

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ X



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА — 1953

Редакционная коллегия:

доктор физ.-мат. наук *А. Б. Северный* (ответственный редактор), академик *Г. А. Шайн*, кандидаты физ.-мат. наук
В. Ф. Газе, П. П. Добронравин и Л. С. Галкин

В. А. АЛЬБИЦКИЙ

(Некролог)



15 июня 1952 г. в Симеизе скончался старший научный сотрудник доктор физико-математических наук Владимир Александрович Альбицкий.

В. А. Альбицкий родился в 1891 г. 16 июня в Кишиневе. Летом 1909 г. он был принят на физико-математическое отделение Московского университета. Уже на первом курсе В. А. решил специа-

лизироваться по астрономии и вступил в число членов Московского кружка любителей астрономии. В жизни этого хорошо известного кружка, сыгравшего выдающуюся роль в воспитании у нас астрономов, В. А. Альбицкий принимал деятельное участие. Со второго курса В. А. стал слушать все специальные курсы по астрономии, занимаясь в то же время практически в обсерватории Университета. В 1914 г. им было написано дипломное сочинение на тему «Метод Хилла в теории движения Луны». В. А. окончил университет с дипломом 1-й степени и по представлению приват-доцента С. А. Казакова и проф. В. К. Церасского был оставлен при Московском университете для подготовки к профессорскому званию.

В апреле 1915 г., по приглашению директора обсерватории Новороссийского, ныне Одесского, университета проф. А. Я. Орлова, Альбицкий занял в обсерватории штатную должность вычислителя. В это же время В. А. деятельно готовился к магистерским экзаменам и сдал при Московском университете экзамены по математике и механике. С 1917 по 1920 г. В. А. читал обязательные курсы по астрономии на Одесских высших женских курсах, одновременно работая в Одесской обсерватории.

В ноябре 1922 г. В. А. перешел на работу в Симеизское отделение Пулковской обсерватории. В течение шести лет он принимал деятельное участие в традиционной работе Симеизской обсерватории — в фотографических наблюдениях малых планет. Помимо регулярной службы по определению поправок к эфемеридам малых планет В. А. открыл значительное число новых планет, из которых 9 были окончательно занумерованы и получили название как обеспеченные надежной орбитой, например Ольберсия, Мусоргская, Комсомолия и др. Некоторые орбиты были вычислены им самим. В 1927—1929 гг. он занимался открытием и изучением переменных звезд. В 1928 г. В. А. опубликовал интересную модификацию классического метода исследования периодической ошибки микрометрического винта.

В 1925 г. Владимир Александрович принимал активное участие в монтаже 40-дюймового отражательного телескопа и купола баббни для этого инструмента. Большое внимание было им уделено исследованию звездного спектрографа и организации работ с ним.

С 1928 г. В. А. Альбицкий почти целиком посвятил себя исследованию лучевых скоростей звезд. Им определены радиальные скорости около 400 звезд. Принимая во внимание значение определения скорости каждой индивидуальной звезды, следует признать, что вклад, внесенный В. А. Альбицким в эту важнейшую область звездной кинематики, весьма значителен.

Работы В. А. Альбицкого по радиальным скоростям звезд представляют собой ценный труд. В них отражены итоги его весьма плодотворной многолетней деятельности. Автор показал в этой работе качества вдумчивого, тонкого исследователя и весьма опытного, способного наблюдателя и экспериментатора. Очень важно отметить, что работы по лучевым скоростям выполнены не только в значительном объеме, но и с большой для данной дисперсии точностью.

Самостоятельную ценность в работах В. А. по лучевым скоростям представляют его исследования инструментального характера. Смещения спектральных линий, как результат эффекта Доплера—Физо, столь малы, что требуются тщательные исследования для выявления и исключения тех неизбежных смещений спектральных линий, которые получаются вследствие причин инструментального характера. Если результирующая систематическая ошибка не сведена к очень малой величине или если последняя плохо контролируется, то ценность опубликованного каталога лучевых скоростей крайне незначительна. Этой фундаментальной стороне проблемы определения радиальных скоростей звезд в работах В. А. уделено чрезвычайно большое внимание.

Очень часто главная причина систематической ошибки заключается в отступлении положения спектрограммы в камере спектрографа от истинного фокуса. В рассматриваемом случае для симеизского спектрографа с малой камерой эта причина сыграла доминирующую роль вследствие значительной кривизны поля камеры спектрографа, с одной стороны, и вследствие весьма ощутимой зависимости положения фокуса от температуры — с другой. В связи с первой причиной возникла серьезная систематическая ошибка для отдельных спектральных линий в зависимости от длины волны и, как результат, — систематическая ошибка для спектрограммы в целом. Вследствие второй причины возникла систематическая ошибка сезонного, или температурного, характера для спектрограммы в целом. Путь обнаружения этой систематической ошибки был извилистым, но в конце концов оказалось возможным удовлетворительно контролировать ее и учитывать в каждом конкретном случае.

Указанное исследование В. А. имеет также большое значение для проблемы определения радиальных скоростей. В. А. Альбицкий сумел с большим остроумием распутать сложную картину. Он сочетал чисто лабораторное исследование систематических ошибок с исследованием, основанным на астрономических данных, и получил вполне согласные результаты. Ценность исследования подчеркивается еще тем, что выяснение причин небольших инструментальных смещений спектральных линий особенно важно в случае применения малой дисперсии, так как самые незначительные линейные смещения дают большие смещения линий в километрах. При определении радиальных скоростей слабых звезд в настоящее время приходится все чаще прибегать к малой дисперсии, так что исследование условий применения малой дисперсии представляет большую ценность.

Необходимо подчеркнуть, что все обсуждение наблюдений проведено образцово. Трудные и сложные вопросы, связанные с получением системы длин волн, с исследованием систематических ошибок, с построением системы, разрешены наилучшим образом.

К достижениям В. А. Альбицкого в области лучевых скоростей звезд следует отнести открытие нескольких десятков новых спектрально-двойных звезд и определение им орбит HR 7260, HR 8584, HD 211433, HD 218154. Необходимо особо отметить открытие одной из наибольших лучевых скоростей (около 360 км/сек для HD 161817).

Имя В. А. Альбицкого будет тесно связано с историей 40-дюймового отражательного телескопа. Не менее двух тысяч ночных наблюдательных часов он провел на этом инструменте.

Значение Симеизской обсерватории в области определения радиальных скоростей звезд нашло свою положительную оценку в последнем сводном Генеральном каталоге радиальных скоростей звезд (R. Wilson. PASP, 63, 223, 1951). Среди наибольших обсерваторий мира, занимающихся определением лучевых скоростей звезд, упоминается и Симеиз. В частности, можно отметить, что, как выяснилось из сводки всех каталогов, систематическая ошибка для Симеиза скорее даже меньше, чем для других обсерваторий.

В. А. Альбицкий был не только наблюдателем. В области изучения лучевых скоростей он глубоко проник и в теоретическую сторону проблемы. Отметим весьма тонкое изложение им принципа Доплера — Физо в докторской диссертации. Несмотря на более чем столетнюю историю в толковании и изложении этого принципа, часто можно встретить путаницу и недоговоренность даже в очень хороших руководствах. В. А. Альбицкий принадлежал к старшему поколению астрономов, и его интересы были в основном в области классических разделов астрономии и астрофизики, где нельзя быстро получить те новые и часто эффектные результаты, какие нередки при разработке новых разделов астрофизики.

В. А. был глубоко предан науке. Он с давнего времени был членом Комиссии по лучевым скоростям МАС и членом подкомиссии по спектрально-двойным звездам. Жизнь его прервалась, когда он мог еще много сделать для науки и своей Родины.

Среди многообразных сторон научной работы В. А. необходимо еще отметить его большую и плодотворную активность в чисто инструментальном отношении; В. А. Альбицкий сочетал в себе и способности и любовь к этому рода деятельности. При его самом активном участии проходили монтажи многих инструментов и в башнях, и в лаборатории. В. А. проявлял большую любовь к конструированию. В частности, отметим две его ценные работы. Первая — это разработанный им и осуществленный в механической мастерской П. Т. Козловым прибор для перевода микрофотограмм, выраженных в почернениях, в микрофотограммы, выраженные в интенсивностях. Вторая — это проект механической части звездного спектрографа для 50-дюймового телескопа Крымской астрофизической обсерватории, в разработке которого в числе других лиц (Г. А. Монин и др.) В. А. Альбицкий принимал самое деятельное участие. Строительство этого спектрографа сейчас осуществлено.

Наряду с научной деятельностью В. А. Альбицкого упомянем, наконец, его административную и научно-организационную работу. С 1934 по 1936 г. В. А. Альбицкий был заведующим Симеизским отделением Пулковской обсерватории. Далее, с самого начала своего пребывания в Симеизе В. А. фактически заведовал библиотекой Обсерватории и до 1950 г. — лабораторией. В. А. Альбицкий много помогал молодым астрономам и студентам, командированным в Обсерваторию для работы и для практики.

Он принял участие в составлении нового Курса астрофизики и звездной астрономии, для которого им написаны некоторые главы.

Нельзя также обойти молчанием общую разносторонность В. А., в частности любовь его к некоторым другим наукам, например к археологии, краеведению. Он был подлинным знатоком Крыма.

После войны В. А. уделял большое внимание реконструкции Обсерватории как на старом, так и на новом месте.

В. А. активно участвовал также в общественной работе, будучи неоднократно председателем месткома.

В. А. Альбицкий прожил 61 год и 30 лет из них проработал в Обсерватории.

Все товарищи по работе сохраняют наилучшую память о нем как о серьезном ученом и о весьма незаурядном человеке.

Г. Шайн

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЙ И СВЕЧЕНИЯ
СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ*А. Б. Северный и В. Л. Хохлова*

В работе приведены результаты измерения движений и изменений яркости протуберанцев по кинофильмам, полученным в лучах линии H_{α} водорода при помощи узкополосных интерференционно-поляризационных фильтров в 1948—1950 гг. и отчасти в 1951 г. Обсуждение результатов измерения движений позволило: 1) разделить все протуберанцы на три класса (по типу преобладающих в них движений), дать подробную характеристику этих классов и специфичных для них движений; 2) получить некоторые сведения о природе наблюдающихся движений в протуберанцах (движения электромагнитного и турбулентного характера); 3) получить сведения о спектре турбулентности в атмосфере Солнца.

Исследование изменений яркости позволило: 1) обнаружить колебания свечения узлов и струй и найти зависимость времени затухания свечения от размера узла; 2) обнаружить вспышки в свечении эруптивных протуберанцев и найти их связь с внезапными изменениями скорости движения. Показана возможность объяснения затухания свечения узлов процессом прогрева протуберанца окружающей короной.

§ 1. Наблюдательный материал и его обработка. Эффект проекции

До сих пор исследования движения протуберанцев производились почти исключительно на основе спектрогелиограмм в лучах H_{α} линии водорода или в лучах линий H и K ионизованного кальция. Только в послевоенные годы появилось несколько заметок Петтита, воспроизводящих результаты измерений движения отдельных протуберанцев, зарегистрированных на киноленту при помощи узкополосного интерференционно-поляризационного фильтра. Аналогичные результаты приведены также в наших недавних работах [1]. Время экспозиций каждой спектрогелиограммы исчисляется, как правило, минутами (наиболее оптимальные условия достигнуты на обсерватории Мак Мас, где это время доведено до $0^m.5$), а заметные изменения в активных протуберанцах могут произойти за время даже меньше 10 сек., как это нами наблюдалось, например, для протуберанца 7 августа 1949 г. (см. ниже). Это указывает на недостаточность спектрогелиографа (или спектрогелиокинематографа) для фиксации самых быстрых изменений в протуберанцах. Это замечание относится как

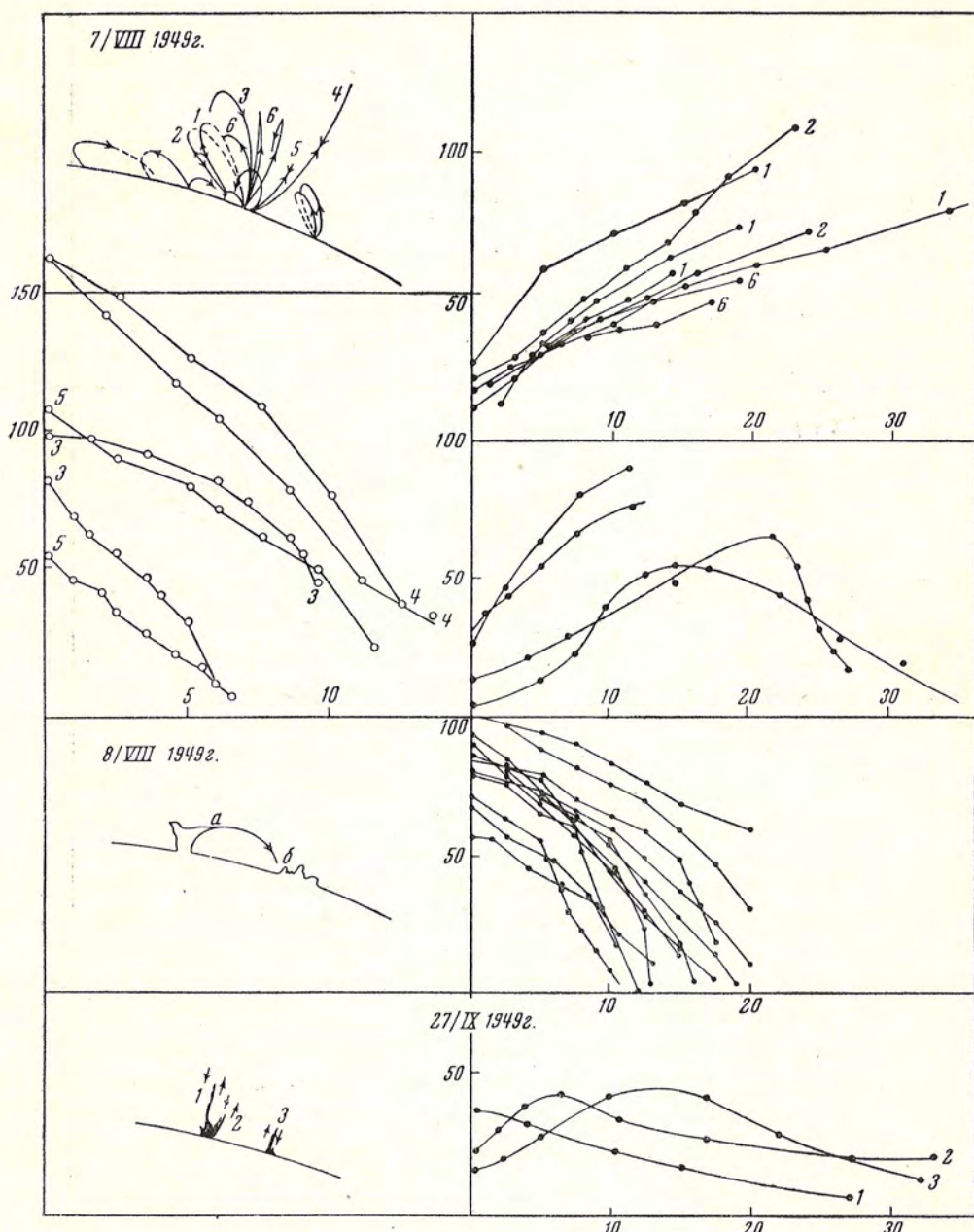
к изучению изменений положений и форм, так и к изучению изменений яркости, так как «время высвечивания» узлов протуберанцев может достигать минуты (см. ниже). Другой недостаток обычного метода (особенно при изучении изменений яркости) — выход излучения протуберанца из пределов второй щели спектрогелиографа при возникновении в нем значительной лучевой скорости. Этот эффект может, очевидно, привести к неправильному толкованию изменений яркости, а также к ошибочным определениям положения (см. ниже).

Метод кинорегистрации протуберанцев при помощи узкополосных интерференционно-поляризационных фильтров, описанный нами в ряде работ [1], лишен первого недостатка обычного метода и в значительной мере — второго недостатка. Действительно, время экспозиции протуберанцев при работе с такими фильтрами составляет не более 1 сек., а существенный сдвиг излучения протуберанца в крыло полосы пропускания фильтра возникает лишь при исключительных скоростях, если применять фильтры с полушириной полосы $\sim 2 \text{ \AA}$, что дает вполне достаточную монохроматизацию для таких наблюдений. Более того, фильтр всегда легко и быстро центрируется на излучение протуберанца посредством, например, легкого его поворота вокруг направления главной оси кристаллических пластин. При указанной ширине полосы пропускания эта процедура не ведет к потере контрастного поля.

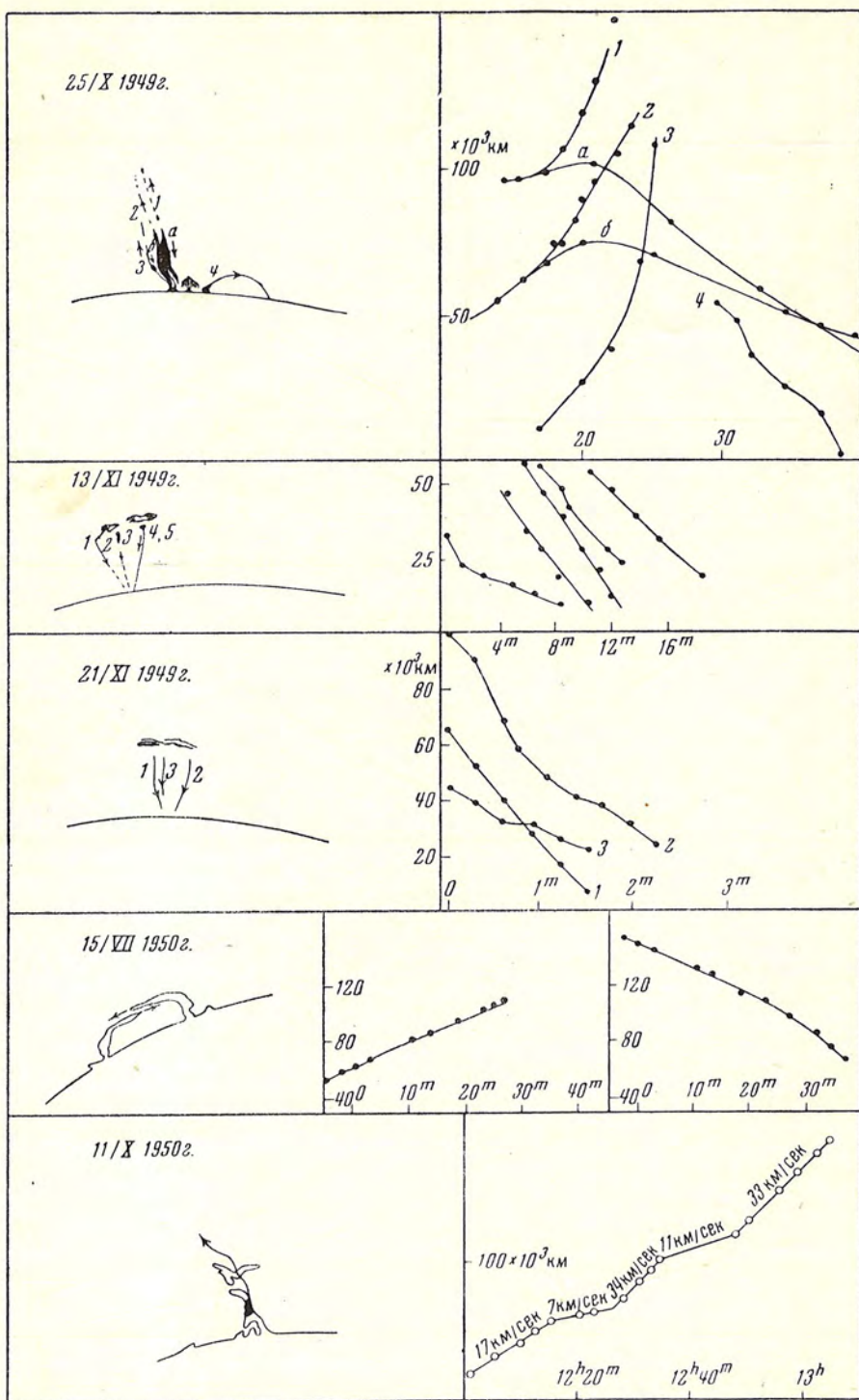
Для систематических кинорегистраций протуберанцев в 1948—1951 гг. нами применялись два узкополосных фильтра, описанных в [1]: один — шириной полосы в $1,8 \text{ \AA}$ для излучения линии H_{α} , другой — шириной в $2,5 \text{ \AA}$ для той же линии и вполне аналогичный шестиполосному фильтру Лию. Процесс кинорегистраций, включающий стандартизацию и калибровку кинолент для фотометрирования, описан нами в т. VI настоящих публикаций [1]. В 1951 г. киносъемка протуберанцев велась в основном на внезатменном коронографе Лию (КГ-1) в обсерватории в Партизанском*. За указанное время нам удалось получить кинорегистрации около 130 протуберанцев общей длиной фильма около 840 м (приблизительно 45 тыс. кадров). Из этого материала были выбраны наиболее характерные и показательные случаи движений и изменений яркости в протуберанцах, которые и были подвергнуты детальной обработке.

Измерение движений производилось посредством проектирования на экран кинофильмов при помощи проектора. Отмечая на экране последовательные положения узлов и струй протуберанца, мы одновременно получали траекторию протуберанца и зависимость длины дуги искривленной траектории от времени. Результаты показаны на фиг. 1, 2 и 3, где даны эскизы протуберанцев и траектории их узлов и указанные зависимости длины дуги от времени. Для уверенности в построении траектории и направлений движений все измеренные фильмы просматривались предварительно с обычной скоростью кинодемонстраций, т. е. ускоренно в 800—1500 раз. Об измерениях яркости будет сказано ниже (в § 5).

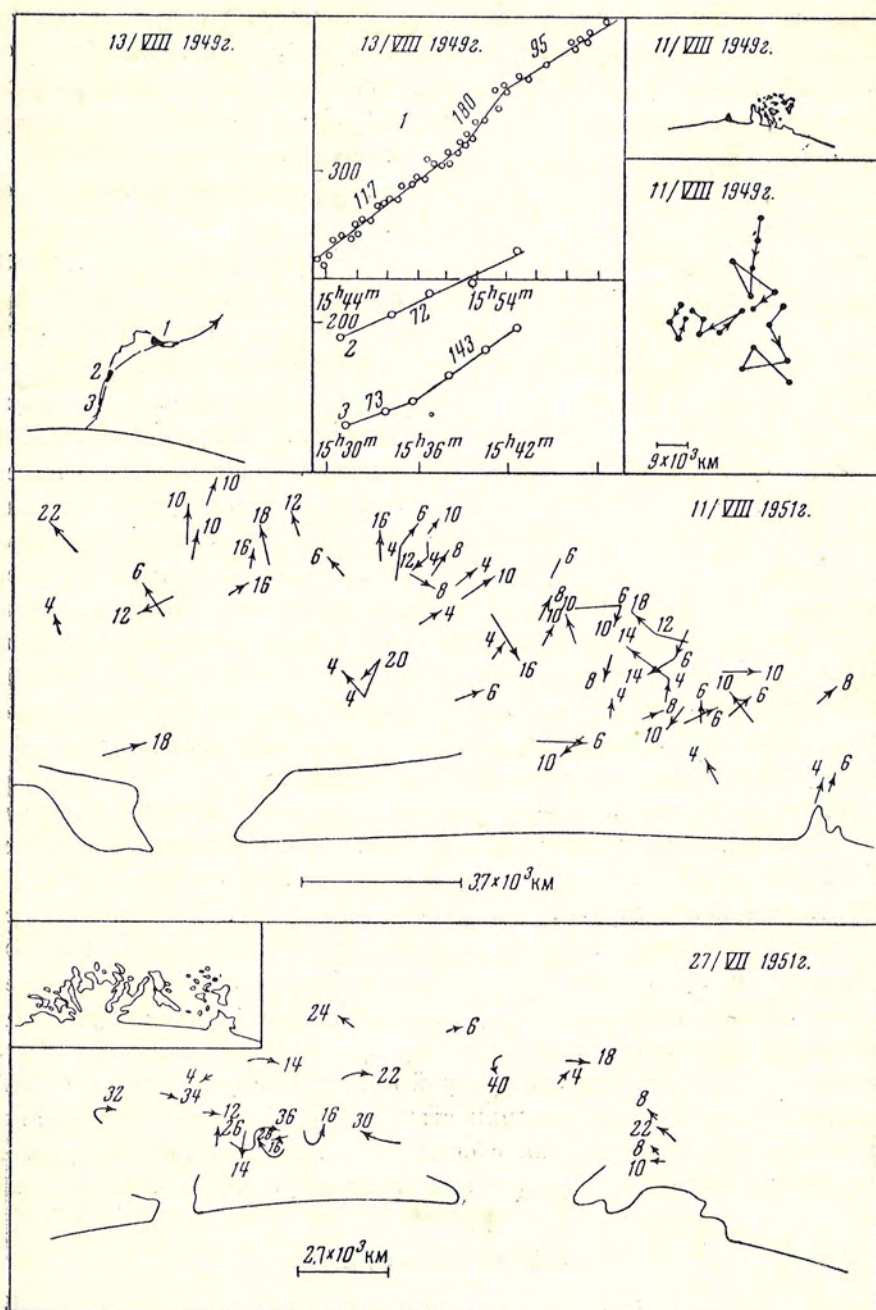
* Описание этого инструмента появится в ближайшее время.



Фиг. 1. Эскизы и зависимости $s(t)$ некоторых типичных протуберанцев
 На оси абсцисс указано время в минутах, на оси ординат — величина s в 10^3 км

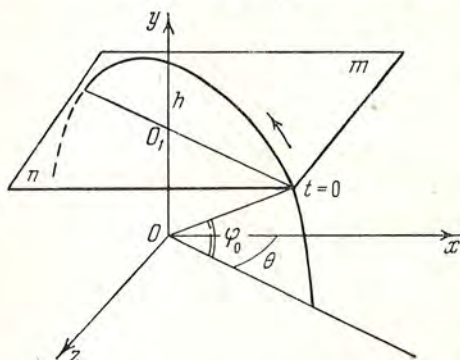


Фиг. 2. Эскизы и зависимости $s(t)$ некоторых типичных протуберанцев



Фиг. 3. Эскизы и зависимости $s(t)$ некоторых типичных протуберанцев

Прежде чем перейти к рассмотрению результатов измерений кинофильмов, следует рассмотреть, хотя бы приближенно, как может сказаться на этих результатах эффект проекции, т. е. наклон плоскости движения протуберанцев к картинной плоскости. Действительно, измерения движения узлов по фильмам дают составляющую перемещения и скорости в картинной плоскости. Составляющая скорости по лучу зрения может быть получена только для тех случаев, когда имеются спектры или регистрограммы



Фиг. 4. К учету эффекта проекции

скоростей. Для большинства рассматриваемых протуберанцев таким материалом мы не располагали.

Поскольку реальное движение происходит в пространстве, то рассмотрение движения только в картинной плоскости может привести к ошибочному представлению о характере движения. Измеренное по фильмам изменение яркости также будет отличаться от реального, так как при заметных лучевых скоростях излучение

протуберанца, вследствие эффекта Доплера, выходит на крыло полосы пропускания фильтра, центрированного обычно на нулевую скорость.

Можно оценить, как скажется наличие скорости по лучу зрения на видимое движение и изменение яркости узлов протуберанцев, проанализировать с этой точки зрения полученные графики движения и яркостей узлов протуберанцев и исключить эффект проекции.

Предположим, что узел протуберанца движется по некоторой «электромагнитной» траектории (приближенно примем, что это дуга окружности) с постоянной линейной скоростью v_0 и не меняет яркости. Плоскость, в которой лежит траектория узла, пусть составляет угол θ с картинной плоскостью (фиг. 4). Подсчитаем составляющие скорости в картинной плоскости и в проекции на луч зрения. Пусть O — центр кривизны траектории узла; Oz — луч зрения; плоскость xOy — картинная плоскость (ось Oy проходит через центр кривизны и высшую точку траектории); плоскость nOm — поверхность Солнца (кривизна которой в данном случае несущественна); h — высота траектории над поверхностью Солнца; φ_0 — угол, образованный радиусом-вектором траектории с осью Ox в момент появления узла над поверхностью Солнца («восхода» или «захода» узла). Очевидно, имеем

$$x = R \cos(\omega t + \varphi_0) \cos \theta, \quad (1.1)$$

$$y = R \sin(\omega t + \varphi_0),$$

где $\omega = \frac{v_0}{R}$; R — радиус кривизны траектории.

Компонента скорости в картинной плоскости равна

$$v_k = v_0 [\sin^2 (\omega t + \varphi_0) \cos^2 \theta + \cos^2 (\omega t + \varphi_0)]^{1/2}, \quad (1.2)$$

а компонента скорости по лучу зрения равна

$$v_{\perp} = v_0 \sin (\omega t + \varphi_0) \sin \theta. \quad (1.3)$$

За начальный момент примем момент «восхода» (или «захода») узла; тогда при $t = 0$

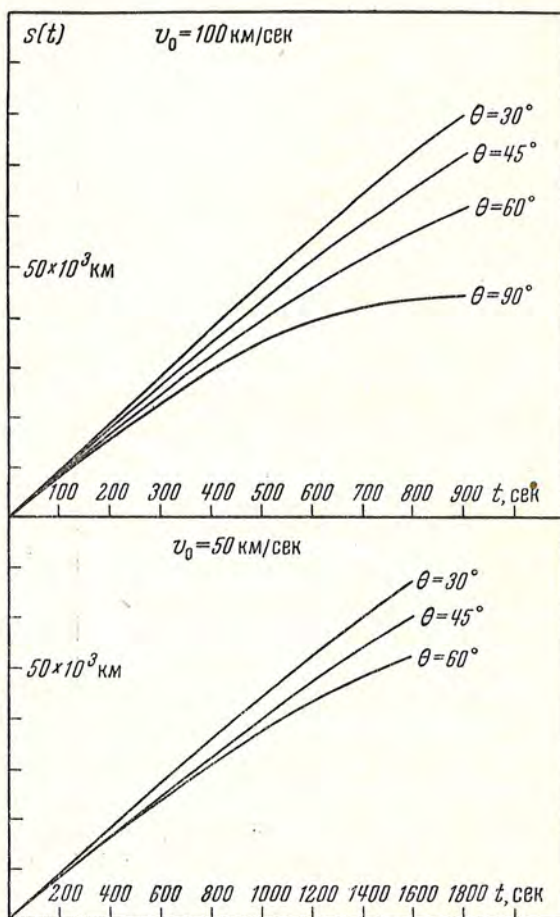
$$y = R - h, \quad x = R \cos \varphi_0 \cos \theta$$

$$\text{и } \varphi_0 = \arcsin \frac{R - h}{R}. \quad (1.4)$$

Таким образом, задавая различные значения θ , R , h и v_0 , можно найти зависимость $v_{\perp}$ и v_k от времени и, следовательно, зависимость s_k (длины дуги в картинной плоскости) от времени при движении узла с постоянной скоростью вдоль траектории в пространстве. Это позволит оценить, насколько эффект проекции может исказить те заключения о характере движения узлов, которые мы делаем, изучая траектории в картинной плоскости. Вычисления проведены для некоторых средних, типичных значений: $v_0 = 50$ и 100 км/сек; $R = 75 \times 10^3$ км; $h = 40 \times 10^3$ км и значений $\theta = 30, 45, 60$ и 90° .

Результаты показаны на фиг. 5, где величина s_k получена посредством численного интегрирования функции $v_k = ds_k/dt$.

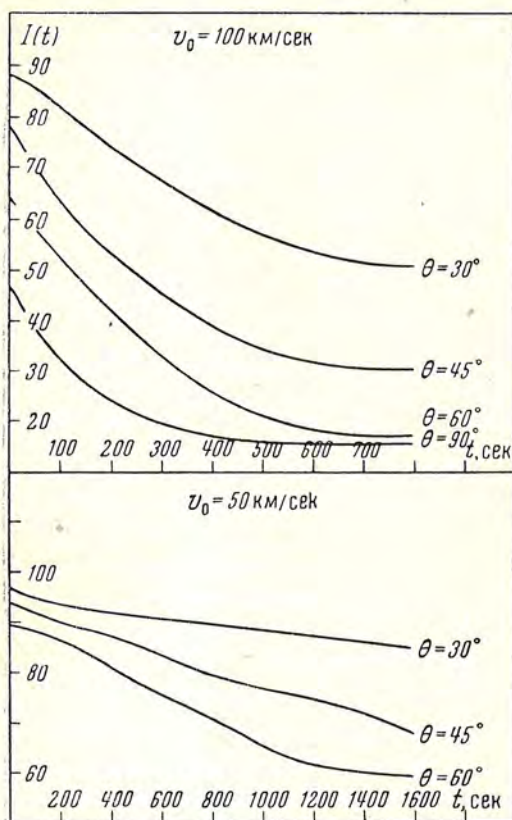
Мы видим, что отклонение от зависимости $s \propto t$ заметно только при θ , близком к 90° , и в верхней части траектории узла. Таким образом, эффект проекции, кроме случая движения почти по лучу зрения, не оказывает заметного влияния на вывод о фактическом характере движения узлов. Во всяком случае, если мы в картинной плоскости наблюдаем почти равномерное движение, так что $s \propto t$, то, очевидно, фактическое движение узла



Фиг. 5. Влияние эффекта проекции на вид зависимости $s(t)$ в картинной плоскости

в пространстве не может сильно отличаться от равномерного для принятых нами типичных значений R , v_0 , h .

С другой стороны, для рассматриваемой траектории мы можем оценить влияние составляющей скорости по лучу зрения на видимое изменение интенсивности свечения узла, возникающее благодаря эффекту Доплера и



Фиг. 6. Влияние эффекта проекции на изменение свечения $I(t)$ при движении узлов протуберанца

сдвигу свечения в крыло полосы пропускания фильтра (считая, что действительная интенсивность узла сохраняется при его движении постоянной). Расчет произведен для тех же значений параметров R , v_0 и h и тех же значений θ ; результаты показаны на фиг. 6. Контур полосы пропускания фильтра принят согласно [1], причем интенсивность свечения при лучевой скорости, равной нулю, принималась за 100.

Из фиг. 6 видно, что влияние составляющей по лучу зрения на выводы о фактических изменениях яркости узлов при наблюдениях через интерференционно-поляризационный фильтр может быть весьма значительным. Однако, пользуясь одновременно графиками фиг. 5 и 6, можно уверенно и однозначно отделить реальные изменения яркости от изменений, обусловленных выходом излучения в крыло полосы пропускания.

Даже при непосредственных визуальных наблюдениях, которые мы вели, выполняя гидировку при киносъемке, создается впечатление, что несмотря на поразительное многообразие форм и метаморфоз протуберанцев, все движения и изменения форм в протуберанцах воспроизводят три основных класса: 1) эруптивные протуберанцы (выбрасывание протуберанца или значительной его части прочь от Солнца), 2) вполне регулярные (повторяющиеся движения вдоль вполне определенных траекторий у поверхности Солнца), 3) нерегулярные (хаотические изменения и движения). Это впечатление подтверждается при последующем просмотре фильмов с обычной скоростью кинодемонстраций. Чаще всего наблюдаются два последних вида движений, тогда как эруптивные протуберанцы — довольно редкое явление: в нашем каталоге протуберанцев с 1948 по 1951 г. числится только семь таких протуберанцев; примерно столько же их на-

блюдалось за это время и на американских солнечных обсерваториях Мак Мас и Маунт Вильсон (судя по данным публикаций). В табл. 1 дано

Таблица 1

Тип протуберанца	1948 г.	1949 г.	1950 г.	1951 г.	Всего
Эруптивные	2	2	1	2	7
Регулярные (электромагнитные)	9	18	11	29	67
Спокойные (хаотические)	6	13	14	28	61
Всего	17	33	26	59	135

распределение по указанным трем типам имевшегося в нашем распоряжении материала.

§ 2. Протуберанцы второго класса (электромагнитные)

Рассмотрим более подробно результаты измерений, представленные на фиг. 1—3. Протуберанец 7 августа 1949 г. (начало съемки 8 ч. 30 м.) возник над весьма активно развивающейся группой пятен ($\varphi = -11^\circ$, $L = 165^\circ$) и наблюдался в течение почти 7 час. с небольшими перерывами из-за облачности (см. также фиг. 22). Изменения происходили здесь столь быстро, что интервал между последовательными кадрами в ~ 10 сек. оказался недостаточным для их полной регистрации. Над группой пятен появлялись очень яркие, блестящие и тонкие языки, похожие на языки пламени, которые вытягивались и изгибались; верхняя часть струи отрывалась и с большой скоростью, доходившей до 300 км/сек, поднималась по изогнутой, как бы эллиптической траектории. Дойдя до высшей точки подъема, масса теряла яркость, и иногда было заметно, что она начинает опускаться, но яркость на нисходящей ветви была уже столь слабой, что остаток траектории можно было скорее угадать, чем уверенно проследить (пунктирная часть петель на фиг. 1). Одновременно с подъемом ярких языков или струй наблюдался и другой характерный процесс: над активной зоной, на значительной высоте (от 50 до 100 тыс. км) над поверхностью Солнца возникали слабые светящиеся узлы; их яркость затем возрастала, и, одновременно разгораясь и становясь блестящими, эти узлы опускались со скоростью ~ 150 км/сек на поверхность по слегка искривленной или почти прямолинейной траектории (так называемые коронально-ленточные, coronals). Анализ изменения яркости при помощи графиков фиг. 4 и 5 некоторых поднимающихся и опускающихся узлов (см. ниже), для которых измерения были доступны (из-за общей передержки снимков), показывает, что такие изменения на большей части траектории могут быть вызваны эффектом лучевой скорости, т. е. выходом излучения узла в крыло полосы пропускания фильтра (например, узлы 1, 2) за счет увеличения лучевой скорости.

Характерная черта таких протуберанцев, как протуберанец 7 августа 1949 г., — повторяемость явления; например, вдоль траектории 1 прошло три узла в течение всего интервала наблюдений, вдоль траектории 2 прошло два узла, вдоль остальных траекторий — два и более узлов (на фиг. 1, правая часть, воспроизведены не все измерения, так как они очень загромождали бы чертеж и ничего существенного не прибавили бы к графикам зависимости длины дуги от времени). Это явление повторяемости движений светящихся узлов особенно сильно выражено в протуберанце 8 августа 1949 г., представляющем дальнейшую (менее активную, установившуюся) стадию развития того же протуберанца 7 августа 1949 г. (см. фиг. 22). Здесь из выступа *a* (фиг. 1) за все время кинорегистрации с 8 до 15 час. вытекло свыше 20 узлов и струй вдоль одной и той же траектории (на фиг. 1 даны зависимости длины дуги от времени только для 13 наиболее ярких узлов; дуга отсчитывалась от «центра притяжения» *б*).

Далее, в протуберанце 7 августа 1949 г. наблюдалось также несколько так называемых возвратных выбросов (*surges*), часто возникающих над хромосферными вспышками (струи, похожие на быстро поднимающийся, а затем опускающийся язык пламени). Иногда от конца такого языка отрываются узлы, которые летят почти прямолинейно кверху, тогда как основная масса начинает опускаться вниз. Такая струя часто почти прямолинейна, а иногда изогнута, и (см. протуберанец 25 октября 1949 г. на фиг. 2 и 22) опускание вниз происходит по тому же пути, что и подъем вверх. На фиг. 1 (второй сверху, справа график) представлены зависимости длины таких выбросов от времени в протуберанце 7 августа 1949 г. В протуберанце 27 октября 1949 г. (см. фиг. 22) наблюдалось до 7 таких выбросов, чередовавшихся один за другим на протяжении трех часов непрерывной кино съемки (справа приведены зависимости длины трех выбросов от времени). Характерно, что подъем выброса 1 сопровождался спуском выброса 2, и наоборот, как если бы быстрое опускание одного гребня волны вызывало подъем другого гребня.

Иногда такие выбросы бывают не единичными: несколько языков пламени исходят в виде веера из одной первоначально «вздувшейся», разрыхленной и блестящей области хромосферы. Характерным примером такого выброса может быть протуберанец 25 октября 1949 г. Явление здесь, однако, не укладывалось в эту простую схему: здесь были движения узлов по искривленным траекториям (узел 4), а также отрыв узелков (1 и 2) от концов двух языков пламени (*a* и *б*), которые затем спадали вниз (см. зависимости длины от времени справа от эскиза на фиг. 2). Наряду с этим наблюдался выброс почти из самой хромосферы блестящего узла 3 со скоростью, возросшей до 330 км/сек.

Если рассмотреть действие проекции (фиг. 4) на движение в картинной плоскости при углах θ , близких к 90° , то характер зависимости $s(t)$ в этих случаях похож на зависимость $s(t)$ для возвратных выбросов. Следовательно, к расшифровке наблюдаемых возвратных выбросов по кинофильмам нужно подходить с осторожностью: это может быть движение струи по замкнутой траектории, видимое с «ребра». Однако

было бы неправильно заключить, что все наблюдаемые на кинофильмах, а также спектроскопически (при фотографировании спектров хромосферных вспышек) возвратные выбросы являются струями, описывающими петли. Спектральные измерения лучевых скоростей не решают этого вопроса. Решающим аргументом в пользу реальности прямого и понятного движения вдоль той же траектории (что вкладывается в понятие возвратного выброса) являются факты, которые можно иллюстрировать на примере протуберанца 8 августа 1949 г. После того как интенсивность истечения узлов и струй из выступа *a* ослабла, этот выступ стал время от времени колебаться, то вытягиваясь, то сжимаясь. Временами он столь сильно вытягивался (почти на половину траектории *ab*), что от него отрывалась струя или узел, которые затем совершали свой обычный путь вдоль траектории *ab*. Эти попеременные вытягивания и сжатия выступов в протуберанцах мы неоднократно наблюдали и в других случаях (например, для протуберанца 19 сентября 1949 г.). Отсюда мы заключаем, что возвратные выбросы — это протуберанцы той же природы, что и протуберанцы, в которых существуют движения узлов и струй по искривленным траекториям (петлям), с той лишь разницей, что в первом случае струи не способны оторваться от края протуберанца или очага активности на поверхности Солнца, раздробиться на отдельные узлы или струи и описать полную петлю траектории, а потому возвращаются назад по той же траектории. Это суть движения части протуберанца, для которых импульс недостаточен для разрушения связи этой части с остальной массой, возможно, из-за большой массы выталкиваемой материи, а также, возможно, благодаря ослаблению «толкающего» усилия. Поэтому мы и не наблюдаем никакого строгого различия между обоими явлениями движений отдельных струй и узлов и возвратными выбросами: они встречаются совместно, и одно переходит в другое, как это явно показывают примеры протуберанцев 7 и 8 августа 1949 г. и 25 октября 1949 г.

