B	H $_{\alpha}$	2	1.33	1.48	1.67	1.46	0.561	11	18
461				H $_{\beta}$	2	2.82	2.78	2.93	2.83	0.804	1.1	1.2
462				H $_{\gamma}$	1	—	2.20	—	2.20	0.616	1.3	1.8
463				H $_{\delta}$	2	—	2.72	—	2.72	0.721	0.6	0.6
464				H $_{\epsilon}$	1	—	—	—	—	—	—	(0.2)
465				H	2	2.16	1.92	1.90	2.01	0.514	3.5	6.3
466				K	2	1.18	1.09	1.20	1.15	0.298	3.0	8.5
467				D $_3$	3 (2)	1.77	1.37	1.96	1.60	0.549	0.37	0.70
468				S $_2$	4	0.76	0.79	0.69	0.76	1.064	23	16.5
469				H $_{\alpha}$	3	1.47	1.54	1.54	1.52	0.584	8.0	10
470	59		3B	H $_{\beta}$	1	1.98	1.95	2.01	1.97	0.559	1.05	1.5

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D$ (p%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
471	60	20.VII II		H _γ	2	—	4.02	—	4.02	1.126	0.64	0.70
472				H _δ	2	—	3.44	—	3.44	0.912	0.60	0.65
473				H _ε	2	—	—	—	—	—	—	(0.15)
474				H	2	1.50	1.40	1.34	1.43	0.366	2.6	6.3
475				K	2	1.57	1.46	1.40	1.49	0.378	3.5	7.9
476				D ₃	2	1.71	2.10	1.93	1.91	0.655	0.50	0.61
477				S ₂	4	0.88	0.97	1.24	0.99	1.387	18	8.5
478				H _α	5	1.82	1.95	2.17	1.94	0.745	21	26
479				H _β	1	3.23	3.49	4.35	3.56	1.012	6.7	5.2
480				D ₃	4	1.48	1.77	1.68	1.64	0.562	1.9	2.1
481	61	20.VII III	1a	S ₂	5	0.28	0.30	0.28	0.29	0.406	8.0	(6.2)
482				H _α	3	1.88	1.74	1.99	1.85	0.711	59	76
483				H _β	1	1.72	1.95	2.17	1.88	0.534	12	18
484				H _γ *	2 (1)	1.73	1.70	2.9	1.91	0.535	0.60	1.0
485				H _δ *	1	—	1.65	—	1.65	0.437	0.20	0.40
486				H _ε *	1	—	—	—	—	—	—	<0.1
487				H*	1	1.66	1.39	1.59	1.54	0.394	2.6	5.3
488				K*	1	1.85	1.53	2.07	1.77	0.449	3.8	6.3
489				D ₃	1	1.29	1.50	2.03	1.52	0.521	3.9	5.4
490				S ₂	2	0.99	0.88	0.75	0.90	1.260	55	39
491	62		1б	H _α	1	1.57	1.57	1.54	1.57	0.604	50	65
492				H _β	2	2.85	2.90	2.81	2.86	0.812	13	14
493				H _γ *	1	2.22	1.95	1.38	1.94	0.543	0.56	1.0
494				H _δ *	1	—	4.5	—	4.5	1.192	0.39	0.17
495				H _ε *	1	2.66	2.96	2.81	2.91	0.745	1.2	1.3
496				H*	2	2.25	2.15	2.03	2.17	0.555	2.2	3.4
497				K*	2	2.56	2.35	2.18	2.40	0.610	3.6	5.5
498				D ₃	3	1.43	1.60	1.58	1.53	0.525	1.3	2.2
499				S ₂	1	1.07	1.03	0.94	1.03	1.442	38	23
500				H _α	2	1.54	1.54	1.78	1.59	0.611	24	36
501	63		1в	H _β	2	2.16	2.12	2.47	2.21	0.628	9.3	12
502				H _γ *	1	—	2.26	—	2.26	0.633	0.40	0.65
503				H _δ *	1	—	2.10	—	2.10	0.556	0.13	0.18
504				K*	1	3.20	3.42	4.65?	3.58	0.909	0.92	0.83
505				D ₃	2	1.10	1.47	2.30	1.49	0.511	2.1	2.5
506				S ₂	1	0.0	1.21	1.37	0.76	1.063	34	26
507				H _α	2	2.60	2.42	2.54	2.52	0.968	89	86
508				H _β	2	2.43	2.50	5.36?	(2.50)	0.710	17	21
509				D ₃	3	1.89	2.00	2.27	2.01	0.689	8.3	10
510				S ₂	3	0.62	0.71	1.42	0.82	1.148	49	31
511	65		2б	H _α	3	3.30	3.25	2.91	3.20	1.229	98	76
512				H _β	2	3.36	3.18	2.95	3.21	0.912	14.5	15
513				D ₃	2	1.65	1.89	2.03	1.82	0.625	4.1	5.6
514	66		2в	S ₂	2	1.00	2.11	2.00	1.65	2.310	43	16.5
515				H _α	1	3.19	2.94	2.78	3.01	1.156	76.5	66

* Пластика снята сквозь образовавшееся марево.

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D$ (p%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20 %				
516	67	22.VII	1a	H $_{\beta}$	2	2.18	2.35	2.45	2.30	0.653	9.8	12
517				D $_3$	1	1.44	1.70	2.43	1.75	0.600	3.7	4.6
518				S $_2$	1	0.41	0.75	0.50	0.56	0.784	15.5	17.5
519				H $_{\alpha}$	2	0.79	0.93	1.09	0.89	0.340	3.6	6.6
520				H $_{\beta}$	3	—	1.54	—	1.54	0.437	0.21?	0.50
521				H $_{\gamma}$	1	—	—	—	—	—	—	(0.48)
522				H $_{\delta}$	2	—	2.34	—	2.34	0.655	0.52	0.60
523	68		2a	H $_{\epsilon}$	2	—	—	—	—	—	—	(0.40)
524				H	2	1.33	1.38	2.15	1.51	0.386	1.6	3.3
525				K	2	1.75	1.66	1.85	1.73	0.439	2.4	4.5
526				D $_3$	1	1.45	1.83	2.20	1.75	0.600	1.0	0.91
527				H $_{\alpha}$	3	2.06	2.42	2.80	2.35	0.902	3.8	3.7
528				H $_{\beta}$	1	1.98	2.07	1.93	2.00	0.566	0.60	0.97
529				H $_{\gamma}$	1	—	2.0	—	2.0	0.530	0.40	0.44
530	69		16	H $_{\delta}$	1	—	—	—	—	—	—	(0.15)
531				H	1	1.85	1.94	2.06	1.93	0.494	0.92	1.8
532				K	1	1.47	1.39	2.23	1.63	0.414	2.3	4.3
533				H $_{\alpha}$	1	1.51	1.54	2.41	1.70	0.653	8.5	11.5
534				H $_{\beta}$	2	2.82	2.80	2.88	2.82	0.802	1.2	1.2
535				H $_{\gamma}$	1	2.71	2.30	2.00	2.40	0.672	0.88	1.0
536				H	1	1.94	2.06	2.28	2.06	0.527	3.2	5.1
537	70		26	K	1	1.75	1.94	2.33	1.94	0.493	4.3	6.7
538				D $_3$	1	:	1.51	1.45	1.48	0.507	1.7	3.4
539				H $_{\alpha}$	5	1.79	1.71	1.67	1.73	0.665	34	49
540				H $_{\beta}$	3	1.52	1.64	2.04	1.67	0.474	5.8	9.1
541				D $_3$	5 (4)	1.18	1.25	1.84	1.33	0.456	0.55	1.2
542				S $_2$	1	—	0.0	—	0.0	0.0	3.7	(2.6)
543				H $_{\alpha}$	5	2.01	1.93	1.85	1.95	0.748	145	167
544	71		16"	H $_{\beta}$	2	2.30	2.28	2.52	2.33	0.662	18	23
545				H $_{\gamma}$	2	1.46	1.33	1.61	1.47	0.411	6.5	13
546				H $_{\delta}$	3	2.26	1.96	1.73	2.04	0.571	3.2	5.6
547				H $_{\epsilon}$	2	1.27	1.46	2.10	1.51	0.386	2.0	4.7
548				H $_{\zeta}$	2	2.86	2.83	3.01	2.88	0.723	1.3	1.2
549				He $_{\zeta}$	2	—	1.31	—	1.31	0.329	0.15	0.7
550				H	2	1.23	1.24	1.82	1.35	0.346	6.5	19
551	72		26"	K	2	1.11	1.05	2.28	1.32	0.335	9.5	17
552				D $_3$	7	0.77	1.05	1.55	1.04	0.350	3.2	6.2
553				S $_2^*$	5	1.59	1.89	2.48	1.89	2.646	45	14.5
554				$\lambda 7065$	2	—	—	—	—	—	—	(0.9)
555				H $_{\alpha}$	9	1.47	1.38	1.31	1.40	0.537	73	74
556				H $_{\beta}$	4	1.64	1.64	1.83	1.68	0.477	8.0	14
557				H $_{\gamma}$	1	1.89	1.60	1.83	1.76	0.493	3.6	6.3

* Примечание. Большие полуширины $\Delta\lambda$ (S $_2$) в протуберанце 22.VII 1952 г. явно ошибочны и в данном случае связаны с расфокусировкой инфракрасной камеры, что хорошо видно на снимке спектра стандарта. В связи с этим, возможно, занижены значения эквивалентных ширин S .

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протуберанец	Узел	Линия	Число измерений n	$\Delta\lambda_D$ (p%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
558	73		1в	H δ	1	2.03	1.96	2.22	2.04	0.571	3.1	4.3
559				H ϵ	1	1.56	1.60	2.07	1.68	0.430	1.2	2.4
560				H γ	1	2.28	2.35	3.07	2.46	0.617	1.3	1.1
561				He γ	1	—	1.16	—	1.16	0.291	0.3	1.0
562				H	1	0.83	1.16	1.28	1.05	0.296	4.3	12
563				K	1	1.16	1.53	2.50	1.57	0.399	8.1	13
564				D $_3$	5	0.65	0.91	1.47	0.92	0.316	1.5	3.5
565				S $_2^*$	3 (2)	2.00	2.79	2.53	2.42	3.390	29	6.9
566				H α	6	1.96	1.87	1.83	1.90	0.730	140	160
567				H β	3	2.05	2.15	2.52	2.18	0.619	8.7	11.6
568				H γ	1	1.89	1.72	1.76	1.80	0.504	4.1	7.0
569				H δ	2 (1)	2.19	2.09	2.63	2.34	0.620	1.9	3.0
570				H ϵ	2	0.94	1.14	1.55	1.14	0.289	0.85	1.9
571				H γ	2	2.95	3.23	3.78	3.23	0.811	1.6	1.9
572				He γ	2	—	0.84	—	0.84	0.211	0.15	0.65
573				H	2	1.10	1.27	1.96	1.34	0.343	5.4	12.6
574				K	2	1.00	1.28	2.44	1.40	0.356	8.9	17
575				D $_3$	10	0.95	1.14	1.64	1.16	0.398	2.8	5.2
576				S $_2^*$	3	1.03	1.35	1.82	1.32	1.848	28	9.4
577	74		2в	$\lambda 7065$	2	—	—	—	—	—	—	(0.7)
578				H α	6	1.43	1.43	1.43	1.43	0.549	45	72
579				H β	3	1.31	1.62	2.05	1.58	0.448	5.9	10
580				H γ	2	2.01	1.83	2.43	2.02	0.565	2.5	3.8
581				H δ	1	2.36	1.95	2.63	2.25	0.597	1.0	1.6
582				H ϵ	1	1.16	1.53	1.91	1.46	0.374	0.92	2.0
583				H γ	1	2.50	2.22	3.07	2.50	0.627	0.50	0.63
584				He γ	1	—	1.33	—	1.33	0.334	0.1	0.33
585				H	1	1.06	0.93	1.58	1.11	0.234	4.3	11
586				K	1	1.06	1.16	2.20	1.33	0.338	7.1	15
587				D $_3$	7	0.52	0.72	1.11	0.72	0.247	1.0	2.6
588				S $_2^*$	3 (2)	1.66	2.22	2.40	2.03	2.860	27	7.5
589				H α	2	2.15	2.34	2.66	2.33	0.895	17	16
590				H β	2	2.00	2.30	2.40	2.20	0.625	2.6	6.3
591	75		1г	H γ	1	2.53	2.71	3.32	2.70	0.773	0.67	0.70
592				H δ	2	—	2.72	—	2.72	0.721	0.58	0.86
593				H	2	3.28	3.70	5.8	3.95	1.012	2.0	1.3
594				K	2	3.08	4.45	6.27	4.27	1.085	4.5	3.0
595				D $_3$	3	1.90	2.09	2.25	2.05	0.703	1.3	1.6
596				H α	2	2.13	2.05	2.03	2.08	8.799	43	48
597				H β	1	2.48	2.77	2.78	2.66	0.755	2.7	2.3
598				H γ	2	—	2.25	—	2.25	0.630	0.96	0.6
599				H	1	1.27	1.24	1.17	1.24	0.317	0.60	1.7
600				K	1	1.56	1.39	2.52	1.72	0.437	1.6	2.8
601	77	18.IX I	1а	H α	1	1.40	1.43	1.55	1.44	0.553	41	65
602				H β	1	2.50	2.50	2.42	2.47	0.702	5.8	7.6
603				H γ	1	1.90	2.08	2.70	2.13	0.596	1.25	1.9
604				H ϵ	2	—	2.38	—	2.33	0.596	0.47	0.51

* См. примечание на стр. 139.