Подобно тому как в протуберанце 7 августа 1949 г. мы наблюдаем появление сначала небольшого, а затем разгорающегося узла, падающего на поверхность, в протуберанцах 13 ноября 1949 г. и 21 ноября 1949 г. (см. фиг. 2, а также фиг. 22 и 23) мы наблюдаем образование нескольких узлов, или облаков, которые вскоре сливаются в одно. Это облако хотя и меняет свою форму (иногда весьма быстро), но остается затем в целом неподвижным, а только по временам из облака вниз, вдоль почти прямолинейных (реже искривленных) траекторий движутся узлы, направляясь в одну и ту же область хромосферы. Эти так называемые корональные облака, по нашим наблюдениям, чаще всего возникают над «потухшим» очагом активности (группа пятен) или же в фазе, предшествующей развитию активности. Часто из коронального облака в течение многих часов не выбрасывается ни одного узла, а затем несколько узлов, струй или даже сплошных потоков, чередуясь или сразу, направляются к «центру притяжения» на поверхности Солнца со скоростью около 100 км/сек. В некоторых случаях мы наблюдали петли, описанные частью коронального облака примерно на той же высоте над поверхностью Солнца.

Типичные зависимости $s(t)$ для узлов и струй, исходящих из корональных облаков, приведены также на фиг. 2, рядом с их эскизом. Эти зависимости мало чем отличаются от таких же зависимостей для корональных струй в протуберанце 7 августа 1949 г. и даже зависимостей для узлов протуберанца 8 августа 1949 г., за исключением только возможного небольшого ускорения последних близ поверхности Солнца. Вид траекторий узлов для корональных облаков практически тот же, что и для траекторий корональных струй в протуберанце 7 августа 1949 г., за исключением несколько большей кривизны последних. Поэтому возникает вывод, что и здесь мы имеем дело с движениями той же природы, что и в рассмотренных выше случаях. Но взаимодействие, выражающееся в истечении узлов и струй, происходит здесь между облаками над поверхностью Солнца и «центром притяжения» на его поверхности, тогда как в предыдущих случаях подобное взаимодействие происходит между облаком на поверхности Солнца и некоторым центром притяжения, лежащим также на его поверхности (например, случаи 7 и 8 августа 1949 г.). Напрашивается также вывод, что возвратные выбросы из хромосферы и протуберанцев — это тот же тип взаимодействия, возникающего или при ослаблении действия центра притяжения или при слишком большой массе выталкиваемого вещества (как это, возможно, имеет место при хромосферных вспышках).

Взаимодействие в предыдущих случаях было преимущественно (кроме случая 7 августа 1949 г.) «односторонним»: узлы и струи двигались в одном направлении от облака к некоторому «центру притяжения». Наблюдаются, однако сравнительно редко, случаи «обменного» взаимодействия, когда два облака обмениваются струями и узлами, движущимися между облаками по определенным, слегка изогнутым траекториям, как это показывает, например, протуберанец 15 июля 1950 г. (фиг. 23). Это обменное взаимодействие наблюдается также между облаком и поверхностью Солнца (что имело место для того же протуберанца на следующий день), и очень характерно, что движущиеся из облака к поверхности узел или струя в виде обмена часто встречают возвратный выброс и реже — струю или узел, поднимающиеся им навстречу. Так как обменное взаимодействие — сравнительно редкий процесс, возникающий при наличии двух центров притяжения, один из которых, повидимому, недолговечен, то ослабление одного из них в процессе обмена, согласно нашему взгляду на это явление, должно привести к появлению возвратного выброса; это и объясняет более частое появление таких выбросов, чем струй при обменном взаимодействии. Обменные взаимодействия происходят сравнительно медленно со скоростями около 50 км/сек. И здесь, в протуберанцах с обменным взаимодействием, мы имеем дело с такими же искривленными траекториями и такими же зависимостями $s(t)$, как в предыдущих случаях. Эти протуберанцы отличаются от рассмотренных выше (кроме случая 7 августа 1949 г.) только наличием независимого встречного движения.

Из сказанного о типичных протуберанцах с движениями по искривленным траекториям было бы неправильно сделать вывод, что эти протуберанцы встречаются только в одном из перечисленных видов. Наоборот,

в большинстве случаев встречаются протуберанцы, в которых имеются одновременно все явления, характерные для указанных типичных протуберанцев; пример этого — протуберанец от 7 августа 1949 г., где наблюдались образования и движения всех видов, кроме типичных для коронального облака.

Рассмотренные выше примеры — это те случаи, в которых в наиболее чистом виде (кроме случая 7 августа 1949 г.) проявляются отдельные особенности протуберанцев с регулярным движением по вполне определенным изогнутым траекториям. Эти отдельные особенности движений проявляются, в частности, в кривизне траектории, характере взаимодействия и направлении движения относительно поверхности Солнца.

Очень часто и с большой серьезностью обсуждается вопрос о том, как направлены регулярные движения в протуберанцах: вверх из поверхности Солнца или, наоборот, из корональных областей вниз к поверхности Солнца. Сначала считалось, что все протуберанцы выбрасываются из хромосферы. Затем Петтит [2] настаивал на том, что в большинстве случаев движения направлены вниз — из образовавшихся в корональном пространстве облаков. Этот вопрос едва ли имеет основания для серьезной дискуссии, поскольку факты говорят о том, что во всех случаях таких регулярных движений мы имеем дело с взаимодействием облаков или возбужденных областей хромосферы с некоторыми «центрами притяжения»; последние чаще всего локализуются на поверхности Солнца. Эти облака могут «висеть» над поверхностью Солнца (корональные облака), лежать на поверхности Солнца (случай 8 августа 1949 г. и 15 июля 1950 г.), и в случае некоторых возвратных выбросов возбужденные области, из которых они исходят, составляют часть самой хромосферы. Другими словами, в первом случае движения направлены вниз, во втором — вдоль поверхности Солнца (на большей части траектории), а в третьем — вверх. Наблюдаются даже случаи перетекания вещества из одного коронального облака в другое (протуберанец 25 августа 1951 г.). Что касается корональных струй (4 и 5 в случае 7 августа 1949 г.), то здесь нужна осторожность. Прежде всего, это могут быть части очень удлинненных петель, уходящих далеко в корону; при этом струя становится видимой благодаря эффекту проекции только тогда, когда лучевая скорость при движении узла делается малой.

Однако было бы неправильно считать эти корональные струи частью удлинненных петель, так как, во-первых, в этом случае столь же часто наблюдались бы струи с восходящим движением, и, во-вторых, факт появления корональных облаков не соответствовал бы такому предположению. Мы уже указывали [3], что движение узлов и струй через корону может сопровождаться довольно быстрым прогревом узлов благодаря высокой кинетической температуре короны и усилению ионизации при прохождении корональных областей. Поэтому наблюдающееся на значительных высотах погасание поднимающихся вверх узлов и струй столь же естественно, как и разгорание опускающихся из внешней короны узлов и струй. Следовательно, если в корональном пространстве могут образоваться

(конденсироваться) невидимые или почти невидимые облака, способные взаимодействовать с находящимися на поверхности Солнца центрами притяжения, то появление постепенно разгорающихся корональных струй и узлов не удивительно. Наблюдаемые корональные облака (случаи 13 и 21 ноября 1949 г.; см. фиг. 22) сами наталкивают нас на такое объяснение корональных струй и узлов. Вся разница между явлением корональных струй и узлов и узлами и струями в случае корональных облаков с этой точки зрения сводится к разнице высот коронального облака: в первом случае высоты облаков значительно больше, чем во втором, а потому, вследствие значительно большей ионизации конденсированного облака, его свечение ничтожно. Обычно при наблюдениях не обращают внимания на эти высокие области, но наше соображение, а также заметка Эмана [4] о волокнистом, облакообразном виде короны в лучах водорода заставляют в будущем отнестись к таким фактам с большим вниманием.

Суммируя сказанное по вопросу о направлениях движений, следует заключить, что речь должна идти не о преобладании движений вверх или движений вниз, а о локализации масс и некоторых центров притяжения, взаимодействующих между собой. Чаще эти центры локализируются на поверхности Солнца; однако наблюдаются случаи, когда они локализируются в самих протуберанцах и даже над ними.

Гораздо более существенная особенность рассматриваемых движений — это их сходство и общность во всех рассмотренных случаях. Действительно, это *вполне упорядоченные*, направленные движения по некоторым *вполне определенным*, фиксированным в пространстве траекториям с *повторяемостью* прохождений узлов и струй вдоль этих траекторий. Другими словами, движения не имеют характера сплошного потока, идущего во всех направлениях; наоборот, имеются только некоторые, узкие, своего рода *каналы*, по которым происходят движения. Это обычно связывают с ограниченным ($\sim 10^9$ см) размером центра притяжения, хотя физический смысл последнего понятия не ясен и введен только для удобства описания явления.

Далее, бросается в глаза, что все приведенные зависимости $s(t)$ почти прямолинейны (кроме случаев возвратных выбросов), во всяком случае на большей части траектории, и только при приближении к центру притяжения или при выходе из облака наступает некоторое отклонение от прямолинейной зависимости. Здесь следует сразу же оценить точность построения таких зависимостей и наших измерений движения вообще. Атмосферные сдвиги изображений из-за турбулентности и случайной рефракции в Симеизе в самом худшем случае $\sim \pm 3''$, что дает ошибку положения узла $\pm 2 \cdot 10^3$ км. Ошибка установки ленты и измерения при измерениях с проектором в нашем случае составляла в среднем около 0,2 — 0,3 мм при радиусе Солнца 187 мм, что составляет около $\pm 1 - 2 \cdot 10^3$ км. Так что полная ошибка составляла $\pm 3 - 5 \cdot 10^3$ км.

Если теперь рассмотреть зависимости $s(t)$ для протуберанца 8 августа 1949 г., где отклонения от прямолинейного хода были наибольшими из всех наблюдаемых, то окажется, что через точки любого из графиков,

представленных на фиг. 1 в виде прямолинейных отрезков, можно, в пределах оцененной нами ошибки измерения положений узлов, провести плавную кривую. То же можно проделать с любым из графиков рассмотренных нами протуберанцев (мы не воспроизводим здесь таких сопоставлений прямолинейных графиков ввиду громоздкости материала и тривиальности результатов). Тем самым приходим к выводу, что ни в одном из рассмотренных случаев нет никаких оснований считать, что скорость меняется скачками, как это находил Петтит [5]. Вместе с тем даже не имеет никакого смысла говорить о кратности отношения скоростей до и после скачка, т. е. так называемые первый и второй законы движения протуберанцев Петтита не имеют никакого отношения к фактическому положению дела в рассматриваемых протуберанцах. Этот вывод полностью согласуется с результатами статистической переработки материалов Петтита, выполненной Хэлмом [6], показавшим несостоятельность законов Петтита для рассматриваемых протуберанцев.

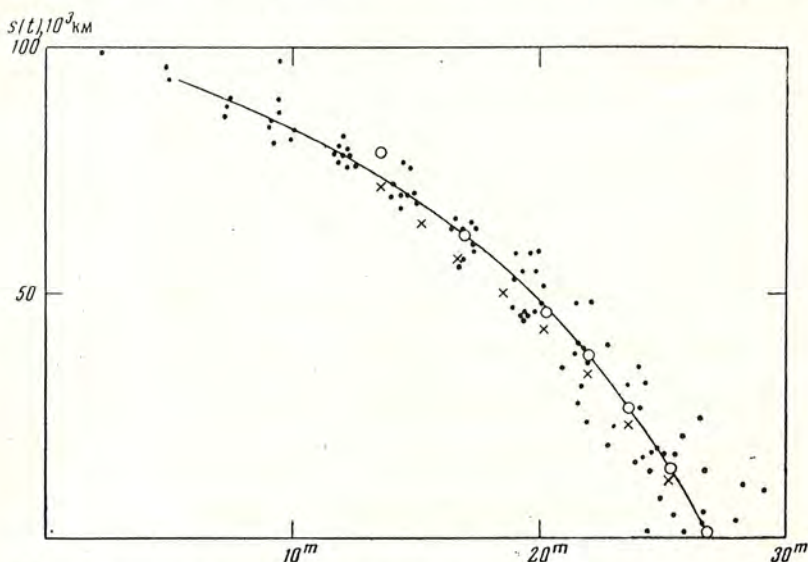
Наличие несомненного отклонения от прямолинейности, выходящего за пределы ошибок измерения положения, указывает на изменение скорости в картинной плоскости. Так как в случае 8 августа 1949 г. все движения протекали вдоль одной и той же траектории, то этот случай исключительно удобен для исследования влияния эффекта проекции. С этой целью из всех зависимостей $s(t)$ на фиг. 1 для протуберанца 8 августа 1949 г. была составлена средняя зависимость посредством параллельного (вдоль оси времени) переноса этих графиков (не все узлы при своем движении полностью проходили дугу ab).

На фиг. 7 представлен результат такого наложения. Мы видим прежде всего, что в различных местах дуги ab узлы в среднем двигались одинаково, так как разброс точек лежит в пределах ошибок измерений, за исключением нижней части траектории (возле b), где измерения ненадежны из-за наличия выступов на поверхности Солнца, делающих неуверенным локализацию края узла или струи. Кроме того, погрешность измерения коротких отрезков при наших измерениях больше, чем длинных, так что отрезки длиной, сравнимой с ошибкой измерений, вообще ненадежны. Таким образом, сплошная кривая, проведенная на фиг. 7, характеризует движение узлов в целом вдоль траектории ab в картинной плоскости. Выясним теперь, не является ли неравномерность движения вдоль траектории ab следствием наклона траектории к картинной плоскости, т. е. результатом эффекта проекции. Из фиг. 4 сразу же видно, что такая возможность не исключена. Для протуберанца 8 августа 1949 г. радиус кривизны фактической траектории в пространстве можно принять $\sim 90 \cdot 10^3$ км, а высоту $h \approx 30 \cdot 10^3$. Скорости на траектории в картинной плоскости ~ 130 км/сек, поэтому мы взяли два значения 150 и 170 км/сек для фактической скорости узлов в пространстве. Угол θ принят равным 60° . На фиг. 7 показана зависимость $s(t)$ в картинной плоскости при равномерном движении в пространстве со скоростью 150 (крестики) и 170 км/сек (кружки).

Учитывая неуверенность выбора значений радиуса кривизны, угла θ и скорости v_0 , можем считать отличным совпадение наблюдаемой

сплошной кривой с данными вычисления для $v_0 = 170$ км/сек на большей части траектории*.

На участке траектории, непосредственно примыкающем к точке a , где происходит отрыв узла (или струи) от основной массы протуберанца, такого соответствия добиться нельзя ни при каких резонных изменениях параметров θ , R и v_0 . Поэтому следует заключить, что уверенно можно говорить о небольшом ускорении только в моменты выхода (отрыва) струи



Фиг. 7. Сводная зависимость $s(t)$ для протуберанца 8 августа 1949 г. и ее сравнение с вычисленной зависимостью $s(t)$ для эффекта проекции (крестики — $v_0 = 150$ км/сек, кружки — $v_0 = 170$ км/сек)

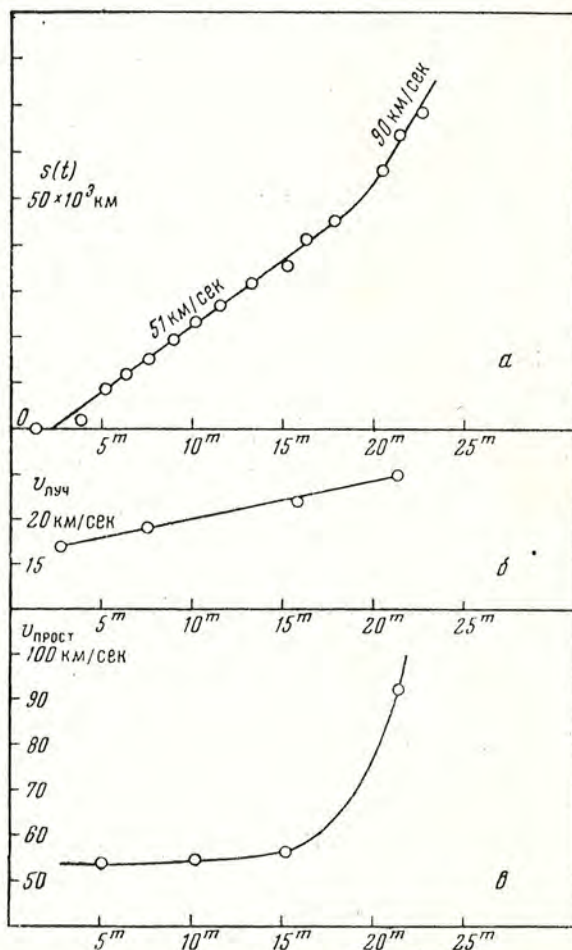
или узла от основной массы протуберанца. На всем остальном участке траектории фактическое движение узлов и струй равномерное.

Аналогичный анализ можно выполнить и для тех немногих случаев, где отклонение от прямолинейного хода $s(t)$ выходит за пределы ошибок измерений. Не воспроизводя подробно результатов, которые очевидны уже из простого сопоставления этих графиков $s(t)$ с графиками на фиг. 4, приходим к заключению, что для всех протуберанцев отклонения зависимости $s(t)$ от прямолинейного хода могут быть обусловлены эффектом проекции для большей части траектории. Несмотря на то, что в ряде случаев зависимость $s(t)$ в картинной плоскости не прямолинейна, это не противоречит предположению о том, что фактическое движение в пространстве узлов и струй является движением с постоянной скоростью на большей части траектории.

* Следует отметить, что аналогичные результаты для эффекта проекции мы получили бы, взяв за фактическую траекторию не дугу окружности, а дугу параболы или эллипса, так как при таких радиусах кривизны различие между этими кривыми несущественно сказывается на результате.

Для обоснования этого можем привести также следующие соображения. Большая часть зависимостей $s(t)$ в картинной плоскости в пределах ошибок измерений изображается прямыми линиями, т. е. движение в картинной плоскости равномерное. Это также не противоречит предположению о том, что реальное движение равномерное. Однако при некотором специальном характере неравномерного движения в пространстве движение в картинной плоскости может быть равномерным.

Поэтому, хотя эффектом проекции можно очень хорошо объяснить непрямолинейный ход $s(t)$, все же может остаться сомнение в правильности предположения о равномерности реального движения в пространстве. Для уточнения этого вопроса мы привлекли материал 1951 г., где для некоторых протуберанцев рассматриваемого типа имелись спектро-регистрограммы лучевых скоростей, снятых спектрорегистратором Г. А. Мониной [7] одновременно с кинофильмом. В качестве примера приведем протуберанец 1 ноября 1951 г., 15 час.*, характерный для рассматриваемого нами класса; для него был получен наиболее исчерпывающий материал (6 регистрограмм и около 35 м фильма). На фиг. 8 показаны зависимости $s(t)$ (фиг. 8, а) и ход лучевой скорости (фиг. 8, б) в соответствующие моменты времени, полученный при помощи спектрорегистратора скоростей (см. фиг. 23); на фиг. 8, в показан ход пространственной скорости со временем. Мы видим, что на большей части траектории движение было практически равномерным, и только в конце траектории, в момент, близкий к падению узла, на поверхности Солнца наступило значительное ускорение в движении. Это следует также



Фиг. 8. К определению пространственной скорости движения протуберанца 1/XI 1951 г.

скорости (фиг. 8, б) в соответствующие моменты времени, полученный при помощи спектрорегистратора скоростей (см. фиг. 23); на фиг. 8, в показан ход пространственной скорости со временем. Мы видим, что на большей части траектории движение было практически равномерным, и только в конце траектории, в момент, близкий к падению узла, на поверхности Солнца наступило значительное ускорение в движении. Это следует также

* Киносъемка этого протуберанца произведена Е. Ф. Шапошниковой.

непосредственно из фиг. 8, а и б, поскольку влияние лучевой скорости в рассматриваемом случае невелико.

Единственная известная нам попытка получить представление о пространственном движении протуберанцев рассматриваемого типа принадлежит Мак Масу, Соьеру и Мюлеру [8]. Она также основана на обработке фильмов, полученных на спектрогелиографе совместно с регистрирующими скоростей. Экспериментальный недостаток метода спектрогелиографа нами уже указан: при больших лучевых скоростях излучение узла или струи выходит в крыло линии H_{α} , и при автоматической регистрации (как на обсерватории Мак Мас) это излучение вообще может выходить, не будучи замеченным, из пределов второй щели. Последнее приведет к искажениям в измерениях положений узлов в картинной плоскости (фиктивные ускорения или замедления). Поэтому к результатам указанной работы мы склонны относиться с осторожностью. Кроме того, найденные цитируемыми авторами хотя и небольшие колебания скорости могут лежать в пределах ошибок измерений. Действительно, если, как следует из графиков, приводимых авторами, ошибка в определении положения у них достигает $\pm 3 \cdot 10^3$ км, то при интервале в 100 сек., для которого ими строится зависимость скорости от времени, ошибка индивидуального определения скорости будет $\sim 5-10$ км/сек, т. е. того же порядка, что и найденные ими плавные колебания скорости. Этим, возможно, объясняется то, что наблюдаемые ими средние ускорения почти никогда не превышают $5 \cdot 10^3$ см/сек². К сожалению, указанные авторы при подсчетах зависимостей $s(t)$ в пространстве не пользовались индивидуальными измерениями, а использовали данные, полученные после сглаживания непосредственных данных наблюдений. В противном случае эффекты изменения скорости, возможно, нельзя было признать реальными.

Таким образом, можем заключить, что движения узлов и струй протуберанцев рассматриваемого класса *вдоль искривленных траекторий* на большем участке последних происходят в среднем равномерно. Говоря о равномерных движениях в основном и в среднем, подчеркиваем тем самым сложность явления. Например, зависимость $s(t)$ получается существенно различной, если положение узла мерить по месту наибольшей яркости или по краю узла или струи. Это показывает, что сами узлы и струи в процессе своего движения деформируются, что видно непосредственно при кинодемонстрации. Мы наблюдали, например, такие факты, когда из движущегося узла или струи довольно быстро выталкивалась вперед масса — в «обгон» основного узла; движение узла при этом несколько замедлялось. Иногда же сам узел при движении растягивается вперед и назад относительно направления движения. Представление узлов протуберанцев как материальных точек или твердых тел является весьма грубым приближением, и это обстоятельство требует большой осторожности при заключениях о характере их движения. Закон скачкообразного изменения скорости Петтита для таких протуберанцев не обоснован при измерениях среднего движения узлов, состоящих из одних и тех же частиц; однако он имеет свое основание, если измеряются разные места узла. По-

сколькx при измерениях (особенно неопытному наблюдателю) ничего не стоит ошибиться в отождествлении одного и того же места в узле или в струе, постольку и получаются различные толкования результатов.

Основные результаты обсуждения рассмотренных характерных протуберанцев можно теперь суммировать следующим образом.

1. Все рассматриваемые протуберанцы характеризуются правильными, *в среднем равномерными* (на большей части пути) *одной и той же природы* движениями узлов и струй вдоль *искривленных, дискретным образом фиксированных* в пространстве траекторий.

2. Направления движений зависят только от расположения таких «разрешенных» траекторий (или от расположения «центров взаимодействия») и не имеют прямого отношения к направлениям «вверх» или «вниз» по отношению к поверхности Солнца, хотя в среднем большинство узлов и струй завершают свое движение на поверхности.

3. Явление движения узлов и струй вдоль таких траекторий обладает свойством *многократной повторяемости*.

В свете этих основных свойств протуберанцев рассматриваемого класса трудно избежать мнения, что гравитация и лучевое давление не принимают какого-нибудь существенного участия в формировании движений хотя бы потому, что эти радиально направленные силы должны создавать существенные ускорения вдоль нормали к поверхности Солнца, тогда как очень часто мы имеем дело с движением больших масс вещества вдоль поверхности и вниз к поверхности Солнца с почти равномерной скоростью. К тому же очень часто это движение не сопровождается никакими видимыми возмущениями яркости окружающей или лежащей под протуберанцем фотосферы.

Как может давление радиации формировать прямое и затем попятное движение по дуге траектории, которое часто наблюдается в возвратных выбросах? Почему совместное действие гравитации и давления излучения заставляет узлы и струи выбирать именно то, а не иное фиксированное в пространстве направление движения, вместо того чтобы заставить вещество двигаться сплошным потоком или расходящейся, по мере удаления от места выброса, струей?

Уже сама постановка этих вопросов заставляет нас признать, что природа таких движений не связана с гравитацией или лучистым давлением. Поэтому целесообразно искать других объяснений; в первую очередь в наличии электромагнитных полей в солнечной атмосфере. Прежде всего дискретность траекторий таких протуберанцев указывает на то, что мы здесь имеем дело с явлением, аналогичным разряду. Но если это есть разряд, то наблюдаемые дискретность путей и узость разрядного канала есть явления, характерные для пробоя газа-изолятора, в то время как солнечная хромосфера и корона — отличные проводники. Кроме того, канал разряда должен бы иметь более высокую температуру и соответственно более низкую плотность, чем окружение. В протуберанцах же имеем как раз обратную картину, и проводимость вещества, из которого состоит протуберанец, должна бы быть больше, чем проводимость окружающей солнечной

атмосферы (ср. Альфвен [9]). Альфвен полагает, что эту трудность можно избежать, если рассматривать явление как своего рода внутренний скин-эффект в проводнике. Однако такое явление в ионизованных газах мало изучено.

С другой стороны, сам факт движения с постоянной скоростью вдоль искривленной траектории настолько чужд обычной динамике, что заставляет искать его объяснения в области электромагнитных явлений, где мы имеем примеры подобных движений (например, движение электронов в постоянном магнитном поле). Вид траекторий протуберанцев весьма похож на вид силовых линий магнитного поля одиночного магнитного полюса или диполя или магнитного поля солнечных пятен. Так как проводимость вдоль силовых линий магнитного поля в хромосфере и короне значительно выше, чем в других направлениях, то движения плазмы поперек магнитного поля должны очень быстро затухать, и движение, при наличии сил, его вызывающих, должно протекать в основном вдоль силовых линий магнитных полей [9, 10]. Однако возникают два вопроса: 1) почему такое движение реализуется именно вдоль некоторой узкой трубки, 2) если движение узлов и струй есть реальное движение кусков ионизованной плазмы вдоль силовых линий магнитного поля, то какова природа силы, вызывающей это движение, ибо сила Ампера должна действовать перпендикулярно полю и направлению движения. То, что эти движения суть реальные движения излучающей плазмы, доказывается наличием доплеровского смещения линий при движениях протуберанцев (с теми же значениями скоростей). С другой стороны, трудно представить себе механизм практически равномерного движения плазмы под действием некоторой силы. Обсуждение всех этих вопросов завело бы нас в область почти неразработанных проблем, составляющих новую отрасль электродинамики — электрогидромеханику солнечной атмосферы. Поэтому их рассмотрение есть предмет особых исследований.

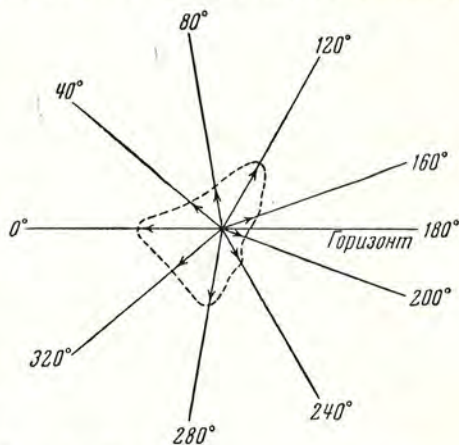
§ 3. Протуберанцы третьего класса (хаотические).

О характере турбулентности в солнечной атмосфере

Обратимся к рассмотрению третьего (по нашему обозначению), не менее многочисленного класса протуберанцев и специфичных для него движений. Для этого класса было бы правильнее говорить не о движениях, а об изменениях — метаморфозах. Протуберанцы этого класса принимают самые разнообразные, порою очень причудливые, формы: в виде дерева, кроны дерева, заросли кустов или в виде частокола, в виде клочковатого облака, или струи дыма, соприкасающейся в одном или нескольких местах с поверхностью Солнца, а иногда в виде конической горы или цилиндра с клочковатой верхушкой. Изменения здесь протекают медленно (иногда очень медленно), они длятся часами и днями.

Как правило, эти изменения состоят из *неупорядоченных движений*, метаморфоз отдельных узлов, облаков и струй (как бы свилей), а также из изменений *формы и структуры в целом*, которые имеют исключительное сходство с метаморфозами земных облаков и дыма, стелящегося по ше-

роховатой поверхности: светящееся облако слегка пошатывается в целом, как будто бы оно находится под воздействием слабых воздушных течений, поднимается, опускается, в облаке то возникают, то исчезают отдельные узлы и ветви, которые то сжимаются, то растягиваются, двигаясь медленно и изгибаясь самым неупорядоченным образом. Иногда часть облака как бы тает и исчезает, затем вновь появляются на ее месте облачные образования другого вида. (Такие изменения наблюдаются также у протуберанцев рассмотренного выше класса, но в «спокойных», как бы защищенных от действия центров взаимодействия, частях протуберанцев этого класса. Однако здесь эти изменения, как правило, носят кратковременный характер и не являются типичным признаком.) Протуберанцы рассматриваемого класса часто очень большие: их высота достигает 150 000 км; скорости здесь умеренные или даже незначительные — порядка 10 км/сек. В проекции на диск эти протуберанцы видны как длинные (достигающие даже радиуса Солнца) волокна, сохраняющиеся иногда в течение одного или даже нескольких оборотов Солнца.



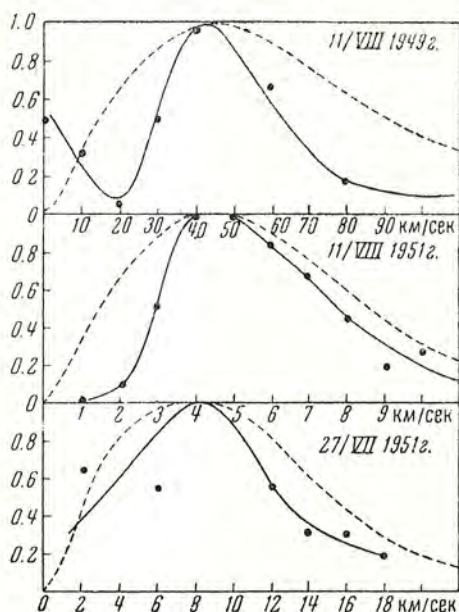
Фиг. 9. Распределение числа узлов по направлениям для протуберанца 11/VIII 1949 г.

Сравнительно редко у протуберанцев такого вида можно наблюдать вращательное движение протуберанца в целом; нам удалось это наблюдать для протуберанца 25 июля 1951 г., который внешне ничем не отличался от обычного протуберанца третьего класса и имел вид куста. При просмотре с кинопроектором легко убедиться в наличии сильно выраженного вращения: движение узлов и струй напоминает движение палочек в водовороте или воронке. Вращательное движение наблюдается также в протуберанцах типа торнадо: эти цилиндрические колонны, высотой не более 50 000 км и с разрыхленной верхней частью, при более внимательном рассмотрении обнаруживают винтообразную структуру или имеют вид колонны, вокруг которой навивается по спирали светлая струя. Скорость вращения таких смерчей, по измерениям Ричардсона [11], составляет ~ 50 км/сек.

Вследствие указанных свойств протуберанцев третьего класса количественные измерения движений здесь очень затруднительны, так как речь должна идти скорее о метаморфозах, чем о движениях. Однако в некоторых случаях (протуберанцы 11 августа 1949 г., 27 июля 1951 г. и 11 августа 1951 г.) представилась возможность дать некоторую количественную характеристику движений.

Протуберанец 11 августа 1949 г. имел вид куста с кроной, состоящей из множества отдельных узлов и облаков, достаточно резко очерченных, для которых измерения положений были возможны. На фиг. 3 воспроизведены

траектории четырех узлов, в соответствующем (указанном на фиг. 3) масштабе, для которых удалось проследить движения. Измеренные здесь сдвиги узлов следует рассматривать как реальные не только потому, что они превышают среднюю ошибку измерений, но также потому, что сдвиги отдельных узлов имеют различное направление для каждого отдельного измерения. Мы видим, что траектории узлов протуберанца 11 августа 1949 г. сходны с траекториями частиц при броуновском движении или диаграммами скоростей пульсаций ветра в атмосфере. Как ни мал полученный здесь материал, все же интересно составить представление о распределении числа движений по отдельным направлениям (фиг. 9, направление 0 и 180° принято за горизонтальное). Фиг. 9 не дает оснований для вывода о наличии преобладающих направлений движения, и, скорее всего, мы имеем здесь дело с равномерным по направлениям распределением движений. Точно так же интерес может представить распределение числа узлов по скоростям (фиг. 10).



Фиг. 10. Распределение числа узлов по скоростям для трех протуберанцев и сравнение этого распределения с распределением Максвелла (пунктирная кривая)

Для протуберанцев 27 июля и 11 августа 1951 г. мы не имели возможности построить аналогичные траектории движений узлов, так как эти узлы довольно быстро исчезали. Однако здесь можно было построить картину распределения направлений и скоростей движений для отдельных узлов за все время наблюдений. На фиг. 3 стрелки указывают наблюдаемые сдвиги узлов, а номер у стрелки означает, за сколько минут произошел данный сдвиг (следовательно, скорость может быть определена по длине стрелки и приведенному числу у ее конца). На той же фиг. 10 показаны кривые распределения числа узлов по скоростям в картинной плоскости в этих протуберанцах.

Рассмотрим подробнее эти кривые распределения. Выясним характер распределения скоростей в картинной плоскости в предположении максвелловского распределения в пространстве. Рассмотрим сферу единичного радиуса. Плотность точек, представляющих на этой сфере узлы, будет $\frac{n}{4\pi}$, где n — общее число узлов. Число узлов, имеющих направления скорости в пределах углов от θ до $\theta + d\theta$ и φ и $\varphi + d\varphi$, равно

$$dn_{\varphi\theta} = \frac{n}{4\pi} \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (3.1)$$

Из этого числа узлов скоростями в пределах от v до $v + dv$ обладает число узлов

$$dn_{v\varphi\theta} = dn_{\varphi\theta} f(v) dv, \quad (3.2)$$

где $f(v)$ — функция распределения узлов по скоростям. Так как все направления φ равновероятны в картинной плоскости, то число узлов со скоростями от v до $v + dv$, имеющих направления от θ до $\theta + d\theta$, где θ — угол между направлением скорости и лучом зрения, будет

$$dn_{v\theta} = dn_{\theta} f(v) dv = \frac{1}{2} n \sin \theta d\theta f(v) dv. \quad (3.3)$$

Если v_k — компонента скорости в картинной плоскости, то, очевидно,

$$\frac{v_k}{v} = \sin \theta,$$

т. е. v_k есть функция v и θ . При данном v в пределах от v до $v + dv$ угол θ зависит только от v_k . Следовательно,

$$\theta = \arcsin \frac{v_k}{v}, \quad d\theta = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_k}{v}\right)^2}} \frac{dv_k}{v}. \quad (3.4)$$

Таким образом, вместо отыскания числа узлов, имеющих абсолютную величину скорости в пределах от v до $v + dv$, будем искать число узлов, имеющих проекции скорости в пределах от v_k до $v_k + dv_k$; это число равно

$$dn_{vv_k} = \frac{1}{2} n \frac{v_k}{v} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_k}{v}\right)^2}} \frac{dv_k}{v} f(v) dv. \quad (3.5)$$

Число всех узлов, имеющих проекции в пределах от v_k до $v_k + dv_k$, получим, интегрируя выражение (3.5) по v от v_k до ∞

$$dn_{v_k} = \frac{1}{2} n v_k dv_k \int_{v_k}^{\infty} \frac{f(v) dv}{v^2 \sqrt{1 - \left(\frac{v_k}{v}\right)^2}}. \quad (3.6)$$

Если распределение числа узлов по скоростям есть максвелловское распределение, то

$$f(v) dv \propto e^{-bv^2} v^2 dv, \quad (3.7)$$

и выражение (3.6) после небольших вычислений принимает вид

$$dn_{v_k} = n b e^{-bv_k^2} v_k dv_k, \quad (3.8)$$

так что функция распределения числа узлов в картинной плоскости следующая:

$$f(v_K) = b v_K e^{-b v_K^2}. \quad (3.9)$$

На фиг. 10 пунктирные кривые — кривые (3.9), подобранные по значениям v_K , соответствующим максимуму наблюдаемой кривой распределения. Сопоставление этих кривых с наблюдаемыми показывает, что наблюдаемое распределение по скоростям не имеет ничего общего с максвелловским распределением, что вполне естественно, так как изменение направлений движений узлов и обмен между ними энергиями едва ли возможно считать обусловленными соударениями (и тем более, соударениями упругого характера). Вид траектории узлов, хаотическое распределение скоростей по направлениям, несоответствие функций распределения по скоростям обычным функциям статистической механики, — все это свидетельствует о том, что мы имеем здесь дело с явлением турбулентных движений.

Хорошо известен ряд фактов, свидетельствующих о существовании таких движений в солнечной атмосфере. В фотосфере — это движения гранул; их средняя скорость $\sim 0,5$ км/сек, а средний «масштаб» движения, сравнимый с размером гранул, ~ 1500 км. В хромосфере, по данным измерений доплеровских ширин линий в спектре вспышки, турбулентные скорости $\sim 10\text{—}15$ км/сек, а средний масштаб движений сравним с высотой струй, составляющих хромосферу, т. е. сравним с высотой хромосферной каймы ($\sim 4 \cdot 10^3$ км). Аналогичные скорости турбулентности получены В. П. Вязаницыным [12] из доплеровских ширин линий в протуберанцах. С другой стороны, из контуров линий поглощения в обрабатываемом слое получаются скорости турбулентности $\sim 2,5$ км/сек, а из промежуточной части кривой роста — скорости $\sim 1,7\text{—}2,0$ км/сек. Было бы невероятно, если бы фотосферу и хромосферу разделял слой с масштабом турбулентных движений, резко отличающимся от указанных значений для этих слоев ($1,5 \cdot 10^3$ и $4 \cdot 10^3$ км). Столь же невероятно, что в обрабатываемом слое в поглощении участвуют только вихри малого размера. Поэтому допущение Ричардсона и Шварцшильда [13] о том, что масштаб турбулентности в этом слое сравним и даже меньше глубины слоя ($\sim 10^3$ км), и полученное ими распределение скоростей турбулентности по масштабам для атмосферы Солнца (так называемый «спектр турбулентности») нельзя признать правильным. Дело заключается также в том, что при фотографических измерениях контуров линий или построении кривой роста пользуются *высокой* щелью спектрографа (или фотометра — при измерении интенсивностей), производя тем самым осреднение всех неоднородностей на диске Солнца и распределенных некоторым образом как вдоль щели, так и входящих в самую щель, которая, как правило, вырезает из диска Солнца куски не меньше $\sim 10^4$ км. Более того, в подавляющем числе случаев эти неоднородности совсем не разрешаются аппаратурой. Попытка выделить эти неоднородности, связанные с грануляцией, имеется у Шварцшильда и Ричардсона [13]; однако было бы су-

существенно выяснить не только доплеровские сдвиги линий в целом (в местах гранул), но колебания ширины и остаточных интенсивностей линий в местах гранул, чего эти авторы не сделали*. Можно думать, что эти последние данные указали бы на существенные изменения скоростей турбулентности *вдоль* спектральной линии, при группировке их значений около того, которое получается посредством осреднения обычным путем, т. е. из контуров линий или из кривой роста (во всяком случае фотографии спектра с полосками от гранул, даваемые этими авторами, показывают сужение линий в местах, свободных от гранул). Эта особенность тесно связана также с проблемой остаточных интенсивностей, ибо хаотическое движение кусков газа, каждый из которых дает нулевую остаточную интенсивность, при осреднении по ширине участка Солнца, проходящего в щель, вызывает эффект повышения интенсивности до наблюдаемых значений, при скоростях движений порядка 1,5 км/сек (ср. Рэдман [14], Аллен [15]).

Повидимому, атомы, формирующие линии поглощения, участвуют как в турбулентных пульсациях обращаемого слоя, возникающих в результате грануляции и являющихся как бы продолжением грануляции в фотосфере (ведь обращающий слой и фотосфера непрерывно переходят друг в друга), так и в той турбулентности, которая наблюдается в виде хромосферной сетки и представляет колебания остаточной интенсивности по диску Солнца. Для выяснения масштаба этих колебаний мы использовали фотоэлектрическую запись таких колебаний в линии K_2 , проведенную В.Б. Никоновым и А.Б. Северным [16]. Щель спектрографа при этой регистрации была ограничена по высоте до $\sim \frac{1}{100}$ диаметра Солнца. Фотоэлектрическая запись показывает не менее 100 отдельных колебаний остаточной интенсивности на отрезке, сравнимом с радиусом Солнца; это дает для масштаба ячейки хромосферной сетки (в лучах кальция) величину $\sim 5 \cdot 10^3$ км. В лучах водорода клетки несколько меньше, т. е. мы приходим для обращаемого слоя к величине порядка нескольких тысяч километров, т. е. к той же величине. Таким образом, мы видим тенденцию увеличения масштаба и скорости турбулентности с высотой в солнечной атмосфере, т. е. указание на то, что турбулентность в целом в солнечной атмосфере не изотропна. С таким же фактом, мы, повидимому, сталкиваемся и для ряда звезд, где определение скорости турбулентности по кривой роста дает значение существенно меньшее, чем определения по отдельным линиям. (Эффект наложения скоростей отдельных вихрей должен сильнее сказаться на кривой роста, основанной на измерениях полного поглощения, чем на ядрах линий, которые формируются в основном вихрями у поверхности поглощающего слоя.)