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D$ (p%)			$\Delta\lambda_D$	$\Delta\lambda_D$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
605	78		16	H	2	1.66	1.86	2.16	1.84	0.471	2.8	5.1
606				K	2	1.55	1.46	1.28	1.46	0.371	2.5	5.0
607				D ₃	1	1.82	1.71	1.52	1.71	0.586	2.2	3.5
608				S ₂	2	0.14	0.16	0.25	0.17	0.238	47	(23)
609				H _α	1	1.50	1.55	1.73	1.57	0.606	22	29
610				H _β	1	2.33	2.10	2.01	2.17	0.616	5.1	7.6
611				H _γ	1	—	1.0 :	—	1.0	0.280	0.24	0.70
612				H _ε	2	—	—	—	—	—	—	0.3
613				H	2	2.08	2.12	2.40	2.16	0.553	2.2	3.4
614				K	2 (1)	3.51?	1.86	2.65	2.84	0.721	1.5	2.3
615	79		2a	D ₃	1	0.80	0.97	1.13	0.93	0.319	0.85	2.1
616				S ₂	1	0.46	0.52	0.80	0.55	0.770	47	47
617				H _α	1	2.33	2.07	1.91	2.14	0.822	42	43.5
618				H _β	1	2.10	2.16	2.41	2.19	0.622	6.3	8.4
619				D ₃	2	1.62	1.40	1.40	1.49	0.511	3.1	3.5
620				S ₂	4	0.33	0.47	0.71	0.46	0.644	24	31
621			26	H _α	1	1.87	1.70	1.67	1.76	0.675	33	41
622				H _β	1	2.27	2.16	2.04	2.18	0.620	5.3	7.9
623				D ₃	1	1.28	1.09	1.03	1.15	0.394	2.1	4.6
624				H _α	1	1.62	1.42	1.41	1.50	0.576	26	41
625	82		3a	H _β	1	1.68	1.80	2.00	1.79	0.509	4.3	7.1
626				D ₃	1	1.10	1.03	1.17	1.09	0.374	2.0	4.0
627				S ₂	3	0.40	0.56	0.63	0.51	0.714	49	54
628				H _α	1	1.30	1.37	1.37	1.34	0.515	17	30
629				H _β	1	1.60	1.56	1.77	1.62	0.460	3.5	6.0
630				D ₃	1	2.13	1.88	1.52	1.90	0.652	2.4	3.4
631				S ₂	2	0.48	0.72	0.89	0.66	0.924	23	21
632			3b	H _α	1	1.58	1.65	1.72	1.63	0.625	10	13.5
633				H _β	1	1.60	1.56	1.72	1.60	0.455	3.0	5.4
634				D ₃	1	1.52	1.46	1.35	1.46	0.500	0.74	1.4
635				S ₂	1	0.68	0.64	1.27	0.78	1.092	17	12
636	84		4a	H _α	1	1.21	1.27	1.32	1.26	0.484	30.5	54
637				H _β	1	1.84	1.74	1.92	1.81	0.515	3.3	5.5
638				D ₃	1	0.82	0.91	1.22	0.93	0.319	1.0	2.4
639				S ₂	2	0.14	0.57	0.42	0.37	0.518	22	37
640			46	H _α	1	1.45	1.47	1.43	1.46	0.561	19	29.5
641				H _β	1	1.68	1.85	1.97	1.80	0.511	2.8	4.9
642				D ₃	1	1.88	1.88	1.70	1.84	0.631	1.4	1.9
643				S ₂	2	0.74	0.75	0.88	0.77	1.078	18	13.5
644			4b	H _α	2	1.84	1.80	1.97	1.85	0.711	8.7	11
645				H _β	2	1.93	1.88	1.80	1.88	0.535	1.3	2.3
646				D ₃	1	0.92	0.97	1.25	1.00	0.343	0.53	1.3
647				S ₂	1	1.80	1.98	1.76	1.86	2.605	15	5.0
648	87	18, IX II	2a	H _α	1	2.45	2.41	2.37	2.42	0.930	39	40
649				H _β	2	1.92	2.12	2.49	2.11	0.600	4.2	5.6
650				H _γ	1	1.38	1.71	2.90	1.81	0.507	0.72	1.1
651				H _δ	1	1.85	2.21	2.53	2.17	0.575	0.47	0.73

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протуберанец	Узел	Линия	Число измерений n	$\Delta\lambda_D$ (p%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
652	88		2б	H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.2
653				H	1	1.15	1.38	1.80	1.37	0.351	2.5	5.7
654				K	1	1.27	1.38	1.60	1.38	0.351	2.9	6.9
655				D ₃	2	1.68	1.66	1.70	1.69	0.580	4.2	2.4
656				S ₂	3	0.33	0.55	0.66	0.48	0.672	32	41
657				H _α	1	1.54	1.63	1.78	1.62	0.622	11.5	16.5
658				H _β	2	1.72	1.80	1.98	1.81	0.515	2.7	4.7
659				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.2
660	89		2в	H	1	0.95	1.08	1.55	1.12	0.287	1.7	4.6
661				K	1	0.95	0.65	0.80	0.80	0.203	1.5	5.7
662				D ₃	1	1.60	1.52	1.29	1.51	0.518	2.4	1.6
663				H _α	1	1.54	1.48	1.57	1.52	0.584	5.2	8.1
664				H _β	2	2.02	1.96	2.15	2.02	0.574	0.91	1.4
665				H _γ	1	1.55	1.96	2.90	1.98	0.555	0.52	0.67
666				H _δ	1	1.32	1.58	2.30	1.62	0.430	0.34	0.61
667				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	~0.2
668	90		1а	H	1	0.53	0.40	0.92	0.56	0.143	0.94	5.3
669				K	1	—	0.91	—	0.91	0.231	0.45	2.1
670				D ₃	2	1.30	1.38	1.22	1.31	0.450	1.4	1.0
671				H _α	1	1.74	1.63	1.57	1.66	0.637	41.5	68
672				H _β	2	1.76	1.77	1.96	1.80	0.511	2.6	4.3
673				H _γ	1	1.55	1.65	2.70	1.82	0.510	0.58	0.86
674				H _δ	1	2.20	2.42	2.63	2.39	0.633	0.30	0.43
675				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.1
676	91		1б	K	1	1.05	1.50	1.50	1.32	0.335	1.8	4.5
677				D ₃	1	1.68	1.78	2.00	1.78	0.611	1.4	0.76
678				S ₂	3	0.13	0.39	0.36	0.28	0.392	9.2	(3.6)
679				H _α	1	2.12	1.81	1.67	1.91	0.734	41	59
680				H _δ	1	2.53	2.14	1.94	2.27	0.602	0.30	0.52
681				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.1
682				H	1	1.15	1.38	1.40	1.29	0.330	1.3	3.7
683				K	1	0.94	1.38	1.10	1.15	0.292	1.3	4.2
684	92		1в	H _α	2	1.47	1.85	2.02	1.73	0.665	9.5	12
685				H _γ	1	—	1.50	—	1.50	0.420	0.22	0.47
686	93		3а	S ₂	2	0.20	0.34	0.41	0.30	0.420	6.7	(3.1)
687				H _γ	2	2.05	2.40	2.54	2.29	0.642	2.9	3.6
688				H _δ	1	1.21	1.45	1.66	1.49	0.395	0.50	1.7
689				K	1	1.17	1.45	1.63	1.37	0.348	3.3	7.8
690	94		3в	D ₃	6	1.16	1.30	1.35	1.26	0.432	5.0	2.95
691				S ₂	1	0.55	0.41	0.35	0.45	0.630	85	(42)
692				H _α	1	1.54	1.58	1.66	1.58	0.606	8.2	12.5
693				H _γ	1	2.40	2.42	2.83	2.50	0.700	2.0	2.25
694				H _δ	1	1.13	1.26	1.41	1.24	0.327	0.32	0.84
695				K	1	1.47	1.40	1.18	1.38	0.350	2.4	5.5
696				D ₃	1	1.38	1.51	1.53	1.46	0.500	1.2	0.78
697				S ₂	2	0.98	1.10	1.18	1.07	1.498	8.3	4.3

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Прогубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D$ (p%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$	
						70%	50%	20%					
698	95	18.IX III	6	H $_{\alpha}$	1	2.28	2.20	2.28	2.25	0.865	31.5	33.5	
699				H $_{\beta}$	2	1.82	1.83	1.92	1.84	0.523	2.4	3.9	
700				H $_{\gamma}$	1	1.72	1.60	1.77	1.68	0.470	0.89	1.7	
701				H $_{\delta}$	1	2.37	1.96	1.41	2.02	0.535	0.28	0.60	
702				H $_{\epsilon}$	1	—	:	—	—	:	—	0.59	
703				H $_{\zeta}$	1	2.16	1.83	1.83	1.96	0.492	1.75	3.3	
704				He $_{\zeta}$	1	0.98	0.96	0.40	0.86	0.216	0.66	3.8	
705				H	1	2.40	2.55	2.57	2.49	0.637	3.9	5.6	
706				K	1	2.55	2.50	2.64	2.55	0.648	5.5	7.2	
707				D $_3$	3	0.87	0.94	1.11	0.94	0.322	4.4	4.4	
708	96	26.IX I	a	S $_2$	4	0.80	0.81	0.84	0.81	1.133	32	27	
709				H $_{\alpha}$	1	—	—	—	—	~2.5	43	(43)	
710				H $_{\beta}$	1	2.48	2.55	2.50	2.51	0.713	4.3	4.9	
711				H $_{\delta}$	1	2.27	2.36	2.05	2.26	0.599	4.0	6.6	
712				H $_{\epsilon}$	1	2.22	1.92	1.89	2.04	0.522	2.5	4.6	
713				H $_{\zeta}$	1	2.34	1.96	2.70	2.20	0.552	7.6	11	
714				He $_{\zeta}$	1	—	1.42	1.68	1.51	0.379	2.3	5.5	
715				H	1	2.78	2.80	2.72	2.77	0.709	3.8	5.5	
716				K	1	3.70	3.68	3.15	3.58	0.910	4.7	5.0	
717				S $_2$	2	0.57	0.77	0.86	0.71	0.994	68	57	
718	97		16"	2(1)	H $_{\alpha}$	1	1.88	2.28	2.71	2.20	0.845	40	39
719					H $_{\beta}$	2	2.20	2.16	2.18	2.18	0.620	5.5	6.2
720					H $_{\gamma}$	2	2.53	2.25	2.98	2.50	0.700	0.56	0.83
721					H $_{\delta}$	1	2.71	2.10	1.89	2.30	0.610	0.54	0.78
722					H $_{\epsilon}$	1	—	—	—	—	—	—	~0.2
723					H	2	1.72	1.84	1.95	1.81	0.463	3.8	7.8
724					K	1	1.57	1.85	2.57	1.88	0.477	4.3	6.7
725					D $_3$	1	1.44	1.61	1.57	1.53	0.525	0.66	1.0
726					S $_2$	4	0.44	0.63	0.95	0.60	0.840	42	38
727					98	16'	1	H $_{\alpha}$	1	2.20	2.55	2.99	2.50
728	H $_{\beta}$	2	2.29	2.19				2.05	2.21	0.628	3.5	4.0	
729	H $_{\epsilon}$	1	—	—				—	—	—	—	~0.1	
730	H	2	1.77	1.77				1.97	1.81	0.463	2.2	4.4	
731	K	1	1.57	1.94				2.82	1.97	0.500	4.3	6.7	
732	D $_3$	1	1.99	1.73				1.81	1.85	0.635	1.6	2.1	
733	S $_2$	1	0.85	1.00				1.33	1.01	1.415	100	58	
734	H $_{\beta}$	1	2.66	2.58				3.30	2.75	0.782	3.9	3.8	
735	H $_{\gamma}$	1	2.83	2.65				2.40	2.67	0.748	0.31	0.34	
736	H $_{\delta}$	1	3.20	3.07				3.40	3.19	0.845	0.56	0.59	
737	99	16	1	H $_{\epsilon}$	1	—	—	—	—	—	—	~0.3	
738				H	2	1.86	1.88	2.73	2.04	0.522	2.6	5.3	
739				K	1	1.66	1.80	1.98	1.78	0.452	2.2	4.5	
740				D $_3$	2	1.92	1.80	1.63	1.82	0.625	1.1	1.5	
741				S $_2$	1	1.07	1.05	1.69	1.19	1.666	102	47	
742				H $_{\alpha}$	1	1.92	1.72	1.78	1.81	0.695	20	25	
743				H $_{\beta}$	2	1.52	1.40	1.23	1.42	0.403	3.2	2.4	
744				H $_{\delta}$	1	1.42	1.31	1.53	1.43	0.379	0.19	0.41	
745				H $_{\epsilon}$	1	—	—	—	—	—	—	—	~0.2
746				100	1B"	1	H $_{\alpha}$	1	1.92	1.72	1.78	1.81	0.695
747	H $_{\beta}$	2	1.52				1.40	1.23	1.42	0.403	3.2	2.4	
748	H $_{\delta}$	1	1.42				1.31	1.53	1.43	0.379	0.19	0.41	
749	H $_{\epsilon}$	1	—				—	—	—	—	—	—	~0.2
750	H	2	1.86				1.88	2.73	2.04	0.522	2.6	5.3	
751	K	1	1.66				1.80	1.98	1.78	0.452	2.2	4.5	
752	D $_3$	2	1.92				1.80	1.63	1.82	0.625	1.1	1.5	
753	S $_2$	1	1.07				1.05	1.69	1.19	1.666	102	47	
754	H $_{\alpha}$	1	1.92				1.72	1.78	1.81	0.695	20	25	
755	H $_{\beta}$	2	1.52				1.40	1.23	1.42	0.403	3.2	2.4	

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Прогубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D$ (p%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$			
						70%	50%	20%							
746	101		1в'	H	2	1.40	1.34	1.53	1.40	0.358	2.0	5.4			
747				K	1	1.38	1.53	1.98	1.56	0.396	1.9	4.2			
748				D ₃	2	1.74	1.70	1.50	1.68	0.576	0.6	1.6			
749				S ₂	4	0.92	0.93	0.92	0.92	1.288	13	8.2			
750				H _α	1	2.00	2.19	2.68	2.22	0.853	9.3	9.9			
751				H _β	2 (1)	2.09	1.95	1.85	1.99	0.565	0.75	1.1			
752				H _γ	1	—	2.90	—	2.90	0.812	0.27	0.30			
753				H _δ	1	2.60	2.22	2.22	2.35	0.623	0.31	0.65			
754				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	~0.6			
755				H	2	1.23	1.27	1.60	1.32	0.338	1.9	5.1			
756	102		1г	K	1	1.38	1.10	1.18	1.23	0.312	1.7	4.7			
757				D ₃	1	—	:	—	:	—	0.27	(0.72)			
758				H _α	1	1.33	1.34	1.15	1.30	0.499	5.8	11			
759				H _β	3 (2)	2.07	2.02	2.30	2.10	0.596	0.56	0.80			
760				H _γ	1	—	2.65	—	2.65	0.742	0.23	0.30			
761				H	2	1.29	1.09	1.02	1.16	0.297	0.96	3.3			
762				K	1	2.29	1.79	1.15	1.87	0.475	1.1	2.4			
763				D ₃	1	1.90	1.88	1.70	1.85	0.635	0.58	2.0			
764				S ₂	4	0.30	0.38	0.31	0.33	0.462	6.2	(3.3)			
765				103		26"	H _α	1	1.54	2.00	1.67	1.75	0.672	24	38
766	H _β	1	0.83				0.75	0.87	0.81	0.230	5.2	7.8			
767	H _γ	1	—				1.96	—	1.96	0.549	0.25	0.37			
768	H _ε	1	—				—	—	—	—	—	<0.05			
769	H	2	1.56				1.58	1.75	1.60	0.410	2.5	5.3			
770	K	1	1.57				1.53	2.07	1.75	0.445	3.0	5.1			
771	D ₃	1	1.20				1.22	1.36	1.24	0.425	1.7	3.1			
772	S ₂	4	0.50				0.54	0.51	0.52	0.728	28	32.5			
773	104		26'				H _α	1	2.27	1.82	1.42	1.92	0.738	16	24
774							H _β	1	0.72	0.66	1.01	0.75	0.213	0.8	2.7
775				H _δ	1	—	—	—	—	—	—	~0.15			
776				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.05			
777				H	2	1.34	1.45	1.39	1.39	0.356	1.9	5.2			
778				K	1	1.38	1.54	1.98	1.56	0.396	2.5	4.8			
779				D ₃	1	1.30	1.38	1.25	1.32	0.453	1.2	2.3			
780				105		26	H _α	1	1.18	1.21	2.37	1.43	0.549	13	22
781							H _γ	2	—	1.86	—	1.86	0.520	0.35	0.71
782							H _δ	1	—	—	—	—	—	—	0.25
783	H _ε	1	—				—	—	—	—	—	<0.05			
784	H	2	1.29				1.20	1.31	1.26	0.322	1.7	4.8			
785	K	1	1.57				1.67	1.98	1.69	0.430	2.5	4.6			
786	D ₃	1	1.02				1.54	1.43	1.31	0.450	0.80	1.35			
787	106		2в"				H _α	1	1.68	1.48	1.32	1.54	0.591	9.2	15
788							H _β	1	0.82	0.81	1.01	0.85	0.242	0.61	1.8
789							H _γ	1	2.06	2.09	2.40	2.14	0.599	0.26	0.48
790				H _δ	1	—	—	—	—	—	—	0.15			
791				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	0.2			
792	H	2	1.40	1.39	1.56	1.48	0.366	1.5	3.7						

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Прогубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D$ (P%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
793	107		2в'	K	1	1.38	1.52	1.90	1.54	0.391	2.4	4.5
794				D ₃	1	1.90	1.83	1.53	1.80	0.617	0.54	0.83
795				S ₂	4	0.67	0.84	1.03	0.81	1.133	13	12
796				H _α	1	1.09	1.17	1.25	1.15	0.441	9.3	17.5
797				H _β	1	1.47	1.39	1.53	1.45	0.412	0.88	1.6
798				H _γ	1	1.70	2.20	3.10	2.19	0.613	0.22	0.44
799				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	0.2
800	108		2г	H	3	1.32	1.37	1.48	1.37	0.351	1.3	3.4
801				K	1	2.83	2.46	2.49	2.61	0.663	2.1	2.9
802				D ₃	1	1.90	1.83	1.78	1.85	0.635	0.67	0.96
803				H _α	1	1.40	1.38	1.09	1.33	0.511	5.3	9.9
804				H _β	1	0.60	0.56	0.78	0.62	0.176	0.39	1.5
805				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	0.2
806				H	2	1.48	1.38	1.43	1.42	0.364	0.93	2.3
807	109		36"	K	1	1.25	1.08	1.62	1.26	0.320	1.8	4.3
808				D ₃	1	1.20	1.09	1.07	1.13	0.388	0.48	1.1
809				S ₂	2	0.79	0.83	0.89	0.82	1.150	10	8.7
810				H _α	1	1.09	1.34	1.38	1.25	0.480	15	28
811				H _β	1	0.92	1.03	1.22	1.02	0.290	1.8	4.2
812				H _γ	2	—	1.21	—	1.21	0.338	0.14	0.37
813				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.1
814	110		36'	H	4	1.43	1.52	1.76	1.53	0.392	2.0	4.5
815				K	2	1.57	1.65	1.86	1.65	0.419	2.45	5.5
816				D ₃	1	1.20	1.16	1.22	1.19	0.408	1.9	3.9
817				S ₂	4	0.46	0.60	0.64	0.55	0.770	22	9.7
818				H _α	1	1.18	1.21	1.22	1.20	0.449	8.8	19
819				H _β	1	1.20	1.35	1.44	1.31	0.372	1.1	2.3
820				H _ε	2	—	—	—	—	—	—	0.2
821	111		36	H	3	1.54	1.63	1.64	1.60	0.410	1.7	4.8
822				K	2	1.75	1.73	2.11	1.81	0.460	2.7	5.8
823				D ₃	1	1.67	1.66	1.70	1.67	0.573	0.80	1.2
824				S ₂	2	0.39	0.46	0.70	0.48	0.672	24	(10.5)
825				H _α	1	1.54	1.42	1.32	1.45	0.542	8.1	14.5
826				H _γ	2(1)	1.78	1.57	2.70	1.88	0.526	0.39	0.64
827				H	1	1.56	1.42	1.14	1.42	0.364	1.2	4.5
828	112		3в"	H _α	1	1.32	1.38	1.29	1.34	0.501	5.1	9.0
829				H _β	1	1.70	1.73	1.71	1.71	0.485	1.78	1.25
830				H _γ	1	2.06	2.09	2.40	2.14	0.599	0.26	0.48
831				H _ε	2	—	—	—	—	—	—	0.2
832				H	3	1.19	1.13	1.07	1.14	0.292	1.3	4.9
833				K	1	1.65	1.59	1.51	1.60	0.406	2.2	5.2
834				D ₃	1	1.30	1.03	0.82	1.10	0.377	0.46	1.1
835	113		3в'	S ₂	4	0.29	0.29	0.34	0.30	0.420	15	(7.4)
836				H _α	1	1.01	1.11	1.18	1.09	0.408	9.7	20
837				H _β	1	1.30	1.50	1.51	1.42	0.403	0.85	1.6
838				H _γ	1	1.72	2.20	3.10	2.19	0.613	0.30	0.45
839				H _ε	2	—	—	—	—	—	—	<0.1

Т а б л и ц а 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Прогрубо- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D(p\%)$			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}^{\circ}$	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
840	114		3г	H	1	1.44	1.38	1.38	1.40	0.358	1.7	3.2
841				K	1	1.75	1.75	1.75	1.75	0.435	2.2	4.5
842				D ₃	1	1.60	1.51	1.21	1.48	0.507	0.42	0.81
843				S ₂	4	0.88	0.98	1.20	0.98	1.362	17	13
844				H _α	2	1.53	1.58	1.55	1.55	0.580	14	19.5
845				H _β	1	2.88	2.82	2.61	2.80	0.795	0.56	0.54
846				H _ε	2	—	—	—	—	—	—	<0.1
847				H	3	1.43	1.35	1.32	1.37	0.351	1.0	2.9
848				K	1	1.65	1.39	1.62	1.54	0.391	1.9	4.5
849				D ₃	1	1.82	1.61	1.39	1.65	0.566	0.49	0.80
850	115		4а	S ₂	3	0.49	0.47	0.40	0.46	0.645	9.1	(4.4)
851				H _α	2	2.27	2.58	2.58	2.46	0.920	2.8	2.8
852				H _γ	1	2.23	2.20	2.18	2.21	0.619	0.24	0.35
853				H	2	2.19	2.30	2.66	2.33	0.597	2.4	4.2
854				K	1	2.30	2.45	3.36	2.57	0.653	3.5	4.3
855				D ₃	1	—	—	—	—	—	—	0.3
856				S ₂	2	0.72	0.83	0.59	0.74	1.037	6.5	5.0
857				H _α	2	2.03	2.12	2.01	2.06	0.770	3.6	5.2
858				H _β	2	1.50	1.66	1.58	1.58	0.449	0.72	1.3
859				H _γ	1	2.08	1.95	1.60	1.93	0.540	0.17	0.30
860	116		4б"	H	2	1.50	1.42	1.66	1.50	0.384	1.6	5.0
861				K	1	1.57	1.31	2.08	1.57	0.399	2.7	5.7
862				D ₃	1	1.02	0.91	1.02	0.98	0.336	1.3	3.0
863				S ₂	2	0.50	0.52	0.47	0.50	0.700	13	(5.8)
864				H _α	1	1.40	1.38	1.35	1.38	0.516	3.9	6.9
865				H _β	4	1.32	1.49	1.52	1.43	0.406	0.59	1.15
866				H	2	1.13	1.02	1.38	1.14	0.292	1.35	7.3
867				D ₃	4	0.75	0.80	0.85	0.79	0.271	0.71	1.5
868				H _α	1	1.09	1.28	1.60	1.27	0.475	3.0	4.9
869				H _β	2	1.54	1.45	1.57	1.51	0.429	0.64	1.05
870	118		4б"	H _γ	1	—	1.60:	—	1.60	0.447	0.13	0.29
871				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.1
872				H	2	1.20	1.17	1.45	1.24	0.317	1.2	4.4
873				K	1	1.17	1.10	1.52	1.21	0.307	2.3	6.0
874				D ₃	2	0.80	0.75	0.64	0.75	0.257	0.57	1.65
875				S ₂	2	0.56	0.70	0.60	0.62	0.869	13.5	(6.1)
876				H _α	2	0.88	0.10	1.45	1.08	0.404	4.7	12
877				H _β	2	2.07	1.98	1.71	1.96	0.556	0.47	0.68
878				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.1
879				H	2	1.21	1.17	1.27	1.21	0.310	1.1	4.5
880	120		4в'	K	1	1.29	1.25	1.62	1.34	0.340	2.2	4.6
881				D ₃	3	0.69	0.78	0.91	0.77	0.264	0.47	1.55
882				H _α	1	0.75	1.11	1.49	1.05	0.393	4.3	8.4
883				H _β	1	1.03	1.63	1.40	1.34	0.380	0.53	1.0
884				D ₃	2	1.00	1.00	1.46	1.09	0.374	0.55	1.2
885				H _α	4	1.06	1.16	1.28	1.15	0.441	6.5	10.5
886				H _β	2	1.62	1.42	1.25	1.47	0.417	0.41	0.55