Переходя к еще большим масштабам движений, которые мы наблюдаем для хаотических протуберанцев, естественно ожидать больших скоростей

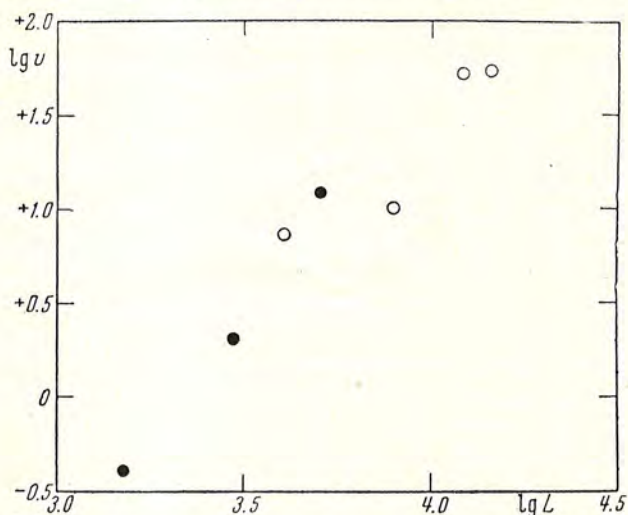
* Кроме того, эти авторы измеряли положение того места линии, которое соответствует полусумме отсчетов на места, где интенсивность падает до половины максимального значения (справа и слева). Для асимметричного профиля линий это не будет характеризовать интересующий их эффект.

турбулентции. Согласно кривым распределения (фиг. 10), величины скорости, соответствующие максимуму встречаемости, лежат в пределах от 4 до 40 км/сек. Однако ввиду малочисленности материала, а также потому, что все вошедшие в построение кривой распределения узлы можно считать узлами, совершающими хаотическое движение, целесообразнее определять

Таблица 2

Объект	Скорость v , км/сек	Масштаб $L \cdot 10^3$ км	Число Рейнольдса, R
Гранулы	0.4—0.5	1.5	$3 \cdot 10^6$
Обращающий слой	~ 2.0	3	$3 \cdot 10^6$
Хромосфера	10—15	~ 5	$3 \cdot 10^5$
Протуберанец 11/VIII 1951 г.	7	4	$1.7 \cdot 10^5$
» 27/VII 1951 г.	9.5	8	$4.5 \cdot 10^5$
» 11/VIII 1949 г.	42	14—15	$4.5 \cdot 10^6$
Протуберанец торнадо	50	12	$3.6 \cdot 10^6$

среднюю скорость для тех узлов, которые описывают не прямолинейные пути. В табл. 2 приведены значения этих скоростей и средние масштабы движений, т. е. размер той области, в пределах которой находится траекто-



Фиг. 11. Зависимость между средней скоростью и средним масштабом турбулентности в солнечной атмосфере

рия. Для сопоставления в таблице приведены указанные выше значения скорости и масштабы турбулентции для гранул, обращающего слоя, хромосферы и протуберанцев типа торнадо (по данным Ричардсона [11]).

Данные для v и L из табл. 2 представлены на фиг. 11, где черные кружки — спектральные данные для фотосферы, обращающего слоя и

хромосферы, а светлые кружки — данные для протуберанцев. Судить о спектре турбулентции в солнечной атмосфере и характере ее изотропности на основании этих далеко недостаточных данных еще преждевременно, так как мы прежде всего не располагаем данными о крупномасштабных движениях. Если вращение солнечной атмосферы в целом рассматривать как самый крупномасштабный вихрь, то мы имеем точку с $\lg L \sim 6$ и $\lg v = 0,30$, так что при некотором $L_{\max}$ величина v достигает максимального значения, спа-

дая затем до указанного значения $v = 2$ км/сек. Однако мы не знаем, какие движения на Солнце можно рассматривать как турбулентные движения промежуточного масштаба ($\lg L > 4.5$). Даже для той части спектра турбулентности, которая дана на фиг. 11, мы не имеем еще достаточного материала для составления корреляции между v и L в аналитическом виде: через точки здесь можно с равным успехом провести как прямую линию, так и кривую вида $v \propto L^m$ (где $m > 1$).

Оценим при помощи чисел Рейнольдса, насколько законно наше предположение о турбулентном характере рассматриваемых движений в солнечной атмосфере. Для вычисления чисел Рейнольдса

$$R = \frac{3Lv}{\lambda v_t} \quad (3.10)$$

нам следует оценить среднюю скорость тепловых движений v_t и длину свободного пробега частицы $\lambda = 1/nS$, где n — число частиц в единице объема, а S — эффективное сечение соударений, из которых благодаря сильной ионизации наиболее эффективны соударения ионов с электронами, так что

$$S = 2.4 \cdot 10^{-5} \frac{Z^2}{T^2} \text{ см}^2, \quad (3.11)$$

где T — температура; Z — заряд ионов. Мы принимаем: для протуберанцев и хромосферы $T = 5 \cdot 10^3$, $n = 10^{10}$; для обрабатывающего слоя $T = 6 \cdot 10^3$, $n \approx 10^{12}$; для фотосферы $T = 10^4$, $n \approx 10^{13}$ (что дает несколько заниженное число R). Числа Рейнольдса для этих значений n , T , L и v , указанных в табл. 2, приведены там же. Если соображения подобия позволяют пользоваться обычным критерием турбулентности, то при указанных числах Рейнольдса движения должны быть турбулентными для всех рассматриваемых масштабов движений. Однако все, что можно пока сказать о характере рассматриваемой турбулентности, сводится к тому, что 1) протуберанцы второго класса участвуют в общей турбулентности солнечной атмосферы, воспроизводя как маломасштабные, так и крупномасштабные движения*; 2) существует корреляция между масштабом турбулентных движений и средней турбулентной скоростью, характерная для всей солнечной атмосферы в целом; 3) существует тенденция увеличения масштаба и скорости турбулентности с высотой в солнечной атмосфере, указывающая на неізотропный характер турбулентности. Если к каждому слою в атмосфере Солнца применим закон А. Н. Колмогорова [17] для локально изотропной турбулентности

$$v \sim \left(\frac{\varepsilon \lambda}{\rho} \right)^{1/3}, \quad (3.12)$$

т. е. если можно говорить о сохранении подобия между турбулентными движениями в отдельных слоях, то тенденция возрастания скорости и

* Наши количественные данные относятся в основном к узлам, т. е. небольшим «частицам» жидкости. Известно, что малые частицы жидкости в своем движении полностью следуют за турбулентными пульсациями.

масштаба с высотой требовала бы убывания плотности с высотой не медленнее чем обратно пропорционально квадрату масштаба (ср. [18]). Если между масштабом турбулентности и высотой имеется линейная связь, то на основании закона убывания плотности $\rho \propto h^{-n}$ ($n > 2$), как было показано ранее одним из авторов [19], можно объяснить ряд существенных свойств нестатических звездных атмосфер, а также большое протяжение солнечной хромосферы.

В заключение, во избежание недоразумений, следует подчеркнуть, что хаотичность движений и изменений, которая характерна для протуберанцев третьего класса, есть основной «фон» явления. Очень часто в таких протуберанцах наблюдаются упорядоченные движения, характерные для второго класса, однако они охватывают небольшую часть протуберанца или же кратковременны; более того, при некоторых условиях (см. § 4) возникает взрыв всего протуберанца, характерный для протуберанцев первого класса (эруптивные). Поэтому наше деление всех протуберанцев на три класса в известной мере условно; это есть деление по типу *преобладающих* движений.

§ 4. Протуберанцы первого класса (эруптивные)

Эруптивные протуберанцы — явление редкое; их развитие по своим внешним признакам настолько специфично, что такие протуберанцы следует выделить в особый класс. В течение часов и даже дней протуберанец ведет себя, как протуберанец третьего класса, и имеет вид облака или длинной струи дыма в форме арки с весьма слабой активностью (характерной для протуберанцев третьего класса). Развитие начинается с возникновения больших лучевых скоростей движения главным образом у основания протуберанца (в частности, возникает вращательное движение или вращение арки в целом и поднятие одного из оснований арки). Большая часть массы сначала медленно, а затем быстро поднимается, растягиваясь при подъеме в одном (поднимающемся) конце или же (реже) сохраняя форму арки. При этом разные части протуберанца движутся почти равномерно с различными скоростями, испытывая временами быстрые изменения (чаще всего увеличения) скорости, которая достигает иногда рекордных значений 700 км/сек. Движение основных масс весьма специфичное, на первый взгляд почти радиальное.

По достижении значительной высоты над поверхностью Солнца из основной поднимающейся массы начинают отделяться узлы, а иногда и струи, которые движутся вдоль почти прямолинейных траекторий по направлению к поверхности Солнца (возможно, с незначительным ускорением). Движение этих возвращающихся обратно узлов очень похоже на движение узлов коронального облака и корональных струй, которые типичны для протуберанцев второго класса. Оставшаяся у поверхности Солнца масса протуберанца обладает иногда выраженным вращением.

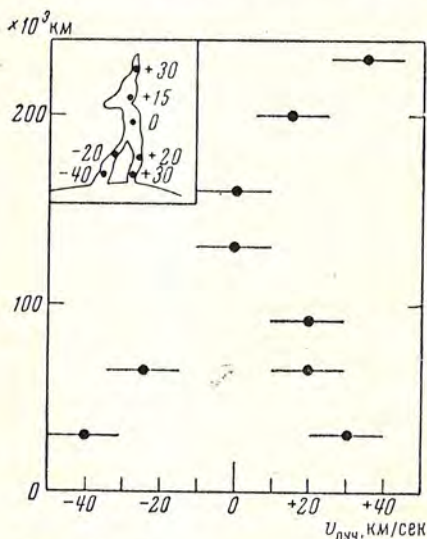
На фиг. 2 и 3 показаны два характерных примера движений эруптивных протуберанцев (остальной материал приведен ниже в § 5). Проту-

беранец 13 августа 1949 г. описан нами [1]. Наиболее активная фаза его развития длилась с 15 ч. 30 м. до 17 ч. 10 м. московского времени. На протяжении предшествующих двух дней (11 и 12 августа) протуберанец представлял собой типичный протуберанец третьего класса и имел вид массивного густого куста. Утром 13 августа в середине основания протуберанца показался просвет, который к 16 час. значительно расширился; протуберанец имел в это время вид массивной арки, один конец которой оторвался от поверхности Солнца. Вскоре обнаружилось, что этот конец начинает быстро подниматься. В 15 час. началась киносъемка, которая зарегистрировала развитие типичного массивного эруптивного протуберанца. Были измерены движения пяти узлов: для трех из них результаты представлены на фиг. 3 в виде зависимостей высота — время (там же приведены скорости движений в км/сек). Слева на фиг. 3 дан эскиз протуберанца в 15 ч. 45 м. и приведена траектория движения узлов 1, 2 и 3, полученная при помощи кинопроектора.

Второй типичный эруптивный протуберанец* 11 октября 1950 г. в 11 ч. 10 м. (начало киnoreгистрации) представлял собой компактное массивное облако с отдельными плотными узлами и переплетенными между собой струями (свиями), в которых можно было даже заметить неупорядоченные движения и изменения, характерные для протуберанцев третьего класса. В тот же день в 9 ч. 45 м. снимался спектр этого протуберанца в спокойной стадии (фиг. 25). Спектрограммы, так же как и первые кадры фильма, показывают, что протуберанец имел сложную узловатую структуру; его узлы находились в интенсивном движении со скоростями, достигающими ~ 50 км/сек, т. е. превосходящими обычные турбулентные скорости (эти скорости определялись на спектрограмме по крайним значениям доплеровского смещения, достигавшего значений ~ 102 км/сек). Ввиду отсутствия сколько-нибудь выраженной упорядоченности в движениях и в конфигурации отдельных узлов и струй распределение лучевых скоростей по массе протуберанца выяснить не удалось. Вблизи края протуберанца, у самого его основания в 11 час. был отчетливо виден просвет, который несколько расширялся, и вскоре после начала съемки крайняя часть арки начала подниматься кверху, а весь протуберанец приобрел вращательное движение, сопровождающееся подъемом масс с одной стороны и как бы сокращением ствола, на котором он покоился. Всего удалось смерить здесь движения 7 узлов; полные результаты измерений для всех узлов показаны ниже на фиг. 17 в связи с измерениями их свечения. На фиг. 2 представлены траектории и зависимость высота — время узла, для которого удалось получить наиболее полные данные. Для остальных узлов на фиг. 17 направления движений указаны стрелками, а зависимости высота — время имеют аналогичный вид, хотя скорости движения достигают больших значений (до 100 км/сек). Сравнительно небольшие скорости подъема, которые характерны для этого протуберанца, не являются исключением; аналогичные протуберанцы наблюдал также Петтит [10].

* Наблюдения и киnoreгистрация его развития произведены И. И. Назаровой.

Третий типичный эруптивный протуберанец 27 октября 1948 г. (13 час. московского времени) был нами воспроизведен ранее [1]. На фиг. 17 даны эскиз этого протуберанца и расположение измеренных в нем четырех узлов, а также зависимость высота — время в связи с колебаниями яркости для этих узлов. Ввиду того что этот протуберанец снимался на фотопластины (получено 24 последовательные фотографии), траекторию движения достаточно уверенным образом построить не удалось (кинорегистрация



Фиг. 12. Распределение лучевых скоростей в протуберанце 27/X 1948 г.

была начата в 1949 г.). Однако удачное расположение этого протуберанца позволило получить в начальной стадии его развития серию фотографий линий H_{α} в различных местах протуберанца на спектрогелиоскопе — спектрографе нашей обсерватории (описан в [21]). Распределение лучевых скоростей по высоте показано на фиг. 12, где дан также эскиз протуберанца с указанием точек, к которым относятся измеренные лучевые скорости.

Мы видим, что основная масса протуберанца удалялась от нас со скоростью, доходящей до 30 км/сек; в то же время две колонны, поддерживающие протуберанец, имели противоположно направленное движение со скоростями +30 и —40 км/сек. Таким образом, основание протуберанца

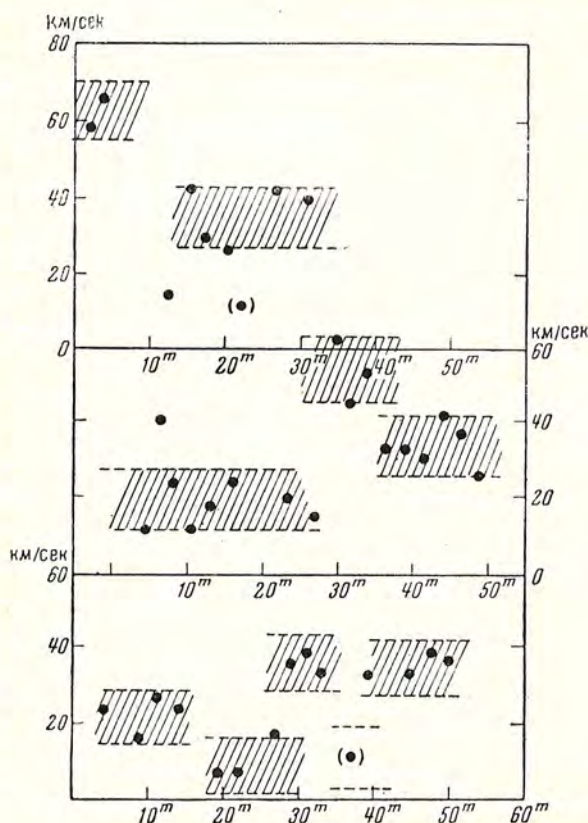
находилось как бы во вращательном движении со средней скоростью ~ 35 км/сек; скорость этого вращения уменьшалась с высотой, и на высоте около 100 000 км, в месте, где эти колонны сливались воедино, вращение если и имело место, то сказалось только в общем расширении спектральной линии. По измерениям доплеровского контура линии H_{α} в этом месте, турбулентные скорости здесь также достигают 30 км/сек (при вычислении этой скорости температура протуберанца была принята равной 5000°). Расстояние между колоннами у поверхности Солнца достигало 23 000 км, так что центробежная сила вихря, лежащего в основании протуберанца, достигала значений $\sim 10^4$ см/сек², т. е. была сравнима с ускорением силы тяжести. Поэтому в таких условиях протуберанец мог поддерживаться так же, как торнадо или смерч, над поверхностью Земли.

Рассмотрение данных, приведенных на фиг. 2 и 3, и зависимостей высота — время для эруптивных протуберанцев позволяет заключить, что во всех случаях наблюдаются внезапные, быстрые изменения скорости движения. Прежде всего следует выяснить, не являются ли подобные изменения результатом ошибок наблюдений и измерений. Для этого мы построили зависимости скорость — время для некоторых отдельных случаев, когда имелось достаточно точек для определения скорости (фиг. 13).

Мы видим, что измеренные скорости группируются возле некоторых средних значений; области возможных (из-за ошибок измерений) отклонений от этих средних значений на фиг. 13 заштрихованы; колебания скорости в пределах этих областей нельзя признать реальными. Однако несомненен факт очень быстрого перехода от одного среднего значения скорости к другому (при рассмотрении движения в картинной плоскости). Такое резкое возрастание скорости нельзя приписать эффекту быстрого увеличения лучевой скорости по следующим причинам: 1) такие изменения наблюдаются для узлов, не обладающих большими лучевыми скоростями (например, узел 1 для протуберанца 27 октября 1948 г., где лучевая скорость практически отсутствовала; см. фиг. 12); 2) если бы эффект резкого увеличения скорости был связан с резким изменением направления движения по отношению к лучу зрения, то столь же часто наблюдались бы резкие изменения направления движения в картинной плоскости.

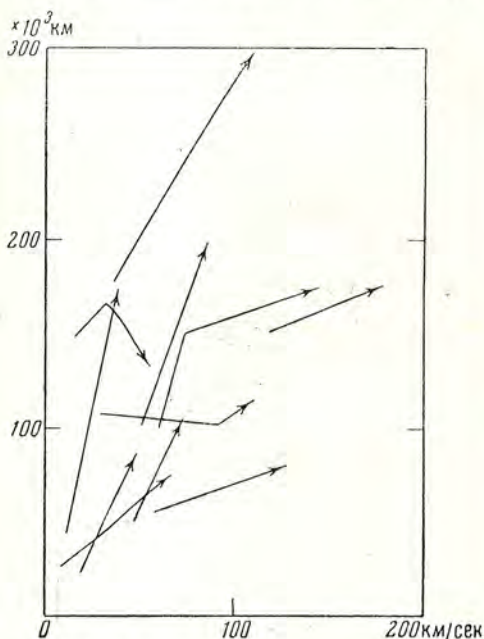
Поэтому резкие увеличения скорости при движении эруптивных протуберанцев реальны и составляют одно из основных, особых свойств этих образований (так называемый первый закон движения Петтита для эруптивных протуберанцев). Являются ли такие изменения скачкообразными, как утверждает Петтит, или же они происходят плавно, хотя и достаточно резко — этот вопрос может быть решен только при помощи построения пространственной картины движения. Одновременные измерения лучевых скоростей и движений в картинной плоскости, проведенные для двух эруптивных протуберанцев 27 сентября 1948 г. и 7 августа 1950 г., приведены в работах Додсон и др. [22]. Эти измерения свидетельствуют скорее о плавных хотя и весьма резких изменениях скорости.

Более внимательное, при помощи кинопроектора, рассмотрение траекторий движения узлов эруптивных протуберанцев от 13 августа 1949 г.,



Фиг. 13. Зависимость скорости от времени в эруптивных протуберанцах

11 октября 1950 г. и 27 октября 1948 г. создает впечатление, что движение здесь не является чисто радиальным движением: это как бы движение по навивающейся на конусообразную, изогнутую трубку спирали, с чрезвычайно резко и непрерывно возрастающим шагом. Возрастание шага может быть связано с наблюдаемыми резкими изменениями скорости. Такая картина, конечно, упрощает положение дела; появление вторичных струй и узлов, падающих на поверхность, наличие вращения в основании (на-



Фиг. 14. Зависимость между скоростью и высотой в эруптивных протуберанцах

блюдения, так и все предшествующие никогда не показывают падения скорости в конечной части траекторий, а в большинстве случаев, наоборот, мы имеем дело с ускорением. Это подтверждается данными фиг. 14, где представлены зависимости скорость — высота для некоторых измеренных нами протуберанцев. В то же время наблюдения не показывают достаточно выраженной зависимости между скоростью и изменением высоты, а также между изменением скорости и изменением высоты.

Характерно также сохранение подобия в распределении скоростей по высотам, наблюдавшееся нами для протуберанца 27 октября 1948 г. (фиг. 15) и свидетельствующее о сохранении подобия в движении всей массы протуберанца в целом. Внимательное рассмотрение зависимостей высота — время для протуберанцев 27 октября 1948 г. и 11 октября 1950 г., для которых было возможно произвести одновременные измерения нескольких узлов, позволяет также заключить, что внезапные изменения скорости для всех узлов наступают практически одновременно.

Попытаемся сделать некоторые заключения о развитии явлений в эруптивных протуберанцах. Во-первых, то, что принято называть эруптивным

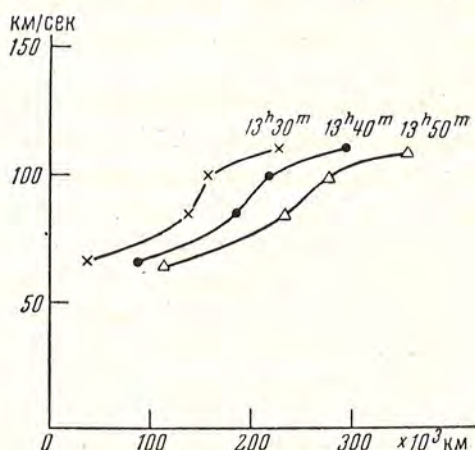
пример, у протуберанцев 27 октября 1948 г. и 11 октября 1950 г.) делают явление более сложным. Однако пути отдельных узлов, вероятно, близки к изложенной модели.

Далее, в отдельных случаях наши графики зависимости высота — время не показывают роста скорости с высотой (некоторые узлы протуберанца 11 октября 1950 г.); это все же может быть связано с недостаточно полными данными для больших высот: яркость сильно падает с высотой, может быть отчасти из-за больших лучевых скоростей, отчасти из-за рассеяния движущегося облака. В этих условиях измерения положений очень неуверенные. Во всяком случае, как наши на-

протуберанцем, правильнее было бы называть взрывом обычного протуберанца третьего типа, так как протуберанцы, становящиеся эруптивными, до взрыва являются обычными протуберанцами третьего типа. К сказанному можно прибавить также пример эруптивного протуберанца 7 августа 1950 г., наблюдавшегося Петтитом [23]. Два дня до этого (5 и 6 августа) этот протуберанец непрерывно регистрировался нами на киноплёнку. Протуберанец имел вид широкой, массивной, плотной дуги или арки, и никаких существенных изменений в нем не наблюдалось. Наоборот, его можно было рассматривать как пример протуберанца третьего класса с пониженной активностью неупорядоченных изменений. Аналогичными свойствами пониженной активности перед взрывом обладали и протуберанцы 27 октября 1948 г., 13 августа 1949 г. и 11 октября 1950 г.: это были как бы застывшие образования с очень незначительными, медленными метаморфозами, которые можно было проследить лишь на протяжении нескольких часов. Это подтверждают и наши спектрограммы: все протуберанцы перед взрывами показывали

очень узкие и резкие линии. Поэтому эруптивные протуберанцы — это особое явление взрыва спокойного протуберанца третьего класса, возникающее при некоторых специфических условиях его развития. Возникновение взрыва почти во всех случаях можно было предсказать по следующим признакам: большая масса облака; образование арки или просвета под массивным облаком или образование массивной дуги или струи; незначительная активность; несколько повышенная яркость (см. ниже), эмиссия в линии H_α резкая и узкая.

Возникновению взрыва предшествует резкое увеличение активности, заметное обычно по большим лучевым скоростям (до 100 км/сек) и часто сопровождающееся возникновением вращения (как бы вихря) в основании протуберанца. Это обстоятельство, а также последующее образование и падение вниз вторичных корональных струй и узлов не импонируют представлению о какой-то роли давления излучения в возникновении и развитии эруптивных протуберанцев. Следует еще добавить, что расчет теоретической зависимости высота — время при движении протуберанца под действием давления излучения, сделанный в работе Петтита и Мак Мас [20] (который мы здесь не воспроизводим), показывает, что эффект давления излучения недостаточен для объяснения возникновения ускорений, наблюдаемых при таких взрывах.



Фиг. 15. Подобие в распределении скоростей при движении эруптивного протуберанца 27/X 1948 г.

Более того, следует достаточно уверенно заключить о наличии внезапных ускорений, вызывающих почти скачкообразное (в течение нескольких минут) увеличение скорости. Едва ли это явление можно связывать с механизмом действия давления излучения, если только не вводить некоторого, довольно загадочного, агента, испускающего внезапно большие импульсы радиации. Для наличия такого агента или всякого иного, способного дать повышенное давление излучения под протуберанцем, нет достаточных оснований, так как ни в одном из случаев эруптивных протуберанцев не зарегистрировано наличия флоккула или пятна в окрестности протуберанца или под ним. Это связано также с тем, что эруптивные протуберанцы появляются на любых широтах.

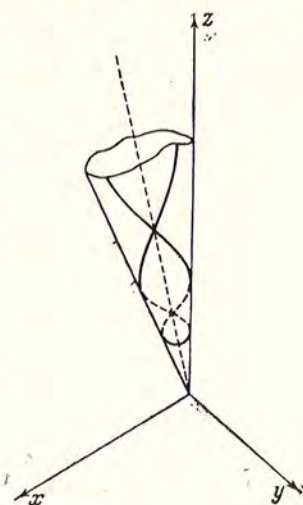
Хотя, как показывают наши измерения, а также недавние измерения Петтита [24] и Додсон [22], в течение подъема эруптивного протуберанца и наблюдаются падения скорости, в основном (и особенно в конечной части траектории) движение этих протуберанцев ускоренное. Последнее позволяет считать, что эти протуберанцы достигают самых крайних частей внешней короны. Как правило, наибольшие ускорения достигаются на больших высотах, но никакой связи между внезапным ускорением и высотой нет, т. е. «толчки» и «замедления» в движении эруптивных протуберанцев возникают в самых разнообразных местах короны. Далее, эти «толчки» наступают практически одновременно для всех узлов данного протуберанца, находящихся на различных высотах в процессе подъема. Этот новый факт указывает на то, что причиной толчка или торможения не может быть какое-либо локальное возмущение в короне. Наиболее существенен установленный нами факт (см. ниже, а также [3]) внезапных изменений яркости протуберанца при таких толчках или торможениях, свидетельствующих о своеобразном физическом процессе, который сопутствует такому движению.

Ко всему сказанному следует добавить факт возникновения всплесков радиоизлучения на длинных волнах (~ 200 Mc), возникающих при подъеме эруптивных протуберанцев, о чем сообщалось недавно в работе Додсон [22]. Этот факт сам по себе не удивителен, так как движение больших масс через плазму внешней короны может вызвать колебания плазмы и тем самым радиоизлучение. Однако трудно еще сказать, насколько такое объяснение правильно: возможно, что источник радиоизлучения движется вместе с протуберанцем, хотя спектральные измерения радиоизлучения при всплесках указывают на существенно большие скорости движения источников радиоизлучения, чем средние скорости в эруптивных протуберанцах [25]. Было бы очень интересно измерить колебания интенсивности радиоизлучения при подъемах эруптивных протуберанцев.

В настоящее время очень трудно иметь суждение о природе движения при подобных взрывах протуберанцев. Мы видели, что гипотеза лучевого давления почти неприменима. С другой стороны, очень трудно объяснить одновременные для всех узлов внезапные ускорения и изменения яркости при помощи какого-либо нерадиативного агента (см. попытку такого объяснения в [3]). Трудно также связать явление эруптивных протуберанцев

с проявлением крупномасштабной турбулентности, хотя часто вид эруптивных протуберанцев напоминает тонкие струи табачного дыма, поднимающегося кверху. Подъем такой большой массы с термодинамической точки зрения кажется маловероятным, так как всякое более плотное и менее нагретое образование типа протуберанца должно было бы опуститься вниз, в менее нагретые и более плотные области, имея около себя среду типа солнечной короны, если только в протуберанце не возникает значительных градиентов температуры, превосходящих градиент окружения. В противном случае такая масса могла бы лишь сохранить свое положение.

В заключение следует, может быть, сделать два замечания: 1) траектории узлов эруптивных протуберанцев весьма сходны с траекториями электронов, движущихся в поле одиночного магнитного полюса (замкнутая спираль, навивающаяся на конус, см. фиг. 16); 2) плазма протуберанца в локальном магнитном поле может испытывать импульс, заставляющий ее удаляться в направлении уменьшения поля. Этот последний эффект связан с диамагнетизмом расширяющейся плазмы и хорошо известен из лабораторных опытов по отталкиванию пламени от магнита.



Фиг. 16. Траектория электрона в поле одиночного магнитного полюса

§ 5. Исследование свечения протуберанцев

Возгорание и погасание узлов и струй протуберанцев могут быть замечены при непосредственных визуальных наблюдениях. Фотометрические измерения колебания яркости производились по стандартизованным кинофильмам. Процесс стандартизации состоял в том, что при кинорегистрации систематически снимался центр солнечного диска с той же экспозицией, что и протуберанец, но с известным ослаблением, а также шкала (при помощи платинового ступенчатого ослабителя). Для всех фильмов была получена средняя характеристическая кривая, достаточно хорошо удовлетворяющая большинству фильмов. В отдельных случаях использовались индивидуальные кривые. Измерения производились на шнельфотометре, при щели, несколько меньшей размеров узла.

Изменения яркости протуберанцев могут быть реальными и видимыми, обусловленными перемещением излучения протуберанца относительно полосы пропускания фильтра (или второй щели спектрографа) при движении протуберанца вдоль луча зрения (эффект проекции, см. § 1). Поэтому измерениям свечения узлов и струй должны сопутствовать одновременные, соответствующие тем же моментам времени измерения их движений. На фиг. 17—19 даны результаты таких измерений для типичных случаев, где

измерения яркости могли быть выполнены достаточно уверенным образом (об измерениях движения см. § 1)*. Проанализируем эти результаты прежде всего с точки зрения эффекта проекции.

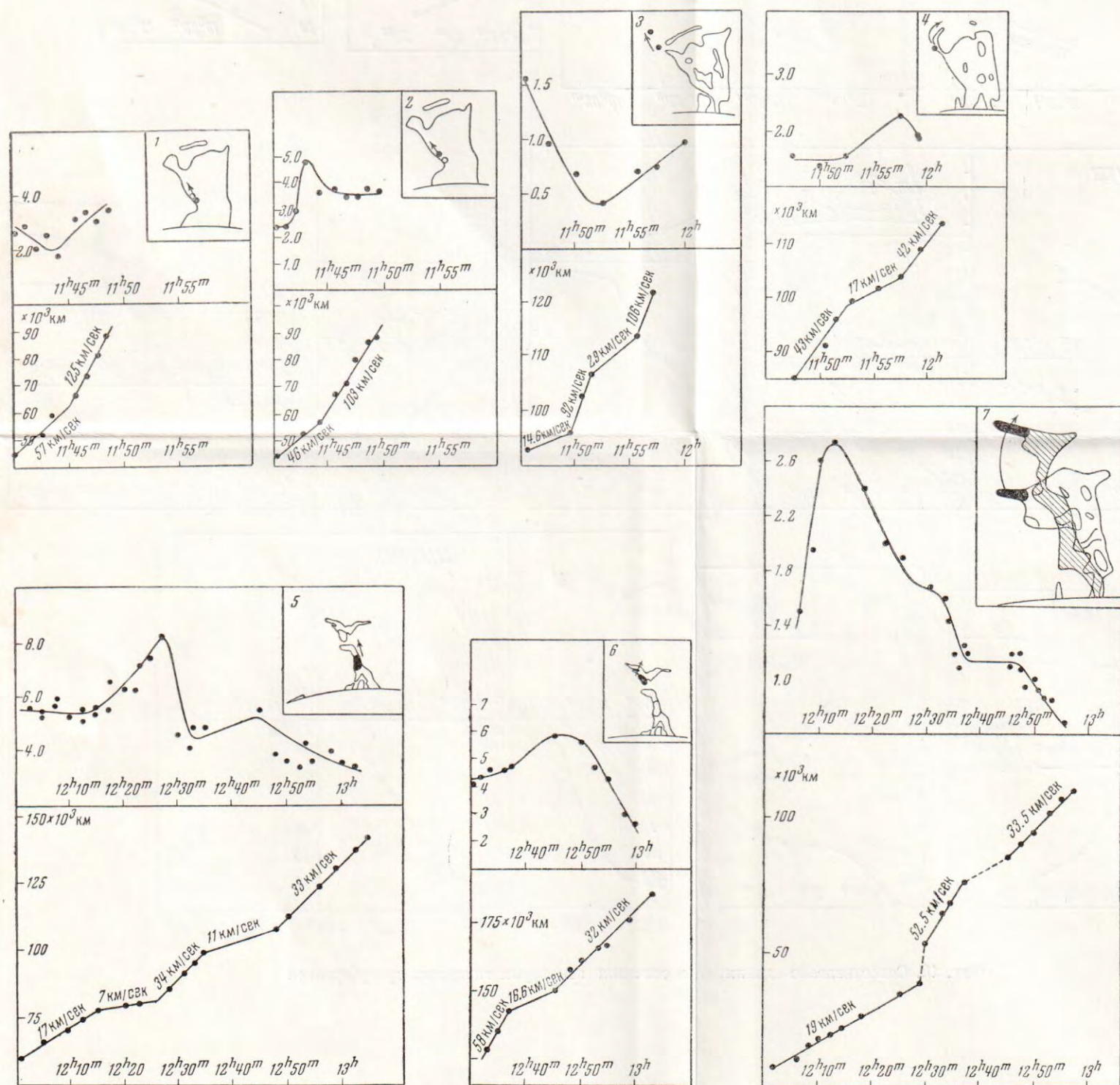
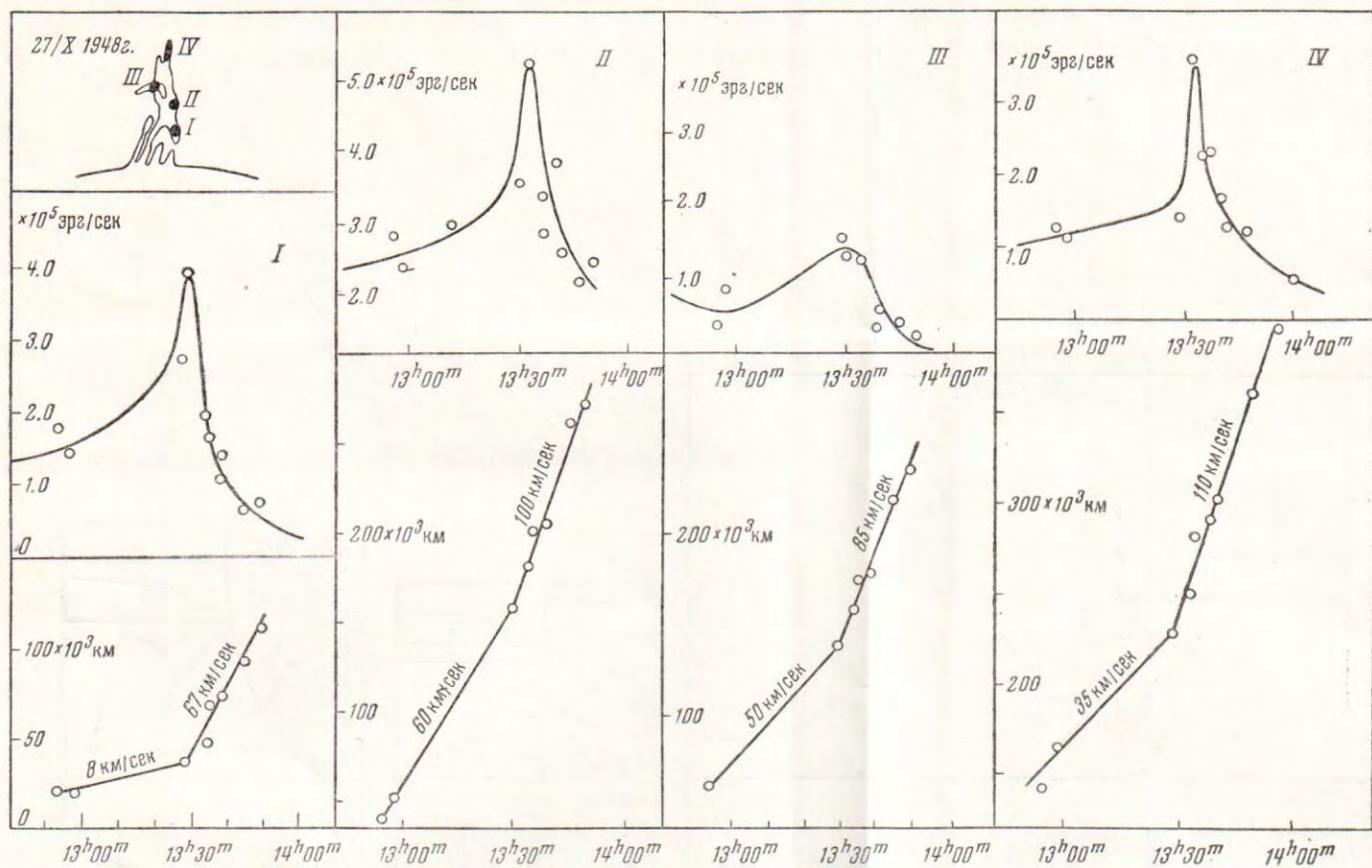
Для эруптивного протуберанца 27 октября 1948 г (см. фиг. 25) мы видим внезапное увеличение яркости всех четырех узлов в момент внезапного ускорения около 13 ч. 30 м. Так как три из четырех узлов имели положительную лучевую скорость (см. § 4), т. е. излучение в линии H_{α} было смещено для них в красную сторону, то этот эффект не может быть вызван поворотом фильтра, поскольку при повороте фильтра его полоса пропускания смещается в фиолетовую сторону, и яркость должна была бы уменьшиться. Изменения яркости испытал и узел 2, для которого измеренная спектроскопически лучевая скорость была равна нулю; практически одинаковые колебания испытали узлы 1 и 4, имевшие одинаковую лучевую скорость около $+30$ км/сек. Таким образом, мы вынуждены заключить, что все узлы протуберанца 27 октября 1948 г. испытали практически одновременно *реальное*, весьма быстрое возгорание и погасание. Для этого протуберанца мы приводим абсолютные интенсивности свечения (эрг/см²·сек); надежность этих значений подтверждается тем, что практически те же значения получены посредством фотометрирования контура линии H_{α} с учетом инструментальных искажений (о способе их учета см. [26]). В табл. 3 приведено сопоставление этих значений интенсивности для момента 13 час.