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Прогубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений <i>n</i>	$\Delta\lambda_D$ (p%)			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}^\circ$	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$		
						70%	50%	20%						
887	122	26.IX II	6a	D ₃	5	0.92	0.86	0.88	0.89	0.305	0.41	1.15		
888				H _α	1	1.54	1.58	2.18	1.68	0.629	40	50		
889				H _β	2	1.56	1.61	1.88	1.65	0.469	2.5	3.5		
890				D ₃	1	1.75	1.66	1.60	1.68	0.576	2.5	3.9		
891	123		66	S ₂	1	0.40	0.54	1.05	0.59	0.826	28	27		
892				H _α	1	1.47	1.58	1.72	1.56	0.583	29	41		
893				H _β	1	1.47	1.39	1.22	1.39	0.395	3.2	2.3		
894				124	5a	H _α	1	1.25	1.58	1.82	1.49	0.557	30	41
895	H _β		2			1.57	1.68	1.92	1.68	0.477	2.2	3.15		
896	H _γ		1			—	2.20	—	2.20	0.616	0.54	0.77		
897	H _δ		1			—	1.70:	—	1.70	0.450	0.27	0.54		
898	125		56	H _ε	1	—	—	—	—	—	—	0.2		
899				H	1	3.00	3.80	4.75	3.67	0.940	6.3	5.5		
900				K	1	3.65	3.20	5.60	3.86	0.981	7.3	5.7		
901				D ₃	2	1.52	1.58	1.53	1.54	0.529	1.6	2.1		
902				S ₂	3	0.37	0.40	0.33	0.37	0.518	14	(7.8)		
903				H _α	1	1.54	1.77	1.96	1.72	0.643	14.5	19		
904				H _β	2	1.82	1.77	1.79	1.79	0.509	1.35	2.1		
905				H _γ	1	—	2.08	—	2.08	0.583	0.25	0.43		
906				H _δ	1	—	1.44:	—	1.44	0.382	0.26	0.57		
907				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	0.15		
908				H	1	1.93	2.30	3.32	2.35	0.602	4.3	5.4		
909				K	1	1.77	2.45	3.34	2.36	0.600	4.9	6.0		
910				D ₃	1	1.60	1.45	1.22	1.46	0.501	0.76	1.4		
911				S ₂	2	0.30	0.40	0.33	0.34	0.476	5.0	(2.7)		
912				126	4a	H _α	2	0.95	1.35	1.88	1.30	0.486	39	62
913	H _β		4			1.89	1.76	1.52	1.77	0.503	1.5	2.4		
914	D ₃		3			0.97	1.09	1.16	1.06	0.363	1.1	2.45		
915	S ₂		3			0.63	0.67	0.78	0.68	0.953	10	10.5		
916	127		46	H _α	2	1.50	1.58	1.69	1.57	0.587	14	21.5		
917				H _β	2	1.69	1.54	1.36	1.56	0.443	1.2	2.65		
918				D ₃	2	1.44	1.46	1.34	1.43	0.490	0.62	1.1		
919				S ₂	1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	2.4	(1.7)		
920	128		3a	H _α	1	1.54	1.58	1.60	1.57	0.604	27	39		
921				H _β	1	0.92	1.15	1.53	1.14	0.324	1.2	2.5		
922				H _γ	1	—	1.47	—	1.47	0.390	0.20	0.38		
923				H _δ	1	—	1.70	—	1.70	0.451	0.60	0.90		
924				H _ε	3	1.90	1.77	1.34	1.74	0.445	0.65	2.1		
925				H	5	2.34	2.31	2.64	2.39	0.612	3.3	3.2		
926				K	2	2.72	2.73	3.77	2.93	0.744	3.7	5.8		
927				D ₃	1	0.61	0.84	1.33	0.85	0.292	1.1	3.05		
928				S ₂	5	0.58	0.64	0.52	0.59	0.826	6.1	8.7		
929				129	36	H _β	1	1.54	1.67	1.71	1.63	0.463	0.55	1.55
930						H _γ	1	—	1.21	—	1.21	0.339	0.22	0.64
931						H _ε	3	—	2.07	—	2.07	0.530	0.11	0.70
932						H	2 (1)	1.46	1.65	1.93	1.63	0.417	0.38	1.7.
933						S ₂	2	1.26	1.24	0.92	1.18	1.652	15	5.8

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D (p\%)$			$\Delta\lambda_D$	$\Delta\lambda_D \text{ \AA}$	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
934	130		2a	H $_{\alpha}$	2	1.40	1.48	1.88	1.53	0.588	44	52
935				H $_{\beta}$	1	2.43	2.23	2.19	2.30	0.654	1.45	1.85
936				H $_{\gamma}$	1	—	—	—	—	—	—	<0.1
937				H $_{\delta}$	1	—	—	—	—	—	—	<0.1
938				H $_{\epsilon}$	1	—	—	—	—	—	—	<0.1
939	131		2б	H	1	1.67	1.65	1.83	1.70	0.435	1.7	1.6
940				K	1	1.68	1.80	2.75	1.94	0.493	1.7	2.5
941				D $_3$	2	0.81	0.66	0.82	0.75	0.257	0.97	2.8
942				H $_{\alpha}$	2	1.36	1.37	1.30	1.35	0.519	4.4	7.5
943				H $_{\gamma}$	1	—	—	—	—	—	—	0.15
944				H $_{\delta}$	1	—	—	—	—	—	—	0.15
945				H $_{\epsilon}$	1	—	—	—	—	—	—	<0.1
946				H	4	1.45	1.31	1.27	1.36	0.351	1.1	1.85
947				K	1	2.47	2.45	2.83	2.54	0.645	2.2	2.6
948				D $_3$	1	—	—	—	—	—	—	<0.15
949	132		1a	H $_{\alpha}$	1	1.92	2.15	3.37	2.10	0.806	49.5	52
950				H $_{\beta}$	1	2.64	2.53	2.32	2.52	0.715	5.5	5.7
951				D $_3$	1	1.28	1.27	1.46	1.31	0.450	0.91	1.7
952	133		1б	H $_{\alpha}$	1	1.40	1.58	1.85	1.54	0.591	4.2	6.4
953				H $_{\beta}$	1	—	1.6	—	1.60	0.455	0.32	0.54
954				D $_3$	1	1.02	1.38	1.49	1.26	0.432	0.75	1.4
955	134	26.IX III	1a	H $_{\alpha}$	1	1.86	1.38	1.33	1.56	0.600	57.5	84
956				H $_{\beta}$	1	1.54	1.63	1.74	1.62	0.460	5.1	8.0
957				H	1	—	2.16	—	2.16	0.553	1.8	3.6
958				D $_3$	1	1.36	1.34	1.40	1.36	0.466	1.75	3.4
959				S $_2$	2	0.81	0.93	1.20	0.94	1.317	68	41
960	135		1б	H $_{\alpha}$	1	1.68	1.68	1.75	1.69	0.649	46	68
961				H $_{\beta}$	1	1.13	1.21	1.64	1.26	0.358	5.2	10
962				D $_3$	1	1.90	1.66	1.45	1.71	0.586	1.9	3.0
963	136		1в	S $_2$	1	0.67	0.90	1.05	0.84	1.177	50	36
964				H $_{\alpha}$	1	1.74	1.88	1.66	1.78	0.684	48	69
965				H $_{\beta}$	1	1.13	1.15	1.09	1.13	0.321	2.6	6.5
966	137		2б	S $_2$	1	0.95	1.04	1.10	1.02	1.429	50	32
967				H $_{\alpha}$	2	1.09	1.34	1.59	1.29	0.495	16.5	29
968				H $_{\beta}$	1	1.20	1.27	1.44	1.28	0.364	0.98	2.05
969				D $_3$	1	1.90	1.95	1.74	1.89	0.649	1.3	1.9
970				S $_2$	4	1.30	1.43	1.56	1.40	1.960	16.5	6.5
971	138	8.X I	1a	H $_{\alpha}$	1	1.40	1.45	2.00	1.54	0.591	10.5	12
972				H $_{\beta}$	1	—	1.80	—	1.80	0.511	0.56	1.2
973				H $_{\epsilon}$	1	—	1.95	—	1.95	0.499	0.17	0.32
974				H	2	3.15	3.52	5.8	3.74	0.957	1.4	2.0
975				K	2	3.55	2.76	6.5	3.53	0.899	2.6	3.5
976	139		1б	D $_3$	1	1.09	1.43	1.70	1.35	0.463	5.8	4.7
977				H $_{\alpha}$	1	2.08	2.82	3.10	2.58	0.990	11	11
978				H $_{\epsilon}$	2	—	2.20	—	2.20	0.564	0.19	0.39
979				H	2 (1)	2.13	2.47	2.90	2.42	0.620	1.3	3.0
980				K	2 (1)	3.60	3.17	6.0	3.91	0.992	2.2	3.5