Таблица 3

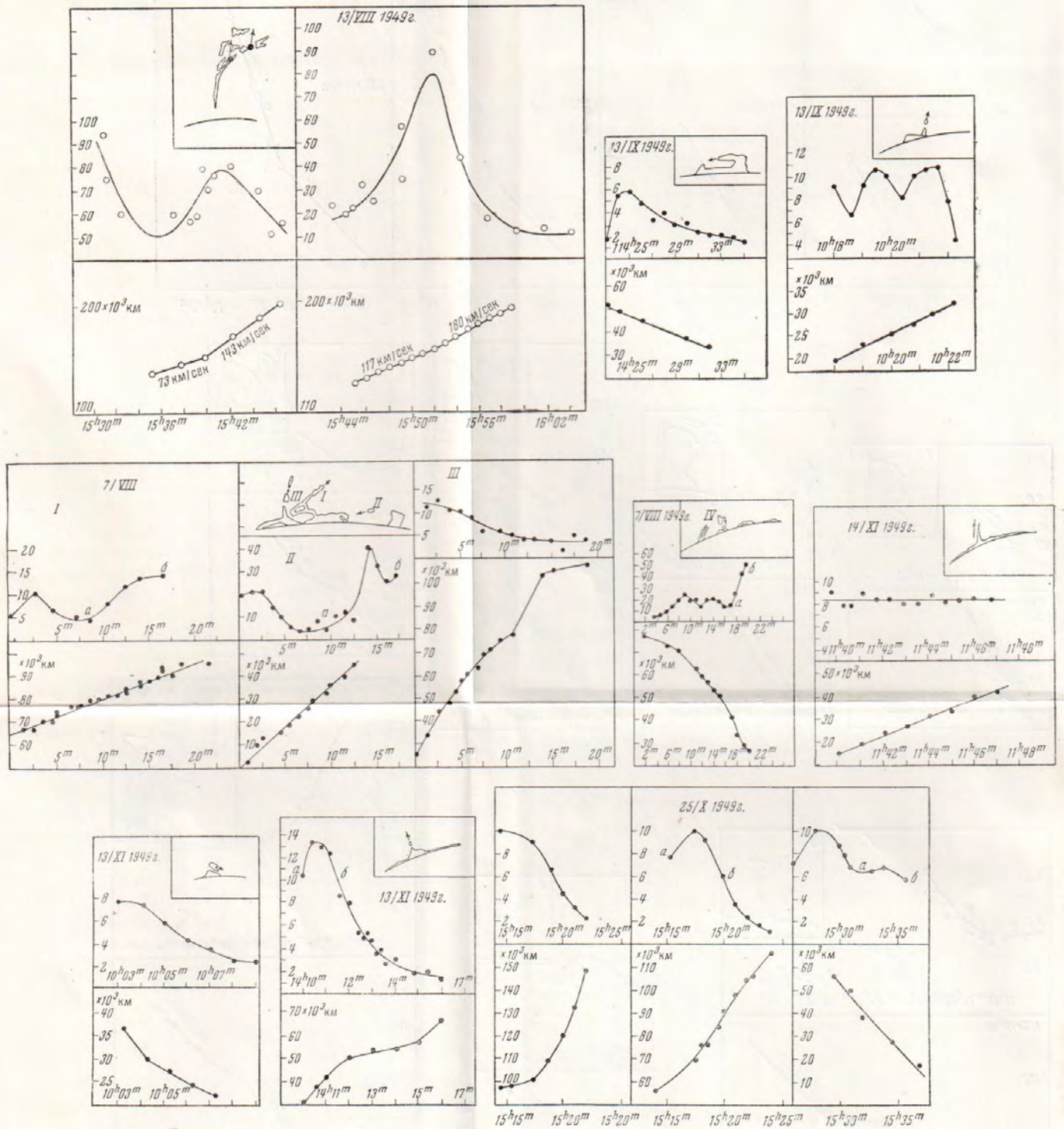
Узел	Интенсивность с фильтром, 10^8 эрг/см ² ·сек	Интенсивность по спектрограмме, 10^8 эрг/см ² ·сек	Лучевая скорость, км/сек
1	1.76	1.71	+25
2	2.86	2.09	0

Эти данные, между прочим, показывают, что наличие лучевой скорости порядка ± 25 км/сек практически не сказывается на результатах измерений свечения узлов с фильтром, что обусловлено сравнительно широкой ($\sim 2\text{\AA}$) полосой его пропускания. Так как лучевые скорости указанного протуберанца не превосходили 30 км/сек, то можем заключить, что для протуберанца 27 октября 1948 г. можно не учитывать эффект проекции: здесь возрастания скорости действительно сопровождалось падением яркости узла. Для протуберанца 11 октября 1950 г. (см. фиг. 25) в начальной стадии его развития лучевые скорости доходили до ± 50 км/сек, но сопоставления лучевых скоростей по узлам произвести не удалось ввиду сложности движений. Однако: 1) эффекты лучевой скорости ± 50 км/сек, как показывают наши вычисления эффекта проекции (§ 1), не могут, количественно, вызвать столь больших колебаний яркости; 2) если бы колебания свечения были связаны с эффектом изменения лучевой скорости, то пришлось бы считать, что протуберанец испытывает внезапные ускорения в картинной плоскости всякий раз,

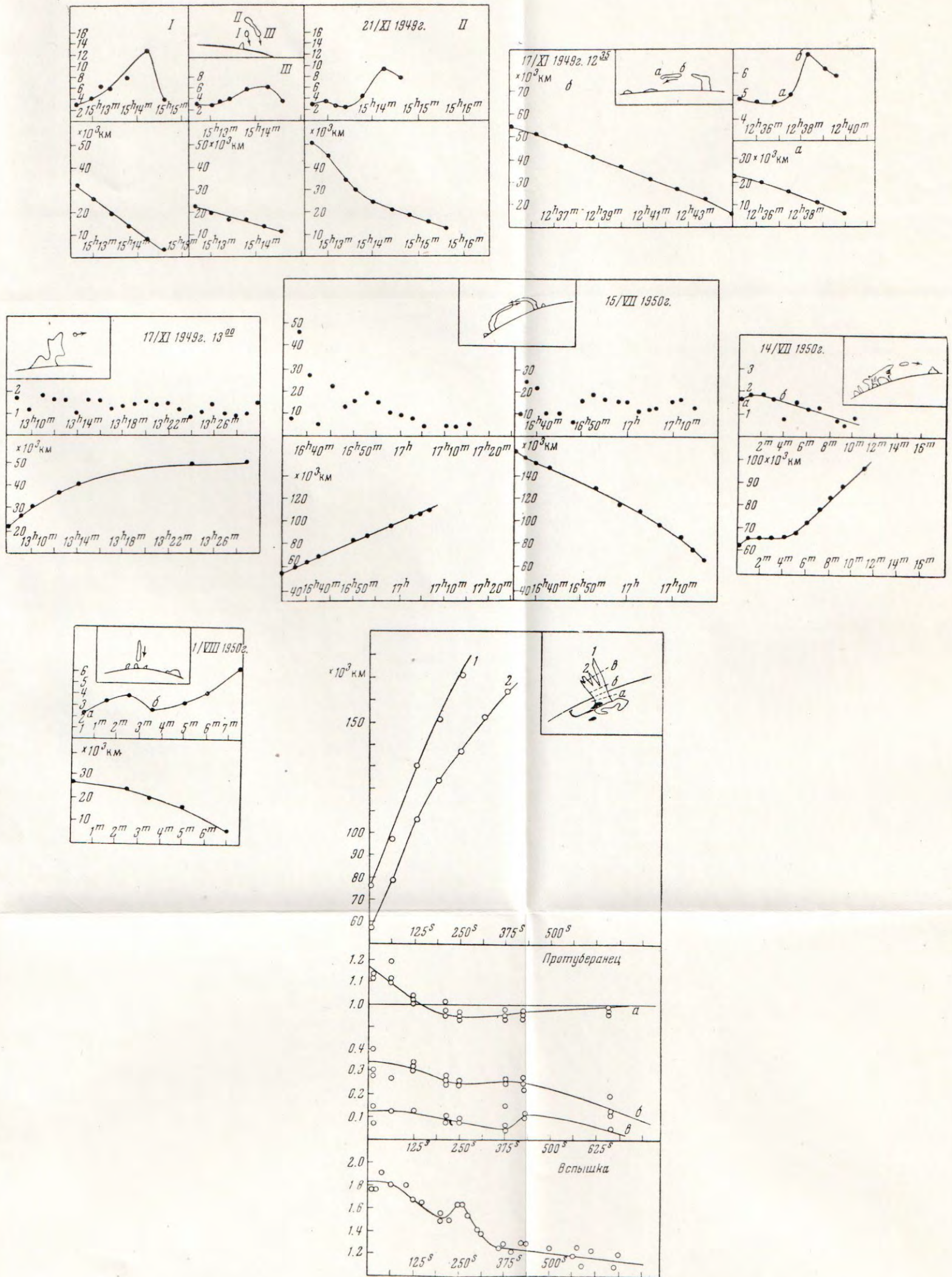
* Яркость в большинстве случаев на фиг. 17—19 приведена в произвольных единицах.



Фиг. 17. Сопоставление движения и свечения некоторых типичных протуберанцев



Фиг. 18. Сопоставление движения и свечения некоторых типичных протуберанцев



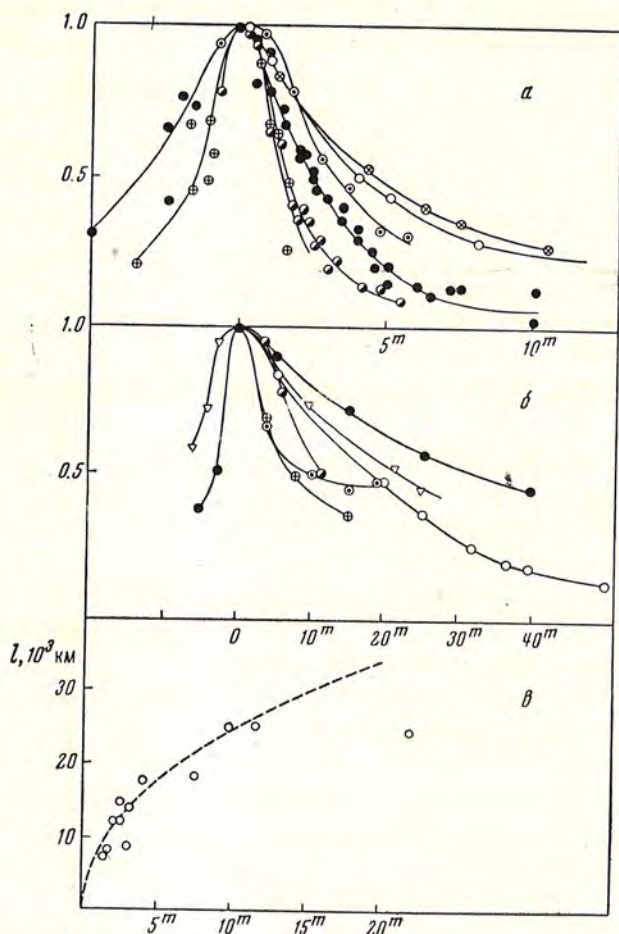
Фиг. 19. Сопоставление движения и свечения некоторых типичных протуберанцев

когда лучевая скорость минимальна, и замедления, — когда лучевая скорость максимальна. В предыдущем случае толчки испытывали узлы с различными лучевыми скоростями, т. е. эти два события следует считать независимыми; поэтому маловероятно, чтобы такие совпадения имели место. Между тем, для каждого узла протуберанца 11 октября 1950 г. наблюдаем совпадение возгорания узла с его ускорением и погасания с его замедлением в картинной плоскости. Более того, это явление наблюдается *одновременно* для нескольких узлов; например, для узлов 5, 6 и 7 (момент 12 ч. 50 м.). Вероятность такого события составляет уже не более нескольких процентов, если считать, что в среднем каждый узел испытывает при своем движении три толчка. Затем, как указано в § 4, реальное движение эруптивных протуберанцев в пространстве сопровождается внезапными ускорениями, так что отнести ускорения в картинной плоскости исключительно за счет эффекта лучевой скорости нельзя. К этому следует добавить, что движение ряда узлов (5 — 7) было прямолинейным и почти строго радиальным.

Аналогичное прямолинейное и радиальное движение было замечено для эруптивного протуберанца 13 августа 1949 г. (см. фиг. 24); мы наблюдали столь же резко выраженную связь между внезапным ускорением и возгоранием узлов. Таким образом, для всех наблюдавшихся эруптивных протуберанцев имеет место четко выраженная связь между внезапным изменением скорости и изменением яркости: перед внезапным ускорением яркость растет, достигает максимума в момент возникновения ускорения, а затем падает и достигает минимума в момент внезапного замедления. Эта закономерность отмечена впервые одним из авторов [3]; в данной работе она подтверждается на дополнительном материале протуберанца 11 октября 1950 г. Попытки найти зависимость между изменением яркости $\Delta I/\Delta t$ и величиной скачка скорости Δv , величиной скорости v , величиной относительного изменения скорости $\Delta v/v$ не привели к каким-нибудь определенным результатам.

Обратимся теперь к протуберанцам второго и третьего классов. Здесь влияние эффекта проекции можно исключить, непосредственно сравнивая фиг. 4 и 5 с наблюдаемыми зависимостями $s(t)$ и $I(t)$ на фиг. 18 и 19. Для трех узлов электромагнитного протуберанца 7 августа 1949 г. (§ 2) это сопоставление показывает, что для узла 1 возгорание на участке ab реально и не связано с эффектом проекции; аналогичное справедливо для узла 2 на участке ab . Для узла 3 изменение яркости может быть обусловлено только эффектом проекции, тогда как для узла 4 изменения яркости реальны, за исключением участка ab . Вполне реальным следует признать колебание яркости узла 2 для электромагнитного протуберанца 13 ноября 1949 г. (см. фиг. 22), тогда как для узла 1 того же протуберанца реально только возгорание узла на участке ab . Аналогичные возгорания узлов наблюдаются для протуберанцев 25 октября 1949 г., а именно: узлов 2 и 3 на участке ab (для узла 1 этого протуберанца изменение яркости может быть полностью обусловлено эффектом проекции) и для узла 1 протуберанца 13 сентября 1949 г. Реально колебание яркости для узла 2 электромагнит-

ного протуберанца 13 сентября 1949 г. Также реальны возгорания трех узлов в корональных струях 21 ноября 1949 г. Нельзя объяснить эффектом проекции возгорание узла *a* в электромагнитном протуберанце 17 ноября 1949 г.,



Фиг. 20. Зависимость интенсивности свечения от времени по данным ряда протуберанцев

a: ● — два узла протуберанца 25/X 1949 г. и два узла протуберанца 13/VIII 1949 г.; ○ — узел 1 протуберанца 27/X 1948 г.; ⊙ — узел 1 протуберанца 13/XI 1949 г.; ⊕ — то же для узла 2; ⊕ — среднее для трех узлов протуберанца 14/XI 1949 г.; ⊗ — узел 2 протуберанца 13/IX 1949 г.;

b: ● — основная масса протуберанца 14/XI 1949 г.; ○ — узел протуберанца 8/X 1948 г.; ⊕ — узел 4 протуберанца от 27/X 1948 г.; ▽ — узел 7 протуберанца 11/X 1950 г.; ⊙ — узел 6 того же протуберанца; ⊕ — узел 2 протуберанца 27/X 1948 г.;

в: зависимость между временем затухания свечения и размером узла

где движение происходило почти точно в картинной плоскости со скоростью 57 км/сек (имеются спектрограммы). Возможно небольшое возгорание узла на участке *ab* в аналогичном протуберанце 14 июля 1950 г. (фиг. 23), а также в корональной струе от 1 августа 1950 г. (фиг. 23) на участке *ab*. Движение во взаимодействующем протуберанце 15 июля 1950 г. происходило почти в картинной плоскости: эффектом проекции можно объяснить слабое погасание узла *b*; узел *a* не менял своей яркости. Реально также постоянство яркости для узла протуберанца 14 ноября 1949 г.

Таким образом, для протуберанцев второго класса имеют место возгорания и погасания узлов и струй, аналогичные тем, которые наблюдаются для эруптивных протуберанцев. Однако имеющийся у нас материал не позволяет заключить, что в рассматриваемом слу-

чае эти колебания яркости узлов связаны с какими-либо особенностями в их движении.

Наблюдаемые зависимости интенсивности свечения от времени для некоторых случаев, где они не связаны с эффектом проекции, собраны на фиг. 20, на которой за единицу интенсивности принята интенсивность све-

чения узла в максимуме, а время отсчитывается от момента максимума. Исползованный для составления этих зависимостей материал в количестве 17 узлов приведен в подписи к рис. 20. На фиг. 20, *a* представлены кривые высвечивания для времени τ затухания свечения (до половины максимального значения) менее 5 мин., а на фиг. 22, *в* — аналогичные кривые для времени τ , больше 5 мин. На фиг. 20, *b* дана зависимость времени от размера узла. Мы видим, что время затухания свечения колеблется в пределах от одной минуты до нескольких десятков минут (для узлов протуберанцев третьего класса или массивных узлов протуберанцев первого класса) и возрастает довольно быстро с размером узла (почти как квадрат размера). Абсолютная интенсивность свечения в момент наибольшей яркости, как показывают наши измерения, колеблется в пределах от $5 \cdot 10^4$ до $5 \cdot 10^5$ эрг/см²·сек·Å. Вообще интенсивность свечения протуберанцев, по нашим измерениям, не показывает корреляции со скоростями их движений, вопреки указаниям Петтита и Мак Маса [20] о «небольшом соответствии между начальной яркостью и окончательной скоростью движения».

Кинетическая температура протуберанцев, как о ней можно судить по спектру (см., например., В. П. Вязаницын [12]), не отличается заметно от температуры поверхности Солнца и составляет величину $5 - 6 \cdot 1000$ °K. В то же время окружающая протуберанцы корона имеет кинетическую температуру порядка $1 \cdot 10^6$ °K. Поэтому, оставляя в стороне сложный и неясный вопрос о причинах «возгорания» узлов и независимо от этого вопроса, можем априори ожидать наличия своеобразного процесса «прогрева» протуберанцев короной, сопровождающегося ростом ионизации водорода и уменьшением числа рекомбинаций протонов и электронов со временем, т. е. уменьшением интенсивности рекомбинационного свечения.

В грубых чертах процесс прогрева можно изучить при помощи обычного уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad (5.1)$$

где χ — переменный коэффициент температуропроводности. Если T_c — температура короны, а T_0 — температура протуберанца в начальный момент (~ 5000 °K), l — размер узла, то в начале процесса прогрева, пока $T \ll T_c$, можем принять, что распределение температур внутри узла имеет вид «ямы» с примерно постоянной температурой T_0 внутри и чрезвычайно резким подъемом температуры в периферийном слое узла, так что в периферийной области

$$\frac{\partial T}{\partial x} > \frac{T_c - T_0}{\frac{l}{2}} \quad (5.2)$$

и $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$ всюду внутри узла. Далее, коэффициент температуропроводности равен $\chi = \frac{1}{3} \bar{v} \lambda$, где $\bar{v}$ — средняя скорость тепловых

движений $(\bar{v} = \sqrt{\frac{3kT}{m}})$, а λ — средняя длина свободного пробега, равная $1/n_i S$ (см. § 3). Таким образом, согласно (5, 2), имеем

$$\chi = \chi_0 T^{3/2}. \quad (5.3)$$

Используя данные, приведенные в § 3, нетрудно оценить, что величина χ_0 порядка единицы. Таким образом, в начальной стадии прогрев периферийной области идет быстрее, чем прогрев со скоростью

$$\frac{\partial T}{\partial t} \simeq \frac{\partial}{\partial x} \left(\chi_0 T^{3/2} \frac{T_c - T_0}{\frac{l}{2}} \right) = \frac{5}{2} \chi_0 T^{3/2} \frac{T_c - T_0}{\frac{l}{2}} \frac{\partial T}{\partial x} \simeq \frac{5}{2} \chi_0 T^{3/2} \left(\frac{T_c}{\frac{l}{2}} \right)^2. \quad (5.4)$$

Во внутренних слоях, наоборот, прогрев идет медленнее, чем этого требует (5.4), т. е. медленнее, чем этого требовалось бы согласно формуле

$$T = \frac{T_0}{(1 - ct)^2}, \quad (5.5)$$

где

$$c = 5\sqrt{T_0} \cdot \chi_0 \left(\frac{T_c}{l} \right)^2. \quad (5.6)$$

Так как интенсивность рекомбинационного свечения I обратно пропорциональна $T^{3/2}$, то интенсивность свечения основной массы узла будет падать медленнее, чем по закону

$$I = I_0 \left[1 - \frac{\frac{3}{2}\sqrt{2}-1}{\frac{3}{2}\sqrt{2}} \frac{l}{\tau} \right]^3, \quad (5.7)$$

где

$$\tau = \frac{l^2}{\chi_1}, \quad \chi_1 = \frac{\frac{3}{2}\sqrt{2}}{\frac{3}{2}\sqrt{2}-1} 5\chi_0 \sqrt{T_0} \cdot T_c^2. \quad (5.8)$$

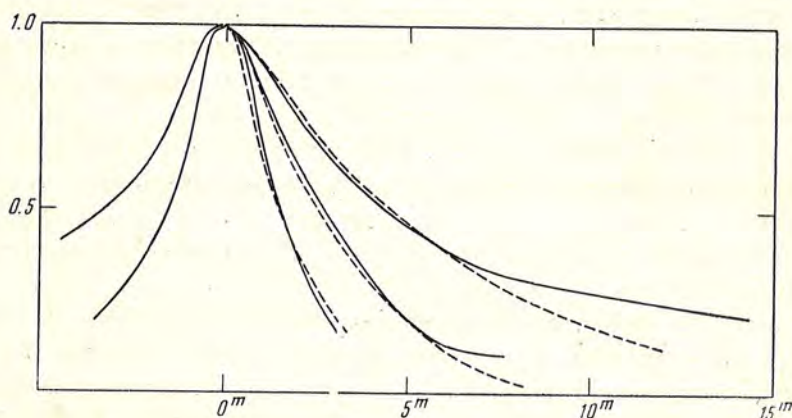
Здесь τ — время затухания интенсивности в 2 раза; χ_1 — некоторая «эффективная» температуропроводность. При $T_0 \approx 5 \cdot 10^5$ и $n_i \approx 10^{10}$ имеем $\chi_1 \approx 1,7 \cdot 10^3$, а при $T_c \approx 10^6$ имеем $\chi_1 \approx 2 \cdot 10^{15}$. Выведенная нами из наблюдений связь между τ и l представляется лучше всего формулой

$$\tau = \frac{l^2}{\chi_{\text{набл}}},$$

где $\chi_{\text{набл}} \approx 8 \cdot 10^{15}$ (пунктирная кривая на нижней части фиг. 20).

Согласие между теоретическим значением χ_1 и $\chi_{\text{набл}}$ следует признать вполне удовлетворительным, так как расхождение в 4 раза с успехом может быть отнесено за счет неопределенности в оценке величины n_i и T_0 для протуберанцев, а также за счет неаккуратности математического расчета. Хотя формулы (5.5) и (5.7) не представляют точно изменения температуры и интенсивности в принятой нами модели явления прогрева, все же интересно провести сопоставление формулы (5.7) с наблюдениями.

На фиг. 21 сплошной линией представлены наблюдения для трех выбранных нами случаев (среднее для трех узлов протуберанца 14 ноября 1949 г., 14 ч. 50 м., два узла эруптивного протуберанца 13 августа 1949 г. и два узла протуберанца 25 октября 1949 г., 15 ч. 15 м. и, наконец, узел 1 эруптивного протуберанца 27 октября 1948 г.). Пунктирной линией на фиг. 20, *в* показан ход интенсивности согласно формуле (5.7), где величина τ вычислена по наблюдаемым значениям l и $\chi_1 \approx 10^{16}$. Здесь также наблюдается неплохое согласие, хотя формула (5.7) и не является строгой. Заметно также, что она дает лучшее согласие в начале процесса.



Фиг. 21. Сравнение наблюдаемых зависимостей между интенсивностью свечения и временем с теоретическими, вычисленными для затухания рекомбинационного свечения в результате прогрева узла короной (пунктир)

Что касается прогрева больших масс протуберанца, то здесь, в отличие от узлов, температуропроводность χ будет определяться приблизительно постоянной (внутри массы) температурой протуберанца, и величина τ будет порядка 10^{10} — 10^{11} , так что τ будет порядка нескольких суток и более, что и наблюдается для больших протуберанцев третьего класса.

Такие соображения позволяют прийти к заключению, что основную роль в колебаниях свечения протуберанцев играет усиление процессов рекомбинаций или ионизаций. Однако вопрос о механизме свечения протуберанцев очень сложный и требует дальнейшей тщательной разработки. С колебаниями свечения протуберанцев может быть связано колебание состояния ионосферы Земли. Последнее следует из предварительных оценок ультрафиолетового излучения, выделяемого при вспышках свечения протуберанцев, приведенных ранее одним из авторов [3].

Неясным остается вопрос о причинах, вызывающих колебания свечения. Если для эруптивных протуберанцев эти колебания связаны с ускорением (или замедлением), то для остальных протуберанцев такой связи мы не обнаруживаем. Когда узел движется в короне с ее струйчатой структурой и неоднородностью и попадает в область, где плотность мала, то скорость узла может внезапно возрасти благодаря уменьшению торможения.

Узел одновременно расширяется, его плотность и температура несколько падают, а вместе с тем энергия рекомбинационных процессов понижается *.

При сжатии и торможении узла в более плотной области рекомбинационное свечение усиливается. Возможно, что эти соображения объясняют качественно возгорание узлов при понижении скорости и погасание при ускорении, наблюдаемое для эруптивных протуберанцев. Однако те же соображения применимы и для остальных протуберанцев, где никакой заметно выраженной связи между ускорениями и яркостью не обнаружено (возможно, вследствие отсутствия надежных данных о пространственных скоростях). Возможно также, что узлы и струи пульсируют при своем направленном движении: само явление отрыва узла или струи от основной массы могло бы возбудить пульсации плотности и тем самым пульсацию яркости. Возможно, что эти колебания движущейся плазмы сопровождаются внезапными растяжениями струй и узлов—явление, подобное явлению возвратного выброса (§ 2). В ряде случаев подобный процесс выталкивания струи в обгон основной массы действительно наблюдался.

С другой стороны, одновременность наступления вспышек свечения, хорошо заметная для эруптивных протуберанцев, едва ли свидетельствует в пользу указанных возможностей. В связи с этим следует обратить внимание на исключительно яркий протуберанец 10 мая 1951 г., поднявшийся над хромосферной вспышкой, возникшей около 15 час. в районе гигантской группы пятен (см. фиг. 23). Это детально описано одним из авторов [27].

На фиг. 19 (внизу) показаны кривые яркости хромосферной вспышки — протуберанца в трех местах *a*, *b* и *c*, указанных на эскизе, и зависимость высота — время для струй 1 и 2 протуберанца. Характерно, что вторичное колебание яркости протуберанца в момент 440 сек. возникло с запазданием на 200 сек. относительно вторичного максимума хромосферной вспышки в момент 250 сек. от начала регистрации. Возможно, таким образом, что появление этого усиления яркости протуберанца обусловлено некоторым агентом, вызывающим также усиление яркости хромосферной вспышки. Скорость движения этого агента составляет 800 км/сек. Поэтому не следует также исключать возможность действия активной области, расположенной под протуберанцем. С другой стороны, для наблюдаемых нами эруптивных протуберанцев нельзя указать никакой сколько-нибудь выраженной активности под протуберанцем. Просмотр данных Службы Солнца показывает, например, что из 35 протуберанцев второго класса, наблюдавшихся за 2 месяца 1950 г., только 6 имеют под собой флоккулы. Возможно, однако, что не все флоккулы заметны в лучах H_{α} . Наиболее активные из измеренных нами протуберанцев второго

* При одновременном расширении сильно ионизованного водорода $T \propto \rho^{2/3}$, а энергия рекомбинационных процессов будет пропорциональна $\frac{\rho^2}{T^{3/2}} \propto \rho$.



7/VIII 1949 2.



7/VIII 1949 2



7/VIII 1949 2.



7/VIII 1949 2.



8/VIII 1949 2.



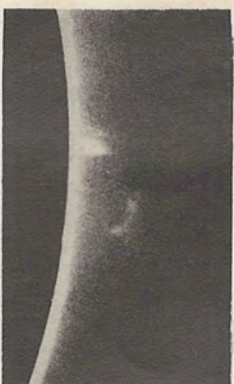
13/IX 1949 2.



27/IX 1949 2.



25/X 1949 2.



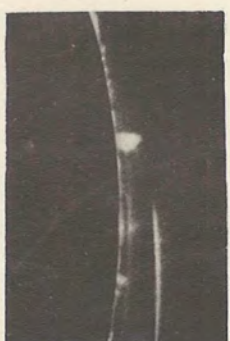
13/XI 1949 2.



13/XI 1949 2.



13/XI 1949 2.



17/XI 1949 2.



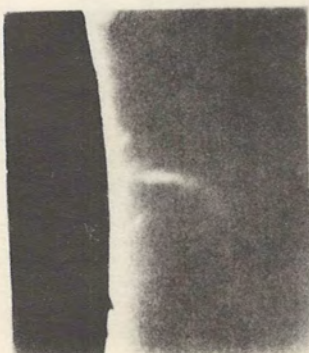
21/XI 1949 г.



14/VII 1950 г.



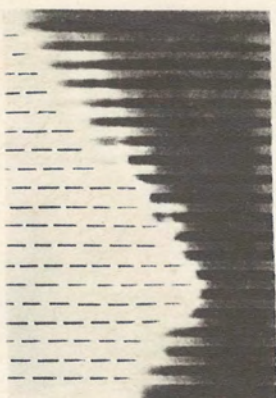
15/VII 1950 г.



1/VIII 1950 г.



1/XI 1951 г.



1/XI 1951 г.

Фиг. 23



10/V 1951 г.



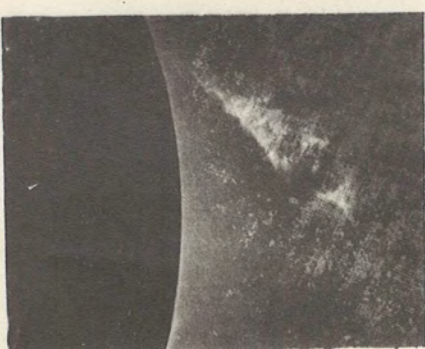
11/VIII 1949 2.



11/VIII 1951 2.



27/VII 1951 2



13/VIII 1949 2.





27/X 1948. 12^h 57^m



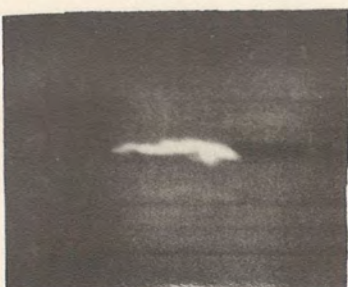
13^h 34^m



13^h 38^m



13^h 45^m



11/X 1950. 2. 11^h 10^m



12^h 20^m



13^h 00^m

класса (14, 15 и 16 июля 1950 г.; 13 ноября 1949 г., 10 час. и 14 ч. 8 м.; 7 и 8 августа 1949 г., 17 ноября 1949 г., 12 ч. 35 м.) имели под собой флоккулы.

Резюмируя, мы вынуждены заключить, что надежных сведений о причинах колебаний свечения солнечных протуберанцев мы пока не имеем, и этот вопрос остается подлежащим дальнейшему изучению.

Абсолютные яркости протуберанцев различных классов не показывают какой-либо заметной зависимости от класса. В табл. 4 приведены абсолютные яркости для некоторых типичных представителей различных классов.

Таблица 4

Класс	Протуберанец	Интенсивность, относительные единицы (по отношению к центру Солнца)	Абсолютная интенсивность, $10^8 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{\AA}$
1	11/X 1950 г.	0.014	0.4
2	1/XI 1949 г.	0.003	0.09
3	22/XI 1950 г.	0.019	0.5

В ряде случаев наблюдаются значительные отклонения от этих типичных значений (см., например, табл. 3). Особенно значительны эти отклонения для протуберанцев, возникающих над хромосферными вспышками. Мы видим, например, что для протуберанца, возникшего над вспышкой 10 мая 1951 г. возле майской группы пятен, интенсивность достигла 1.2 интенсивности центра Солнца, т. е. достигла интенсивности хромосферной вспышки балла 1.5. Над этой же группой Додсон и Мак Мас [28] наблюдали 8 мая 1951 г. протуберанец в виде коронального облака, яркость которого достигала значения, в 4 раза большего, чем яркость соседнего диска, т. е. была сравнима с яркостью наибольших хромосферных вспышек. Появление этого протуберанца сопровождалось также всплеском радиоизлучения Солнца на волне 200 Mc. и сильным ионосферным возмущением. Такие очень блестящие небольшие протуберанцы с яркостью, сравнимой с яркостью диска, неоднократно приходилось нам наблюдать над развивающимися группами пятен или над флоккулами на лимбе; в последнем случае протуберанец является как бы продолжением самого флоккула. Эти факты весьма примечательны; они показывают, что в некоторых случаях мы не имеем серьезных оснований проводить строгое различие между хромосферными вспышками, протуберанцами и флоккулами. Возможно, что в основе всех этих явлений лежит сходный физический механизм, но его действие в отдельных случаях проявляется с разной интенсивностью. Однако здесь также требуется дальнейшее внимательное изучение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наша работа показывает, что метод кинорегистрации протуберанцев при помощи узкополосных интерференционно-поляризационных фильтров достаточно эффективен для исследований движений и изменений яркости протуберанцев.

Проведенный анализ результатов измерений стандартизованных кинолент позволяет сделать следующие основные заключения.

1. По типу преобладающих в них движений все протуберанцы можно разделить на три класса: 1) эруптивные, 2) электромагнитные и 3) хаотические. Такое деление целесообразно положить в основу классификации протуберанцев вместо существующей классификации Петтита из 15 отдельных видов, объединенных по довольно случайным признакам (в основном — форма и метаморфозы).

2. Для эруптивных протуберанцев характерны взрыв первоначально вполне спокойного облака и последующее его движение прочь от Солнца с типичными, внезапными ускорениями, сопровождающимися вспышками свечения и всплеском радиоизлучения на длинных волнах. Эти ускорения и вспышки, как правило, наступают одновременно для всех движущихся узлов. Природа явления эруптивных протуберанцев до сих пор остается загадочной; возможно, что их движение связано с эффектом диамагнетизма расширяющейся плазмы.

3. Для электромагнитных протуберанцев характерны движения узлов и струй вдоль вполне определенных, фиксированных в пространстве узких «каналов»-траекторий, сходных с силовыми линиями магнитных полей. Эти движения — повторяющиеся и практически равномерные на большей части траектории, с ускорением при приближении к «центрам притяжения». Есть основания рассматривать такие движения как движения вдоль силовых линий магнитных полей кусков плазмы протуберанца.

4. Хаотические протуберанцы не обнаруживают никаких закономерностей в движениях кроме вращения и испытывают метаморфозы типа метаморфоз земных облаков или дыма. Для этих протуберанцев применима концепция турбулентных движений солнечной атмосферы, в которых они принимают участие. Исследование скоростей неупорядоченных движений и их масштабов в протуберанцах позволяет заключить, что турбулентность в солнечной атмосфере, повидимому, неанизотропна, и имеет место рост скоростей и масштабов турбулентности с высотой.

5. Свечение узлов и облаков всех протуберанцев подвержено колебаниям. У эруптивных протуберанцев наступление вспышек в свечении связано по времени с внезапными изменениями скорости. Время высвечивания узлов (уменьшения интенсивности в два раза), как показывают наблюдения, пропорционально квадрату размера узла. Этот процесс затухания свечения может быть обусловлен прогревом протуберанца окружающей его короной, т. е. усилением процесса ионизации в протуберанце, вследствие увеличения его кинетической температуры.

В некоторых случаях яркость протуберанцев сравнима с яркостью хромосферных вспышек, и возможно, что возбуждение усиленного свечения в протуберанцах и хромосферных вспышках вызывается агентом одной и той же природы.

В заключение считаем своим долгом принести благодарность Э. Е. Дубову и И. И. Назаровой, принявшим участие в получении и обработке части материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Северный и А. Б. Гильварг. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 3, 1949; 6, 45, 1950; А. Б. Северный. Докл. АН СССР 82, 25, 1952.
2. E. Pettit. *Ap. J.* 98, 6, 1943.
3. А. Б. Северный. Докл. АН СССР 53, 475, 1950.
4. Y. Öhman. *Observatory* 71, 110, 1951.
5. E. Pettit a. R. McMath. *Ap. J.* 83, 319, 1936; 85, 279, 1937.
6. H. Hulme. *M. N.* 99, 634, 1939.
7. Г. А. Монин. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 119, 1952.
8. R. McMath, H. Sawyer a. O. Mohler. *Publ. Obs. Univ. Mich.* 8, N 9, 1941.
9. Х. Альфвен. Космическая электродинамика. М., ИЛ, 1952, § 5—6.
10. Современные проблемы астрофизики. М., ИЛ, 1951, стр. 154, и сл.
11. R. Richardson. *P. A. S. P.* 52, 326, 1940.
12. В. П. Вязаницын. Изв. ГАО 16, № 6, 1, 1947.
13. R. Richardson a. M. Schwarzschild. *Ap. J.* 111, 351, 1950.
14. R. Redman. *M. N.* 97, 552, 1937.
15. C. Allen. *Ap. J.* 85, 165, 1937.
16. В. Б. Никонов и А. Б. Северный. Докл. АН СССР 77, 217, 1951.
17. А. Н. Колмогоров. Докл. АН СССР 30, 299, 1941; 32, 197, 1941.
18. А. Б. Северный. Докл. АН СССР 58, 1617, 1947.
19. А. Б. Северный. Астрон. журн. 24, 344, 1947.
20. E. Pettit a. R. McMath. *Ap. J.* 88, 244, 1938.
21. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 191, 1949.
22. H. Dodson a. E. Weston *M. N.* 110, 199, 1950; H. Dodson a. R. Donzelman. *Ap. J.* 113, 519, 1951.
23. E. Pettit. *P. A. S. P.* 63, 26, 1951.
24. E. Pettit. *P. A. S. P.* 63, 237, 1951.
25. J. Wild a. L. McCready. *Austr. Journ. of Sc. Research* 3, 387, 1950.
26. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 5, 3, 1950.
27. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 3, 1952.
28. H. Dodson a. R. McMath. *Ap. J.* 115, 78, 1952.

ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
СВЕЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА В НЕСКОЛЬКИХ
ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА

К. К. Чуваев

Излагаются результаты фотоэлектрических наблюдений свечения ночного неба в пяти областях спектра на фотометре с сурьмяно-цезиевым фотоумножителем, проводившихся на Крымской астрофизической обсерватории с мая 1951 г. по апрель 1952 г.

Области спектра выделялись четырьмя интерференционными и одним интерференционно-поляризационным фильтром с относительно узкими полосами пропускания, имевшими средние длины волн ($\lambda_{\text{ср}}$) 4720, 4910, 5220, 5580 и ~ 5900 Å.

Приводятся данные наблюдений, указывающие на существование свечения верхних слоев земной атмосферы с непрерывным спектром, по крайней мере, на участке от $\lambda = 4720$ до $\lambda = 5580$ Å. Для нескольких ночей получена кривая распределения энергии в спектре этого свечения.

Даны наибольшее и наименьшее за все время наблюдений значения интегральной интенсивности свечения с непрерывным спектром (на участке от $\lambda = 4720$ до $\lambda = 5580$ Å). Максимальное значение интенсивности оказалось приблизительно в 2 раза больше интенсивности звездного и зодиакального света, взятых вместе, тогда как минимальная — в 3 раза меньше.

Для трех ночей определены значения эффективной высоты слоя [O I] 5577, оказавшиеся равными 200, 155 и 185 км.

Показано, что время максимума интенсивности излучения λ 5577 не связано с каким-либо определенным часом ночи.

Произведено сопоставление изменений интенсивности λ 5577 и свечения атмосферы с непрерывным спектром, на основании которого сделан вывод о существовании независимых механизмов, возбуждающих указанные излучения.

ВВЕДЕНИЕ

Один из наиболее интересных и важных вопросов проблемы свечения ночного неба — это вопрос о свечении верхних слоев земной атмосферы. В свою очередь последнее определяется строением атмосферы и физическими процессами, которые в ней происходят. Поэтому указанная проблема помимо теоретического интереса приобретает в последнее время все большее и большее практическое значение.

К сожалению, наблюдательные работы в этой области наталкиваются до настоящего времени на серьезные затруднения, состоящие прежде всего в том, что анализу подвергаются очень слабые световые потоки.

Трудность исследований усугубляется еще и сложным характером явления. Так, например, интенсивности монохроматических излучений земной атмосферы подвержены быстрым изменениям, законы которых нам неизвестны. С другой стороны, даже очень светосильные спектрографы с ничтожной дисперсией позволяют получать спектр ночного неба на высокочувствительных фотоматериалах не быстрее чем за несколько десятков минут. Таким образом, можно предполагать, что многие существенные детали явления оставались до последнего времени недоступными для исследований фотографическими методами.

Лишь очень высокочувствительные фотометры с вторично-электронными умножителями, впервые разработанные и примененные для исследований в 1948 г. советским ученым С. Ф. Родионовым [1], сделали возможной мгновенную и достаточно точную регистрацию световых потоков с относительно узких участков спектра ночного неба.

Применение подобных фотометров открыло путь для решения ряда важных и интересных задач проблемы, среди которых отметим следующие:

- а) изучение характера быстрых изменений интенсивности излучения кислорода λ 5577;
- б) изучение характера структуры слоя [OI] 5577;
- в) определение высоты слоя [OI] 5577 и степени ее постоянства;
- г) уточнение интенсивности излучения λ 5577 в абсолютных единицах;
- д) установление существования свечения атмосферы с непрерывным спектром и др.

Для решения указанных задач в конце 1950 г. нами был смонтирован электрофотометр с сурьмяно-цезиевым фотоумножителем, а с лета 1951 г. на нем начались систематические наблюдения сначала с двумя, а затем с четырьмя и пятью фильтрами.

В конце 1951 г. мы познакомились с работами Роча и Петтит [2], а также Барбье, Дюфея и Вильямса [3], в которых изложены результаты наблюдений свечения ночного неба в узких участках спектра, выполненных также с электрофотометром.

Поскольку указанные работы являются первыми работами подобного рода, мы считаем необходимым кратко остановиться на полученных в них результатах, а также сделать по поводу их некоторые замечания.

В 1951 г. Роч и Петтит получили для одной ночи 20 карт изофот интенсивности свечения ночного неба λ 5577 и, таким образом, произвели анализ структуры слоя [OI] 5577 и его динамики. Кроме того, они изучили характер суточных изменений интенсивности излучения λ 5577, ее величину в абсолютных единицах и сделали новое определение эффективной высоты слоя [OI] 5577.

В том же 1951 г. Барбье, Дюфей и Вильямс пришли к весьма интересному и важному выводу о том, что верхние слои земной атмосферы

излучают не только в отдельных линиях и полосах, но и в непрерывном спектре. Авторы определили также высоту слоев, которыми порождается свечение с непрерывным спектром.

К сожалению, приведенные результаты получены на основании некоторых предположений, вызывающих серьезные возражения. Метод обработки наблюдений у этих авторов также не был безукоризненным. В обеих работах наблюдения проводились в двух областях спектра, выделявшихся интерференционными фильтрами. В первой работе фильтры имели полосы пропускания, центрированные на $\lambda = 5580$ и $5303 \text{ \AA}$, тогда как во второй — на $\lambda = 5580$ и $5200 \text{ \AA}$.

Распределение энергии в непрерывном спектре ночного неба предполагалось таким же, как и у звезд типа G0.

Однако, как будет указано ниже, наши непосредственные наблюдения в полярной области дают характер распределения, скорее соответствующий распределению у звезд типа K5, но не G0. Легко показать, что только за счет такого предположения оценка интенсивности излучения $\lambda 5577$ может оказаться заметно завышенной. Преувеличенной будет и высота слоя, излучающего эту линию.

Укажем еще на одно странное утверждение Роча и Петтит. Рассчитав соответствующим образом яркость ночного неба, обусловленную звездным (по данным Боттлингера [4]) и зодиакальным (по данным Эльви и Роча [5]) светом, авторы нашли, что она в области спектра около $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ меньше наблюдаемой. Разность яркостей авторы приписали излучению гидроксила ОН в полосах (6.0) и (9.2), не подкрепив это какими-либо аргументами.

В обеих работах ничего не сказано о контроле чувствительности аппаратуры и учете прозрачности атмосферы. Между тем известно, что ошибка в принятом коэффициенте прозрачности на 0.02—0.03 может сильнейшим образом сказаться на результатах (см. книгу В. Г. Фесенкова «Метеорная материя в междупланетном пространстве» [6], гл. XIV).

Далее, фотометр Барбье, Дюфея и Вильямса имел сильно вытянутое прямоугольное поле, а на фотокатод умножителя фокусировался не выходной зрачок фотометра, как это делается в схеме Фабри, а непосредственно небо. Такая схема, строго говоря, непригодна для сравнений яркости точечных и протяженных объектов, т. е. для задачи, которая являлась существенным элементом в работе этих авторов.

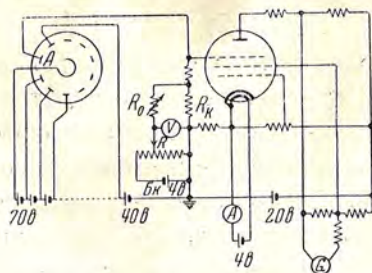
Наконец, заметим, что важный вывод Барбье, Дюфея и Вильямса о существовании свечения земной атмосферы с непрерывным спектром основывался на непосредственных электрофотометрических наблюдениях лишь в одной области непрерывного спектра (около $\lambda = 5200 \text{ \AA}$).

В заключение следует отметить, что наши наблюдения в четырех-пяти участках спектра позволили не только изучить различные характеристики непрерывного спектра свечения атмосферы, но и избежать в ряде случаев существенных ошибок, связанных с предположением о характере распределения энергии в непрерывном спектре свечения ночного неба, имевших место в изложенных работах.

Аппаратура

Для наблюдений свечения ночного неба использовался фотометр с сурьмяно-цезиевым фотоумножителем. Ток фотоумножителя дополнительно усиливался усилителем постоянного тока, смонтированным по несколько видоизмененной схеме Дю Бриджа — Броуна [7, 8]. Электрическая схема фотометра изображена на фиг. 1.