Таблица 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протуберанец	Узел	Линия	Число измерений n	$\Delta\lambda_D(\text{Å}\%)$			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$ Å	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
981	140		1в	S ₂	1	1.32	1.23	1.09	1.24	1.736	8.3	8.5
982				H _ε	1	—	2.2	—	2.2	0.564	0.31	0.83
983				H	2(1)	2.83	3.33	3.65	3.20	0.820	1.7	2.7
984				K	2(1)	2.47	2.52	4.9	2.85	0.723	2.4	4.0
985				D ₃	1	0.97	1.36	2.02	1.34	0.459	6.3	4.9
986	141		2а	S ₂	3	0.56	0.75	0.80	0.68	0.952	22	30
987				H _α	3	1.44	1.73	1.95	1.66	0.638	9.5	11.5
988				H _β	8(6)	2.00	1.98	2.15	2.02	0.575	0.90	1.4
989				H _γ	1	1.64	1.80	2.16	1.81	0.507	0.84	1.45
990				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.07
991	142		2б	H	1	2.48	2.44	1.98	2.36	0.605	1.8	2.2
992				K	1	—	2.7	—	2.70	0.686	1.3	2.1
993				D ₃	2	—	0.0:	—	0.0	0.000	1.1	(1.5)
994				S ₂	2	0.60	1.08	0.98	0.87	1.218	25	16
995				H _α	2	1.90	1.94	2.42	2.02	0.775	5.7	5.1
996	143		2в	H _β	8(6)	1.80	1.70	1.93	1.79	0.509	0.49	0.99
997				H _γ	1	1.32	1.43	2.02	1.51	0.423	0.54	1.08
998				H _ε	1	—	2.9:	—	2.90	0.742	0.69	0.88
999				H	1	2.98	2.79	2.79	2.86	0.732	3.3	4.0
1000				K	1	2.49	2.70	4.4:	2.95	0.750	5.8	5.8
1001	144		2в'	D ₃	2	—	0.46	—	0.46	0.158	1.2	2.0
1002				S ₂	2	0.35	0.19	0.48	0.31	0.434	23	(10.5)
1003				H _α	2	1.38	1.52	1.72	1.50	0.576	8.2	11
1004				H _β	6(4)	2.24	1.83	2.00	2.03	0.577	0.81	1.25
1005				H _γ	1	2.38	2.54	2.80	2.53	0.708	0.67	1.2
1006	145		3а	H _ε	1	—	—	—	—	—	—	0.2
1007				H	1	2.45	2.17	3.90	2.63	0.673	3.3	4.2
1008				K	1	2.30	1.94	2.33	2.16	0.549	2.6	4.7
1009				D ₃	2	—	1.10	—	1.0	0.343	1.7	1.15
1010				S ₂	2	—	0.69	—	0.69	0.966	7.3	6.3
1011	146		3б	H _β	3	1.34	1.40	1.36	1.37	0.389	0.32	0.82
1012				H _α	2	1.55	1.57	2.03	1.66	0.638	7.6	8.7
1013				H _β	4(1)	2.03	1.93	2.30	2.04	0.580	1.25	1.75
1014				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.15
1015				H	1	1.56	1.52	1.80	1.59	0.407	1.1	2.4
1016	147		3в	K	1	1.94	2.05	1.98	1.99	0.505	1.6	2.7
1017				D ₃	1	—	0.0	—	0.0	0.000	0.52	(0.70)
1018				S ₂	7	0.20	0.50	0.90	0.46	0.644	27	32
1019				H _α	2	0.91	1.25	1.70	1.20	0.460	3.5	5.4
1020				H _β	6(4)	1.91	1.83	2.05	1.91	0.543	0.81	1.05
1021	148		3в	H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.15
1022				H	1	1.38	1.67	1.52	1.51	0.386	1.8	3.0
1023				K	1	1.74	1.92	2.57	1.98	0.503	1.8	3.7
1024				D ₃	4	—	0.49	—	0.49	0.168	0.69	1.6
1025				S ₂	11(10)	0.33	0.64	0.81	0.55	0.770	20	24
1026	149		3в	H _α	2	1.08	1.06	1.48	1.16	0.445	4.0	6.5
1027				H _β	6(4)	1.98	2.18	2.36	2.13	0.606	0.53	0.66

Т а б л и ц а 4 (продолжение)

№ пп.	№ узла	Протубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D(p\%)$			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\overline{\Delta\lambda_D}$	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$		
						70%	50%	20%						
1028	148		3в'	H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.15		
1029				H	1	1.68	1.52	1.89	1.64	0.420	1.2	2.2		
1030				K	1	1.46	1.09	1.62	1.34	0.340	1.0	2.7		
1031				D ₃	2	—	0.92	—	0.92	0.315	1.6	2.0		
1032				S ₂	7 (5)	0.67	0.74	1.22	0.83	1.161	22	21		
1033				H _β	2	1.56	1.82	2.13	1.78	0.506	0.73	0.86		
1034				D ₃	1	—	1.35	—	1.35	0.463	1.7	1.3		
1035			149	4а	H _α	1	0.63	1.20	1.83	1.10	0.422	3.0	5.3	
1036					H _β	8 (7)	2.35	2.33	2.23	2.32	0.660	1.2	1.15	
1037					H _γ	1	—	1.4	—	1.4	0.393	0.36	0.68	
1038					H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.15	
1039					H	1	1.74	1.79	1.80	1.77	0.454	2.1	4.4	
1040					K	1	1.75	1.93	1.52	1.77	0.450	2.7	5.7	
1041					D ₃	3	—	0.93	—	0.93	0.319	1.2	1.1	
1042	150		4б	H _β	6 (5)	2.30	2.02	2.00	2.13	0.605	0.52	0.71		
1043				H _γ	1	—	2.20	—	2.20	0.616	0.13	0.21		
1044				H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.15		
1045				H	1	1.74	1.79	1.61	1.73	0.443	2.1	4.3		
1046				K	1	1.38	1.60	1.30	1.45	0.368	2.4	6.0		
1047				S ₂	4 (3)	0.39	0.71	0.53	0.55	0.770	13	10.5		
1048				H _α	1	1.90	2.06	2.20	2.03	0.779	5.4	5.8		
1049			151	4в	H _β	7	2.24	2.18	1.95	2.16	0.614	0.62	0.75	
1050					H _γ	1	—	2.35	—	2.35	0.658	0.21	0.30	
1051					H _ε	1	—	—	—	—	—	—	<0.15	
1052					H	1	—	1.52	—	1.52	0.386	0.83	1.95	
1053					K	1	—	2.58	—	2.58	0.655	1.3	1.95	
1054					D ₃	3	—	0.55	—	0.55	0.188	0.96	0.89	
1055					152	5б	H _α	1	1.40	1.80	2.35	1.75	0.672	2.6
1056	H _β		20 (12)	2.06			1.88	1.84	1.95	0.555	0.69	0.72		
1057	S ₂		4	0.12			0.60	0.81	0.45	0.630	29.5	33		
1058	153	1а	H _β	2			5.40	4.60	3.85	4.77	1.355	7.0	3.1	
1059			H _γ	2			2.50	3.07	3.72	2.97	0.832	0.66	0.64	
1060			D ₃	1			1.68	1.48	1.43	1.55	0.532	6.8	5.7	
1061			S ₂	3			0.41	0.76	0.82	0.62	0.435	73	64	
1062			154	1б		H _α	2	2.30	2.25	2.35	2.29	0.880	53.5	54
1063						H _β	16	1.51	1.52	1.64	1.54	0.437	3.4	5.7
1064						H _γ	6	1.99	1.95	2.35	2.05	0.574	0.76	1.3
1065	H _δ	3				1.90	1.96	1.90	1.92	0.509	0.62	1.1		
1066	H _ε	3				—	2.05	—	2.05	0.525	0.63	0.78		
1067	H	8				3.36	3.48	4.09	3.57	0.965	3.8	4.0		
1068	K	6				3.24	3.17	3.44	3.25	0.826	5.3	5.4		
1069	155	2а	D ₃	3	0.22	0.55	1.09	0.55	0.189	4.7	8.9			
1070			S ₂	3	0.72	0.83	1.19	0.86	0.601	37	25			
1071			H _β	8	2.93	3.02	3.25	3.03	0.860	3.15	2.9			
1072			H _γ	1	1.89	1.71	1.17	1.67	0.468	1.32	2.7			
1073			S ₂	4	0.88	0.94	0.98	0.92	0.644	20.5	15			
1074			156	2б	H _α	1	1.80	1.88	2.31	1.93	0.741	47.5	54	

Таблица 4 (окончание)

№ пп.	№ узла	Протубе- ранец	Узел	Линия	Число из- мерений n	$\Delta\lambda_D(p\%)$			$\overline{\Delta\lambda_D}$	$\Delta\lambda_D^\circ$	$S \cdot 10^3$	$I_m \cdot 10^3$
						70%	50%	20%				
1075	157		36	H $_{\beta}$	7	1.69	1.69	1.66	1.68	0.477	2.5	4.5
1076				H $_{\gamma}$	8	2.64	2.26	2.21	2.40	0.672	0.69	1.05
1077				H $_{\delta}$	1	2.15	1.97	2.01	2.05	0.543	0.83	1.4
1078				H $_{\epsilon}$	1	—	2.90	—	2.90	0.743	0.58	0.94
1079				H	3	3.55	3.36	4.96	3.75	0.960	3.9	3.5
1080				K	3	3.21	2.76	2.73	2.93	0.745	4.4	4.7
1081				D $_3$	1	0.98	1.35	1.43	1.22	0.419	3.9	4.1
1082				S $_2$	4	0.32	0.72	1.10	0.63	0.440	42	36
1083				H $_{\alpha}$	4	1.79	1.79	1.77	1.79	0.688	7.1	9.2
1084				H $_{\beta}$	1	1.72	1.68	1.44	1.65	0.469	<1.5	3.1
1085				H $_{\gamma}$	1	—	—	—	—	—	—	<0.3
1086				H	2	—	1.70	—	1.70	0.435	1.0	1.9
1087				K	2	—	2.00	—	2.00	0.509	1.0	1.8
1088				S $_2$	3	0.68	0.88	1.38	0.90	0.630	12.5	11

Источники ошибок

Несмотря на принятые предосторожности, необходимые при фотометрической работе, наблюдательный материал обременен различного рода ошибками.

Во-первых, это ошибки наблюдений:

1) Часовой механизм, ведущий целостат, работает неравномерно, совершая движение скачком один раз в полсекунды. За полсекунды стояния механизма Солнце сместится примерно на $8'' = 0.01 R_{\odot}$, давая некоторое осреднение узла.

2) При фотографировании сине-фиолетовой и инфракрасной части спектра гидирование производится по красной линии H $_{\alpha}$. Простой однолинзовый объектив гелиоскопа обладает большим хроматизмом, в результате чего монохроматические изображения Солнца на щели при фиксированном положении объектива имеют различные размеры в разных цветах. Поэтому, когда в щель спектрографа попадает какой-нибудь один разрез протуберанца в красных лучах H $_{\alpha}$, в синих лучах в щель попадает другой разрез. Кроме того, внефокальное изображение в H $_{\alpha}$ размыто и имеет несколько иной вид, чем сфокусированное. Все это сильно затрудняло уверенное фотографирование соответствующих разрезов, особенно в линиях фиолетового конца спектра.

3) Сравнительно большая длительность получения всего материала могла привести к неуловимым для глаза изменениям или самого протуберанца, или атмосферных условий. В частности, в работе не учитывалось изменение дифференциального поглощения в земной атмосфере, которое происходило в течение нескольких минут, пока фотографировался весь

цикл от протуберанца до стандарта в одной длине волны (ср. такого рода учет у В. П. Вязаницына [16])

4) По возможности все фотографирование в данной линии велось на кусках одной и той же пластинки, с одной экспозицией и при одинаковых условиях. Вся фотографическая обработка проводилась одновременно (проявление, фиксирование и т. д.), причем в условиях, которые сохранялись примерно одинаковыми для различных дней. Влияние небольших изменений условий все же могло остаться.

5) В синей камере фотографировался сравнительно большой участок спектра ($500 \text{ \AA}$) на плоскую пластинку; при этом, несмотря на хорошее качество объектива, не все длины волн могли быть одинаково хорошо сфокусированы. Кроме того, небольшие изменения фокусировки камер вследствие температурного эффекта и других случайных изменений должны приводить к некоторому размыванию наблюдаемых контуров. Эти влияния не поддаются учету.

6) Сравнительно малая разрешающая способность спектрографа не позволяет подробно исследовать центральные части контуров линий протуберанцев, а в отдельных случаях даже определить ширину контура $\Delta\lambda$.

Во-вторых, ошибки, связанные с измерением и обработкой результатов измерений:

1. Вследствие зернистости фотоэмульсии, а также наличия бленд у измеряемых линий, контуры спектральных линий получаются несколько искаженными, с известным разбросом точек, так что контуры нужно было сглаживать. Особенно осторожным надо быть в отношении линии H_ϵ , которая хотя и занимает благоприятное положение в крыле интенсивной линии H , но имеет в спектре ореола на красном крыле значительную бленду, недоучет которой может привести к заниженным $\Delta\lambda$ и завышенным I_m . Ошибка вследствие зернистости эмульсии для слабых спектров и слабых линий может составлять 50% интенсивности протуберанца и давать превратное представление о ширине контура. Большое значение для устранения этой ошибки имеет получение среднего значения $\Delta\lambda_D(p\%)$ из *трех* измерений различных ширин контура.

Для слабых излучений данные в табл. 4 для отдельных линий частично или целиком отсутствуют; в некоторых случаях указаны оценки интенсивности излучения (чаще оценки сверху).

2. Инструментальный контур определяется один для всех наблюдений, тогда как условия при этих наблюдениях могут до некоторой степени отличаться от условий, при которых исследовался инструментальный контур. При определении инструментального контура диафрагма, вырезающая светящийся столбик цинково-кадмиевой лампы, проектировалась на щель спектрографа линзой, имеющей примерно такое же относительное отверстие, как у объектива гелиоскопа; были соблюдены по возможности другие условия, сходные с условиями наблюдений протуберанцев. Как показали экспериментальные исследования, инструментальный контур мало изменяется при изменении ширины щели в пределах от одной до двух нормальных и при небольших изменениях фокусировки (см. выше).

Это дает уверенность в том, что с учетом инструментального контура вряд ли может быть связано внесение ошибок более существенных, чем ошибки, присущие всякой фотографической фотометрии. Однако эти заключения касаются случаев, когда истинным контуром является доплеровский. Очевидно, что проведенное исключение инструментального контура для других случаев (например, излучение в H_α некоторых протуберанцев) носит приближенный оценочный характер.

Точная оценка суммарной ошибки безусловно сложна. Некоторые указания на величину случайной ошибки может дать расхождение между различными определениями контура одного и того же узла в одной спектральной линии.

Больше всего измерений было сделано для протуберанцев 20 и 22 июля. Из этих измерений было найдено, что средняя квадратичная ошибка *одного* определения составляет $\sigma = 15 - 25\%$, ошибка определения I_m и $\Delta\lambda_{20}$ несколько больше. Средняя квадратичная ошибка одного определения для линии S_2 и слабых линий доходит до 30—50%.

При рассмотрении табл. 4 обнаруживается большое разнообразие относительных интенсивностей и ширин спектральных линий излучения протуберанцев, указывающих на большое разнообразие физических условий не только в разных протуберанцах, но и в разных частях одного и того же протуберанца. В протуберанцах активного типа, характеризующихся мощными и интенсивными волокнами, полуширина линий больше, чем в обычных, что указывает на наличие более интенсивных хаотических движений в волокнах этих протуберанцев. Сравнение между собой ширин водородных линий, выраженных в единицах ширины инструментального контура, ширина которого примерно пропорциональна λ , обнаруживает тенденцию к возрастанию $\overline{\Delta\lambda}_D$ с номером линии в серии Бальмера. Этот эффект указывает на влияние недоплеровского расширения спектральных линий водорода в протуберанцах. Обнаружено свечение в протуберанцах линии $He\ \lambda\ 3888.6$, обозначенной в табл. 4 через He_c .

Подробное изучение экспериментальных данных в целях исследования физических условий свечения водорода и гелия в протуберанцах будет проведено во второй части работы.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 191, 1949.
2. А. Б. Северный и В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 9, 1953.
3. Е. Я. Перепелкин. Zs. f. Ap. 3, 338, 1931.
4. Г. С. Иванов-Холодный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 115, 1952.
5. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 5, 3, 1950.
6. R. O. Redman. M. N. 95, 742, 1935.
7. P. ten Bruggencate, J. Houtgast и H. v. Klubber. Publ. Ap. Obs. Potsdam 29, H. 3, 1939.

8. M. Minnaert, G. F. Mulders, J. Houtgast. Photometric Atlas of the Solar Spectrum, Amsterdam, 1940.
 9. М. Миннаерт. Сб. «Современные проблемы астрофизики и физики Солнца», ИЛ, 1952, стр. 62.
 10. F. W. Buijs a. F. E. Ongerling. B. A. N., № 389, 347, 1943.
 11. И. С. Щербина-Самойлова. Сообщ. ГАИШ, № 91, 1953.
 12. Д. Д. Максutow. Астрономическая оптика, Гостехиздат, 1946.
 13. M. Conwey. Proc. Royal Irish Ac., V. 54A, 311—319, 1952.
 14. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 25, 1952.
 15. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 13, 96, 1954.
 16. В. П. Вязаницын. Изв. ГАО, № 136, I, 1947.
 17. C. D. Shane. Lick Obs' Bull. 16, 76, 1932.
-

АВТОМАТИЧЕСКИЙ ГИД КОРОНОГРАФА
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Э. Е. Дубов

Описывается устройство и принцип действия автоматического фотоэлектрического гида, построенного для коронографа Крымской астрофизической обсерватории.

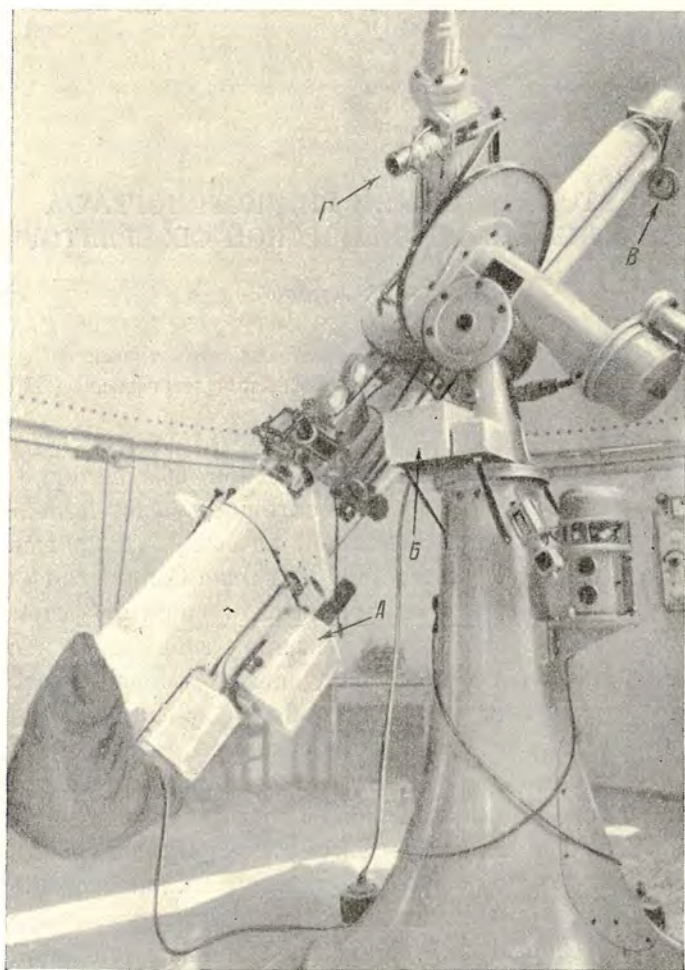
Проводимое на Крымской астрофизической обсерватории кинематографическое изучение протуберанцев и активных областей на диске Солнца [1] предъявляет высокие требования к качеству гидирования коронографа. При съемке протуберанцев «высовывание» Солнца из-за края искусственной «луны» уменьшает контраст, т. е. снижает фотометрическую ценность кадра. При изменении положения изображения Солнца измерение движения деталей, особенно на диске, становится весьма неуверенным. Для того чтобы фильмы можно было просматривать на экране, также требуется достаточно точное гидирование. Ручное гидирование коронографа при кинематографической съемке, крайне утомительное для наблюдателя, не может быть выполнено с достаточной точностью. Поэтому уже давно назрела необходимость автоматической гидировки [2]. Целью настоящей работы была разработка принципиальной схемы и практическое осуществление автоматического гида для коронографа Крымской астрофизической обсерватории. На фиг. 1 показан внешний вид гида, установленного на коронографе.

Сдвиг изображения Солнца относительно креста нитей в окуляре или относительно искусственной «луны» может происходить из-за:

- а) неточности установки инструмента и суточного хода Солнца по склонению (сказываются при длительной съемке);
- б) ошибок часового механизма и периодических ошибок шестерен;
- в) так называемых «случайных рефракций» в атмосфере, имеющих в среднем период 8—10 сек.;
- г) атмосферной турбулентности.

Автоматический гид должен корректировать все эти ошибки, кроме сдвигов, вызванных атмосферной турбулентностью. Атмосферная турбулентность вызывает небольшие (порядка $1''$) колебания изображения со средней частотой в несколько десятков колебаний в секунду.

Очевидно, что не имеет смысла стремиться угнаться за такими быстрыми смещениями изображения, тем более что смещения, вызванные атмосферной турбулентностью, происходят для различных участков изображения Солнца совершенно независимо [3].



Фиг. 1. Внешний вид автоматического гида на коронографе

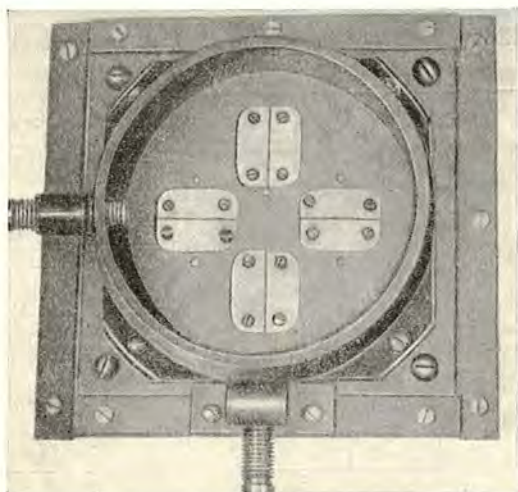
А — усилитель; Б — блок питания; В — объектив гида; Г — мотор

Гид не должен допускать значительных (больше $10''$) сдвигов изображения Солнца и достаточно быстро реагировать на устойчивый сдвиг изображения.

Скорость движения коронографа должна быть такой, чтобы во время гидирования инструмента можно было продолжать кинематографирование, т. е. перемещение изображения в течение экспозиции должно быть достаточно малым.

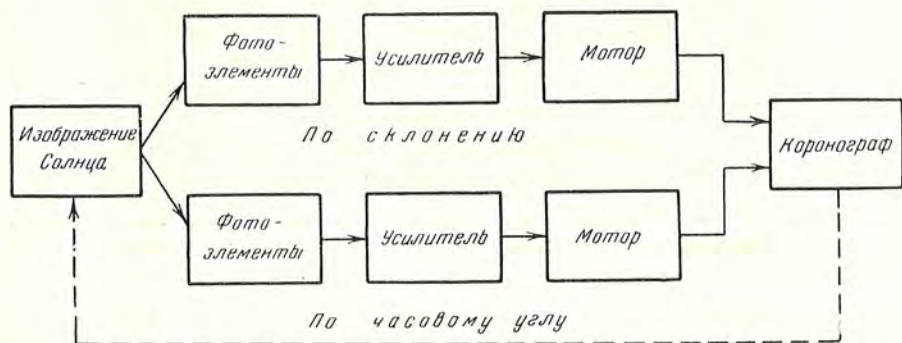
Общий принцип работы автоматического фотоэлектрического гида таков. Специальный объектив с таким же фокусным расстоянием, как

и объектив коронографа, строит изображение Солнца на передней панели прибора. По краям изображения на двух взаимно перпендикулярных диаметрах прорезаны четыре щели (фиг. 2). Диаметры ориентированы параллельно осям, относительно которых происходит движение инструмента — полярной оси и оси склонений. За щелями расположены фотоэлементы. В случае неравенства освещения пары фотоэлементов, расположенных на одном из диаметров изображения, прибор автоматически включает мотор, осуществляющий медленное движение инструмента. Движение прекращается при достижении равенства освещения соответствующей пары фотоэлементов. Блок-схема гида изображена на фиг. 3.