При конструировании фотометра было предусмотрено специальное устройство для стандартизации всех измерений. В качестве стандарта яркости использовался радиофосфор. Яркость радиофосфора в абсолютных единицах была найдена из сравнений со звездами. Контрольные сравнения в ноябре 1951 г. и апреле 1952 г. дали практически совпадающие результаты, что подтвердило необходимое постоянство свечения нашего стандарта. При фотометрировании отдельных звезд рабочее поле фотометра ограничивалось подвижной диафрагмой диаметром 2 мм.



где $k(\lambda)$ — коэффициент пропускания фильтра в долях полного пропускания. Величины $\Delta\lambda$ для применявшихся фильтров даны в табл. 1.

Таблица 1

$\Delta\lambda_{\text{ср}} \text{ фильтра}$	4720	4910	5220	5580
$\Delta\lambda, \text{ \AA}$	18.4	76.1	70.2	56.9

Инструмент был установлен на азимутальном штативе.

Подавляющее большинство наблюдений яркости свечения ночного неба проводилось, по очевидным причинам, в полярной области. Только определение эффективной высоты слоя [OI] 5577 требовало наблюдений на различных зенитных расстояниях и в различных азимутах.

Рассмотрим теперь вопрос о точности наблюдений.

Все значения яркостей находились в результате осреднения трех отдельных отсчетов. Лишь при наблюдениях на различных зенитных расстояниях для определения высоты слоя [OI] 5577 оценки яркости делались на основании одного отсчета.

Будем характеризовать точность измерений в первом случае средней квадратичной ошибкой среднего арифметического σ , а во втором случае — средней квадратичной ошибкой отдельного значения σ' .

В табл. 2 приведены значения σ и σ' для различных объектов наблюдений в делениях гальванометра и в процентах от измеряемых величин a .

Таблица 2

Объекты наблюдений	$\lambda_{\text{ср}} \text{ фильтра}$	a	σ		σ'	
			деления гальванометра	% от a	деления гальванометра	% от a
Полярная	5580	10.07	0.03	0.3	0.06	0.6
	5220	22.57	0.13	0.5	0.23	1.0
	4910	34.8	0.23	0.7	0.24	1.1
	4720	20.9	0.16	0.8	0.23	1.4
Площадка в районе Полярной	5580	34.6	0.13	0.4	0.23	0.7
	5220	49.7	0.12	0.2	0.21	0.6
	4910	36.2	0.17	0.5	0.30	0.8
	4720	24.8	0.12	0.5	0.21	0.8
Фотометрич. стандарт	5580	35.6	0.06	0.2	0.14	0.4

Таблица составлена на основании наблюдений ночью 28—29 января 1952 г. В смысле условий наблюдений эта ночь не была исключительной.

Поэтому в среднем можно считать, что ошибки измерений при наблюдениях не превосходили 1% измеряемых величин.

При помощи фотометрического стандарта было проведено также исследование влияния на измерения магнитного поля Земли. Оказалось, что отклонение отсчетов гальванометра «по фотометрическому стандарту» от некоторого среднего значения при различных положениях фотометра (и, следовательно, фотоумножителя) никогда не превосходило 1%, т. е. находилось в пределах ошибок наблюдений.

Метод обработки

Важная составная часть фотометрического анализа свечения ночного неба — учет поглощения и рассеяния света в земной атмосфере.

При обработке наблюдений мы основывались на методе учета рассеяния света в тропосфере, разработанном академиком В. Г. Фесенковым [6]. Сущность этого метода состоит в следующем.

Если не учитывать рассеянного света, то яркость светящегося атмосферного слоя $I_1(z)$ на зенитном расстоянии z дается известной формулой Ван Райна

$$I_1(z) = \frac{I_0(1+h)P^{\sec z}}{V(1+h)^2 - \sin^2 z}, \quad (1)$$

где I_0 — яркость светящегося слоя в зените наблюдателя за пределами поглощающих слоев; h — его эффективная высота, выраженная в долях радиуса Земли; P — коэффициент прозрачности. Если учесть долю яркости x , создаваемую светом светящегося слоя, рассеянным в тропосфере, то вместо (1) будем иметь

$$I_1(z) = I_0 \frac{(1+h)P^{\sec z}}{V(1+h)^2 - \sin^2 z} (1+x). \quad (2)$$

Величину x академик В. Г. Фесенков находит следующим путем. Пусть L — поток радиации Солнца, падающий на единичную нормальную к лучам площадку вне атмосферы. Если z_1 — зенитное расстояние Солнца, то освещенность горизонтальной площадки на поверхности Земли будет

$$L \cos z_1 P^{\sec z}. \quad (3)$$

Наблюдения показывают, что яркость дневного неба в направлении (z, ϑ) , создаваемую рассеянным светом Солнца в тропосфере, можно представить выражением

$$Laf(\vartheta) \varphi(z, z_1) \sec z, \quad (4)$$

в котором $f(\vartheta)$ — индикатриса рассеяния, а

$$\varphi(z, z_1) = \frac{P^{\sec z_1} - P^{\sec z}}{\sec z - \sec z_1}.$$

На основании (4) можно вычислить освещенность горизонтальной площадки на поверхности Земли. Далее, можно вычислить величину k — отношения освещенности от неба к освещенности от Солнца. С другой стороны, каждый элемент светящегося слоя можно, подобно Солнцу, рассматривать как внешний источник света и применить к нему соотношения (3) и (4). Таким путем легко найти аналитическое выражение для величины x .

В результате простого расчета В. Г. Фесенков получил

$$\frac{x}{k} = \frac{\overline{F(z)}}{F(z)}. \quad (5)$$

Здесь

$$F(z) = \frac{1+h}{V(1+h)^2 - \sin^2 z},$$

$$\overline{F(z)} = \frac{\iint F(z_1) f(\vartheta) \varphi(z, z_1) \sin z_1 dz_1 dA}{\iint f(\vartheta) \varphi(z, z_1) \sin z_1 dz_1 dA}.$$

Значения $\overline{F(z)}$ и $\overline{F(z)}/F(z)$ для различных h , z и P были вычислены методом механических квадратур с индикатрисой рассеяния $f(\vartheta)$, найденной Е. В. Фесенковой [9] из наблюдений.

Величина k для различных значений P определялась непосредственно из наблюдений.

Далее, В. Г. Фесенков показал, что яркость ночного неба, обусловленную только излучением верхних слоев атмосферы при $P > 0.80$ и $Z < 80^\circ$, можно достаточно точно представлять формулой

$$I_1(z) = 1.1 \frac{I_0(1+h)(P+0.03)^{\sec z}}{V(1+h)^2 - \sin^2 z}. \quad (6)$$

Учет прямого и рассеянного звездного света приводит к следующему окончательному выражению для яркости ночного неба:

$$I_1(z) = 1.1 \frac{I_0(1+h)(P+0.03)^{\sec z}}{V(1+h)^2 - \sin^2 z} + I_{\text{зв}} P^{\sec z} \text{Red}(e, z) + I_{\text{зод}}(1+k)P^{\sec z}. \quad (7)$$

Поскольку в изложенном методе не делалось каких-либо предположений о характере излучения атмосферы, $I_1(z)$ рассматривалась, в зависимости от положения полос пропускания фильтров, как яркость, обусловленная только излучением атмосферы с непрерывным спектром (фильтры с $\lambda_{\text{ср}}$ 4720, 4910, 5220, 5900 Å), или как суммарная яркость, обусловленная излучением с непрерывным спектром и излучением λ 5577 (фильтр $\lambda_{\text{ср}}$ 5580).

Значения P для различных областей спектра находились несколько раз за ночь по наблюдениям избранных звезд. Яркости звезд с учетом ослабления света в атмосфере определялись по методу В. Б. Никонова [10].

Важным элементом работы была калибровка наблюдений при помощи фотометрического стандарта. Перевод всех измеренных яркостей в доли

яркости фотометрического стандарта не только позволял непосредственно (через стандарт) переходить к абсолютным единицам, но и учитывал возможные изменения чувствительности аппаратуры.

Отсчеты гальванометра «по фотометрическому стандарту», которые делались только с фильтром $\lambda_{\text{ср}} 5580$, за ночь изменялись обычно мало и плавно. Практически было достаточно нескольких отсчетов, чтобы можно было с достаточной точностью для любого момента ночи указать значение этого отсчета.

Яркости в абсолютных единицах, вызывающие в различных фильтрах такое же отклонение гальванометра, как и стандарт с фильтром $\lambda_{\text{ср}} 5580$, были найдены из наблюдений Капеллы. Яркость же Капеллы элементарно рассчитывается из сравнений с яркостью Солнца. Последняя операция вполне законна, так как распределение энергии в спектрах Капеллы и Солнца примерно одинаково.

Ниже приводятся некоторые детали расчета яркости стандарта в абсолютных единицах с фильтром $\lambda_{\text{ср}} 5580$. Вычисления для других фильтров совершенно аналогичны. Из наблюдений Капеллы с фильтром $\lambda_{\text{ср}} 5580$ найдено, что ее яркость относительно стандарта равна $-0^{\text{m}}63$. Визуальная яркость Капеллы равна $+0^{\text{m}}21$. Визуальная величина Солнца принята равной $-26^{\text{m}}72$.

Теперь воспользуемся данными Миннаэрта о потоках излучения в системе CGS от Солнца [11]. Если поток излучения рассчитать на участок спектра, равный эквивалентной ширине полосы полного пропускания фильтра $\Delta\lambda = 56,9 \text{ \AA}$, то окажется, что освещенность от Солнца на поверхности Земли равна

$$E_{\Delta\lambda}^{\odot} = 10\,780 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек.}$$

Но Солнце, как легко вычислить, в 1.06×10^{11} раз ярче стандарта. Следовательно, освещенность от стандарта будет

$$E_{\Delta\lambda} = 10\,200 \times 10^{-11} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек.}$$

Яркость элемента светящейся поверхности B_{λ} в данном направлении может быть связана с освещенностью E_{λ} соотношением *

$$B_{\lambda} = \frac{E_{\lambda}}{\Delta\omega}.$$

Положим E_{λ} равной только что вычисленной освещенности от фотометрического стандарта или от звезды с величиной, равной $+0^{\text{m}}84$. Величина $\Delta\omega$ определяется полем фотометра, равным 8,8 квадратных градуса.

* Заметим, что это определение яркости, принятое в фотометрии [12], полностью совпадает с определением интенсивности излучения в теоретической астрофизике [11].

Следовательно, ночное небо даст такое же отклонение гальванометра, как и стандарт, если его яркость будет равна

$$B_{\Delta\lambda} = 1160 \times 10^{-11} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{кв. град.}$$

Очевидно, что указанная яркость создается излучением во всей толще излучающего слоя.

В направлении, нормальном к излучающему слою,

$$B_{\lambda} = \frac{I_{\lambda}}{\Delta S}.$$

Отнесем величину I , равную $\frac{\Delta\Phi}{\Delta\omega}$, к 1 см^2 . Тогда $\Delta\Phi_{\lambda} = B_{\lambda}\Delta\omega$; здесь $\Delta\Phi_{\lambda}$ — поток излучения из столба излучающего слоя с поперечным сечением 1 см^2 . Поскольку каждый элементарный объем слоя излучает во все стороны, то

$$\Delta\Phi_{\lambda} = 4\pi B_{\lambda}.$$

Для определения $\Delta\Phi_{\lambda}$ воспользуемся уже вычисленной величиной $B_{\Delta\lambda}$. Выразив 4π в квадратных градусах, получим

$$\Delta\Phi_{\Delta\lambda} = 4.7 \times 10^{-4} \text{ эрг/сек.}$$

Для перевода в абсолютные единицы излучения $\lambda 5577$ нужно учесть еще коэффициент пропускания фильтра в этой длине волны. Согласно фиг. 2, он равен 0.43. Следовательно, интересующий нас поток равен

$$\Delta\Phi_{\lambda 5577} = 11 \times 10^{-4} \text{ эрг/сек.}$$

Энергия кванта, соответствующая длине волны $\lambda = 5577 \text{ \AA}$, равна $3.65 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$. Следовательно, потоку $\Phi = 11 \times 10^{-4} \text{ эрг/сек}$ соответствует возникновение $3.0 \cdot 10^8$ квант $\lambda 5577$ в столбе светящегося слоя с поперечным сечением 1 см^2 за 1 сек.

В табл. 3 приводим яркости, вызывающие с различными фильтрами такое же отклонение гальванометра, как и фотометрический стандарт.

Таблица 3

$\lambda_{\text{ср}}$ фильтра	4720	4910	5220	5580
Яркость, эрг/см ² ·сек·кв. град.	2.26×10^{-9}	5.0×10^{-9}	6.8×10^{-9}	11.5×10^{-9}

Из приведенных данных легко получить представление об абсолютной или относительной спектральной чувствительности фотометра. Пусть n_i — отклонение гальванометра, I_{λ_i} — интенсивность источника света, $\Delta\lambda_i$ — экви-

валентная ширина полосы полного пропускания, σ_{λ_i} — спектральная чувствительность фотометра, тогда относительная спектральная чувствительность находится из соотношения

$$n = \alpha I_{\lambda_1} \Delta \lambda_1 \sigma_{\lambda_1} = \alpha I_{\lambda_2} \Delta \lambda_2 \sigma_{\lambda_2} = \dots$$

Если принять $\sigma_{\lambda_1} = 1$, то

$$\sigma_{\lambda_i}^{\text{отн}} = \frac{I_{\lambda_i} \Delta \lambda_i}{I_{\lambda_1} \Delta \lambda_1}.$$

Из наблюдений Капеллы и звезд типа A0, распределение энергии по спектру у которых хорошо известно [13], мы получили значения $\sigma_{\lambda_i}^{\text{отн}}$ для различных $\lambda_{\text{ср}}$, соответствующих нашим фильтрам, приведенные в табл. 4.

Таблица 4

$\lambda_{\text{ср}}$	5580	5220	4910	4720
$\sigma_{\lambda}^{\text{отн}}$	1.00	1.73	2.29	5.36

Одна из самых сложных задач в рассматриваемом вопросе заключается в разделении свечения на составляющие. Известно, что основные составляющие свечения ночного неба следующие:

1. Источники света космического происхождения:

- а) свет звезд и туманностей;
- б) рассеянный межзвездной средой свет звезд и туманностей;
- в) зодиакальный свет.

2. Атмосферные источники света:

- а) свечение верхних слоев атмосферы в линиях и полосах спектра;
- б) свечение атмосферы с непрерывным спектром.

3. Рассеянный атмосферой Земли свет источников, указанных в пп. 1 и 2.

Трудность состоит в том, что лишь прямой свет звезд можно оценить независимо, например из звездно-статистических подсчетов Сирса с сотрудниками [14] или Боттлингера [4]. Все остальные источники свечения простираются по всему небосводу и не могут наблюдаться независимо друг от друга. В этом случае завышение яркости какой-нибудь составляющей приведет к заниженной величине одной или нескольких других составляющих свечения.

При обработке наблюдений мы руководствовались следующими соображениями.

Как следует из работы Эльви, Свинга и Линке [15], на полосы пропускания интерференционных фильтров с $\lambda_{\text{ср}}$ 4720, 4910 и 5220 Å не попадает ни одного излучения в линии или полосе, интенсивность которого превышает 1 : 100 интенсивности зеленой линии кислорода λ 5577. Таким

образом, можно считать, что при наблюдениях с этими фильтрами регистрировались интенсивности (или яркости) непрерывного спектра ночного неба. Указанные интенсивности могли служить основой для проведения непрерывного спектра на участке от $\lambda = 4720$ до $\lambda = 5220$ Å. Однако для выделения излучения $\lambda = 5577$ экстраполировать полученную кривую непрерывного спектра к $\lambda = 5577$ Å казалось опасным. Для того чтобы экстраполяцию заменить интерполяцией, в течение двух ночей наблюдения велись как с интерференционными фильтрами, так и с интерференционно-поляризационным фильтром, имевшим $\lambda_{\text{ср}}$ около 5900 Å. Все полосы пропускания этого фильтра в области спектра с $\lambda < 5600$ Å устранялись стеклянным фильтром OG-2.

Полосы пропускания в красной части спектра были неэффективными вследствие ничтожной чувствительности фотокатода при $\lambda > 6000$ Å. Натриевая линия спектра ночного неба приходилась точно на минимум пропускания фильтра и поэтому не могла исказить результатов*. Таким образом, к трем точкам непрерывного спектра добавлялась еще одна, позволявшая экстраполяцию непрерывного спектра к $\lambda = 5577$ Å заменить интерполяцией.

Наблюдаемое распределение энергии в спектре ночного неба в различные ночи и на различных зенитных расстояниях, естественно, не было постоянным. В качестве своего рода показателей цвета брались отношения отсчетов гальванометра с фильтрами $\lambda_{\text{ср}}$ 4720, 4960 и 5220:

$$K_1 = \frac{n_{4720}}{n_{5220}}; \quad K_2 = \frac{n_{4910}}{n_{5220}}.$$

В те ночи, когда использовался интерференционно-поляризационный фильтр, удалось охватить почти весь интервал значений K_1 и K_2 , встречавшихся за все время наблюдений.

Поэтому последовательным значениям K_1 и K_2 можно было привести в соответствие коэффициенты, переводящие интенсивности излучения непрерывного спектра в наблюдаемых областях в интенсивности излучения в непрерывном спектре около $\lambda = 5577$ Å. Разность между интенсивностью, наблюдаемой с фильтром $\lambda_{\text{ср}}$ 5580, и соответствующей интенсивностью непрерывного спектра давала нам интенсивность излучения кислорода $\lambda = 5577$. Таким образом, интенсивность одной из составляющих свечения ночного неба, обязанная излучению кислорода, оценивалась, как можно думать, достаточно уверенно.

Легко было учесть также звездную составляющую свечения. Звездную составляющую в полярной области можно оценить с удовлетворительной точностью, воспользовавшись результатами работ Сирса и его сотрудников [14] или Боттлингера [4] о распределении звезд по небу. Мы приняли

* Указанный фильтр был составной частью узкополосного фильтра, предназначенного для исследований Солнца в нескольких областях спектра, в том числе в линии D₃ натрия. Путем переориентировки кварцевой пластинки и поляроидов получалась обратная картина; области максимального пропускания фильтра становились областями, где фильтр имел минимумы пропускания.

ее эквивалентной излучению 65 звезд десятой величины с квадратного градуса.

Более сложен вопрос о зодиакальной составляющей свечения. Дело в том, что до последнего времени оценки зодиакальной составляющей делались без учета собственного свечения верхних слоев атмосферы с непрерывным спектром. Вследствие этого прежние оценки зодиакального света были завышенными. Действительно, оценка зодиакальной составляющей, сделанная Эльви и Рочем [5] в 1937 г., оказалась почти в 3 раза больше, чем это было недавно найдено Барбье, Дюфеом и Вильямсом при учете свечения атмосферы с непрерывным спектром.

В идеальном случае неизменной яркости и высоты слоев атмосферы, порождающих свечение с непрерывным спектром, по наблюдениям избранной площадки на различных зенитных расстояниях можно было бы непосредственно определить зодиакальную составляющую. Однако несколько наших попыток такого рода оказались безуспешными вследствие изменения в течение наблюдений интенсивности свечения атмосферы с непрерывным спектром.

За основу была принята величина зодиакальной составляющей по Барбье, Дюфею и Вильямсу, поскольку наши наблюдения показали, что она не является сильно преуменьшенной, так как в некоторые ночи интенсивность свечения ночного неба лишь незначительно превосходила звездную и принятую зодиакальную составляющую, взятые вместе.

Далее, в соответствии с работами Эльви и Рудника [16], Г. А. Шайна [17], Ван де Холста [18] и других, было принято, что распределение энергии в суммарном спектре звезд и в спектре зодиакального света в полярной области подобно распределению в спектре звезд типа G0.

Определение высоты слоя [OI] 5577 производилось обычным способом, посредством наблюдения интенсивности свечения на различных зенитных расстояниях.

Согласно формуле (6)

$$\frac{I_1(z)}{I_1(0)} = \frac{(1+h)(P+0.03)^{\sec z-1}}{V(1+h)^2 - \sin^2 z}. \quad (8)$$

При известном P отношение интенсивности излучения λ 5577 на зенитном расстоянии z к интенсивности того же излучения в зените, вообще говоря, определяет значение эффективной высоты слоя, излучающего λ 5577. В действительности задача осложняется тем, что рассматриваемый слой [OI] 5577 не однороден, а индивидуальные значения $I_1(z)/I_1(0)$ могут дать величину h , далекую от действительной.

При указанных обстоятельствах значения h были определены только для трех ночей, в которые было произведено большое число наблюдений в различных азимутах и на различных зенитных расстояниях, так что величины $I_1(z)/I_1(0)$ находились в результате осреднения индивидуальных значений. Величина h определялась из теоретической кривой $I_1(z)/I_1(0)$ для значения P (определенного из наблюдений), которая наилучшим образом представлялась наблюдаемыми значениями $\frac{I_1(z)}{I_1(0)}$.

Результаты наблюдений

Использованный в работе наблюдательный материал в отношении его характера делится на две части: материал, полученный с мая по октябрь 1951 г., и материал, полученный с октября 1951 г. по апрель 1952 г.

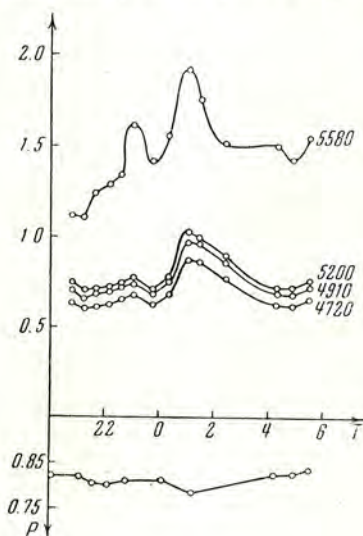
В первый период наблюдения проводились лишь с двумя фильтрами, имевшими $\lambda_{\text{ср}}$ 5580 и 5220. В этот период, вследствие дефекта в механическом монтаже ФЭУ, оказалась ненадежной также стандартизация. Поэтому весь материал первого периода использовался лишь для изучения характера

относительных изменений интенсивности λ 5577 в течение отдельных ночей.

Во второй период наблюдения надежно стандартизовались и проводились с четырьмя и пятью фильтрами.

Свечение атмосферы с непрерывным спектром. Уже первые наблюдения звезд и свечения ночного неба с несколькими фильтрами в полярной области показали, что распределение энергии в спектре последнего соответствует скорее распределению у звезд типа K5, но не G0. Если оставаться на той точке зрения, что свечение ночного неба определяется только светом звезд, зодиакальным светом и излучением атмосферы лишь в линиях или полосах, то приведенный факт выглядит странным.

Наблюдения в некоторые ночи дали еще



Фиг. 3.

более непонятные с указанной точки зрения результаты.

На фиг. 3 даны кривые изменения яркости ночного неба в нескольких участках спектра для полярной области ночью 2—3 декабря. В нижней части фигуры представлен график изменения коэффициента прозрачности для $\lambda = 5220 \text{ Å}$. Легко видеть, что от 21 ч. 15 м. до 1 часа ночи наблюдаемая яркость возросла более чем на 40%. При этом фотометр тщательно наводился на одну и ту же конфигурацию звезд, и изменение яркости за счет различия звездных полей, попадающих в поле фотометра, совершенно исключалось. С другой стороны, в литературе нет указаний, которые в какой-либо степени подтверждали возможность столь быстрых и столь больших изменений яркости зодиакального света. Наконец, различие коэффициентов прозрачности в эти моменты было несущественным.

Таким образом, представляется вполне обоснованным предположение о существовании нестационарного свечения земной атмосферы с непрерывным спектром, по крайней мере на протяжении от $\lambda = 4720$ до $\lambda = 5580 \text{ Å}$. Серьезным аргументом в пользу высказанного предположения является также следующий наблюдательный факт. В табл. 5 приведены наблюдаемые яркости участка неба в 24-й площадке Кантейна I_{24} на различных зенитных расстояниях z_{24} и яркости площадки в полярной

области I_p . Значения даны в десятых долях фотометрического стандарта и относятся к области спектра около $\lambda = 5220 \text{ \AA}$ без редукции за рассеяние и поглощение в атмосфере.

Таблица 5

29—30/XII 1951 г.			23—24/I 1952 г.		
z_{24}	I_{24}	I_p	z_{24}	I_{24}	I_p
1°	8.0	6.9	10°	8.2	6.9
18°	8.6	7.2	28°	8.6	7.0
34°	9.7	8.2	50°	8.4	6.4
44°	9.8	7.9	63°	8.3	6.1

На примере ночи 29—30/XII 1951 г. можно непосредственно убедиться в росте I_{24} по мере увеличения зенитного расстояния. Тот же результат дает и ночь 23—24/I 1952 г. В самом деле, расчет яркости, обусловленной звездным и зодиакальным светом, по формуле (7) показывает, что она должна уменьшаться по мере роста зенитного расстояния. Однако, согласно табл. 5, яркость при $z = 63^\circ$ не меньше, а несколько больше, чем при $z = 10^\circ$! Более того, значения I_p свидетельствуют о спаде яркости в полярной области, который, вероятно, имел место и в области площадки Каптейна. Не будь отмеченного спада, рост I_{24} по мере роста зенитного расстояния был бы совершенно очевидным.

Приведенный факт есть непосредственное подтверждение того, что источник свечения с непрерывным спектром имеет земную природу.

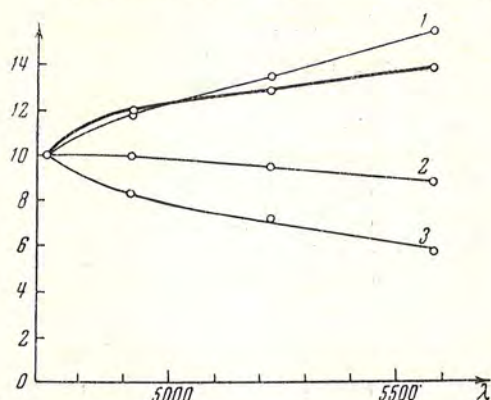
Распределение энергии в непрерывном спектре свечения атмосферы и его интенсивность. Чрезвычайно интересен вопрос о распределении энергии в непрерывном спектре собственного свечения атмосферы. Способом, изложенным в предыдущем разделе, мы могли получать интенсивность непрерывного спектра в четырех точках спектра на интервале от $\lambda = 4720$ до $\lambda = 5580 \text{ \AA}$. Для того чтобы результат был возможно меньше искажен ошибками (например, в принятых интенсивностях звездного и зодиакального света), были выбраны ночи с максимальной интенсивностью свечения атмосферы.

Наблюдения в ночи 2—3, 21—22, 25—26 и 28—29 декабря 1951 г. дали почти совпадающие кривые относительно распределения энергии в непрерывном спектре. Одна из этих кривых вместе с аналогичными кривыми для некоторых звезд показана на фиг. 4.

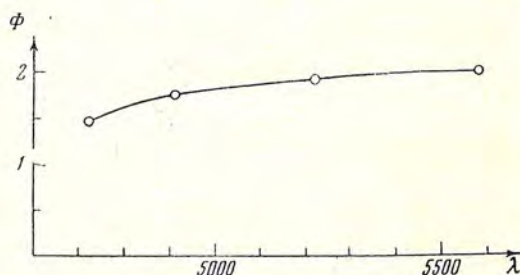
На фиг. 5 дана средняя (из 12 отдельных наблюдений) за ночь 28—29 декабря 1951 г. кривая распределения энергии в абсолютных единицах для зенита за пределами поглощающих слоев. Графическим интегрированием были определены также предельные за весь период наблюдений интегральные интенсивности рассматриваемого излучения на участке спектра от $\lambda = 4720$ до $\lambda = 5580 \text{ \AA}$. Эти интенсивности вместе с предельными интенсивностями излучения $\lambda 5577$ и суммарной интенсивностью звездного и зодиакального света на том же участке спектра сведены в табл. 6.

Величины интенсивности непрерывного спектра и излучения λ 5577 даны для зенита с учетом поглощения в атмосфере. Интенсивность звездного и зодиакального света вычислена для полярной области. Мы видим, что ин-

тенсивность излучения с непрерывным спектром для различных ночей меняется в широких пределах.



Фиг. 4. Относительное распределение энергии в спектрах некоторых звезд [1 — α Ori (M0); 2 — α Aur (G0); 3 — β U. Ma (A0)] и в спектре свечения атмосферы (жирная кривая)



Фиг. 5. Кривая распределения энергии. Величина Φ на оси ординат указана в 10^6 эрг/сек. столб сеч. $1 \text{ см}^2 \cdot \text{Å}$

В отдельные ночи наблюдаются, как правило, небольшие изменения. И лишь в 2—3 ночи за все время наблюдений изменения интенсивности атмосферного свечения с непрерывным спектром оказались заметными. К этому вопросу мы вернемся немного позднее.

Таблица 6

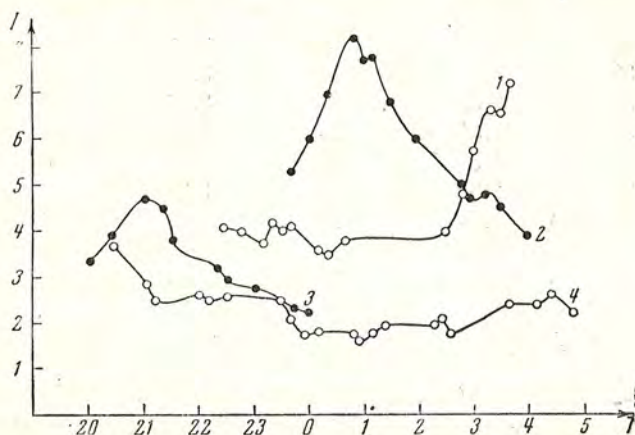
Источник свечения	$I_{\max}$	$I_{\min}$
	эрг/см ² ·сек·кв. град.	
Непрерывный спектр	$6.77 \cdot 10^{-8}$	$1.20 \cdot 10^{-8}$
[OI] 5577	$1.38 \cdot 10^{-8}$	$0.29 \cdot 10^{-8}$
Звездный и зодиакальный свет	$3.6 \cdot 10^{-8}$	

Изменения интенсивности излучения λ 5577. Рассмотрим теперь результаты наблюдений, касающиеся излучения λ 5577.

На фиг. 6 приводятся графики изменений интенсивности λ 5577 в различные ночи. На основании фигуры, в полном соответствии с результатом Роча и Петтит [2], можно констатировать отсутствие какой-либо закономерности в моментах наступления максимума интенсивности излучения λ 5577.

Время максимума не связано, как это считалось раньше, с каким-либо определенным часом ночи и с равным успехом может приходить как на время около полуночи, так и на вечерние или утренние часы. Изменения интенсивности λ 5577 от ночи к ночи могут заметно превосходить изменения в течение отдельных ночей.

Согласно данным табл. 6, максимальная за все время наблюдений интенсивность λ 5577 почти в 5 раз превосходила минимальную, тогда как за то же время не было случая, когда в течение одной ночи соответствующее отношение было бы больше 2.5.



Фиг. 6. Изменения интенсивности λ 5577 в различные ночи.
1 — 6—7/VIII 1951 г.; 2 — 11—12/VIII 1951 г.; 3 — 26—27/IX 1951 г.;
4 — 27—28/IX 1951 г.

Среднее значение интенсивности излучения λ 5577 в зените наблюдателя с учетом ослабляющего влияния атмосферы можно считать равным 0.9×10^{-8} эрг/см²·сек·кв. градус, что соответствует потоку излучения из столба слоя [OI] 5577 с поперечным сечением 1 см²

$$\Phi_{5577} \approx 3.7 \times 10^{-4} \text{ эрг/сек,}$$

или возникновению 10^8 квантов λ 5577 в этом столбе.

Высота слоя, излучающего λ 5577. Ранее было указано, что высота слоя [OI] 5577 была определена лишь для трех ночей с наибольшим числом наблюдений на различных зенитных расстояниях и в различных азимутах.

В табл. 7 приведены значения $\frac{I(z)}{I(0)}$, служившие основой для определения h .

Значения h для указанных ночей оказались следующими: 28—29/XII 1951 г. 200 км; 29—30/XII 1951 г. 155 км; 21—22/II 1952 г. 185 м.

Насколько хорошо значения $\frac{I(z)}{I(0)}$ совпадают с теоретическими кривыми, видно из фиг. 7. Мы считаем совпадение вполне удовлетворительным.

Интересно выяснить, действительно ли высота слоя [OI] 5577 меняется со временем, как это получается на основании наших наблюдений. Непосредственный материал наблюдений заставляет относиться к определениям в две последние ночи с осторожностью. В эти ночи, по сравнению с ночью 28—29/XII 1951 г., помимо значительно меньшего числа наблюдений более существенно сказывались неоднородности слоя [OI] 5577. Однако различие

Таблица 7

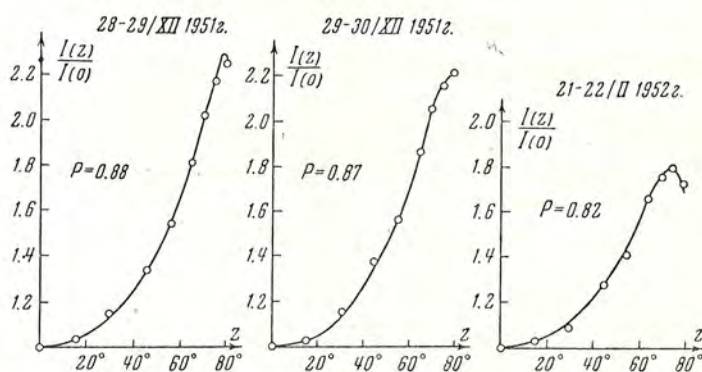
z	28-29/XII 1951 г.		29-30/XII 1951 г.		21-22/II 1952 г.	
	число наблюдений	$\frac{I(z)}{I(0)}$	число наблюдений	$\frac{I(z)}{I(0)}$	число наблюдений	$\frac{I(z)}{I(0)}$
80	10	2.26	8	2.22	4	1.72
75	22	2.18	12	2.16	8	1.80
70	24	2.03	12	2.06	8	1.75
65	24	1.82	12	1.87	8	1.64
55	22	1.54	11	1.56	8	1.41
45	24	1.34	12	1.35	7	1.27
30	24	1.15	12	1.15	8	1.08
15	24	1.04	12	1.02	6	1.03
0	24	1.00	12	1.00	6	1.00

$$P = 0.88$$

$$P = 0.87$$

$$P = 0.82$$

в высоте, превышающее 40 км, едва ли можно объяснить только искажающим влиянием структурных деталей слоя кислорода. Скорее всего мы имеем здесь как ошибки вследствие указанной причины, так и реальные изменения высоты, среднее значение которой, повидимому, близко к 200 км.



Фиг. 7.

Барбье, Дюфей и Вильямс [3] считают, что значения высот, получаемые описанным способом, несколько искажены излучением гидроксила в полосе (7.1). Однако из теоретических расчетов относительной интенсивности полос гидроксила, произведенных И. С. Шкловским [19] и Мейнелом [20], на основании наблюдений Роча, Петтит и Вильямса [21] над интегральной интенсивностью излучения гидроксила в инфракрасной области спектра, а также в соответствии с оценками интенсивности излучения λ 5577 (например, по нашей оценке) можно показать, что интенсивность ОН (7.1) порядка всего лишь 1—2% интенсивности λ 5577 и еще меньше в отношении к интегральной интенсивности свечения ночного неба. Таким образом, есть основания не опасаться искажающего влияния ОН (7.1) и не делать редукций за счет этого излучения.

Все же для сопоставления с результатом Барбье, Дюфея и Вильямса мы сделали редукцию с данными относительно ОН, принятыми этими авторами ($I_{\text{ОН}} = 0.1 I_{5577}$, $h_{\text{ОН}} = 70$ км). Тогда для ночи 28—29/XII 1951 г. вместо 200 км получилось значение $h \approx 215$ км, т. е. полное совпадение результатов. Однако при внимательном рассмотрении указанное совпадение оказывается формальным. Если наблюдательные данные Барбье, Дюфея и Вильямса ($\frac{I(z)}{I(0)} = 2.20$; $P = 0.90$) использовать для определения высоты с учетом рассеянного света по методу В. Г. Фесенкова, то оказывается, что $h \approx 250$ км.

В табл. 8 приводится сводка последних определений высоты [OI] 5577.

Таблица 8

Автор	Год	Метод	h , км
Каримов	1947	Спектроскопия	260
Роч и Петтит	1951	Электрофотометрия . .	250
Барбье, Дюфей и Вильямс	1951	»	215
Девис	1951	»	200 ± 20
Чуваев	1951	»	200

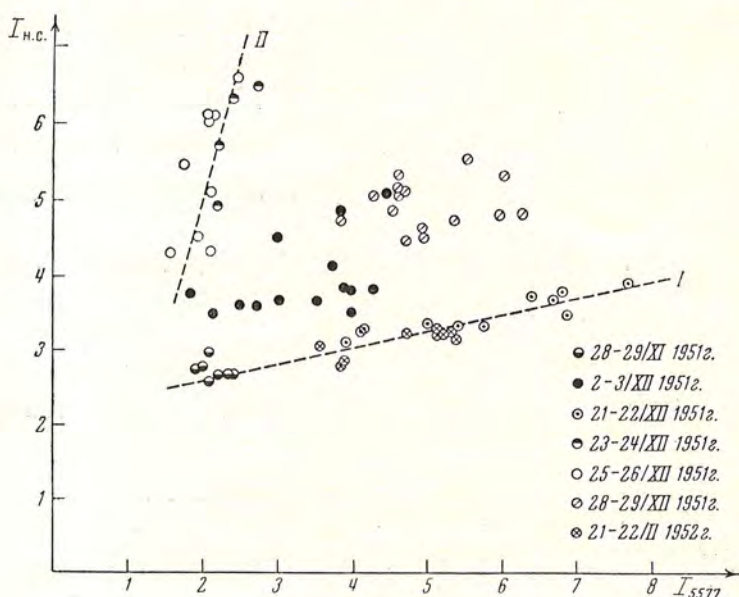
О механизме возбуждения свечения атмосферы с непрерывным спектром. К выводу о существовании излучения атмосферы Земли с непрерывным спектром Барбье, Дюфей и Вильямс пришли после того, как обнаружили поразительный параллелизм в изменениях интенсивности непрерывного спектра ночного неба и излучения λ 5577. Поскольку указанный факт имеет большое значение для выяснения природы свечения верхних слоев атмосферы, мы предприняли проверку его на нашем наблюдательном материале.

Результаты сопоставления изменений интенсивности λ 5577 и непрерывного спектра в области около $\lambda = 5220$ Å даны на фиг. 8. Обе интенсивности получены по наблюдениям в полярной области в различные ночи (на фигуре этому соответствуют различные значки), в которых коэффициент прозрачности менялся мало. Редукция интенсивностей в непрерывном спектре за звездный и зодиакальный свет не проводилась, так как она лишь сместила бы нульпункт; не изменяя общей картины.

Чрезвычайно интересны ночи 23—24 и 25—26 декабря 1951 г., когда при небольших изменениях интенсивности λ 5577 интенсивность непрерывного спектра менялась в широких пределах. Нет оснований считать отмеченные изменения результатом каких-то ошибок при обработке или при наблюдениях.

Если результат Барбье, Дюфея и Вильямса можно рассматривать с точки зрения существования лишь одного механизма или причины,

приводящей к возбуждению обоих излучений, то наш результат говорит о существовании двух независимых механизмов, действующих одновременно (все



Фиг. 8.

точки между направлениями I и II) или разновременно (направления I и II). Может быть, так называемые «светлые ночи» и есть результат мощного действия механизма, возбуждающего свечение с непрерывным спектром.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выводы, которые следуют из рассмотрения всей совокупности описанных наблюдений, можно сформулировать следующим образом.

1. Верхние слои земной атмосферы являются источником излучения не только в отдельных линиях или полосах, но и в непрерывном спектре.

2. Интенсивность излучения в непрерывном спектре на участке от $\lambda = 4720$ до $\lambda = 5580 \text{ \AA}$ изменяется в довольно широких пределах и может быть как меньше, так и больше, чем суммарная интенсивность звездного и зодиакального света на том же интервале спектра.

3. Характер распределения энергии в спектре этого излучения не может быть описан излучением абсолютно черного тела.

4. Существует два различных механизма, один из которых возбуждает излучение с непрерывным спектром, второй — излучение $\lambda 5577$.

5. Интенсивность излучения $\lambda 5577$, как правило, меняется в течение ночи и от ночи к ночи. Максимум интенсивности может приходиться на любой час ночи. Среднее значение интенсивности излучения $\lambda 5577$ эквивалентно возникновению в столбе светящегося слоя с поперечным сечением 1 см^2 примерно 10^8 квант за 1 сек.

6. Высота слоя [OI] 5577, повидимому, меняется со временем и в среднем близка к 200 км.

Разумеется, некоторые из изложенных выводов имеют предварительный характер и требуют как уточнения, так и дальнейшей разработки.

Это относится, прежде всего, к свечению атмосферы с непрерывным спектром. Уточнение характера распределения энергии в спектре этого свечения на более широком интервале имеет большое значение для выяснения его природы.

Важно также детальное изучение изменений интенсивности атмосферного свечения с непрерывным спектром.

Чрезвычайно интересно изучение так называемых «светлых ночей», могущее дать весьма ценные сведения для решения многих вопросов проблемы свечения атмосферы Земли.

Наконец, желательно обратить внимание на крайнюю необходимость в создании аппаратуры, которая позволила бы начать спектроскопические исследования свечения ночного неба, важность и последствия которых трудно переоценить.

В заключение выражаю благодарность проф. Э. Р. Мустелю и ст. научн. сотр. обсерватории В. Б. Никонову за ценные советы и методические указания, а также проф. А. Б. Северному, предоставившему в наше распоряжение интерференционно-поляризационный фильтр.