Фиг. 2. Часть передней панели гида со щелями

Чтобы не было «рыскания» инструмента при переходе через правильное положение, было решено создать следящую систему: в случае сдвига изображения Солнца мотор начинает вести инструмент на место, причем скорость движения коронографа пропорциональна величине этого

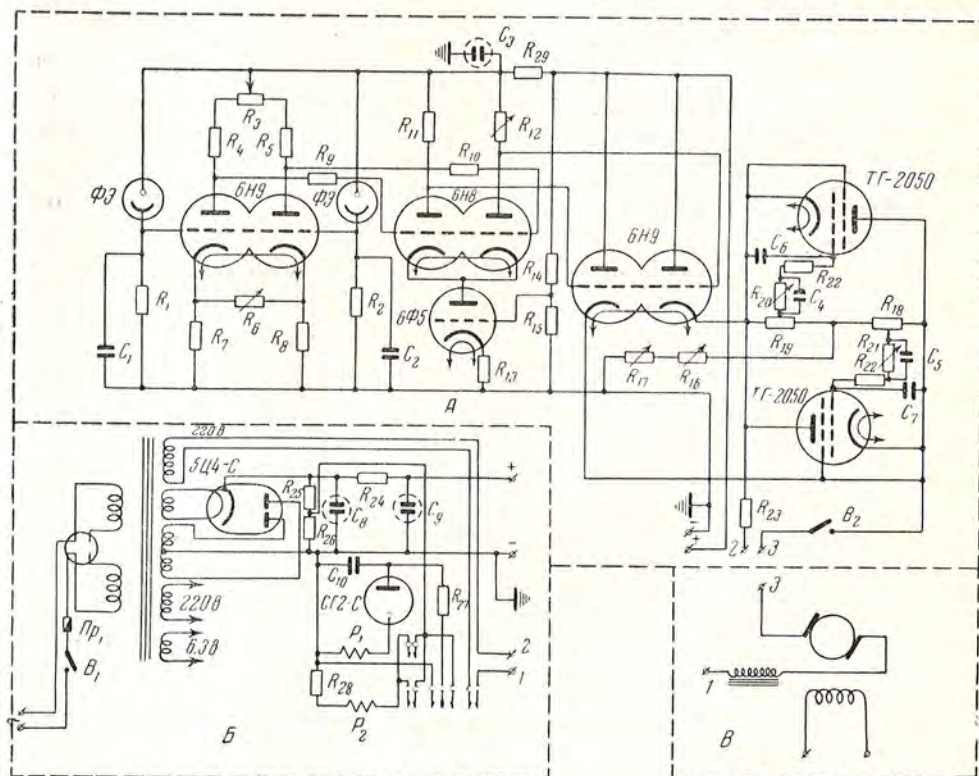


Фиг. 3. Блок-схема автоматического гида

сдвига, постепенно уменьшается и падает до нуля в тот момент, когда инструмент оказывается в правильном положении. Такого рода плавное управление скоростью мотора и реверсирование последнего лучше всего может быть осуществлено при помощи тиратронного привода. Нами была разработана специальная схема управления зажиганием тиратронов посредством катодного повторителя. Эта схема позволяет обойтись без

применения специальных управляющих трансформаторов [4] или диодов *. Катодные повторители обеспечивают достаточную стабильность работы схемы.

В устройстве применены моторы постоянного тока. Направление и сила тока якоря моторов регулируются тиратронами, обмотки возбуждения питаются от отдельного источника питания напряжением 12 вольт. Схема усилителя автоматического гида состоит из двух совер-



Фиг. 4. Принципиальная схема автоматического гида

А — усилитель; Б — блок питания; В — мотор

$R_1=R_2=R_9=R_{10}=2$ мгом, $R_3=68$ ком, $R_4=R_5=390$ ком, $R_6=33$ ком, $R_7=R_8=13$ ком, $R_{11}=R_{25}=R_{26}=300$ ком, $R_{12}=R_{14}=330$ ком, $R_{15}=R_{22}=100$ ком, $R_{16}=68$ ком, $R_{18}=100$ ком, $R_{17}=10$ ком, $R_{18}=R_{19}=R_{20}=R_{21}=150$ ком, $R_{23}=200$ ком, $R_{24}=25$ ком, $R_{27}=16$ мгом, $R_{28}=30$ ком, $R_{29}=6.2$ ком, $C_1=C_2=C_4=C_5=0.25$ мкф, $C_3=10$ мкф, $C_6=C_7=5000$ пф, $C_8=C_9=20$ мкф

шенно одинаковых половин, одна из которых управляет мотором, осуществляющим медленное движение инструмента по часовому углу, а другая — по склонению. Поэтому в дальнейшем описывается схема, соответствующая одной координате. Принципиальная схема усилителя приведена на фиг. 4. Усилитель собран по схеме усиления постоянного напряжения и имеет четыре каскада, включая каскад с фотоэлементами и каскад тиратронного привода моторов.

Свет Солнца, прошедший через щели в передней панели прибора, спе-

* Схема управления зажиганием тиратронов с помощью диодов разработана А. А. Булгаковым в Институте автоматики и телемеханики АН СССР.

циальными линзочками рассеивается по возможно большей части поверхности катодов фотоэлементов. В устройстве применены вакуумные сурьмяно-цезиевые фотоэлементы СЦВ-3 с чувствительностью порядка 80 мка/лм по отношению к свету стандартного источника и не менее 160 мка/лм по отношению к дневному свету. Для увеличения срока службы фотоэлементов СЦВ-3 желательно, чтобы фототок не превосходил в среднем 5—10 микроампер. Размеры щелей рассчитаны так, чтобы при сезонном изменении углового диаметра Солнца можно было пользоваться теми же щелями без всяких регулировок.

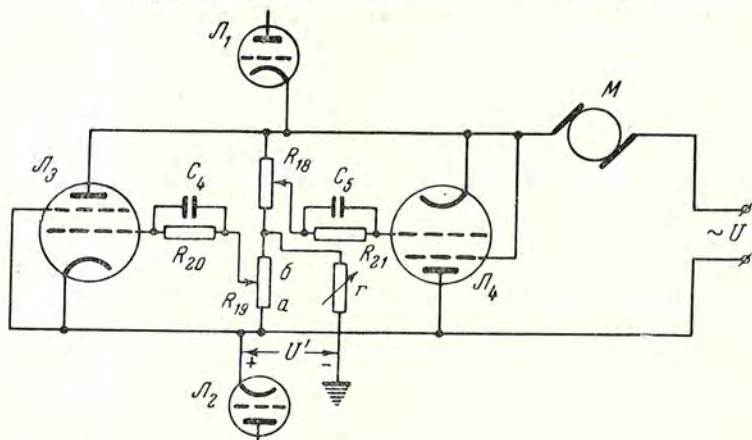
Первый каскад усилителя работает на двойном триоде 6Н9. Он дает предварительное усиление напряжения, создаваемого фототоком каждого из фотоэлементов на сопротивлениях нагрузки (R_1 и R_2) и одновременно задает среднее значение напряжения на управляющих сетках лампы следующего каскада, приблизительно равное 140 вольтам, что необходимо в связи с особенностями схемы второго каскада. Конденсаторы (C_1 и C_2), шунтирующие сопротивления нагрузки фотоэлементов, служат для увеличения постоянной времени входа усилителя. Это нужно для того, чтобы гид не реагировал на быстрые колебания освещенности края изображения Солнца, вызываемые атмосферной турбулентностью. Регулировка усиления осуществляется переменным сопротивлением R_6 .

Задача второго каскада — дальнейшее превращение изменения в освещенности фотоэлементов в симметричные относительно земли изменения напряжения на входе третьего каскада. Последнее необходимо для правильной работы третьего каскада, управляющего зажиганием тиратронов. Для достижения максимальной симметричности выходного напряжения во втором каскаде применена балансная схема с устройством, обеспечивающим постоянство суммарного катодного тока обоих триодов лампы 6Н8. Это устройство собрано на лампе 6Ф5. Выбранная схема компенсирует также влияние сезонного изменения общего уровня освещенности фотоэлементов, так как если напряжения на управляющих сетках обоих триодов лампы 6Н8 второго каскада одновременно увеличиваются или уменьшаются на одинаковую величину, то это не приводит к изменению напряжения на выходе второго каскада. Напряжение на выходе второго каскада изменяется только в случае нарушения баланса, т. е. когда на одном из фотоэлементов освещенность растет, а на другом падает. Это происходит потому, что, как уже упоминалось выше, лампа 6Ф5 в данной схеме обеспечивает постоянство суммарного тока обоих триодов лампы 6Н8 и, следовательно, ток правого триода этой лампы может, например, увеличиться на некоторую величину только в том случае, если ток левого триода уменьшится на такую же величину [5].

Третий каскад представляет собою сдвоенный катодный повторитель, осуществляющий амплитудное управление зажиганием тиратронов ТГ-2050, включенных по встречно-параллельной схеме. Каскад собран на лампе 6Н9, работа его описана ниже.

На фиг. 5 приведена отдельно схема четвертого каскада. Каждый тиратрон пропускает ток только в одном направлении. Если оба тира-

трона открыты, то, благодаря встречному включению тиратронов, через обмотку якоря мотора идет переменный ток и мотор вращаться не может. Если же открыт только один тиратрон, то через якорь мотора идет пульсирующий ток одного направления и мотор начинает вращаться. Отпирание только одного второго тиратрона вызовет вращение мотора в другую сторону. Средняя величина тока, проходящего через тиратрон, определяется фазой зажигания последнего в течение каждого периода. Тиратрон зажигается в тот момент, когда напряжение на его управляющей сетке (по отношению к катоду) станет больше, чем потенциал зажигания U_3 (U_3 — некоторая отрицательная величина, постоянная при данном анодном



Фиг. 5. Схема тиратронного привода. $\mathcal{L}_1$ и $\mathcal{L}_2$ соответственно левый и правый триоды лампы 6Н9, $\mathcal{L}_3$ и $\mathcal{L}_4$ — тиратроны ТГ-2050.
 r — соответствует $R_{18} + R_{19}$ на фиг. 4

напряжении). Напряжение на управляющую сетку тиратрона $\mathcal{L}_3$ (фиг. 5) подается с части ab сопротивления R_{19} . Аналогично подается напряжение и на управляющую сетку тиратрона $\mathcal{L}_4$. Так как каждый из тиратронов может зажечься только во время того полупериода, когда на его анод подается положительное напряжение относительно катода, мы рассмотрим только тот случай, когда по сопротивлениям проходит ток положительного полупериода для тиратрона $\mathcal{L}_3$. Амплитуду напряжения переменного тока обозначим U . Тогда падение напряжения на участке ab сопротивления R_{19} , вызванное переменной составляющей, имеет положительный знак относительно катода тиратрона $\mathcal{L}_3$ и амплитуда его

$$U_{ab} = \frac{U}{2R} R_{ab}, \text{ где } R = R_{18} = R_{19}. \quad (1)$$

Падение напряжения на том же участке за счет катодного тока триода $\mathcal{L}_2$ (правый триод лампы 6Н9 на принципиальной схеме фиг. 4)

$$U'_{ab} = \frac{U'}{R + r} R_{ab}, \quad (2)$$

где U' — разность потенциалов между катодом лампы $\mathcal{L}_2$ и землей. Напряжение U'_{ab} имеет знак, обратный знаку U_{ab} . В течение положитель-

ного полупериода напряжение U'_{ab} остается неизменным, а переменная составляющая изменяется со временем по закону $U_{ab} \sin \omega t$.

Прибор регулируется так, чтобы при равном освещении фотоэлементов для обоих тиратронов имело место неравенство

$$-U'_{ab} > U'_{ab} + U_3. \quad (3)$$

Тогда тиратроны не зажигаются и моторы неподвижны. При нарушении равенства освещенности фотоэлементов напряжение на одном из катодов третьего каскада возрастет, а на другом уменьшится на такую же величину. Поэтому для одного из тиратронов неравенство (3) усилится, и он будет заперт еще надежнее. Другой тиратрон будет зажигаться в середине каждого положительного полупериода, едва только будет достигнуто равенство

$$-U'_{ab} = U_{ab} + U_3. \quad (4)$$

Если $|U'_{ab}|$ станет еще меньше, то зажигание произойдет еще раньше при значении напряжения на аноде меньшем, чем амплитудное, и средняя величина тока, текущего через тиратрон, увеличится за счет того, что ток будет течь через тиратрон в течение большей части периода. На самом деле переменная составляющая напряжения на сетке несколько опережает по фазе напряжение на аноде тиратрона. Изменением величины U_{ab} можно в достаточных пределах регулировать величину тока, текущего через тиратрон, а следовательно, и скорость вращения мотора.

Остановимся на вопросе о подборе сопротивлений R, R_{ab} и r . Для удобства введем новые обозначения. Будем считать, что зажигание происходит в тот момент, когда сеточное напряжение

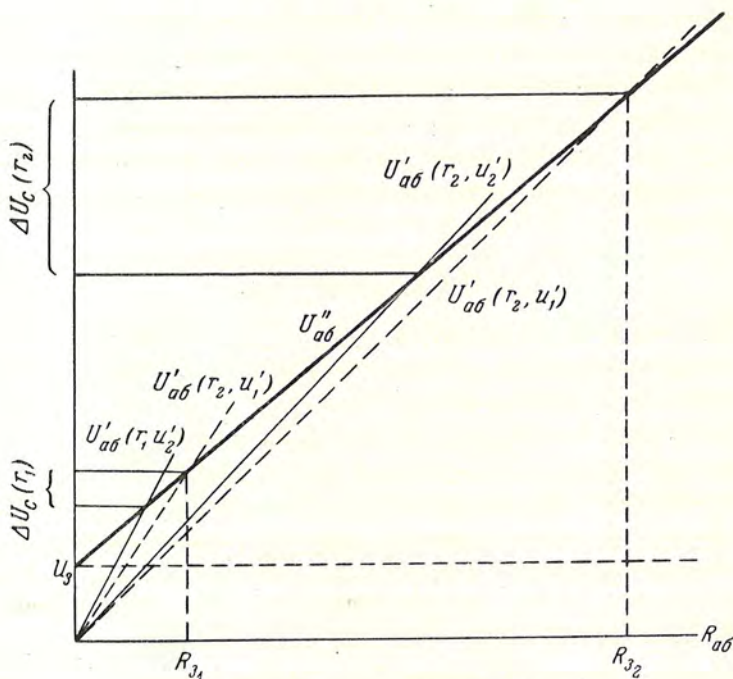
$$U_c = U''_{ab} - U'_{ab} = 0, \quad (5)$$

обозначив $U'_{ab} = \frac{U'}{R+r} R_{ab}$ и $U''_{ab} = \frac{U}{2R} R_{ab} + U_3$.