Сентябрь 1952 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Ф. Родионов, Е. П. Павлова и Е. В. Рудольковская. Докл. АН СССР 66, 55, 1949.
2. F. Roach a. H. Pettit. J. Geophys. Res. 56, 325, 1951.
3. D. Barbier, J. Dufay a. Williams. Ann. Astroph. 14, 399, 1951.
4. K. Bottlinger. Zs. f. Ap. 4, 370, 1932.
5. C. Elvey a. F. Roach. Ap. J. 85, 213, 1937.
6. В. Г. Фесенков. Метеорная материя в междупланетном пространстве. М., Изд. АН СССР, 1947.
7. В. Б. Никонов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 1, ч. 1, 83, 1947.
8. Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 114, 1949.
9. Е. В. Фесенкова. Астрон. журн. 24, вып. 2, 1947.
10. В. Б. Никонов. Докл. АН СССР 45, 151, 1944.
11. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. М., ИИ, 1949.
12. Курс астрофизики и звездной астрономии, т. I. М.—Л., Гостехиздат, 1951.
13. Э. Р. Мустель. Труды ГАИШ, 13, вып. 2, 5, 1940.
14. F. Seares, Van Rhijn, M. Joyner a. Richmond. Ap. J. 62, 320, 1926; 67, 16, 1928.
15. C. Elvey, P. Swings a. W. Linke. Ap. J. 93, 337, 1941.
16. C. Elvey a. P. Rudnik. Ap. J. 86, 342, 1937.
17. Г. А. Шайн и П. Ф. Шайн. Докл. АН СССР 35, 152, 1942.
18. H. C. van de Hulst. Ap. J. 105, 471, 1947.
19. И. С. Шкловский. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 7, 34, 1951.
20. A. B. Meinel. Ap. J. 112, 120, 1950.
21. F. Roach, H. Pettit a. D. Williams. J. Geophys. Res. 55, N 2, 183, 1950.

МЕЖЗВЕЗДНЫЙ ГАЗ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

С. Б. Пикельнер

Исходя из общепризнанной гипотезы о том, что космические лучи удерживаются в пределах Галактики магнитным полем, оцениваются свойства этого поля. Показано, что если принять толщину газового слоя около 100 парсек, поле должно иметь напряженность больше 10^{-5} , причем размеры флюктуаций поля не должны быть ни слишком большими, ни слишком малыми — поле должно быть почти однородным в объеме с диаметром порядка 10 парсек.

Такое поле должно быть не только в облаках газа, но и в межоблачной среде. Нерегулярное поле в ионизованном газе индуцируется движениями газа, причем при равновесии магнитная энергия равна кинетической. Это условие дает для скорости разреженного газа, плотность которого $\approx 0.1 \text{ см}^{-3}$, величину более 100 км/сек. При таких скоростях подсистема газа не будет плоской, ее толщина должна превышать 1000 парсек, тогда как облака образуют плоскую подсистему. При этом для удержания космических лучей потребуется меньшее поле, и дисперсия скоростей газа между облаками должна быть ≥ 30 км/сек.

Вблизи от галактической плоскости водород между облаками должен быть ионизован; на расстоянии больше 150—300 парсек — нейтрален. Линии межзвездного поглощения Na и CaII в разреженном газе должны образовываться главным образом в зонах НII и могут быть видимы в спектрах далеких звезд. Возможно, что непонятный факт наличия широкой ($\Delta\lambda \approx 1-2 \text{ \AA}$) линии поглощения CaII в спектрах сверхгигантов ранних классов, приписываемый атмосфере звезды, объясняется поглощением в разреженном межзвездном газе с большой дисперсией скоростей. Радиоизлучение на волне $\lambda = 21$ см неионизованного водорода на больших галактических широтах близко к пределу чувствительности современной аппаратуры и, повидимому, может быть обнаружено.

Движение турбулентных вихрей в слабом магнитном поле индуцирует более сильные поля, определяемые равенством кинетической и магнитной энергии вихрей данного масштаба.

В более крупных вихрях поле образуется медленнее, однако его напряженность больше. В результате поле по размеру и напряженности должно соответствовать большому вихрю, содержащему большую часть кинетической энергии, а движение малых вихрей можно рассматривать как колебания в сильном магнитном поле, распространяющиеся во все стороны.

Новые представления о межзвездном газе — большая протяженность по высоте и большие скорости — позволяют восстановить гипотезу Ферми о происхождении космических лучей, ранее отвергнутую Унзольдом.

§ 1. Свойства межзвездных магнитных полей, необходимые для удержания космических лучей в пределах Галактики

Магнитные поля в межзвездном пространстве привлекают к себе в последнее время большое внимание. Действием магнитных полей, движущихся вместе с межзвездным газом, пытались объяснить ускорение космических лучей до необычайно высоких энергий, достигающих 10^{17} эв [1]. Магнитное поле, если оно имеет достаточную напряженность, должно влиять на движение межзвездного газа и на внутренние движения в туманностях. Эти движения в свою очередь приводят к появлению индуцированных магнитных полей. В связи с этим создана новая ветвь гидродинамики — магнитно-гидродинамика, изучающая движение проводящей жидкости в магнитном поле.

Вопрос о гравитационной устойчивости газовых масс, существенный для космогонии, также должен рассматриваться с учетом магнитного поля. А. Б. Северный [2] показал, что устойчивость проводящего газа по отношению к малым колебаниям при наличии внешнего магнитного поля анизотропна.

Многократным искривлением траекторий космических лучей в межзвездном пространстве объясняют наблюдаемую изотропность космического излучения. Иначе пришлось бы допустить, что космическое излучение и *между* галактиками имеет всюду одинаковую плотность, а в таком случае полная энергия его была бы слишком велика — примерно на четыре порядка больше, чем полная энергия излучения звезд.

Наиболее мощный известный нам источник энергии — ядерные реакции, текущие в недрах звезд. Пришлось бы допустить, что в Галактике в форме космических лучей выделяется энергии на четыре порядка больше, чем в форме излучения звезд. Такое допущение крайне неправдоподобно и противоречит всем нашим представлениям о мощности источников энергии.

Чтобы обойти эти трудности, принимается, что космические лучи заключены только в Галактике и не выходят в межгалактическое пространство. В этом случае для поддержания существующей плотности космических лучей требуется энергии на четыре порядка меньше, чем энергия излучения звезд. Задержать быстрые заряженные частицы в Галактике может только магнитное поле. Это положение мы примем в качестве основного для последующей дискуссии.

Большое значение, которое приобретает изучение магнитно-гидродинамических явлений в межзвездном пространстве, заставляет более внимательно рассмотреть существующие доводы в пользу наличия там магнитного поля и его напряженности.

Наблюдений, *непосредственно* доказывающих существование межзвездных магнитных полей, в настоящее время не имеется. Косвенными данными являются указанные выше изотропия космических лучей и большая плотность их полной энергии, отмеченный Г. А. Шайном и В. Ф. Газе [3] факт почти одинаковой ориентации множества волокон в туманностях

и самих туманностей в отдельных областях неба и открытая недавно Хильтнером [4], Холлом [5] и независимо В. А. Домбровским [6] поляризация света далеких звезд. Рассмотрим эти данные последовательно.

Какое поле требуется для удержания космических лучей? Радиус кривизны траектории однократно заряженной быстрой частицы с энергией P эв численно равен

$$r = \frac{P}{300H}. \quad (1)$$

Для удержания такой частицы в Галактике r должно быть меньше половины *наименьшего* измерения Галактики, т. е. меньше 100 парсек, если считать поле связанным с плоскими подсистемами, к которым относится межзвездный газ. Это допущение обсудим ниже. Величину P мы должны принять равной 10^{17} эв. Если рассчитывать поля, исходя из средней энергии космических лучей, то это означало бы, что быстрые частицы непрерывно покидают Галактику, и для объяснения их наличия пришлось бы предположить, что такие частицы образуются в относительно большем количестве, а это весьма затруднит объяснение происхождения космических лучей. Подставляя в (1) $P = 10^{17}$ эв и $r = 100$ парсек $= 3 \cdot 10^{20}$ см, находим нижнюю границу $H = 8 \cdot 10^{-7}$ эрстед. Поле такой напряженности может удерживать космические лучи только в том случае, если оно почти однородно в объеме с линейными размерами ≈ 200 парсек. Если же напряженность поля изменяется по величине и особенно по направлению, то на своем пути быстрая частица испытает ряд небольших отклонений, направленных в разные стороны, так что полное отклонение будет значительно меньше, чем в однородном поле той же напряженности, и частица покинет пределы Галактики. Чтобы ее удерживать, средняя напряженность поля должна быть в таком случае больше. Допустим, например, что поле сосредоточено в газовых облаках, имеющих протяженность около 10 парсек, причем облака располагаются в пределах ± 100 парсек от галактической плоскости, и луч зрения, параллельный галактической плоскости, пересекает на 1000 парсек 5—10 облаков. В таком случае частица, движущаяся перпендикулярно к галактической плоскости, пересечет на своем пути в среднем 1—2 облака, и для того чтобы задержать частицу, магнитное поле в облаке должно иметь напряженность порядка 10^{-5} эрстед, причем это поле также должно быть почти однородным, в противном случае его напряженность должна быть еще больше.

Надо заметить, что поле, сосредоточенное в облаках, задерживает частицы не полностью — большое число частиц, испытав 1—2 рассеяния, должно покидать Галактику в направлении, перпендикулярном к ее плоскости, попадая в просвет между облаками. Следовательно, величина полной энергии космических лучей, требующая замкнутости их в пределах Галактики, говорит в пользу наличия поля не только в облаках, как обычно принимается, но и *между облаками*. Если это поле имеет неправильную структуру, с ячейками, например, размером ≈ 10 парсек, причем поле в каждой ячейке имеет одну и ту же среднюю величину напряженности H , но направлено случайным образом, то чтобы удержать

частицу с энергией 10^{17} эв в пределах Галактики, величина H , как легко подсчитать*, должна быть равна $3 \cdot 10^{-6}$ эрстед. При уменьшении размеров ячеек величина H будет соответственно возрастать. Так, если диаметр ячейки равен 1 парсек, H должно превышать 10^{-5} эрстед, для ячейки диаметром 0,1 парсек напряженность должна превышать $3 \cdot 10^{-5}$ **.

В наших расчетах мы принимали, что поле задерживает частицы, если они существенно искривляют свою траекторию на расстоянии порядка толщины слоя газа. Однако при таком критерии большое число частиц будет покидать пределы Галактики из-за статистических флуктуаций и случайных повторяющихся рассеяний в одном и том же направлении. Чтобы сделать эту утечку малой, мы должны наложить на поле более жесткие ограничения, считая его напряженность при том же размере флуктуаций по крайней мере в 10 раз большей.

К размеру флуктуаций поля можно подойти с другой стороны, исходя из условий на границе Галактики. Частицы, первоначально двигавшиеся в магнитном поле, могут выйти из него (при отсутствии столкновений) только в том случае, если напряженность поля существенно изменяется на расстоянии, сравнимом с радиусом кривизны траектории частиц. Для того чтобы удерживать частицы, градиент напряженности поля должен быть мал; следовательно, размеры области флуктуаций поля должны быть сравнимы с радиусом кривизны. Это дает приблизительно те же соотношения между напряженностью поля и протяженностью его флуктуаций, которые были указаны выше с учетом десятикратного увеличения напряженности поля.

Некоторые авторы [7] считают, что космические лучи образуются в солнечной системе и удерживаются в ее окрестностях магнитным полем. Радиус области, заполненной космическими лучами, полагается при этом меньшим чем 10^{-2} парсек. Для удержания в такой области частиц с энергией 10^{17} эв требуется поле напряженностью около 10^{-2} эрстед. Предполагать существование поля такой напряженности мы не имеем оснований, тем более что оно проявило бы себя в геофизических явлениях, затормаживая потоки заряженных частиц, движущихся от Солнца***, вызывая в ионосфере токи, тормозящие ее вращение, и т. п.

* Полное отклонение в данном случае пропорционально отклонению в одном облаке и квадратному корню из числа отклонений.

** В § 2 эти числа будут несколько изменены.

*** Порядок времени торможения потока перпендикулярным к нему магнитным полем можно оценить следующим образом. Поток, движущийся поступательно, можно рассматривать как движение вещества плотности ρ в магнитно-гидродинамической волне. Тогда время торможения t по порядку величины равно времени, за которое сама волна (по не веществу ее), движущаяся со скоростью $V = H_0 (4\pi\rho)^{-1/2}$, пройдет расстояние, равное толщине потока l . Полагая $l \approx 10^{10}$ см и плотность потока на расстоянии нескольких радиусов Солнца от поверхности $\rho \approx 10^{-20}$ г·см $^{-3}$, находим $t \approx 3H_0^{-1}$. Если $H_0 = 10^{-2}$, то $t \approx 300$ сек., если же $H_0 \approx 10^{-5}$, то $t \approx 3$ суток, при условии, что на поток не действуют силы, поддерживающие его движение. Однако для поддержания движения в поле $H_0 \approx 10^{-2}$ требуется очень большая сила, могущая сообщить потоку его скорость за время около 300 сек.

Нужно рассмотреть еще следующую возможность — не заключены ли космические лучи в отдельных облаках, где они удерживаются полем, а между облаками почти нет ни космических лучей, ни поля. Однако наше Солнце находится, повидимому, не в облаке — иначе мы наблюдали бы у всех звезд, находящихся дальше 10 парсек, по крайней мере на одной полусфере, межзвездные линии Na и CaII, имеющие одно и то же смещение. Если же Солнце находится не в облаке, тогда наблюдаемая интенсивность космических лучей относится к пространству между облаками, и наши выводы остаются в силе.

Для удержания космических лучей в Галактике на поле нужно наложить еще одно ограничение. Напряженность поля не может быть направлена перпендикулярно к галактической плоскости, если это поле имеет регулярный характер. В противном случае частицы, двигающиеся по винтовой линии вдоль магнитного поля, могли бы отходить от Галактики на большое расстояние и, попав в область меньшей напряженности, совсем отрываться от нее. Возможность существования регулярного поля с напряженностью, параллельной галактической плоскости (такое поле может удерживать космические лучи), мы рассмотрим в § 2, где покажем, что такое поле, повидимому, не могло образоваться за время существования Галактики. Скорее всего, поле должно иметь неправильный характер, причем размер флуктуаций должен быть меньше толщины газового слоя Галактики; однако флуктуации не должны быть и слишком мелкими — в области с размерами меньше 1 парсек, а может быть и меньше 10 парсек поле должно быть близким к однородному. Как покажем ниже, это имеет большое значение для определения характера турбулентности в межзвездной среде.

Нам остается рассмотреть еще одно обстоятельство. До сих пор мы предполагали, что поле связано с межзвездным газом. Основания для этого предположения следующие. Как известно, магнитное поле можно представлять себе «вмороженным» в межзвездный газ из-за высокой проводимости последнего. Только поэтому можно допустить существование сложной структуры межзвездного поля — оно искажается движениями межзвездной материи. В вакууме поле всегда принимает по возможности регулярный характер, соответствующий минимуму его энергии. Поэтому вне газового слоя в Галактике поле, если оно существует, должно принять регулярный характер, при котором возможна утечка частиц вдоль H . Таким образом, поле вне межзвездного газа не может удерживать космические лучи, и поэтому его существование не может быть доказано или опровергнуто способом, применявшимся выше.

Одинаковая ориентация волокон в туманностях в тех случаях, когда она не может быть объяснена эффектом галактического вращения [3], говорит в пользу наличия магнитного поля, близкого к однородному на больших расстояниях, так как движение газа будет происходить главным образом вдоль магнитного поля, газ должен вытягиваться в этом направлении. Это же следует из рассмотрения устойчивости [2]. Однако делать определенные выводы пока еще преждевременно.

Рассмотрим теперь, что дает линейная поляризация света звезд. Первоначально она была объяснена наличием в межзвездном пространстве пылинок удлинённой формы, обладающих ферромагнитными или диамагнитными свойствами и ориентируемых в одном направлении магнитным полем напряженностью около $3 \cdot 10^{-5}$ эрстед [8, 9]. Это объяснение требует наличия сравнительно однородных полей на протяжении до 1000 парсек*, причем если частицы ферромагнитные, то вектор напряженности поля должен быть перпендикулярен к галактической плоскости. Мы уже отмечали, что такое поле не может удерживать космические лучи в пределах Галактики. Для парамагнитных частиц поле должно быть параллельно галактической плоскости, однако в этом случае поляризация в 3 раза меньше, чем для ферромагнитных частиц той же формы; это создает дополнительные трудности. Сами авторы этого объяснения признают, что они принимают его только потому, что не видят лучшего.

С другой стороны, В. А. Домбровский [10] на основании своих измерений пришел к выводу, что поляризация света близко расположенных на небе далеких звезд различна и определяется, по видимому, не поглощением в пространстве, а свойствами самой звезды, может быть, наличием у нее плотной несферической оболочки, содержащей свободные электроны. Окончательный выбор между обеими возможностями можно будет сделать после накопления достаточно точного и обширного наблюдательного материала; пока вопрос остается открытым.

§ 2. Движение межзвездного газа и распределение его в пространстве

Были предприняты многочисленные попытки теоретически доказать возможность появления магнитного поля Галактики и его усиления движением межзвездного газа.

Невозможность существования сильного регулярного поля в Галактике. Бирман [11] указал, что если в частично ионизованном газе поверхности равной температуры и равной электронной концентрации не совпадают, то должны возникнуть вихревые электрические токи, образующие слабое магнитное поле Галактики, которое потом усиливается турбулентными движениями межзвездного газа. Сам по себе этот механизм не встречает принципиальных возражений, однако регулярное поле с напряженностью,

* Примечание к корректуре. Однородное на больших расстояниях поле, необходимое для объяснения поляризации звезд, если оно имеет межзвездное происхождение, не так сильно противоречит представлению о хаотических межзвездных магнитных полях. Действительно, пыль концентрируется в основном в облаках, поэтому именно в облаках поле должно быть одинаково направлено. Это будет выполняться, если все облака в данной части Галактики имеют некоторое общее движение относительно разреженного газа, например, из-за разницы скоростей галактического вращения (сферические подсистемы вращаются медленнее плоских) или из-за движения вдоль рукавов спирали.

необходимой для удержания космических лучей, образоваться таким путем не могло, так как для этого требуется очень длительное время. Время роста поля в среде с проводимостью λ и средним радиусом R [12] равно

$$t \approx \frac{\pi \lambda R^2}{c^2}. \quad (2)$$

В зоне неионизованного водорода $\lambda \approx 5 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$; между облаками, где водород, как будет показано ниже, повидимому, ионизован, $\lambda \approx 10^{12}$. В среднем по Галактике примем как нижний предел $\lambda \approx 10^{10}$. Тогда для появления или исчезновения установившегося поля в одном облаке с $R = 3$ парсек требуется время $t \approx 3 \cdot 10^{27} \text{ сек} = 10^{20} \text{ лет}$, а для появления поля в Галактике — 10^{25} лет . За время жизни Галактики (порядка $3 \cdot 10^9 \text{ лет}$) регулярное поле достигнет примерно $3 \cdot 10^{-16}$ части своего установившегося значения. Последнее можно грубо оценить следующим образом. Напряженность электрического поля, образованного разностью температур и давлений, $E' \approx \frac{1}{en_e} \text{ grad } p_e$. Образовать ток может только вихревая часть этого поля, которая в обычных условиях значительно меньше полной величины E' . Примем как верхний предел, что вихревая часть $E = 0.1 E'$. Установившийся ток имеет плотность $j = \lambda E$. Этот ток образует поле, напряженность которого по порядку величины равна

$$H = \frac{2\pi R}{c} j = \frac{2\pi R \lambda}{c} E \leq \frac{2\pi R \lambda}{cen_e} 0.1 \frac{dp_e}{dR} \approx \frac{0.2\pi \lambda p_e}{cen_e} \approx \frac{0.2\pi \lambda k T_e}{ce}.$$

Полагая как верхний предел $\lambda = 10^{12}$, $T_e = 10000^\circ$, находим для установившегося поля значение $H < 0.05$ эрстед. Следовательно, за $3 \cdot 10^9 \text{ лет}$ может образоваться регулярное поле $H < 0.05 \cdot 3 \cdot 10^{-16} \approx 10^{17}$ эрстед.

Может ли образоваться регулярное поле из-за вращения Галактики в начальном слабом магнитном поле? Механизм такого образования можно представить себе наглядно следующим образом. Из-за большого времени изменения поля в проводящей среде магнитный поток через любой контур космических размеров, связанный с веществом, практически не изменяется. Силовые линии, как обычно говорят, «вморожены» в проводящую среду и движутся вместе с ней, «растягиваясь» при этом. Таким образом, может происходить усиление напряженности поля, не связанное с изменением общего магнитного потока и, следовательно, не зависящее от времени роста поля. Представим себе, что в Галактике имелось начальное слабое поле, радиальная составляющая напряженности которого равна H_0 . Так как угловая скорость вращения Галактики уменьшается с расстоянием (в окрестностях Солнца скорость «сдвига» относительно «жесткого» вращения равна примерно 40 км/сек на 1 килопарсек), более близкая к центру Галактики часть силовой линии непрерывно уходит вперед; силовая линия как бы наматывается. Скорость усиления поля при этом можно оценить следующим образом. Магнитный поток через боковую поверхность цилиндра с осью, совпадающей с осью вращения Галактики, и ра-

диусом, равным расстоянию Солнца от этой оси, равен (на 1 см высоты цилиндра) $2\pi RH_0$.

Относительная тангенциальная скорость двух точек силовой линии, величина R для которых отличается на 1 килопарсек, равна $v = 40$ км/сек.

Внутренняя точка совершит на один оборот больше внешней за время $t = 2\pi Rv^{-1}$. В результате этого образуется регулярное поле, поток которого через лежащий в меридиональной плоскости прямоугольник высотой 1 см и длиной 1 килопарсек равен $2\pi RH_0$. На 1 см² этот поток (т. е. напряженность поля) равен $H_t = \frac{2\pi RH_0}{3 \cdot 10^{21}}$. Это поле образовалось за время t ; следовательно, за 1 сек. образуется поле $t^{-1}H_t = H_0 v (3 \cdot 10^{21})^{-1} \approx 1.3 \cdot 10^{-15} H_0$, а за $3 \cdot 10^9$ лет образуется регулярное поле $H \approx 10^2 H_0$. Мы видим, что за время жизни Галактики начальное поле не могло существенно усилиться. Предполагать же наличие начального поля с радиальной составляющей напряженности большей 10^{-9} эрстед мы не имеем оснований.

Галактика, повидимому, не может иметь регулярное поле, параллельное галактической плоскости, с напряженностью, достаточной для удержания космических лучей, и выводы § 1 о наличии в Галактике неправильных полей остаются в силе.

Напряженность первоначального поля Галактики могла быть значительно меньшей, чем 10^{-6} эрстед. Несколькими авторами было указано, что начальное поле могло быть усилено турбулентными движениями проводящей среды.

Прежде чем рассмотреть этот эффект подробнее, мы напомним общие свойства турбулентного движения.

Общие сведения о турбулентности. Движение жидкости в условиях, когда вязкость не играет заметной роли (например, при больших масштабах и больших скоростях движения или при малом коэффициенте вязкости), неустойчиво. Поток не имеет ламинарного характера, а разбивается на отдельные беспорядочные струи, вихри, так что скорость в данной точке быстро и неправильно изменяется со временем, причем величина пульсаций скорости сравнима с самой скоростью потока. Если размеры этих вихрей и скорость их движения еще достаточно велики, чтобы вязкость не оказывала на их движение заметного действия, сами вихри, подобно основному потоку, распадаются на множество более мелких вихрей, скорости которых относительно большего вихря беспорядочны и по абсолютной величине сравнимы со скоростью этого вихря. Процесс дробления вихрей происходит до тех пор, пока размеры и скорости вихрей не уменьшатся до величин, при которых движение таких вихрей будет в значительной степени определяться силами вязкости и приобретет ламинарный характер. Свою энергию каждый вихрь получает от большего по размеру вихря за счет неустойчивости движения последнего. Механизм передачи энергии от больших вихрей к меньшим напоминает механизм выделения тепла при движении вязкой жидкости при наличии градиента скоростей. В последнем случае основное движение тормозится, и его энергия передается молекулам, хаотически движущимся во всех направлениях, — жидкость нагревается. В случае движений больших масштабов

скорость жидкости на расстоянии длины свободного пробега изменяется мало, и вязкость несущественна. Роль молекул играют теперь вихри меньших размеров, пробегающие путь, на котором скорость большего вихря уже существенно изменяется. Свойство передачи энергии от больших вихрей к меньшим получило название *турбулентной вязкости*.

Самые маленькие вихри, движение которых уже устойчиво, постепенно превращают энергию своего движения в теплоту, т. е. в хаотическое движение молекул. Таким образом, вдоль последовательности вихрей, от больших к меньшим, непрерывно течет поток энергии. В верхний конец иерархии вихрей этот поток поступает от основного потока, а из нижнего конца выходит в виде тепловой энергии. Для поддержания стационарной турбулентности необходим непрерывный приток энергии к большим вихрям. Величина этой энергии ε , рассчитанная на единицу массы жидкости, есть основной параметр, определяющий характер турбулентности. Движение самых больших вихрей зависит от конкретных особенностей основного потока. Однако движение более мелких вихрей настолько хаотическое, что все конкретные условия для них сглаживаются, за исключением общего переносного движения всей жидкости с основным потоком. Такая турбулентность называется локально-изотропной.

В этом случае, как показал А. Н. Колмогоров [13], все статистические величины, характеризующие турбулентность (например, спектр турбулентности — энергия вихрей данного масштаба, рассчитанная на 1 г), являются универсальными функциями, зависящими только от ε и от размеров соответствующих вихрей. В области меньших вихрей, где уже становится существенным влияние вязкости, эти функции зависят от ε и от кинематического коэффициента вязкости $\nu = \frac{1}{3} u l'$, где u — тепловая скорость частиц, определяющих вязкость (в ионизованном водороде — протонов), а l' — длина их свободного пробега. Поскольку эти функции имеют универсальный характер, их можно определять, основываясь только на соображениях размерности. Для примера рассчитаем зависимость разности скоростей в двух точках турбулентного потока, разделенных расстоянием r от r . Соответствующие размерности: r [см], ε [см²·сек⁻³]. Из этих величин можно составить только одну комбинацию размерности скорости. В результате имеем $v \approx \varepsilon^{1/3} r^{1/3}$. Чем больше размер вихря, тем больше его средняя скорость. Это соотношение выполняется для локально-изотропной турбулентности в области не слишком малых вихрей, где еще не сказывается влияние вязкости. Энергия самых больших вихрей, приходящаяся на 1 г, меньше, чем энергия вихрей следующего порядка. Таким образом, главная часть турбулентной энергии сосредоточена в вихрях большого (но не самого большого) масштаба, а мелкие пульсации несут сравнительно малую часть энергии.

Турбулентность в магнитном поле. Как указали Альфвен [14], Бирман [11] и Бетчелор [15], движение проводящей жидкости в магнитном поле может вызвать усиление этого поля. Наглядную, хотя и грубую модель механизма такого усиления дает картина силовых линий, «вмороженных» в вещество и движущихся вместе с ним. Общее число силовых

линий, как было сказано, при этом не изменяется, однако «вытягивание» и «запутывание» силовых линий приводят к их уплотнению.

При этом магнитная энергия увеличивается за счет гидродинамических сил.

Простейший пример усиления поля в движущейся в магнитном поле материи представляют магнитно-гидродинамические волны [14], в которых средняя плотность энергии индуцированного магнитного поля $1/8\pi H^2$ не зависит от напряженности начального поля H_0 и равна средней плотности кинетической энергии $1/2 \rho v^2$. Волны эти — поперечные и распространяются со скоростью $V = H_0 (4\pi\rho)^{-1/2}$. В общем случае произвольных, в частности турбулентных, движений проводящей жидкости в магнитном поле равенство магнитной и кинетической энергии также должно сохраняться в стационарных условиях. Однако Бетчелор [15] считает, что магнитная энергия равна не полной кинетической энергии, а энергии, связанной с самыми малыми турбулентными вихрями, в которых уже сказывается действие вязкости, так как в этих вихрях велики градиенты скоростей, они сильнее «закручивают» силовые линии. Поле растет вначале экспоненциально, пока не достигнет максимума. Поскольку малые вихри, как было сказано, содержат небольшую часть полной кинетической энергии, максимальное поле в таком случае будет иметь меньшую напряженность, чем в случае полного равновесия.

В действительности это, повидимому, не так. Большие вихри также «перепутывают» силовые линии и усиливают поле, но медленнее, так как характерное время для них больше. Однако если предоставить им достаточно времени, они усилят поле до равновесного значения, определяемого полной кинетической энергией, т. е. энергией сравнительно больших вихрей. Задача сводится к оценке времени установления поля больших масштабов.

Время установления поля в поперечной магнитно-гидродинамической волне равно четверти ее периода, т. е. времени, за которое волна пройдет четверть своей длины. Линейные размеры флуктуаций поля при этом составляют около половины длины волны. Следовательно, время образования флуктуации поля размера l при поступательном движении вещества в магнитном поле напряженности H_0 равно $t_l \approx \frac{l}{V} \approx l H_0^{-1} \sqrt{4\pi\rho}$. Можно рассчитать, что за это время вещество пройдет путь, равный $l H_0^{-1}$, где H — напряженность индуцированного поля. Если H_0 мало, поле возрастает медленно. Например, для увеличения напряженности поля от $H_0 = 10^{-10}$ до равновесного значения в облаке с размерами 3 парсек и плотностью 10 атомов в 1 см^3 требуется время порядка $3 \cdot 10^{10}$ лет*. За это время облако, движущееся со скоростью 5 км/сек, пройдет путь больше 10^5 парсек, т. е. в тысячи раз больше размеров Галактики.

Абсурдность такого результата показывает, что применение концепции магнитно-гидродинамических волн здесь неправильно, вещество не

* Большое время установления поля в волнах большой длины дало Альфвену [14] основание утверждать, что магнитное поле не может быть существенно усилено движением вещества, если $H_0 \leq 10^{-9}$.

может двигаться поступательно в течение полупериода волны. Это движение будет многократно прерываться, и так же будет прерываться монотонный рост магнитного поля.

Более правильна концепция Бетчелора [15], исходящего из времени перемешивания жидкости, в течение которого H приблизительно удваивается. Далее будет «закручиваться» уже более сильное поле; после второго перемешивания напряженность поля вновь удвоится, и т. д. Напряженность растет не пропорционально времени, а по экспоненциальному закону, и поэтому за время, в десять раз превышающее время перемешивания, напряженность увеличится в тысячи раз. Бетчелор считает, как уже было отмечено, что поле определяется только малыми вихрями. Оценим время перемешивания для больших вихрей. На расстоянии 100—200 парсек скорость облаков, а следовательно, и межоблачного вещества полностью изменяется, в связи с чем можно принять, что путь перемешивания для больших вихрей меньше 200 парсек. Скорость больших вихрей между облаками, как будет показано ниже, порядка 30—400 км/сек. Следовательно, время перемешивания, или время удвоения напряженности поля между облаками, порядка $2 \cdot 10^6$ лет, и за несколько десятков или сотен (если начальное поле очень мало) миллионов лет поле достигнет равновесия с большими вихрями.

Рассмотрим теперь общую картину турбулентного движения проводящей жидкости в магнитном поле, основываясь на указанных выше соображениях. Представим себе, что в некоторый момент поле было слабым и имело регулярный характер. Это поле будет сравнительно быстро усиливаться малыми вихрями и за время, в несколько раз превышающее время перемешивания малых вихрей, примет равновесную с этими вихрями напряженность. Само поле будет иметь крайне нерегулярный характер; размер области существенного изменения его имеет порядок размеров малых вихрей — внутреннего масштаба турбулентности, который мы оценим ниже. С течением времени поле будет усиливаться все большими и большими вихрями, имеющими большую энергию. Поэтому напряженность поля будет возрастать, и поле будет принимать более регулярный характер; размер флуктуаций поля увеличивается. В конце концов равновесие будет достигнуто для вихрей, содержащих основную часть кинетической энергии, после чего средняя напряженность поля возрастать уже не будет; электродинамические силы будут препятствовать таким движениям больших вихрей, которые ведут к дальнейшему росту напряженности поля. Напряженность и размер флуктуаций поля будут определяться теперь этими вихрями.

Кинетическая энергия средних и малых вихрей будет теперь меньше и значительно меньше, чем энергия магнитного поля, в котором они движутся, причем магнитное поле в окрестностях этих вихрей можно считать почти однородным. Направленное движение малых вихрей будет быстро подавляться полем; однако это не значит, что движений малых масштабов не будет. Диссипации энергии при движении в более сильном поле почти не происходит, так что вихри будут сохранять свою энергию, но не в виде

хаотических перемещений, а в виде колебаний около положения равновесия, причем эти колебания будут еще распространяться в виде волн. Поскольку энергия колебаний меньше энергии магнитного поля, они будут незначительно деформировать поле, незначительно искривлять силовые линии, поле будет почти однородно в больших объемах, как то и требуется для удержания космических лучей.

Колебания малой энергии в магнитном поле были изучены Ван де Холстом [15] и в более общем случае А. Б. Северным [2]. Ван де Холст показал, что если ограничиться колебаниями с энергией, малой по сравнению с энергией магнитного поля, то такие колебания могут распространяться во все стороны, а не только в направлении магнитного поля. Он исследовал решения в виде плоских гармонических волн и нашел, что возможно несколько типов волн, распространяющихся с различными скоростями. При высокой проводимости и больших числах Рейнольдса межзвездного газа волны не слишком малых размеров можно считать незатухающими; решения при этом упрощаются. Волны не являются чисто поперечными и соединяют в себе свойства световых, магнитно-гидродинамических и звуковых волн, которые представляют собой предельные случаи общих решений. Газ в таком поле скорее напоминает твердое упругое тело, в котором могут распространяться продольные и поперечные колебания, но отдельные частицы не могут сместиться далеко от начального положения. Турбулентность в таком газе должна носить весьма специфический характер, однако некоторые основные свойства ее, повидимому, сохраняются; в частности, должна сохраниться передача энергии от больших колебаний к малым вследствие турбулентной вязкости. Подробное исследование такой турбулентности (хотя бы для дозвуковых скоростей) должно составить предмет отдельной работы.

Скорость движения межзвездного газа и распределение его в Галактике. Рассмотрим движение межзвездного газа, используя данные о магнитном поле Галактики, полученные в § 1. Альфвен [14], а также Бетчелор [15] считали, что поле сосредоточено в основном в облаках, так как плотность последних на два порядка больше, чем плотность межоблачной среды, а следовательно, и кинетическая энергия, и магнитная также больше в облаках.

Скорость движения облаков порядка 7 км/сек, скорость движений малого масштаба внутри облака, как можно судить по ширине отдельных компонент межзвездных линий, меньше 2 км/сек. Принимая плотность облака равной $2 \cdot 10^{-23}$ г/см³, легко найти, что напряженность поля, имеющего энергию, равную энергии движения облака, в целом равна $H = \sqrt{4\pi\rho} v \approx 10^{-5}$ эрстед, а напряженность поля, индуцированного внутренними движениями, близка к $3 \cdot 10^{-6}$.

О скорости движения газа между облаками ничего не было известно. В § 1 мы показали, что между облаками должно быть нерегулярное поле с напряженностью, превышающей 10^{-6} и, повидимому, близкой к 10^{-5} эрстед. Такое поле может быть индуцировано только движением газа между облаками, причем скорость движения легко вычислить. Если принять

плотность порядка 10^{-25} г/см³ и напряженность поля $H \approx 10^{-5}$, то скорость движения $v \approx 100$ км/сек; при меньшей величине H скорость соответственно меньше. Мы приходим к чрезвычайно важному для понимания динамики межзвездного газа выводу, что газ между облаками находится в интенсивном движении, кинетическая энергия которого сравнима с кинетической энергией облаков, несмотря на значительно большую плотность последних. Одновременно получено доказательство наличия газа между облаками — прежде это почти не было обосновано.

В свете этих результатов становится понятной корреляция, которую нашел С. А. Каплан [17] между относительными скоростями облаков v и расстояниями между ними r ; такая корреляция характерна для турбулентного движения ($v \approx \epsilon^{1/2} r^{1/2}$). Указанная корреляция естественна, когда среда между облаками имеет энергию того же порядка, что и облака, и, таким образом, обменивается с ними энергией. Весь межзвездный газ в Галактике можно тогда представлять себе как одну турбулентную систему. Движения облаков и межоблачной среды поддерживаются в этом случае за счет распада движения большего масштаба, например вращения всей Галактики с градиентом скоростей вдоль радиуса ее.

Величина ϵ , вычисленная Капланом из наблюдаемой им корреляции, примерно равна 10^{-2} см²·сек⁻³. Эта величина характеризует движение облаков как элементов общей турбулентности межзвездного газа в Галактике и, следовательно, относится ко всему газу, в частности и к межоблачной среде.

Нужно, однако, иметь в виду, что турбулентные скорости в данном случае значительно больше, чем тепловые скорости протонов ($\bar{v} < 15$ км/сек). При этом газ нельзя считать несжимаемым; поведение его значительно сложнее, чем при турбулентности с дозвуковыми скоростями, и до сих пор не изучено. За неимением лучшего, будем в дальнейшем пользоваться обычными соотношениями, помня, что, строго говоря, это незаконно.

Рассчитаем численно, каково должно быть поле, если бы оно, как считает Бетчелор, определялось малыми вихрями. Величина малых вихрей, в которых происходит рассеяние энергии, должна зависеть от v и ϵ . Из соображений размерности она равна $l \approx \left(\frac{v^3}{\epsilon}\right)^{1/4}$, где $v = 1/3 ul'$. Полагая $u \approx 10^6$ см/сек и $l' \approx 10^{13}$ см, находим $v \approx 3 \cdot 10^{18}$ и $l \approx 1,3 \cdot 10^{14}$ см. Скорость малых вихрей из соображений размерности равна $v_v \approx (v\epsilon)^{1/4} \approx 1,3 \cdot 10^4$ см/сек. Такой скорости соответствует поле $H \approx \sqrt{4\pi\epsilon} v \approx 10^{-8}$ эрстед. Мы видим, что и протяженность полей, образованных малыми вихрями, и их напряженность недостаточны для удержания космических лучей в Галактике. Следовательно, магнитное поле определяется не малыми, а большими вихрями.

Остановимся теперь на одном важном следствии наших расчетов. Быстрые движения газа между облаками заставляют нас пересмотреть вопрос о протяженности его в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики. Протяженность подсистемы $h \approx \pm 100$ парсек соответствует средней дисперсии скоростей по z -координате около $\sigma_z \approx 10$ км/сек, причем h

пропорционально σ_z^2 . Быстро движущиеся потоки газа между облаками должны значительно *слабее концентрироваться к галактической плоскости, чем облака газа*. Увеличение же толщины газового слоя Галактики изменяет наши оценки магнитного поля, приведенные в § 1; их необходимо повторить с учетом увеличения толщины слоя, занятого полем. При этом появляется некоторый произвол в выборе размера области изменения поля (или, что то же, размера вихрей, несущих основную часть энергии). Оставляя его равным 10 парсекам, можно найти, например, что космические лучи будут удерживаться в Галактике, если толщина газового слоя будет порядка 1000 парсек, напряженность поля $H \approx 3 \cdot 10^{-6}$ и скорость газа $v \approx 30$ км/сек. Энергия движения газа в этом случае оказывается в несколько раз меньшей, чем в облаках (7 км/сек). Напряженность поля определялась здесь условием, чтобы среднее статистическое изменение направления частицы с энергией 10^{17} эв на расстоянии 1000 парсек равнялось π радиан. Фактически при таком условии будет заметная «утечка» космических лучей, и нужно наложить более жесткие условия — или увеличить H , а следовательно, v и h , или увеличить размер области изменения поля. Скорее всего, имеет место и то, и другое.

Если, например, принять условие равенства кинетической энергии газа на единицу объема в облаках и между облаками, то v будет равно 70 км/сек, $H \approx 7 \cdot 10^{-6}$ и $h \approx 5000$ парсек. Данные эти, конечно, очень ненадежны, и пока нет смысла их уточнять; важно только иметь в виду, что протяженность газовой составляющей в Галактике, повидимому, значительно больше 100 парсек, как принято считать в настоящее время, так что *газ образует не плоскую, а промежуточную или сферическую подсистему*, однако с *малой концентрацией к центру*, как показывают оптические наблюдения облаков вблизи галактической плоскости. Поскольку средняя плотность газа вдали от галактической плоскости по крайней мере на порядок меньше, чем вблизи ее, общая масса газовой составляющей Галактики увеличивается при этом не столь значительно, как протяженность, — всего в несколько раз. При большой дисперсии скоростей разреженный газ, повидимому, не должен иметь спиральной структуры.

Мы пришли, таким образом, к следующей вероятной картине межзвездного газа: *часть его разрежена и простирается на большую высоту, а более плотные облака движутся вблизи галактической плоскости*.

§ 3. Возможность сравнения с наблюдениями

Согласуется ли принятая нами картина с наблюдениями? Рекомбинационное свечение разреженной составляющей межзвездного газа в линиях водорода не может быть замечено. Действительно, если принять плотность ее равной 0.1 атома на 1 см^3 , а протяженность даже равной 10 000 парсек, то мера излучения, определяющая поверхностную яркость светящегося газа и равная произведению квадрата концентрации на длину пути в парсеках, будет равна 100, тогда как самая слабая мера излучения, которая может быть обнаружена при помощи небулярного спектрографа, порядка 1000, а при помощи фотоэлектрических методов — порядка 400.

Рассмотрим возможность наблюдения линий Na и CaII, образованных газом между облаками. Для этого нужно найти *ионизацию этих элементов и водорода* — основного поставщика свободных электронов. Обычно принимается, что водород между облаками ионизован, хотя полного расчета проведено не было. Одна звезда класса O может, согласно Стремгрену [18], но с исправленными температурами (см. нашу статью в этом же томе) ионизовать водород в направлении, в котором луч света не проходит через облако, на расстоянии 200—300 парсек; расстояния ионизации для ранних звезд класса B в предположении, что на 1 см^3 приходится 0.1 атома водорода, даны во втором столбце табл. 1. Средней величины облако, находящееся на расстоянии нескольких десятков парсек от звезды, практически полностью поглощает ее излучение за пределом серии Лаймана. Следовательно, ионизация водорода звездой класса O производится до окружающих ее облаков, находящихся в среднем на расстоянии 100—200 парсек и в «просветах» между облаками. Группы звезд O полностью ионизуют близкие к ним облака [18], а следовательно, и разреженный газ за ними. Там, где водород не ионизируется звездами O, он может быть ионизован звездами класса B. Объем межоблачного газа, который ионизует одна звезда данного подкласса, приведен в третьем столбце табл. 1.