Построим графики U''_{ab} и $-U'_{ab}$ как функции R_{ab} (фиг. 6). Зажигание будет происходить в месте пересечения этих прямых. Каждому значению напряжений U и U' соответствует определенное значение сопротивления $R_{ab} = R_3$ (см. график на фиг. 6), при котором тиратрон зажигается. Если $R_{ab} \geq R_3$, то тиратрон горит; если $R_{ab} < R_3$, тиратрон зажечься не может. Изменение величины U' изменяет наклон прямой U'_{ab} . Наклон прямой U'_{ab} зависит также от величины r . С увеличением r пересечение U''_{ab} и $-U'_{ab}$ происходит при все больших значениях $R_{ab} = R_3$. Как видно из графика, с увеличением R_3 (ср. R_{31} и R_{32}) значительно увеличивается изменение напряжения на управляющей сетке тиратрона (ΔU_c) при том же изменении величины U' , т. е. при том же изменении наклона прямой U'_{ab} . Таким образом с увеличением R_3 управление становится более чувствительным. Нас интересует зависимость изменения сеточного напряжения U_c от величины изменения напряжения U' . Величина U''_{ab} не

меняется с изменением U' . Поэтому, согласно (5), нас будет интересовать величина $\frac{dU'_{a\delta}}{dU'}$ при значении $R_{a\delta}$, соответствующем зажиганию тиратрона, т. е. $R_{a\delta} = R_3$. При этом

$$U'_{R_3} = U^*_{R_3} \quad \text{и} \quad \left(\frac{dU'_{a\delta}}{dU'} \right)_{R_3} = \frac{R_3}{R+r}.$$



Фиг. 6. Графики $U^*_{a\delta}$ и $-U'_{a\delta}$

R_3 находим из равенства

$$\frac{UR_3 + 2RU_3}{2R} = \frac{U'R_3}{R+r},$$

откуда

$$R_3 = \frac{2RU_3(R+r)}{2RU' - (R+r)U}.$$

Окончательно

$$\left(\frac{dU'_{a\delta}}{dU'} \right)_{R_3} = \frac{2RU_3}{2RU' - (R+r)U}. \quad (6)$$

Чувствительность схемы тем больше, чем больше производная $\left(\frac{dU'_{a\delta}}{dU'} \right)_{R_3}$. Практически она, конечно, не может быть бесконечно большой, как это следует из (6), но наибольшее ее значение будет при выполнении равенства

$$2RU' = (R+r)U. \quad (7)$$

В нашем случае величины U' и U близки друг к другу. Поэтому наибольшая чувствительность достигается при $r \approx R$. Более точно величины R , r и $R_{аб}$ подбираются экспериментально, так как влияние противо-э.д.с. мотора и наличие сдвига фаз несколько усложняет картину.

На схеме (фиг. 5) детали R_{20} , R_{21} , C_4 и C_5 служат для корректировки фазы напряжения на управляющей сетке. Опыт показал, что изменение сопротивления r меняет также величину наименьшего тока, пропускаемого тиратроном в данной схеме. Сопротивление r и фаза напряжения на сетке подбираются так, чтобы минимальный ток был, с одной стороны, достаточно мал, так как скорость движения инструмента при минимальном токе должна быть очень малой; с другой стороны, он должен быть настолько велик, чтобы вращающий момент мотора оказался достаточным, чтобы двигать инструмент. Величина $R_{аб}$ подбирается по возможности более близкая к $R_{аб} = R_3$, но меньше ее, так как, когда фотоэлементы освещены одинаково, оба тиратрона должны быть заперты. При $R_{аб} \geq R_3$ тиратрон горит все время, независимо от освещения фотоэлементов. При значении $R_{аб}$, заметно меньшем R_3 , чувствительность схемы резко падает.

Рассмотрим, как работает схема гида в целом. Предположим, что изображение Солнца сдвинуто относительно щелей так, что количество света, попадающего на левый фотоэлемент (см. принципиальную схему на фиг. 4) увеличилось, а количество света, попадающего на правый фотоэлемент соответственно уменьшилось. Тогда ток левого фотоэлемента возрастет, в результате чего падение напряжения на сопротивлении нагрузки этого фотоэлемента (R_1) станет больше, т. е. увеличится напряжение на управляющей сетке левого триода лампы 6Н9 первого каскада. Это приведет к увеличению анодного тока левого триода. Анодный ток левого триода лампы 6Н9 проходит по сопротивлению R_4 . Увеличение тока вызовет увеличение падения напряжения на нем. Так как напряжение источника питания неизменно, произойдет перераспределение напряжений: увеличение падения напряжения на сопротивлении R_4 вызовет уменьшение падения напряжения на лампе. Потенциал анода левого триода лампы 6Н9 уменьшится, а значит, уменьшится и напряжение на входе левого триода лампы 6Н8 второго каскада. Это изменение напряжения будет примерно в семьдесят раз больше, чем изменения напряжения на сопротивлении нагрузки фотоэлемента R_1 .

Аналогичным рассуждением легко показать, что одновременно увеличится напряжение на входе правого триода лампы 6Н8. Как указывалось выше, лампа 6Ф5, включенная в катодную цепь триодов лампы 6Н8, обеспечивает постоянство суммарного тока обоих триодов. Поэтому ток левого триода уменьшится в точности на такую же величину, на какую увеличится ток правого триода этой лампы. Последнее приведет к тому, что напряжение на аноде левого триода лампы 6Н8, или, что то же, на управляющей сетке левого триода лампы 6Н9 третьего каскада, станет больше, а напряжение на управляющей сетке правого триода лампы 6Н9 соответственно уменьшится.

Третий каскад собран по схеме катодного повторителя. Поэтому изменения напряжения на сопротивлениях нагрузки каждого из триодов лампы 6Н9 третьего каскада почти точно воспроизводят изменение напряжения на их управляющих сетках. Нагрузкой левого триода катодного повторителя является сопротивление R_{18} (вместе с сопротивлениями R_{16} и R_{17}); нагрузкой правого триода этой лампы является сопротивление R_{19} , также вместе с сопротивлениями R_{16} и R_{17} .

Итак, если освещение левого фотоэлемента увеличилось, а правого уменьшилось, то это приведет к увеличению напряжения на входе левого триода лампы 6Н9 третьего каскада и уменьшению напряжения на входе правого триода этой же лампы и, следовательно, к увеличению падения напряжения на сопротивлении R_{18} и уменьшению падения напряжения на сопротивлении R_{19} . С части сопротивления R_{19} снимается напряжение на управляющую сетку тиратрона (верхнего на фиг. 4). Как было показано выше, уменьшение этого напряжения вызовет зажигание тиратрона. На сопротивлении R_{18} падение напряжения возрастет, так что второй тиратрон зажечься не сможет. Через якорь мотора будет проходить ток, пропускаемый верхним тиратроном, мотор начнет вращаться и поведет инструмент. Направление тока в обмотке возбуждения мотора подобрано так, чтобы мотор вращался в нужную сторону. Чем больше разница в освещении фотоэлементов, тем больше изменение напряжения на сопротивлении R_{19} и соответственно больше ток, пропускаемый тиратроном, больше скорость движения инструмента. По мере движения коронографа изображение Солнца постепенно становится на место, и разность освещения фотоэлементов уменьшается. В результате скорость движения коронографа уменьшается и падает до нуля в тот момент, когда достигается правильное положение инструмента (равенство освещения фотоэлементов).

Схема блока питания автоматического гида приведена на фиг. 4. Блок питания представляет собой обычного типа выпрямитель на лампе 5Ц4-С с фильтром. В блоке питания расположено реле времени, автоматически обеспечивающее подачу напряжения на аноды тиратронов не ранее, чем через 30 сек. после включения накала. Это облегчает работу наблюдателя. Небольшие (до 10%) изменения напряжения питания гида не сказываются на его работе. Тем не менее сеть переменного тока подключена к коронографу через феррорезонансный стабилизатор напряжения.

Введение моторов в кинематическую схему экваториальной установки ПМ-VI, на которой смонтирован коронограф, выполнено по проекту Г. А. Моница.

Испытания работы гида показали, что точность установки коронографа прибором около $1''$. За длительное время автоматический гид удерживает изображение Солнца на месте с точностью до нескольких секунд дуги. Скорость движения инструмента при гидировании такова, что за время экспозиции изображение успевает сдвинуться всего на несколько сотых долей миллиметра.

В заключение выражаю благодарность А. Б. Северному и Г. А. Мони-
ну за внимание к настоящей работе и практическую помощь, а также
П. О. Чечiku за критическое обсуждение рукописи.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный и др. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. **10**, 9, 1953; **12**, 1954.
 2. W. O. Roberts. Electronics **19**, June 1946; F. E. Fowler, D. S. Johnson. Electronics **24**, May 1951.
 3. Д. Д. Максудов. Астрономическая оптика. Гостехиздат, 1946, стр. 104.
 4. Методы экспериментальной электроники. ИЛ. 1949.
 5. Ламповые усилители. Т. II, Изд-во «Советское радио», 1951, стр. 121.
-

*Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерватории
Академии наук СССР*

Редактор издательства Ю. И. Ефремов
Технический редактор Т. А. Землякова

РИСО АН СССР 37-17В. Сдано в набор 14/III 1955 г.

Подписано в печать 5/VII 1955 г.

Формат $70 \times 108^{1/16}$. Печ. л. $10,5 = 14,38 + 6$ вкл.

Уч.-изд. $12,1 + 0,4$ вкл.. Тираж 1200. Т-05251 Изд. № 925

Тип. зак. № 1204

Бесплатно

Издательство Академии наук СССР.
Москва Подсосенский пер., д. 21.

2-я типография Издательства Академии наук СССР.
Москва, Шубинский пер., д. 10.

ИСПРАВЛЕНИЯ И ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
3	13 св.	все определенные	определенные
20	19 св.	$= 5.4 \times 10^{11}$	$\approx 5.4 \times 10^{11}$
24	13 св.	± 16 пс	± 10 пс
31	1 св.	Ар. J.	A. J.
52	9 св.	скоростях оболочек планетарных туманностей	скоростях планетарных туманностей
63	17 св.	$7^m.7$	$7^m.7$:
65	13 св.	намного	на много
68	1 св.	$\varphi \cos$	$\cos \varphi$
69	6 св.	Z_3	$\bar{Z}_3$
80	15 св.	модульное значение функций	модальное значение функций
115	16 св.	$e \left(-\frac{x}{\Delta \lambda_D} \right)^2 \cdot 4 \ln 2$	$e - \left(\frac{x}{\Delta \lambda_D} \right)^2 \cdot 4 \ln 2$
122	12 св. }	$\Delta \lambda (p\%)$	$\Delta \lambda p\%$
122	15 св. }		
127	10 св. }		

Т а б л и ц а 4 (стр. 129—148)

№№ n/n	№ столбца	Напечатано	Должно быть	№№ n/n	№ столбца	Напечатано	Должно быть
69	13	0.1	1.1	455	11	1.176	0.176
72	6	1	3	529	8	2.0	2.0 :
81	6	3	1	542	5	S_2	S_2^*
90	5	H_β	H_δ	596	11	8.799	0.799
136	13	0.3	(0.3)	604	8	2.38	2.33
145	13	0.3	(0.3)	744	7	1.42	1.49
290	13	$< (0.05)$	< 0.05	792	10	1.48	1.43
343	8	0.95	0.95:	798	12	0.22	0.29
360	8	1.1	1.1 :	829	12	1.78	0.78
370	8	0.8	0.8 :	876	8	0.10	1.10
402	5	δ	H_δ	949	9	3.37	2.37
425	8	0.6	0.6 :				