Таблица 1
Ионизация водорода между облаками звездами разных спектральных классов

Класс	R, парсек	Объем ионизации, 10^6 куб. парсек	Число звезд на 10^6 куб. парсек	Произ- ведение
B0	150	9.2	0.4	3.7
B1	85	2.6	0.7	1.8
B2	55	0.7	1.8	1.3
B3	36	0.2	3.5	0.7
				7.5

Число звезд данного класса, приходящееся на 10^6 куб. парсек вблизи галактической плоскости, дано в четвертом столбце. Произведение чисел 3-го и 4-го столбцов дает долю полного объема, ионизируемого звездами каждого класса. Сумма этих чисел значительно превышает единицу, так что практически весь *водород между облаками вблизи галактической плоскости может быть ионизован*. Некоторая часть звезд класса B может, правда, находиться в облаках, которые полностью или частично поглощают их излучение; но число таких звезд невелико, так как облака занимают около 5% объема. Поглощающее действие облаков, расположенных вдали от звезд, мало влияет на ионизацию, так как среднее расстояние между облаками сравнимо или больше, чем радиус зоны ионизации водорода. Водород между облаками может быть неионизованным вблизи галактической

плоскости только в отдельных областях, случайно загороженных облаками от горячих звезд.

Дальше чем на 100 парсек от галактической плоскости горячих звезд почти нет; они образуют плоскую подсистему, так же как и облака. Следовательно, газ будет ионизоваться отдельными звездами класса О на расстоянии до 200—300 парсек от галактической плоскости там, где излучение звезд не экранируется облаками. *Выше этого расстояния водород не ионизуется.*

Может возникнуть вопрос, не заносится ли туда ионизованный водород от галактической плоскости потоками газа. Для ответа нужно рассчитать время заметного уменьшения ионизации водорода. Уменьшение числа ионов в 1 см^3 за 1 сек. равно числу рекомбинаций на все уровни:

$$\frac{dni}{dt} = -n_i n_e C(T_e) = -n_i^2 C(T_e), \quad (3)$$

откуда

$$\frac{1}{n_i^{(2)}} - \frac{1}{n_i^{(1)}} = C(T_e) t.$$

Для водорода величина $C(T_e)$ равна [19]

$$C(T_e) = 2.3 \frac{K}{T_e^{3/2}} \frac{g}{4^3} e^{\frac{h\nu_1}{kT_e}} E_i\left(\frac{h\nu_1}{kT_e}\right) = 4.7 \cdot 10^{-13},$$

где $K = 3.2 \cdot 10^{-6}$, а множитель 2.3 равен отношению числа рекомбинаций на все уровни к числу рекомбинаций на первый уровень. Температура T_e принята равной $10\,000^\circ$. Если $n_i^{(1)} = 0.1 \text{ см}^{-3}$, то уменьшение ионизации в два раза произойдет примерно за $7 \cdot 10^5$ лет. За это время газ, двигаясь, например, со скоростью 30 км/сек, пройдет около 20 парсек, что мало сравнительно с толщиной Галактики, так что газ вдали от галактической плоскости не может быть ионизован таким способом. В галактической плоскости, где размеры зон нейтрального водорода между облаками сравнительно невелики, этот эффект может еще увеличить среднюю ионизацию водорода.

Остается рассмотреть возможность *ионизации водорода* вдали от галактической плоскости *космическими лучами*. Сечение ионизации атома водорода протоном с энергией $\approx 2 \cdot 10^8$ эв, при которой релятивистские эффекты еще мало сказываются, равно приблизительно сечению ионизации электроном с той же скоростью, соответствующей энергии $\approx 10^5$ эв, т. е. равно $2 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ [20], причем сечение сравнительно слабо зависит от энергии частицы. Интенсивность космических лучей в окрестностях Солнца равна $0,12 \text{ частиц/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}$. Если принять плотность космических лучей в Галактике всюду постоянной, то для ионизации одного атома потребуется в среднем 10^{11} лет. Ионизация космическими лучами, как мы видим, не имеет существенного значения.

Мы приходим к выводу, что в пределах плоских подсистем *водород между облаками в основном ионизован, вдали от плоскости Галактики нейтрален*, а в *промежуточной зоне* толщиной около 200 парсек *иони-*

зован в отдельных областях, куда проникает ультрафиолетовое излучение ближайших звезд класса О.

Кинетическая температура в областях ионизованного водорода близка к $10\,000^\circ$, а в областях неионизованного водорода между облаками — около 1000° . Столь высокую температуру следует ожидать [21] из-за нагревающего действия космических лучей и крайне медленного охлаждения разреженного газа, происходящего приблизительно за 10^9 лет.

Перейдем к ионизации Na и CaII. Стремгрен рассчитал величину $\lg \frac{n_1 n_e}{n_0}$ для этих элементов при разных значениях кинетической температуры, исходя из средней интенсивности поля излучения Галактики (табл. 2).

Таблица 2

Значения $\lg \frac{n_1 n_e}{n_0}$ в межзвездном пространстве (области III) по Стремгрену

T_e	NaI	CaII
10000°	1.73	0.72
1000°	0.92	0.07
100°	0.22	1.46

Вдали от галактической плоскости, где нет звезд В и А, образующих плоскую подсистему, ионизация при той же плотности должна быть меньше, однако не намного, так как поток излучения Галактики сравнительно медленно убывает с расстоянием, а облака мало поглощают излучение, ионизирующее NaI и CaII.

Вблизи галактической плоскости, где водород в основном ионизован, примем $n_e \leq 0.1$ и $T_e = 10\,000^\circ$. Для Na находим $\frac{n_1}{n_0} = \frac{5 \cdot 10}{n_e}$ и $n_0 = 2 \cdot 10^{-2} n_e n_{\text{Na}} = 2 \cdot 10^{-2} n_e n_{\text{H}} \frac{n_{\text{Na}}}{n_{\text{H}}} = 6 \cdot 10^{-8} n_{\text{H}}^2 \leq 6 \cdot 10^{-10}$, где относительное число атомов Na принято равным $3 \cdot 10^{-6}$. Для CaII такие же расчеты при относительном числе атомов Ca, равном 10^{-6} , дают $n_{\text{CaII}} = 2 \cdot 10^{-7} n_e^2 \leq 2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-3}$. Оптическая толщина в центре линии D₂ $\tau_0 = k_{\lambda}^0 n_{\text{NaI}} l$, где k_{λ}^0 — коэффициент поглощения в центре линии; l — длина столба газа.

Полное поглощение, производимое одним атомом, определяется известным выражением

$$\int k_{\lambda} d\lambda = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{m c^2} f = 5.9 \cdot 10^{-13} \lambda^2, \quad (4)$$

где λ — длина волны линии; f — сила осциллятора (принята равной $2/3$). Коэффициент поглощения в центре линии, рассчитанный на один атом, в случае доплеровского контура с полушириной $\Delta\lambda = \lambda \frac{v}{c}$ равен

$$k_{\lambda}^0 = \frac{5.9 \cdot 10^{-13} \lambda^2}{2 \Delta\lambda} = 3 \cdot 10^{-13} \lambda \frac{c}{v}.$$

Полагая $v = 30$ км/сек, находим для линии D_2Na $k_\lambda^0 = 1.7 \cdot 10^{-13}$, для линии $KCaII$ $k_\lambda^0 = 1.2 \cdot 10^{-13}$.

Теперь можно рассчитать, какова должна быть оптическая толща в центре линий D_2 и K , образованных в спектре звезды, находящейся на расстоянии, например, 100 парсек, газом между облаками, в котором водород ионизован. Для Na $\tau_0 \leq 1.7 \cdot 10^{-13} \cdot 6 \cdot 10^{-10} \cdot 3 \cdot 10^{20} = 3 \cdot 10^{-2}$, для $CaII$ $\tau_0 \leq 1.2 \cdot 10^{-13} \cdot 2 \cdot 10^{-9} \cdot 3 \cdot 10^{20} = 0.07$. Линии Na обнаружены быть не могут, линии $CaII$ должны наблюдаться в виде слабых широких линий. Поскольку τ_0 пропорционально n_H^2 , а значение $n_H = 0.1$ является верхней границей, оптическая толща может быть и меньше, так что линии $CaII$ могут быть и ненаблюдаемыми.

Прежде чем сравнивать с данными наблюдений, рассмотрим области неионизованного водорода. В них n_e по крайней мере на полтора-два порядка меньше, чем в областях III между облаками, так как уменьшение ионизации в 10 раз происходит, в соответствии с (3) за время порядка $7 \cdot 10^6$ лет; за это время газ, даже двигаясь прямолинейно, пройдет только 200 парсек. С другой стороны, при температуре около 1000° , которой, как уже было сказано, обладает газ между облаками в зоне II , $\frac{n_1 n_e}{n_0}$, как видно из табл. 2, примерно в 5 раз меньше, чем при $T_e = 10000^\circ$. Кроме того, эта функция, как было отмечено, убывает с удалением от галактической плоскости из-за уменьшения плотности звезд классов B и A . Точный расчет ионизации Ca и Na провести трудно, так как мы не знаем среднюю скорость удаления разреженного газа от галактической плоскости. Вероятнее всего, что ионизация возрастет с высотой, но медленнее, чем падает ионизация водорода. Поскольку и общая плотность газа медленно падает с высотой, слои газа, лежащие вдали от галактической плоскости, повидимому, не образуют сколько-нибудь заметных линий поглощения. Последние (главным образом линии $CaII$) можно ожидать у звезд, достаточно далеких и лежащих сравнительно недалеко от галактической плоскости (в пределах 200—300 парсек), чтобы свет их шел через зону ионизованного водорода.

У звезд с большой галактической широтой линии можно ожидать в том случае, если под этой звездой имеется локальная зона ионизации, простирающаяся на 200—300 парсек. Эти линии должны отличаться от обычных межзвездных линий поглощения своей шириной (около $1 \text{ \AA}$).

С этой точки зрения большой интерес представляет отмеченный Спитцером, Эпштейном и Ли Хеном [22], а ранее Билсом [23] непонятный факт наличия в спектрах почти всех сверхгигантов ранних классов «звездных» линий $CaII$ шириной $1\text{--}2 \text{ \AA}$ и глубиной от 0.1 до 0.5. К «звездным» эти линии были отнесены из-за большой ширины — обычные межзвездные линии, образованные облаками, в десять раз уже.

В то же время в звездах $B0 - B3$ $CaII$ должен быть полностью ионизован и не может давать линий поглощения. Это позволяет нам предполагать, что линии $CaII$ образуются не в атмосфере звезды, а в газе между облаками, имеющем большую дисперсию скоростей.

Весьма важно провести сравнение лучевой скорости, определенной по линии CaII, и по другим линиям. Несовпадение этих скоростей послужило бы решающим доказательством правильности указанного предположения. К сожалению, в нашем распоряжении нет спектрограмм с достаточно большой дисперсией, позволяющей разделить узкие и широкие линии. Поэтому мы прибегли к косвенному методу, сравнивая лучевые скорости линий CaII, полученных с большой дисперсией [24], при которой широкая линия исключается, и с малой дисперсией [25], где она сливается с узкой межзвездной линией.

Центр тяжести линии во втором случае должен сместиться в направлении широкой линии. Некоторые случаи несомненно свидетельствуют о межзвездном происхождении широких линий.

Таблица 3

HD	m	Спектр	Скорость при дисперсии		Скорость звезды	Эквивалентная ширина при дисперсии	
			низкой	высокой		низкой	высокой (сумма)
14633	7.7	O8	-15	-4.8 (12)	-39.5	—	—
36371	4.9	cB3	+ 9	+0.0 (8); +10.6 (10)	- 0.2	0.46	0.18
198478	4.9	cB2	-21	-13.3 (25); -5.8 (2)	- 6.6	0.50	0.207

Приведем для примера три звезды, данные о которых суммированы в табл. 3 (в скобках даны оценки интенсивности компонент линий по данным Адамса). Эквивалентная ширина при низкой дисперсии взята из [25], при высокой — из [22]. Температура первой звезды настолько высока, что линий CaII в ее спектре быть не может, в то время как разница скоростей ясно показывает, что «звездная» линия есть. Во втором примере центр тяжести двух линий находится около +6. Сравнение эквивалентных ширин показывает, что «звездная» линия не слабее межзвездных. Скорость звезды меньше нуля, так что если бы широкая линия принадлежала звезде, то центру тяжести линии с низкой дисперсией соответствовала бы скорость меньше +3 км/сек, а наблюдения дают +9 км/сек. Третья звезда еще более показательна — при большой разнице в эквивалентных широтах «широкая» линия смещена в сторону, противоположную скорости звезды. В [22] указано, что в спектре этой звезды вместе с узкими имеется широкая линия. Интересно, что линия NaI по [25] имеет скорость -14 км/сек, в согласии с узкой линией CaII. Можно привести еще один пример — μ Sgr 166937 cB8, относительно которой в [22] указано, что «широкая звездная линия делает неуверенным измерение 4-й компоненты», имеющей скорость по Адамсу +39.6 км/сек. Между тем 1 и 3-я компоненты, имеющие скорости -19 и +11.3 км/сек, слабее 4-й и должны были бы сильнее подвергаться влиянию «звездной» линии. Очевидно, последняя лежит в области больших положительных скоростей.

Скорость же звезды по [26] равна — 9.2 км/сек. Необходимо провести специальное исследование указанного эффекта для линий Na и CaII на оригинальном материале и исследовать зависимость τ_0 от расстояния.

Монохроматическое радиоизлучение водорода на волне 21 см. Несколько лет назад такое излучение было предсказано теоретически Ван де Холстом и позже рассмотрено И. С. Шкловским [27], а недавно было обнаружено [28] радиоизлучение Галактики на волне 21 см. Это излучение образуется при переходах между компонентами тонкой структуры основного состояния атома водорода. Возбуждение верхнего подуровня производится ударами нейтральных атомов водорода, причем вероятность перехода так мала ($A_{21} = 0.72 \cdot 10^{-15} \text{сек}^{-1}$), что распределение атомов по подуровням определяется термодинамической формулой Больцмана. Линия излучается и поглощается областями HI. Оптическая толща Галактики в направлении на центр велика, и «радиотемпература» на волне 21 см просто равна кинетической температуре газа, которая в облаках по порядку величины равна нескольким десяткам градусов. В тех направлениях, где галактическое вращение сильно влияет на лучевые скорости, Галактика «просветляется» и становится оптически тонкой, так как облака, находящиеся на различных расстояниях, поглощают в разных частотах.

Поскольку газ на больших расстояниях от галактической плоскости, как мы показали, должен быть в значительной части неионизован, он должен излучать на той же волне. Между тем излучение Галактики на широте около 20° уменьшается примерно в 3 раза (радиотемпература около 10°) и мало отличается от излучения в непрерывном спектре [29]. На больших галактических широтах детальных наблюдений не проводилось.

Противоречат ли эти данные развитым выше представлениям о распределении межзвездного газа? Рассчитаем радиотемпературу на волне 21 см, которую следует ожидать, если принять, что концентрация нейтральных атомов водорода $n_H = 0.1 \text{ см}^{-3}$, температура $T \approx 1000^\circ$ и эффективная длина пути в излучающем газе $l = 3000$ парсек. В тех направлениях, где вращение Галактики не влияет на лучевые скорости, полуширина линии $\Delta\nu$ будет определяться дисперсией скоростей. При скоростях порядка 30 км/сек $\Delta\nu = 1.4 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$. Оптическая толща газа в центре линии [27] равна

$$\tau_0 = \int_0^l k_\nu^0 n_H dl, \quad (5)$$

где

$$k_\nu^0 = \frac{g_2}{g_1} \frac{V\pi}{8\pi^2} \frac{c^2}{\nu^2} n_1 \frac{A_{21}}{\Delta\nu} \frac{h\nu}{kT}.$$

Подставляя указанные выше значения величин, находим при $g_2 = 3$, $g_1 = 1$ и, следовательно, при $n_1 = 0.25 n_H$, что $k_\nu^0 = 2.6 \cdot 10^{-21} n_H T^{-1}$ и $\tau_0 \approx 2.6 \cdot 10^{-21} n_H T^{-1} l \approx 2.5 T^{-1} \approx 2 \cdot 10^{-3}$, так что слой является оптически тонким. Радиотемпература излучения такого слоя в центре линии равна $T_p = T \tau_0 \approx 2.^\circ$, причем T_p не зависит от принятого значения температуры, пока слой остается оптически тонким.

В тех направлениях, где сказывается влияние галактического вращения на лучевые скорости, радиотемпература будет существенно меньше. Современная аппаратура позволяет измерить на указанной волне $T_p = 3^\circ.5$ [28]. С развитием радиотехники (а возможно и теперь) радиоизлучение газа на больших широтах может быть обнаружено.

§ 4. Происхождение космических лучей

Впервые Свани [32] обратил внимание на возможность ускорения зарядов в поле пятен Солнца и звезд. Я. П. Терлецкий [30] предложил и развил несколько различных механизмов, основанных на ускорении заряженных частиц в магнитных полях звезд, в случае, если эти поля изменяются со временем, или если звезды вращаются вокруг оси, не совпадающей с магнитной. Позже Альфвен [14] предложил подобный механизм для случая, когда двойные звезды имеют определенного характера магнитные поля. Не входя в рассмотрение этих гипотез, отметим, что сами авторы считают, что подобные механизмы могут объяснить появление только сравнительно медленных частиц с энергией $\leq 10^9$ эв. В действительности частицы имеют энергию до 10^{17} эв, причем число частиц сравнительно медленно убывает с ростом их энергии E (пропорционально E^{-n} , где $n \approx 2.9$). Ферми [1] выдвинул гипотезу, которая объяснила степенной характер этой зависимости, причем с принятыми Ферми значениями параметров показатель степени был близок к наблюдаемому. Сущность теории заключается в том, что быстрые положительно заряженные частицы с энергией, большей $2 \cdot 10^8$ эв, сталкиваясь с движущимися намагниченными турбулентными элементами межзвездного газа, постепенно приобретают от них энергию; процесс идет в сторону установления равного распределения энергии частиц и облаков. Энергия частицы растет экспоненциально со временем, причем рост ее ограничивается столкновением частицы с ядром какого-либо атома. Сечение такого столкновения равно $2.5 \cdot 10^{-26}$ см² и при средней плотности вещества 1 атом на 1 см³ среднее время пробега составляет около 60 млн. лет. Отдельные частицы могут двигаться без столкновений значительно большее время (случайный разброс свободных пробегов), накапливая при этом большую энергию. Окончательный расчет дает для показателя степени при E значение

$$n = 1 + \frac{c^2 l}{v^2 \Lambda}, \quad (6)$$

где v — средняя скорость движения облаков; $\Lambda \approx 2 \cdot 10^7$ парсек — средняя длина свободного пробега; l — средний путь, который проходит частица между двумя последовательными столкновениями с движущимися элементами газа. Полагая скорость v равной скорости движения облаков, которую в то время считали равной 30 км/сек, Ферми находит, что для объяснения наблюдаемой величины $n = 2.9$ нужно принять $l = 0.4$ парсек. Эту величину Ферми считает приемлемой. Разгон частиц до энергии $2 \cdot 10^8$ эв должен производиться каким-то другим механизмом (см., например, [30]).

Теория Ферми была критически рассмотрена Унзольдом [31]. Он указал, что по новым данным скорости облаков газа составляют не 30 км/сек, а 6—7 км/сек. Кроме того, эти скорости относятся к большим объемам газа, с размерами около 10 парсек, а согласно теории турбулентного движения разность скоростей в двух точках пропорциональна корню кубическому из расстояния между точками (см. § 2). Для расстояния 0.4 парсек Унзольд получил разность скоростей $v \approx 2.7$ км/сек, что дает $n \approx 200$. Такая величина n означает, что ускорение частиц практически не будет производиться. Сам Унзольд предположил, что космические лучи образуются радиозвездами — точечными источниками радиоизлучения в Галактике. Однако такая гипотеза физически не обоснована и является чистой догадкой, попыткой вырваться из тупика.

Интересно рассмотреть гипотезу Ферми с точки зрения развитых выше представлений о межзвездном газе. Толщину газового слоя, в котором движутся и ускоряются космические лучи, следует принять в 10—30 раз большей, чем толщина подсистемы облаков. Поскольку плотность разреженного газа, повидимому, меньше чем 0.1 см^{-3} , средняя плотность газа в Галактике близка к 0.1 см^{-3} , так что Λ следует принять в 10 раз больше ($2 \cdot 10^8$ парсек). Эта величина может быть, однако, преувеличена, так как частицы постепенно рассеиваются из Галактики вследствие случайного повторения благоприятных для вылета отклонений, и время движения их в Галактике может ограничиваться рассеянием, а не столкновениями. Скорость газа между облаками примем равной 50 км/сек. Тогда, полагая в (6) $n = 2.9$, находим $l = 10$ парсек. Такое значение l близко к полученному нами из других соображений.

Следовательно, гипотеза Ферми может оказаться справедливой, если принять новые представления о межзвездном газе. Это не может служить доказательством правильности указанных представлений, однако является лишним доводом в их пользу, так как найти другой физически обоснованный механизм образования частиц с энергиями до 10^{17} эв в настоящее время трудно.

Август 1952 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Fermi. Phys. Rev. 75, 1169, 1949; см. также В. С. Вавилов. УФН, 39, 612, 1949.
2. А. Б. Северный. Доклад на втором совещании по вопросам космогонии. АН СССР, 1952.
3. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 3, 1952.
4. W. Hiltner. Ap. J. 109, 471, 1949.
5. J. Hall. Ap. J. 108, 187, 1949.
6. В. А. Домбровский. Докл. АН Арм. ССР 10, № 5, 1949.
7. R. Richtmeyer, E. Teller. Phys. Rev. 75, 1729, 1949.
8. L. Davis, J. Greenstein. Phys. Rev. 75, 1605, 1949; A. J. 55, 71, 1950.
9. H. van de Hulst. Ap. J. 112, 1, 1950.
10. В. А. Домбровский. Докл. АН СССР 82, 537, 1952.

11. L. Biermann. *Zs. f. Naturforschung* 5a, H. 2, 65, 1950.
 12. T. Cowling. *M. N.* 106, 218, 1946.
 13. А. Н. Колмогоров. Докл. АН СССР 30, 299, 1941; 32, 19, 1941.
 14. Х. Альфвен. Космическая электродинамика. М., ИЛ, 1952.
 15. G. Batchelor. *Proc. Roy. Soc. A* 201, 405, 1950. Сборник «Проблемы космической аэродинамики». М., ИЛ, 1953.
 16. Х. ван де Холст. Сборник «Проблемы космической аэродинамики». М., ИЛ, 1952.
 17. С. А. Каплан. Доклад на втором совещании по вопросам космогонии АН СССР, 1952.
 18. Б. Стремгрен. Астрофизический сборник. М., ИЛ, 1949, стр. 222; *Ap. J.* 108, 242, 1948.
 19. Д. Мензел и др. Сборник «Физические процессы в газовых туманностях» М., ИЛ, 1948, стр. 14.
 20. Н. Мотт и Г. Мессн. Теория атомных столкновений. М., ИЛ, 1951, стр. 295.
 21. L. Spitzer, M. Savedoff. *Ap. J.* 111, 593, 1950.
 22. L. Spitzer, J. Epstein, Li Hen. *Ann. d'Astrophis.* 13, 147, 1950.
 23. C. Beals. *M. N.* 94, 663, 1934.
 24. W. Adams. *Ap. J.* 109, 354, 1949.
 25. P. Merrill, R. Sanford, O. Wilson, C. Burwell. *Ap. J.* 86, 274, 1937.
 26. J. Moore. *Lick. Obs. Publ.* 18, 1932.
 27. И. С. Шкловский. *Астрон. журн.* 26, 10, 1949; 29, 144, 1952.
 28. H. Even, E. Purcell. *Nature* 168, 356, 1951; C. Muller, J. Oort. *Nature* 168, 357, 1951.
 29. J. Wild. *Ap. J.* 115, 206, 1952.
 30. Я. П. Терлецкий. Докл. АН СССР 47, 104, 1945; Вестник МГУ № 1, 75, 1948.
 31. A. Unsöld. *Phys. Rev.* 82, 857, 1951.
 32. W. Swann. *Phys. Rev.* 43, 217, 1933.
-

ХАРАКТЕР ТУРБУЛЕНТНОСТИ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

С. Б. Пикельнер и Г. А. Шайн

В работе рассматривается возможность применения теории турбулентности к областям ионизованного водорода. Используя метод, предложенный Аллером, мы определили корреляционные и спектральные функции элементов уплотнения для трех разрезов в области около $\alpha = 20^h 05^m$, $\delta = +36^\circ$, на снимках в лучах H_α , полученных в Симеизе при помощи светосильной 640-мм камеры. Функции оказываются существенно различными, что говорит о неоднородном и неизотропном характере турбулентности в исследуемой области, если только вообще флуктуации плотности обусловлены турбулентностью, а не другими причинами. Таким образом, применение к рассмотренным нами ионизованным облакам газа теории, развитой для случая локально-изотропной, однородной турбулентности, повидимому, незаконно.

Успехи теории турбулентного движения жидкости, созданной в своем современном виде А. Н. Колмогоровым и развитой далее рядом исследователей, вызвали в последнее время попытки применить эту теорию к межзвездной среде. Хаотические причудливые формы отдельных деталей в темных и светлых туманностях, распределение скоростей облаков, дающих линии поглощения в спектрах далеких звезд, непосредственное измерение лучевых скоростей в разных точках туманности Ориона говорят о наличии хаотических движений в межзвездном газе.

Согласно А. Н. Колмогорову [1], развитое турбулентное движение при больших числах Рейнольдса складывается из движений турбулентных элементов (иногда называемых вихрями) разных масштабов, причем энергия переходит от больших элементов к меньшим, а в самых малых элементах, с числами Рейнольдса порядка нескольких десятков, превращается в теплоту. Таким образом, вдоль иерархии вихрей непрерывно течет поток энергии. Величина этого потока ϵ , равная диссипации энергии (в эргах на 1 г), является, по Колмогорову, основным параметром, определяющим структуру турбулентности. В области малых вихрей, в которых происходит превращение энергии в теплоту, структура турбулентности зависит от диссипации и от вязкости*.

* Подробнее см. об этом статью С. Б. Пикельнера в этом же томе (стр. 74).

Турбулентность может быть стационарной только в том случае, если существует какой-то механизм, непрерывно сообщаящий энергию основному потоку, в свою очередь питающему наибольшие вихри. Характер движения этих наибольших вихрей зависит от свойств основного потока и в разных случаях различен. Средний размер наибольших вихрей называется внешним масштабом турбулентности L . В случае стационарной турбулентности движение вихрей с размерами, значительно меньшими L , можно считать локально изотропным, т. е. средняя разность составляющих скоростей в двух точках не зависит от времени, от координат точек и не меняется при вращении системы координат, а зависит только от расстояния между точками r . Для таких вихрей теория дает вероятные значения разности скоростей и давлений и ускорения в различных точках турбулентного потока *нессжимаемой* жидкости [1, 2]. Турбулентное движение создает в первоначально однородной жидкости флуктуации давления. Средняя величина квадрата разности давления в двух точках равна [3]

$$\overline{(p_2 - p_1)^2} = \rho^2 [\overline{(v_{2l} - v_{1l})^2}]^2 = C^2 \varepsilon^{4/3} \rho^2 r^{4/3}, \quad (1)$$

где C — некоторая постоянная порядка $3/2$ [1]; ρ — плотность; v_{1l} и v_{2l} — проекции скоростей в точках 1 и 2 на линию, соединяющую эти точки. Средний размер флуктуаций давления при больших числах Рейнольдса составляет $\lambda \approx 0.54 l$, где l — средний размер области флуктуации скорости [4].

Поскольку скорости масс ионизованного водорода в большинстве случаев менее доступны измерению, чем плотности, изучение флуктуаций давления может расширить наши сведения о характере движения межзвездного газа. В настоящей работе будем говорить не о туманностях в собственном смысле слова, а о протяженных разреженных облаках ионизованного газа, наблюдаемых на небе в лучах H_α .

В 1951 г. первая попытка такого рода была сделана Аллером [5]. Он использовал фотографию обширных водородных полей в Лебедь — в той же области, что и мы. В наиболее плотной и «возмущенной» части фотографии был сделан фотометрический разрез, причем изображения звезд исключались. Принимая, что фотографическая плотность пропорциональна интенсивности излучения, Аллер вычислил корреляционную функцию $g(r)$ для отклонений $I'(x)$ интенсивности $I(x)$ от среднего значения I_0 . $I_0 \cdot I'(x) = I(x) - I_0$. Величина $g(r)$ определяется выражением

$$g(r) = \frac{\sum_x I'(x) I'(x+r)}{\sum_x I'(x)^2}. \quad (2)$$

Поскольку интенсивность излучения H_α пропорциональна интегралу от квадрата плотности вдоль луча зрения, корреляционная функция характеризует «элементы уплотнения», называемые Аллером



Фиг. 1. Фотография исследуемой области. Черточками указаны места разрезов

элементами турбулентности, — последние характеризуют флюктуации скорости. Относительное число элементов уплотнения данного размера — так называемую спектральную функцию $F(k)$ — Аллер получает, представляя $g(r)$ интегралом Фурье. Спектральная функция выражается через $g(r)$ следующим образом:

$$F(k) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} g(r) \cos kr dr, \quad (3)$$

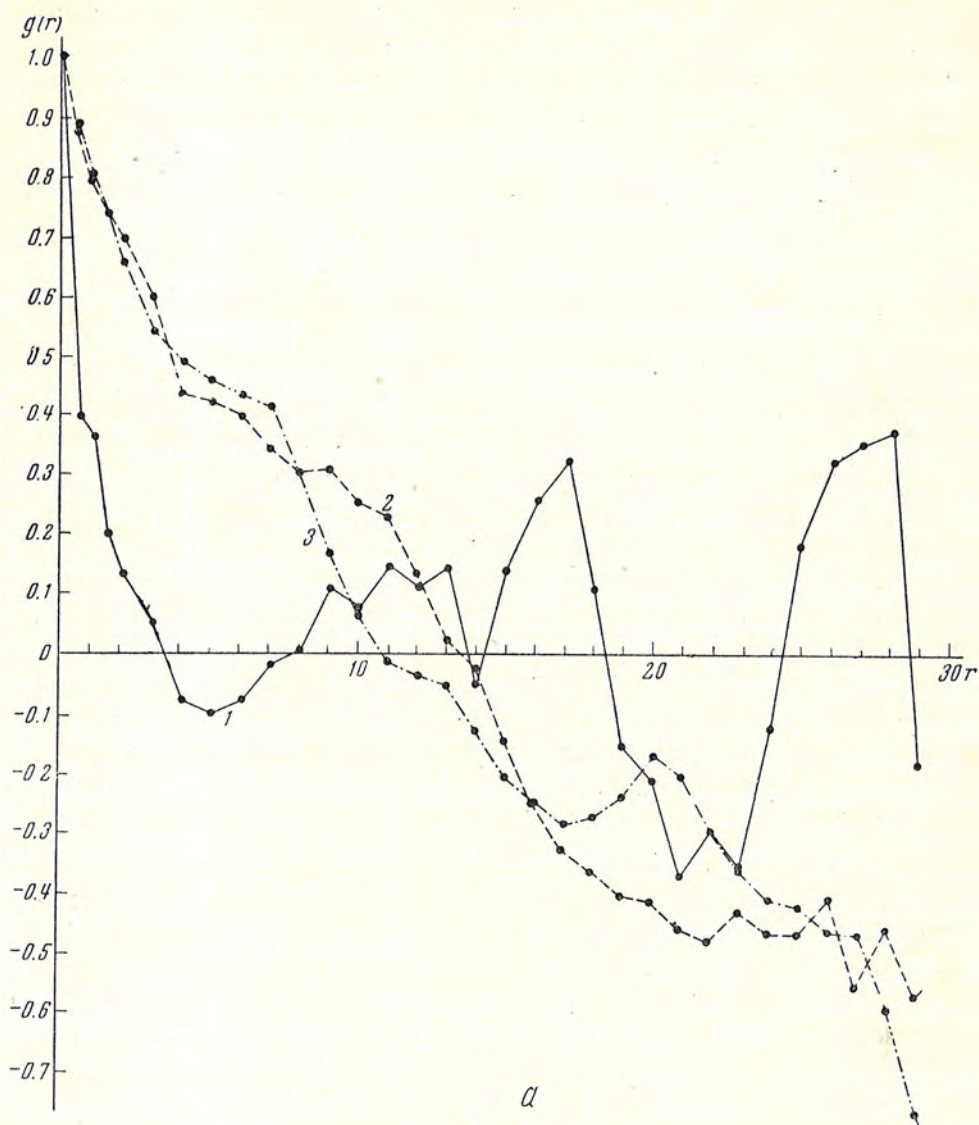
где k — волновое число, обратно пропорциональное размеру элемента, равному $\frac{\pi}{k}$. Функция $F(k)$, по Аллеру, имеет резкий максимум для элементов диаметром около $34'$, что соответствует примерно 10 парсекам, а в области меньших элементов $F(k)$ пропорционально $k^{-1.8}$, что близко к закону Колмогорова $k^{-5/3}$ для элементов турбулентности.

Если турбулентность в межзвездном газе действительно удовлетворяет всем условиям, необходимым для применимости теории, результаты Аллера можно было бы использовать для более полного изучения движений в межзвездном газе. Ввиду важности этого вопроса необходимо рассмотреть его подробнее.

На основании общих соображений нельзя постулировать наличие локально изотропной турбулентности в облаках ионизованного водорода. Здесь необходима дополнительная, основанная на наблюдениях проверка, которая была проведена нами.

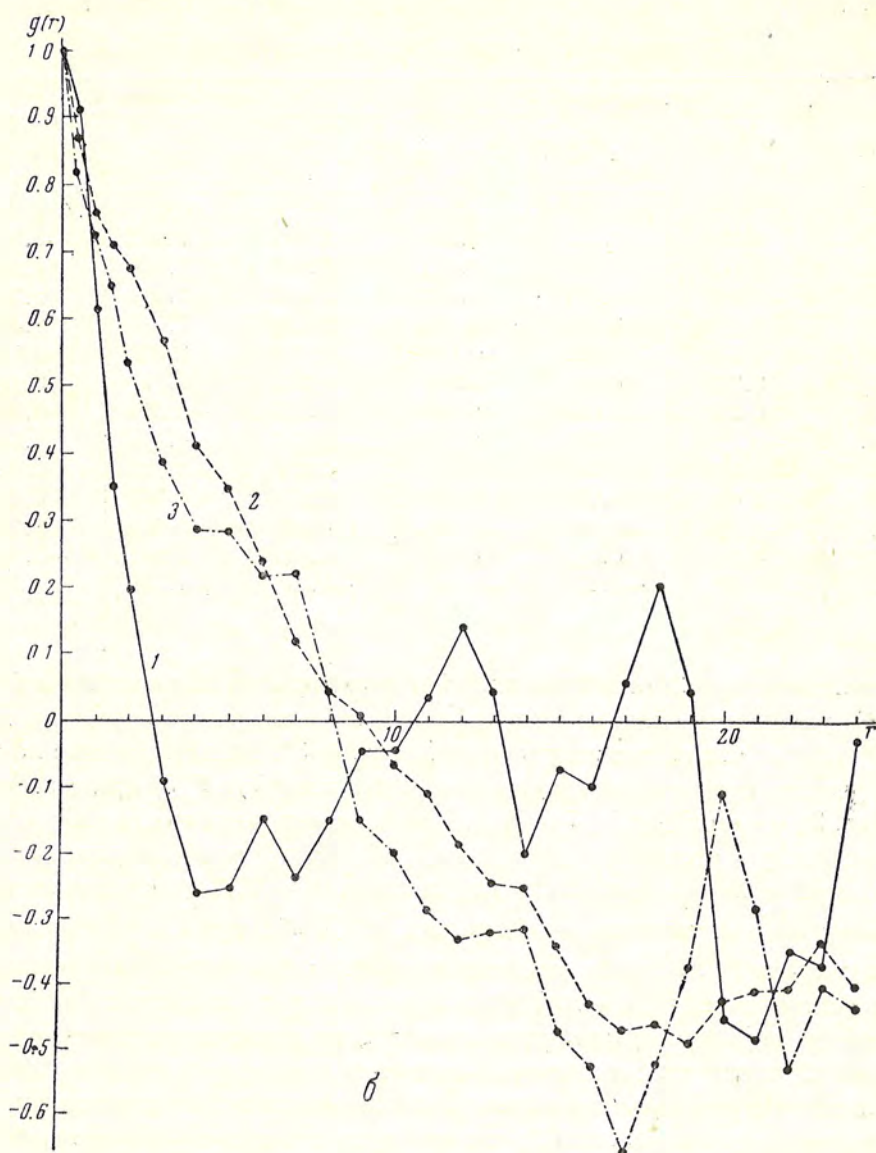
Для сравнения с результатами Аллера была сфотографирована 640-мм камерой ($F : 1.4$) в лучах H_{α} та же область в созвездии Лебедя ($\alpha = 20^h 05^m$, $\delta = +36^\circ$) на пластинке Кодак 103 А Е с красным фильтром KC5 (фиг. 1). Снимок был стандартизован при помощи трубчатого стандартизатора с красным светофильтром. Было сделано три фотометрических разреза, указанных на рис. 1 стрелками, длиной по 4° . Первый примерно совпадает с разрезом Аллера, второй смещен на 2 мм ($8'$) к югу, третий почти перпендикулярен к первому. Измерения производились на фотоэлектрическом микрофотометре Цейсса приблизительно через 0.25 мм в точках, где не было изображений звезд. Отсчеты гальванометра были изображены графически, отдельные выскакивающие точки сглажены, после чего с графика сняты значения почернений через 0.5 мм. Почернения переведены в интенсивности $I(x)$. Далее при помощи формул (2) и (3) вычислены корреляционные и спектральные функции для всех разрезов, представленные на фиг. 2а и в первых четырех столбцах табл. 1. Условие $F(0) = 0$ не налагалось.

Так как масштаб нашей фотографии и, следовательно, общее число точек в одном разрезе при том же расстоянии между точками в три раза меньше, чем у Аллера, функции $g(r)$ имеют у нас не столь плавный вид, однако общий характер кривых от этого не изменяется. Функция $g(r)$ для первого разреза колеблется около нулевого положения, что означает, что интенсивность излучения при движении вдоль разреза становится то больше, то меньше средней интенсивности. В то же время $g(r)$ для



Фиг. 2а. Корреляционная функция $g(r)$ для трех разрезов (1— первый разрез; 2— второй 3— третий), длиной по 4° .

второго и третьего разрезов почти монотонно убывает, что связано с непрерывным падением яркости от центра области к краю. Сходство общего вида кривых, обусловленное общим падением яркости к краю, еще не говорит в пользу локально изотропной турбулентности. Для суждения о характере последней важно распределение вторичных максимумов, которое неодинаково. Спектральные функции для трех разрезов, как показывает табл. 1, также различны, хотя некоторое сходство для второго и третьего разрезов имеется. Повидимому, это объясняется сходством общей формы кривых, хотя для высших гармоник согласие может иметь физический смысл.



Фиг. 26. Корреляционная функция для центральных частей разрезов, длиной по 3° .

Применение формул (2) и (3) ко второму и третьему разрезам, вообще говоря, незаконно, так как подобный анализ рассчитан на случайное распределение флюктуаций яркости; в противном случае вид кривой зависит от длины отрезка, на котором производятся измерения. Уменьшение яркости к краю определяется в основном характером самих водородных полей, однако некоторую роль здесь играет общее ослабление фона к краям поля, обусловленное виньетированием наклонных пучков. Последний эффект сказывается на наших снимках по предварительным данным на

Спектральные функции $F(k)$ для трех разрезов

$k, \text{мм}^{-1}$	Разрезы длиной 4°			Разрезы длиной 3°		
	1	2	3	1	2	3
0	0.056	0.125	0.152	-1.650	-1.345	-2.713
0.131	0.142	0.610	0.525	1.942	6.648	6.104
0.262	-0.100	-0.009	0.117	0.040	2.672	2.714
0.393	0.190	0.049	0.039	2.581	0.727	0.436
0.524	0.039	0.070	-0.011	1.495	0.798	0.119
0.655	0.083	0.064	0.066	1.913	0.371	0.912
0.786	0.107	0.004	0.009	1.282	-0.033	-0.362
0.917	-0.040	0.041	0.096	-0.207	0.454	1.705
1.05	0.058	-0.002	-0.005	2.036	-0.091	-0.058
1.18	0.038	0.030	0.030	-0.109	0.364	0.192
1.31	-0.019	-0.006	-0.015	0.358	0.025	0.299
1.44	0.030	0.015	0.026	0.413	0.260	-0.205
1.57	0.036	-0.022	-0.006	-0.022	-0.249	0.190

расстоянии около 2° от центра и крайне незначителен на расстоянии $1^\circ.5$. Чтобы уменьшить влияние этих эффектов, мы повторили все расчеты для центральных частей тех же разрезов длиной в 3° . Виньетирование на таком участке практически отсутствует. Функции $g(r)$ и $F(k)$ представлены на фиг. 2б и в столбцах 4—7 табл. 1. Общий характер кривых не изменился. Второй разрез отстоит от первого на $8'$. Наиболее часто встречающимся элементом в первых разрезах соответствует $k = 0.393$, следовательно, диаметр этих элементов $\frac{\pi}{k} = 8$ мм, или $31'$. У Аллера соответствующий размер равен $34'$. Если бы эти элементы были обусловлены хаотическими движениями газа, их средний размер во всех трех измерениях был бы одним и тем же; второй разрез проходил бы через те же самые элементы, что и первый, давая тот же спектр. Между тем характер спектра во втором и третьем разрезах резко отличен; наиболее часто встречающиеся уплотнения имеют размер около $92'$, так что практически все облако является одним уплотнением.

Надо заметить, что наличие определенной структуры на фотографии области само по себе говорит о нехаотическом характере вызвавших ее движений, так как турбулентные флуктуации должны быть совершенно беспорядочными. Скорее мы имеем здесь фронт встречи двух потоков газовых облаков, или газовую диффузную туманность в собственном смысле слова. С другой стороны, как видно из фиг. 1, флуктуации яркости, связанные темным поглощающим облаком, вероятно, значительны. В этом отношении выбранная Аллером и нами область неба может быть не совсем удачна для применения статистического метода.

Таким образом, движение газа в протяженных областях ионизованного водорода, по крайней мере в рассмотренном случае, повидимому, далеко

от локально изотропного. Возможно, что это означает сравнимость размеров облака с L , т. е. силы, поддерживающие турбулентность, повидимому, приложены к самим облакам НП, а не к большей системе. Это утверждение не относится к внутренним движениям в плотных газовых туманностях, которые могут быть изотропны, и к движениям в облаках неионизованного водорода, к которым использованный выше метод неприменим. Желательно проведение подобного расчета для других более однородных полей НП.

В настоящее время нами разрабатывается методика, позволяющая исследовать флуктуации плотности в более плотных и компактных газовых образованиях.

Апрель 1952 г.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. Н. Колмогоров. Докл. АН СССР 30, 299, 1941; 32, 19, 1941.
 2. А. М. Обухов и А. М. Яглом. Прикладная математика и механика 15, 3, 1951.
 3. А. М. Обухов. Докл. АН СССР 61, 17, 1949.
 4. G. K. Batchelor. Proc. Camb. Phil. Soc. 47, 359, 1951.
 5. L. H. Aller. Ap. J. 113, 120, 1951.
-

СПЕКТРЫ И ВЕЛИЧИНЫ 400 ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНЫХ
КЛАССОВ О-В5 В ПЛОЩАДКЕ МЛЕЧНОГО ПУТИ
С ЦЕНТРОМ $\alpha = 23^h 27^m$, $\delta = +61^\circ$

Э. С. Бродская

В работе приводится список 400 звезд ярче $12.^m5$ спектральных классов О-В5, находящихся в области с центром $\alpha = 23^h 27^m$, $\delta = +61^\circ$. Спектры определялись по снимкам с объективной призмой, дисперсия у H_δ около $250 \text{ \AA/мм}$. Для звезд списка определены фотографические величины.

Настоящий список звезд есть часть работы по классификации спектров слабых звезд в Млечном Пути, проводимой в Крымской астрофизической обсерватории, начиная с лета 1950 г. По плану этой работы предполагается перекрыть Млечный Путь в пределах широт $\pm 10^\circ$, доступный наблюдениям на широте обсерватории. К настоящему времени получена значительная часть снимков с $6^\circ.9$ -объективной призмой, которая в 1950 г. была укреплена на 400-мм четырехлинзовом астрографе Цейсса в Симеизе, а в 1951 г. была перенесена на одну из камер двойного 400-мм астрографа Цейсса, установленного на новой обсерватории в Крыму близ села Партизанское. По плану этой большой работы предполагается классификация спектров всех звезд ярче $12.^m5$ в указанной полосе Млечного Пути и определение показателей цвета этих звезд. Эта работа потребует нескольких лет. Но в связи с тем, что к звездам классов О — В в настоящее время проявляется исключительный интерес, в настоящем томе помещаются списки звезд О-В5 в двух площадках в созвездии Кассиопеи.

Наблюдения

Объективная призма с преломляющим углом $6^\circ.9$ ($D = 410 \text{ мм}$), укрепленная перед объективом 400-мм астрографа ($F = 160 \text{ см}$), дает дисперсию около $250 \text{ \AA/мм}$ у H_δ . Вследствие крутой хроматической кривой объектива оказалось необходимым получать 2 снимка: один с фокусом

около $\lambda 4026$, другой с фокусом у полосы G и H γ . В первом случае употреблялись пластинки Истмен 103а-О (30 $\times$ 30 см) с экспозицией 1^h30^m, во втором — Astro Platten Agfa (30 $\times$ 30 см) с экспозицией 2^h30^m. Для получения спектров ярких звезд были получены снимки с короткими экспозициями. Спектры расширялись до 0.25—0.30 мм. Масштаб пластинок 1 мм = 129". Удовлетворительное для данной цели поле пластинок около 8 $\times$ 8°. Пластинки проявлялись проявителем Кодак D19.

Критерии спектральной классификации звезд В и сравнение с другими классификациями

Принятые нами критерии сходны с критериями других классификаций спектров, полученных приблизительно с такой же дисперсией, как наша. За основную систему классификации нами был принят каталог HD.

На наших пластинках отличие звезд О, если они не имеют сильных эмиссионных линий, от В0 неуверенно. К классу О мы относим спектры, в которых водородные линии совершенно невидимы, а фиолетовый конец спектра у $\lambda 3900$ интенсивен.

В0. Водородные линии, а также линии HeI $\lambda 4026$ и $\lambda 4471$ очень узки и еле заметны; на передержанных спектрах они совсем невидимы. Фиолетовый конец спектра у $\lambda 3900$ интенсивен.

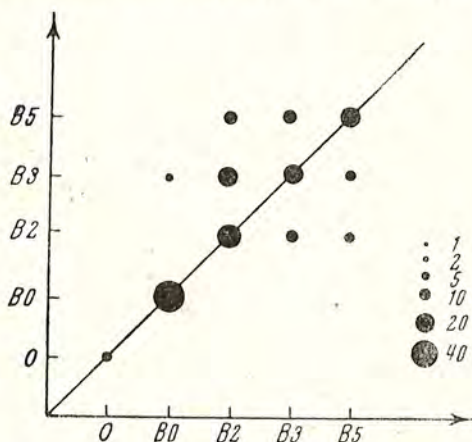
В2. Водородные линии отчетливо видны; линии $\lambda 4026$ и $\lambda 4471$ приблизительно одинаковой интенсивности с водородными линиями. Часто видна HeI $\lambda 4009$. Фиолетовый конец спектра интенсивен.

В3. Линии H несколько интенсивнее, чем в В2, а $\lambda 4026$ и $\lambda 4471$ слабее водородных линий. Фиолетовый конец спектров интенсивен.

В5. Линии H совершенно отчетливо выделяются на фоне непрерывного спектра; линии $\lambda 4026$ и $\lambda 4471$ значительно слабее водородных линий, но уверенно видны.

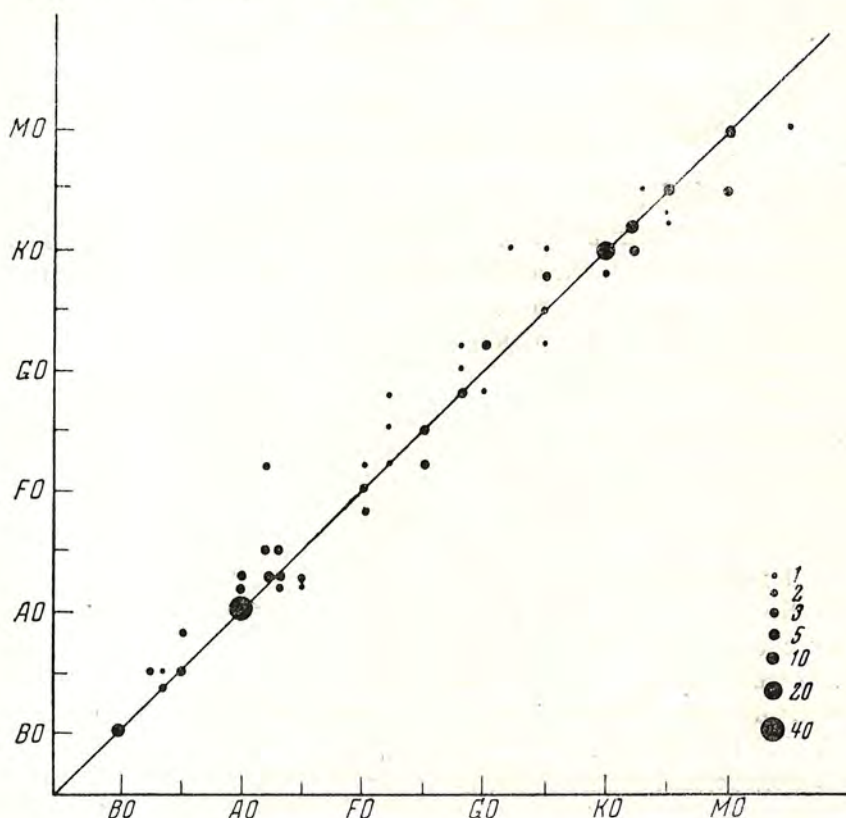
В8. Водородные линии близки к максимуму интенсивности, но уже, чем в звездах А0. Линии $\lambda 4026$ и $\lambda 4471$ еще угадываются.

Для выявления степени уверенности в оценках подклассов звезд В по спектрам с данной дисперсией и систематического расхождения между классификациями разных авторов нами было произведено сравнение оценок двух наблюдателей — автора и И. М. Копылова. Результаты сравнения изображены на фиг. 1, из которой видно, что согласие между нашими оценками подклассов вполне удовлетворительное. Правда, имеется некоторое систематическое расхождение у подклассов В2 — В3, но это



Фиг. 1. Сравнение нашей классификации звезд В (абсциссы) и Копылова (ординаты)

может объясняться тем, что в сравнение вошло неодинаковое число звезд из двух областей, каждая из которых одним наблюдателем классифицировалась полностью, а другим — частично, только для выявления степени согласия между нашими оценками. Дело в том, что на разных пластинках спектры выглядят несколько различно.



Фиг. 2. Сравнение классификации автора (ординаты) и HD (абсциссы)

Наш список звезд O-B5 охватывает область: $22^h 48^m - 0^h 4^m$, $58-65^\circ$. Предельная фотографическая величина — около $12^m.5$. Все звезды списка оценивались нами 2 раза по трем-четырем пластинкам (одна пластинка была получена при призме, повернутой на 90°). Сравнение нашей классификации для всех классов с HDC изображено на фиг. 2. Как видно из фигуры, согласие между этими двумя классификациями вполне удовлетворительное. Следует отметить, что небольшое число общих звезд В в каталоге HDE классифицировано в среднем как более ранние приблизительно на 0.2 класса.

В пределах нашей области полностью помещается избранная площадка Каптейна 19, что дало возможность сравнить нашу классификацию с бергедорфской. К сожалению, расхождение между этими двумя классификациями звезд довольно велико. Многие звезды В в бергедорфском каталоге отнесены к более поздним подклассам, чем в нашей классификации. Кроме

того, часто звезды В0 — В5 в бергедорфском каталоге отнесены к F или даже G.

При сравнении различных систем классификаций на обсерватории Мак-Кормик [1] обнаружено 9 звезд на 19-й площадке, для которых их классификация сильно расходится с бергедорфской. Мы добавили еще 5 звезд, имеющих по крайней мере 3 оценки спектрального класса. Все эти звезды приводятся в табл. 1 с номером бергедорфского каталога.

Таблица 1

№ KSA19	Бергедорф	Симеиз	HDC и HDE	Мак- Кормик	
14	F4	B0	B		
319	F3	B0	B0		
473	B7	B0	B0		
493	A0	B5			
444	B8	B2	B0		
1505	F5	B0			В числе звезд O-B вы- сокой светимости [2]
563	F2	B5		B5	
730	F5	B2		B2	
982	B5	B5		G0	
1085	G3	B0		B0	
1061	A1	B8		G5	
1884	G0	B2		B5	
1918	F5	B5		B5	
1956	G3	B2		B2	

Расхождение в классификации звезд 493, 982 и 1061, повидимому, объясняется ошибкой при отождествлении звезд, в то время как в девяти случаях видно, что звезды В в бергедорфском каталоге отнесены к F и G.

При классификации слабых звезд имеется опасность не отличить звезды F от В, если линии Н и К несколько не в фокусе, так как для обоих этих классов интенсивность водородных линий приблизительно одинакова. Во избежание этого непременно надо иметь хороший фокус для линии К и полосы G, являющихся отличительными признаками звезд F. В слабых звездах В также иногда видна линия К, но она настолько узка и слаба, что ее межзвездное происхождение не вызывает сомнений, если еще принять во внимание интенсивность фиолетового конца спектра.

Определение фотографических величин

Негативы для определения фотографических величин получены на пластинках Astro Platten камерой Догмар ($D = 167$ мм, $F = 750$ мм), монтированной на двойном 400-мм астрографе. Масштаб пластинки 1 мм = = 4'.6; вся классифицированная нами область помещалась на пластинке 13×18 . Стандартом фотографических величин служила полярная звездочка. Полюс снимался на другой пластинке. Середина экспози-

ции приходилась на момент, когда область находится на зенитном расстоянии полюса. Было получено 3 пары пластинок. Пластинки измерялись на фотоэлектрическом микрофотометре Цейсса таким образом, что отброс гальванометра при измерении фона пластинки держался постоянным, и характеристическая кривая строилась непосредственно по отбросам.

Ошибка поля объектива Догмар оказалась в пределах ошибок измерений звездных величин.

Средняя ошибка в определении фотографических величин получилась равной $\pm 0^m.03$. Сравнение наших определений для 13 звезд с величинами Маунт Вилсон в KSA19 показало удовлетворительное согласие: разброс величин заключается в пределах $0^m.15$.

Величины звезд ярче 9^m нами не определялись, а были взяты из других каталогов.

Определение координат

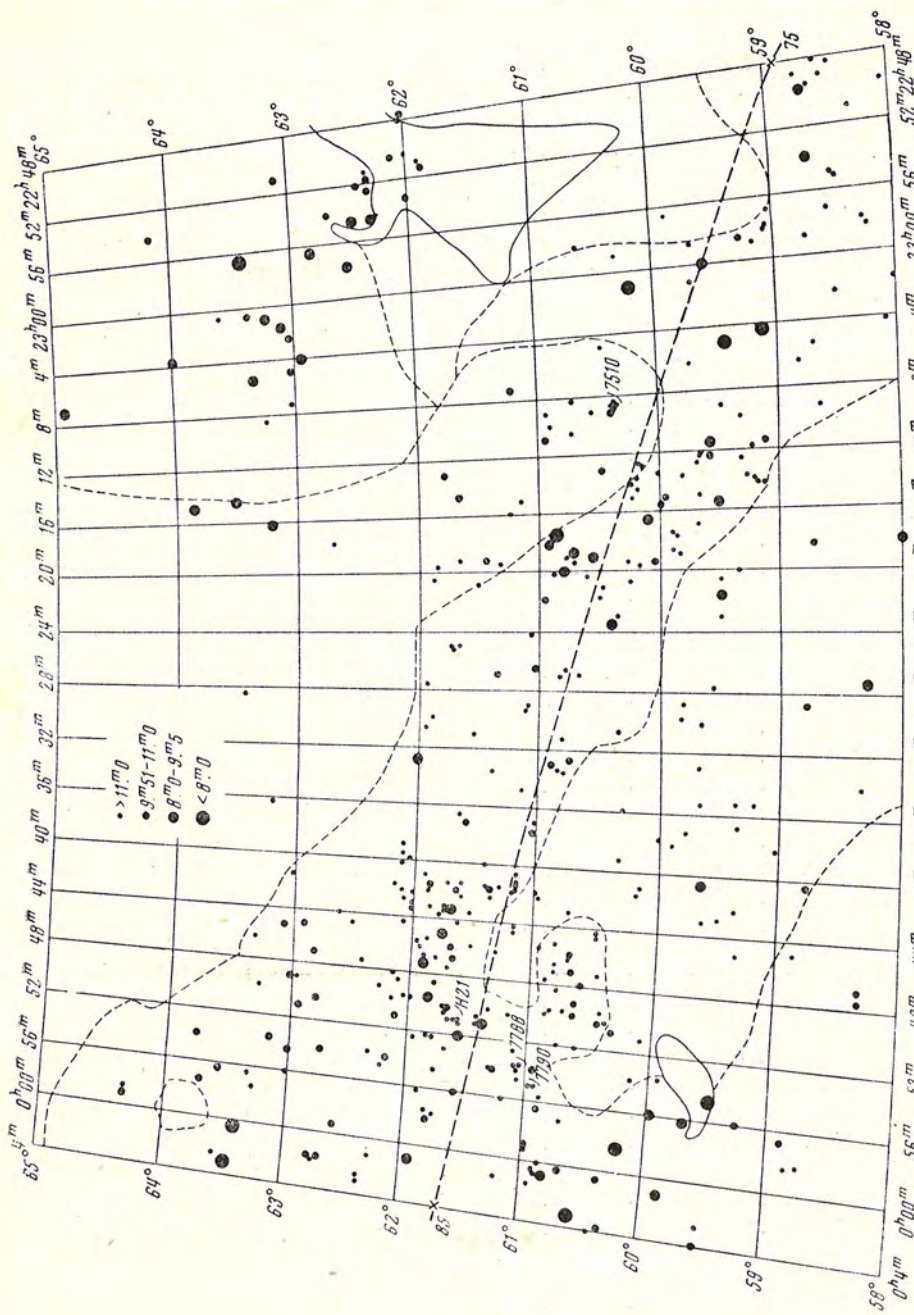
Для определения координат были сделаны фотографические карты с масштабом : 1 мм на карте составляет около $1'$. По нескольким десяткам звезд нашей области, имеющимся в каталоге Босса, на карте была построена координатная сетка, отнесенная к 1950 г. По этой карте определялись координаты звезд. Ошибка в определенных таким способом координатах заключается в пределах $1'$, десятые доли минуты дуги и сотые доли минуты времени приводятся исключительно для облегчения отождествления.

Список звезд O-B5

В табл. 2 помещен список звезд O-B5. В первом столбце дан текущий номер звезды; во втором — номера звезд в каталоге Bonner Durchmusterung; в третьем и четвертом — экваториальные координаты звезд на 1950 г., в пятом — фотографические величины. Величины, стоящие в круглых скобках, взяты из каталога фотографических величин Леман-Балановской [3]; величины, заключенные в квадратные скобки, взяты из каталога Бергстранда [4]. В шестом столбце даны спектральные подклассы. В седьмом столбце для ярких звезд приводится их спектр и соответствующий номер в каталоге звезд А и В с яркими водородными линиями (MtW) [5].

Для наглядного представления о распределении звезд В мы нанесли их на карту (фиг. 3), обозначив кружками разных размеров звезды четырех градаций величин: ярче $8^m.0$, $8^m.0 - 9^m.5$, $9^m.51 - 11^m.01$, слабее $11^m.01$. На этой карте пунктирной линией с короткими штрихами приближенно обозначены границы темных областей, согласно атласу Млечного Пути Росса и Кальверт, карта 20. Сплошной линией очерчены особенно темные места. Пунктирной линией с длинными штрихами отмечен галактический экватор. На карте указаны места скоплений, содержащих звезды O-B2.

Как видно из фиг. 3, прежде всего бросается в глаза большая неравномерность в распределении звезд O-B5 в рассматриваемой области. Отчетливо выделяются три сгущения, два — вдоль галактического экватора и одно — севернее, в правой верхней части карты. Последнее образовано



Фиг. 3. Распределение звезд O-B5 в области $22^h 48^m - 0^h 4^m$, $58^\circ - 65^\circ$

Таблица 2

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Спектр	Примечания
1	58°2486	22 ^h 48 ^m 06	58°32'7	10 ^m 12	B2	сB0e MtW 1074
2		48.20	58 25.2	11.59	B3	
3	57 2625	48.40	58 25.2	10.02	B2	
4		48.80	58 31.5	11.42	B2	
5		49.00	58 47.1	11.88	B2	
6		49.40	58 40.5	11.44	B2	
7		49.60	58 03.1	10.81	B0	
8	58 2492	49.60	58 45.8	(7.44)	B0	
9	61 2356	50.54	62 09.9	[8.36]	B3	
10		50.60	62 02.3	10.88	B2	
11	62 2125	50.88	63 08.5	9.34	B5	B3e MtW 1075
12		50.90	58 13.6	11.50	B3	
13	61 2361	51.30	61 52.4	9.70	B2	
14	61 2363	51.54	61 52.0	9.22	B3	
15		51.62	62 20.8	10.92	B3	
16	61 2364	51.90	62 19.5	9.36	B5	
17	61 2365	52.30	62 23.5	9.34	B5	
18	61 2366	52.60	62 20.3	10.18	B5	
19	61 2370	53.70	62 02.1	[8.41]	B2	
20	58 2511	54.20	58 38.4	7.78	B2	m из HDC
21	63 1907	54.40	64 11.8	9.78	B0	
22	62 2136	54.50	62 35.7	(8.00)	B5	
23	61 2372	54.72	62 21.1	9.10	B5	
24	61 2373	54.80	62 27.3	(7.95)	B0	
25		54.84	58 31.3	11.16	B0	
26		55.00	58 29.7	11.46	B2	
27	62 2146	56.60	63 26.1	(7.61)	B5	
28	62 2139	56.64	62 48.3	[8.89]	B5	
29		57.02	59 03.3	11.56	B5	
30		57.02	59 52.5	12.26	B5	
31		57.20	58 29.7	11.45	B0	Окружена туманностью S11
32	62 2152	57.70	62 30.5	9.16	B5	
33		58.00	58 16.6	11.55	B3	
34	58 2520	58.00	59 03.9	10.77	B2	
35		58.04	60 39.8	11.64	OW	
36		58.10	59 04.2	11.27	B2	
37	58 2521	58.14	59 21.9	9.22	B0	
38		58.34	58 14.1	11.84	B5	
39		58.58	59 10.4	10.56	B3	
40		58.60	60 19.9	11.42	B5	
41		58.64	58 41.7	11.23	B2	
42		59.08	59 40.9	11.83	B0	
43	59 2629	2300.14	59 35.2	(6.67)	B0	
44		00.60	63 31.3		B5	
45	62 2161	00.88	63 25.8	[8.78]	B3	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Спектр	Примечания
46	59°2631	23 ^h 01 ^m 22	60°10'4	(6 ^m 35)	B5	
47	59 2632	01.24	59 43.5	10.53	B5	
48	62 2162	01.28	63 16.8	[8.64]	B5	
49	57 2678	01.58	58 02.8	10.02	B2	
50	62 2163	01.96	63 07.7	[8.01]	B5	
51		01.58	60 01.5	11.9:	B0	
52		02.46	58 28.8	11.19	B2	
53	62 2166	02.68	63 05.0	9.81	B5	
54	63 1928	03.86	64 01.0	[8.04]	B5	
55	62 2170	04.06	62 56.1	[7.63]	B5	
56		04.10	58 06.1	11.27	B5	
57		04.20	59 23.8	11.56	B5	
58	58 2545	04.40	59 09.0	(5.5:)	B1	Спектр из HDC
59		04.90	60 23.4	10.83	B5	
60		05.00	63 03.4	10.84	B5	
61	58 2546	05.00	59 27.8	(6.07)	B3	Спектр из HDC
62		05.42	58 40.4	11.30	B5	
63	62 2171	05.70	63 22.0	(6.12)	B3	Спектр из HDC
64		06.34	59 46.8	12.05	B5	Вероятно, высокой светимости
65	58 2549	06.60	58 51.8	10.81	B0	видна $\lambda 3995$
66	64 1764	07.10	64 56.5	(6.51)	B5	Спектр из HDC
67	62 2177	07.40	63 03.5	11.84	B5	
68	60 2493	07.56	61 11.8	10.04	B0	
69		08.24	60 44.7	11.51	B5	
70		08.30	63 14.5	11.99	B5	
71		08.68	60 18.2	11.50	B0	Скопление NGC 7510
72		08.90	60 18.3	11.60	B0	NGC 7510
73		08.92	60 17.8	11.47	B0	NGC 7510
74		08.94	60 18.0	12.0:	B0	NGC 7510
75		08.96	59 29.5	11.02	B2	
76		09.00	60 18.8	10.26	O	NGC 7510
77		09.20	60 57.4	11.93	B5	
78	60 2496	09.36	60 34.5	11.33	B3	
79		10.10	58 43.5	11.39	B5	
80		10.00	60 55.5	11.49	B5	
81		10.00	59 20.7	10.99	B3	
82		10.40	60 45.0	12.31	B3	
83	60 2499	10.56	60 57.6	10.34	B3	
84	59 2673	11.76	59 33.6	9.00	B0	
85	58 2565	11.82	59 06.9	9.70	B0	
86		11.90	59 14.5	11.50	B2	
87		12.20	59 39.0	11.63	B2	
88		12.30	59 39.3	11.37	B2	
89	59 2677	12.38	59 34.3	9.91	B0	
90		12.40	59 18.0	11.21	B2	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Спектр	Примечания
91		23 ^h 12 ^m 60	59°39.4	11 ^m 11	B0	
92	59°2679	12.72	60 28.3	10.89	B2	
93	59 2683	13.02	60 10.8	10.19	OW	KSA 19 342
94		13.06	60 10.2	10.70	B2	
95	61 2408	13.37	61 48.6	10.33	B3	
96		13.60	60 04.5	11.46	B2	
97		13.90	59 17.7	11.70	B5	
98		13.90	59 46.8	11.93	B2	
99		14.00	60 11.5	10.97	B0	
100		14.00	59 14.4	11.56	B0	
101		14.05	59 15.0	11.51	B2	
102		14.10	59 11.9	11.19	B2	
103		14.36	60 12.9	11.99	B2	
104		14.60	60 11.5	12.11	B2	
105	63 1962	14.88	63 30.9	[8.39]	B5	
106		14.94	61 37.2	10.09	B0	
107		15.00	59 44.7	11.09	B2	
108	63 1964	15.12	63 51.0	[8.98]	B0	
109	59 2692	15.22	59 59.0	9.95	B2	
110		15.26	60 13.5	11.37	B5	
111		15.68	61 10.2	11.91	B5	
112	59 2695	15.82	59 35.7	9.12	B2	
113		15.83	60 00.6	10.65	B5	
114		16.00	62 15.9	12.25	B3	
115	62 2210	16.34	63 14.1	9.58	B0	
116	59 2699	16.76	60 08.9	9.12	B0	
117		16.98	59 42.4	12.36	B3	
118		17.36	59 54.9	11.41	B3	
119		17.40	59 53.1	11.57	B5	
120		17.60	62 43.2	11.45	B5	
121	60 2521	17.78	60 52.2	[6.81]	B5	
122	57 2724	18.36	58 00.4	9.11	B2	
123		18.40	59 55.2	11.49	B5	
124	60 2522	18.50	60 55.2	[8.71]	B2	
125		18.60	59 52.2	11.99	B2	
126	58 2580	18.94	58 40.6	10.77	B0	
127	60 2523	19.08	60 41.5	9.89	B2	
128		19.18	60 43.9	11.42	B5	
129	60 2525	19.56	60 34.2	9.72	B3	
130		19.64	61 27.0	10.62	B5	
131		19.58	61 40.7	11.52	B5	
132		19.66	61 22.5	11.59	B5	
133		19.70	60 15.0	12.52	B2	
134		19.80	60 41.4	12.03	B0	
135	59 2707	19.80	60 05.3	10.32	B5	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Спектр	Примечания
136	60 2527	23 ^h 19 ^m 86	60°16.5	11 ^m 79	B5	KSA 19 1778
137		19.92	61 52.8	11.58	B5	
138		20.16	60 44.7	10.80	B0	
139		20.16	59 21.0	11.98	B5	
140		20.54	60 52.5	11.56	B5	
141	58 2588	20.56	60 37.8	11.94	B5	
142		20.64	61 52.0	11.37	O	
143		20.86	59 28.5	12.16	B5	
144		21.36	60 16.8	12.40	B3	
145		21.40	60 27.4	11.56	B3	
146	59 2719	21.42	61 33.9	12.24	B2	
147		21.70	60 28.2	11.80	B2	
148		21.96	59 27.3	10.07	B3	
149		22.18	60 57.0	10.87	B3	
150		23.08	60 21.4	11.07	B5	
151	60 2553	23.26	59 28.5	11.57	B3	Спектр и m из HDC
152		23.80	60 25.8	10.86	B5	
153		24.16	61 06.2	11.55	B5	
154		25.02	61 43.5	11.56	B3	
155		25.10	61 37.4	11.71	B2	
156	60 2558	25.20	61 42.5	10.92	B3	
157		26.48	61 01.8	10.25	B2	
158		26.60	60 48.1	12.45	B5	
159		27.06	60 52.2	10.51	B2	
160		27.10	61 25.8	10.26	B2	
161	57 2748	27.16	60 41.5	11.87	B3	
162		27.70	58 15.0	4.72	B3	
163		27.80	61 56.8	11.55	B0	
164		27.90	59 33.8	11.03	B2	
165		28.30	63 24.6	11.59	B0	
166	58 2608	29.16	58 48.4	10.37	B5	
167		29.18	59 48.4	11.84	B5	
168		29.20	61 06.6	11.58	B2	
169		29.60	61 07.9	11.32	B2	
170		30.06	61 53.7	11.74	B3	
171	61 2472	30.10	59 48.8	12.48	B2	
172		30.54	59 40.5	12.48	B0	
173		30.60	60 22.8	11.42	B2	
174		30.70	61 56.1	10.58	B2	
175		31.30	61 33.2	11.62	B3	
176	61 2481	31.37	60 48.3	11.26	B2	
177		32.90	59 43.8	11.87	B0	
178		33.14	62 01.3	10.93	B3	
179		33.20	60 38.3	9.16	B0	
180		33.38	60 54.9	10.55	O	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Спектр	Примечания
181	61°2494	23 ^h 32 ^m 85	61°07.4	—	B5	
182		33.68	60 52.5	12.26	B5	
183		34.00	60 48.1	12.20	B0	
184		34.38	58 22.8	12.06	B2	
185		35.18	61 08.8	12.42	B5	
186		35.40	59 14.7	12.43	B5	
187		35.40	59 25.5	11.86	B2	
188		35.80	59 42.4	11.46	B0	
189		36.00	60 22.2	11.98	B2	
190		36.20	63 16.7	11.42	B5	
191		36.80	61 41.8	11.42	B2	
192		36.80	59 25.7	12.10	B3	
193		37.08	61 02.4	11.44	B5	
194		37.46	59 49.2	11.57	B0	
195		37.50	61 39.0	10.16	B3	
196		37.90	61 03.9	9.28	B2	
197		37.97	60 01.5	12.47	B5	
198		38.16	59 55.5	12.16	B2	
199		38.16	59 04.5	11.55	B2	
200		39.05	62 07.5	12.04	B5	
201	59 2761	39.57	60 21.9	12.50	B0	
202		39.86	62 08.1	12.65	B5	
203		40.00	62 04.2	11.80	B3	
204		40.00	61 24.0	11.65	B0	
205		40.60	61 37.1		B3	
206		40.64	58 47.8	10.86	B2	
207		40.70	61 55.2	11.86	B2	
208		40.76	59 40.2	9.26	B5	
209		40.77	61 10.8	10.10	B0	
210		41.16	61 39.0	11.87	OW	
211	61 2509	41.30	61 10.2	11.25	B0	
212		41.38	60 10.3	11.80	B2	
213		41.40	61 53.3	[8.61]	B3	
214		41.40	61 24.0	11.36	B2	
215		41.45	61 46.0	12.00	B2	
216	62 2286	41.60	61 10.8	12.10	B0	
217		41.60	63 03.0	11.05	B2	
218		41.78	62 10.2	11.61	B3	
219		41.78	61 52.3	11.49	B5	
220		41.84	61 10.8	12.84	B5	
221	60 2615	42.10	60 11.8	12.67	B3	
222		41.84	62 23.0	—	B2	
223		42.18	61 42.3	10.86	B5	
224		42.20	61 23.3	9.50	B0	
225		42.32	60 58.0	11.47	B0	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Спектр	Примечания
226		23 ^h 42 ^m 34	62°07'0	12 ^m 04	B3	
227		42.34	61 12.8	11.19	B2	
228		42.40	59 22.3	12.03	B5	
229		42.46	61 23.7	11.43	B3	
230		42.54	61 41.7	11.46	B5	
231		42.56	62 02.5	11.29	B5	
232		42.70	60 06.0	11.71	B3	
233		43.00	59 28.5	12.09	B3	
234	59°2765	43.18	59 37.8	10.92	B2	
235		43.20	60 40.5	11.41	B2	
236		43.24	61 52.0	10.96	B0	
237		43.32	62 05.1	11.89	B3	
238		43.40	62 00.8	10.23	B3	
239		43.40	61 45.5	12.31	B0	
240		43.50	61 45.5	11.86	B0	
241		43.66	61 38.5	10.81	B3	
242		43.70	62 00.5	12.06	B3	
243	61 2518	43.70	61 42.6	[8.28]	B2e	Спектр из [5]. MtW 1084
244		43.74	61 30.2	11.27	B2	
245		43.80	61 46.2	11.60	B2	
246		44.18	62 38.7	11.42	B2	
247		44.32	61 10.9	11.59	B0	
248	61 2524	44.62	62 07.2	11.15	B5	
249		44.62	61 41.3	12.00	B3	
250		44.74	61 10.2	11.57	B2	
251		44.76	62 29.9	11.97	B3	
252		44.80	60 28.8	10.62	B2	
253	62 2296	44.96	62 56.7	9.74	B0	
254	59 2774	45.00	60 28.5	10.56	B5	
255		45.03	58 53.7	11.60	B0	
256		45.30	60 49.5	11.29	B2	
257	61 2526	45.30	61 45.8	[8.94]	B3	
258		45.48	60 57.2	11.53	B0	
259		45.64	61 51.3	11.38	B5	
260	62 2299	45.66	63 07.4	10.00	B2	
261	58 2651	45.74	59 19.2	10.72	B2	
262		46.00	61 31.0		B3	
263	61 2529	46.10	61 42.1	[8.87]	B0	
264	61 2531	46.20	61 57.8	9.7:	B3	
265		46.28	60 42.0	12.14	B2	
266		46.30	61 56.7	10.38	B5	
267		46.38	60 42.1	12.87	B2	
268		46.60	63 20.8	11.97	B3	
269		46.60	61 15.0	12.09	B0	
270		46.84	60 50.1	11.20	B2	

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Спектр	Примечания
271	61°2536	23 ^h 46 ^m 90	61°40'7	9 ^m 88	B3	Спектр из [5]. MtW 402
272		47.10	58 18.4	11.52	B2	
273	61 2304	47.14	62 50.0	10.48	B5	
274		47.20	61 54.3	12.11	B5	
275	61 2537	47.46	61 55.6	[7.59]	B3e	
276		47.56	61 43.7	11.92	B2	
277		47.56	60 39.0	10.84	B0	
278		47.60	60 48.5	11.65	B3	
279		47.60	62 25.6	11.42	B2	
280	59 2779	47.64	60 28.8	11.14	B3	
281		47.96	60 52.8	11.39	B2	
282		47.66	58 18.6	11.28	B0	
283		48.06	60 38.1	10.35	B0	
284		48.08	62 09.5	11.06	B3	
285		48.20	60 47.7	11.72	B5	
286		48.80	62 08.8	11.24	B2	
287		48.86	61 47.8	11.32	B5	
288		49.18	62 57.0	11.73	B5	
289		49.54	62 18.9	10.21	B5	
290	62 2313	49.58	63 01.5	9.05	B3	
291		49.60	60 38.3	9.86	B0	
292	61 2550	49.90	61 50.3	9.25	B0	
293		50.00	63 17.2	11.68	B3	
294		50.00	61 22.8	11.25	B5	
295		50.06	60 49.5	11.64	B5	
296	60 2632	50.06	60 42.6	9.89	B0	
297		50.06	60 26.6	—	B3	
298		50.14	60 52.8	11.71	B3	
299		50.14	62 04.8	11.52	B5	
300		50.16	61 59.5	11.69	B2	
301		50.20	61 13.3	11.42	B2	
302		50.30	62 10.0	11.46	B5	
303	60 2635	50.44	60 37.8	10.37	B0	
304	61 2554	50.68	61 43.8	10.88	B2	
305	61 2555	50.70	61 39.8	9.9:	B0	
306		50.77	60 21.3	10.65	B5	
307	61 2556	50.80	61 40.5	10.98	B2	
308	59 2785	50.80	60 24.0	10.25	B3	
309		50.82	62 49.5	11.96	B2	
310		51.20	61 26.8	11.37	B3	
311		51.20	60 18.9	10.98	B2	
312		51.20	61 40.3	10.37	B2	
313		51.24	61 39.5	11.94	B2	
314	59 2786	51.30	60 05.8	10.25	B0	
315		51.30	61 37.0	11.67	B3	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Спектр	Примечания
316	61°2559	23 ^h 51 ^m 32	62°08'3	9 ^m 80	B2	
317		51.40	61 36.3	12.34	B2	
318	62 2320	51.40	62 57.0	10.12	B5	
319	60 2637	51.50	61 19.2	[7.87]	B0	
320		51.62	61 22.4	11.96	B2	
321		52.16	60 45.8	10.94	B0	
322		52.22	60 37.8	11.92	B3	
323	61 2562	52.22	61 33.0	(7.65)	B0	B2e MtW 404
324		52.48	61 51.5	12.60	B3	
325		52.58	61 48.5	11.62	B3	
326		52.84	61 56.0	10.85	B5	
327		53.26	61 08.7	10.69	B2	
328		53.38	60 38.5	11.46	B2	
329		53.46	61 45.0	11.58	B5	
330		53.80	59 56.5	11.22	B5	
331	60 2644	53.98	61 06.8	11.27	B0	
332		54.12	60 57.0	9.56	B0	
333		54.18	62 19.5	11.76	B5	
334		54.24	61 07.8	11.02	B2	
335		54.26	62 12.3	10.73	B3	
336	62 2329	54.30	63 12.6	10.21	B5	
337		54.40	63 44.8	10.06	B0	
338		54.40	61 22.9	11.02	B0	
339		54.48	60 12.3	11.42	B2	
340		54.52	61 06.0	11.27	B3	
341		54.60	61 20.0	10.90	B2	
342	62 2333	54.70	62 43.7	9.97	B5	
343		54.76	63 00.3	11.32	B5	
344		54.80	61 05.3	10.55	B3	
345		55.00	61 46.5	11.55	B5	
346	58 2676	55.12	59 26.5	7.6	B0e	<i>m</i> из HDC, MtW 405
347		55.14	62 13.5	11.82	B3	
348		55.37	60 55.2	11.07	B2	
349		54.85	61 13		B5	
350		55.96	60 52.8	10.16	B2	
351		56.02	59 14.4	12.18	B5	
352	59 2799	56.10	59 59.2	9.67	B2	
353		56.10	61 31.2	10.70	B5	
354		56.20	63 01.5	11.98	B5	
355		56.20	61 26.2	11.77	B3	
356		56.36	61 54.0	11.58	B5	
357		56.44	63 21.0	12.47	B2	
358	59 2801	56.50	59 44.8	9.90	B0	
359	63 2084	56.72	63 32.3	9.21	B3	
360		56.94	60 56.1	10.20	B2-B3	Тесная пара, <i>m</i> — суммарная

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Спектр	Примечания
361	58°2683	23 ^h 57 ^m 10	58°56'3	9.68	B5	
362	63 2089	57.44	63 43.5	10.01	B3	
363		57.44	63 15.4	11.03	B3	
364		57.52	60 42.8	11.30	B3	
365		57.68	61 51.0	11.74	B3	
366		57.98	61 45.0	11.99	B3	
367	61 2581	58.48	61 47.8	10.04	B5	
368		58.50	58 42.3	11.58	B0	
369		58.58	58 52.2	11.66	B2	
370		58.66	64 21.0	11.24	B3	
371	59 2813	58.88	60 10.2	[8.44]	B2	
372	63 2093	59.08	64 21.0	10.25	B3	
373		59.41	60 58.5	11.91	B2	
374		59.68	60 58.7	11.94	B3	
375	62 2353	59.86	62 37.2	9.96	B5	
376		0 ^h 00.20	60 50.3	12.21	B5	
377		00.62	60 55.2	11.06	B3	
378		00.62	60 41.9	10.97	B3	
379		00.80	63 21.8	(6.40)	cB2e	Спектр из [5]. MtW 408
380		01.00	60 54.3	11.64	B3	
381	59 2823	01.00	60 23.7	9.2	B5	
382	60 2663	01.02	60 49.2	[8.83]	B0	m из HDE
383	59 2824	01.40	59 52.5	8.6	B0	
384		01.42	62 15.0	11.69	B5	
385	61 2585	01.50	61 56.3	[8.29]	B0	O8e MtW 410
386		01.56	60 57.7	10.97	B2	
387		01.72	61 12.3	11.38	B3	
388		01.80	62 47.0	11.82	B3	
389		01.84	62 40.7	11.87	B3	
390		01.84	62 46.5	11.50	B3	
391		02.42	63 33.2	11.19	B5	
392		02.90	62 17.0	11.48	B3	
393	61 2590	03.20	62 17.5	11.20	B3	
394		03.36	59 34.5	11.48	B3	
395	62 2363	03.48	63 24.0	[7.20]	B0	O6ep MtW 1 HDC 108
396	60 2668	03.80	60 34.8	9.11	B2	
397	59 2829	03.85	60 19.2	10.05	B0	
398		03.88	62 13.5	10.30	B0	
399		03.94	59 34.5	10.81	B3	
400		04.10	60 25.2	11.76	B3	



Фиг. 4. Фотография исследуемой области

почти исключительно яркими звездами и представляет собой немногочисленную, но совершенно изолированную группировку звезд В0-В5. Западная граница этой группы почти совпадает с границей нашей области, только две крайние звезды В0 и В2, нанесенные около $\delta = +62^\circ$, находятся за пределами нашего списка. Сгущение звезд О-В5 с центром около $23^h 15^m$, $+60^\circ$ приходится на область ассоциации Cas II. Следует отметить, что в этой области, восточнее скопления NGC 7510, имеется некоторое число слабых звезд В, классификация которых с указанием подкласса затруднительна, что и помешало включению их в список. Третье, наиболее мощное сгущение звезд В ($23^h 45^m$, $+61^\circ$) совпадает с областью ассоциации Cas V. Правда, скопления, принимаемые за ядра ассоциации [6], и в этом случае помещаются почти на краю сгущения. На первый взгляд создается впечатление, что такая большая неравномерность в распределении звезд обусловлена экранирующим действием темной материи. Действительно, в средней части карты, к северу и к югу от галактического экватора расположены большие области со значительным поглощением. Но при детальном сопоставлении распределения звезд О-В5, представленного на фиг. 3, с картой атласа Росса и Кальверт создается впечатление реальности больших сгущений звезд В, как бы значительно ни было влияние темной материи. В самом деле, промежуток между областями ассоциаций Cas II и Cas V является более светлой областью, чем область ассоциации Cas II, а концентрация звезд В в этом месте незначительна. То же самое можно сказать относительно области, прилегающей к Cas II с запада, южнее галактического экватора. С востока ассоциации Cas V также примыкает область со светлым звездным фоном и с малой концентрацией звезд В.

Фотография исследуемой области приведена на фиг. 4.

Более определенное суждение относительно пространственного распределения звезд В и поглощающей материи в рассматриваемой области можно будет вынести после определения показателей цвета звезд О-В5 и всех других звезд ярче $12^m.5$. Эта работа ведется в настоящее время.

Февраль 1952 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. N. Vyssotsky. Ap. J. 93, 425, 1941.
2. J. J. Nassau a. W. W. Morgan. Ap. J. 113, 141, 1951.
3. И. Н. Леман-Балановская. Изв. ГАО 13, 2, 1932.
4. O. Bergstrand. Upsala Ann. 1, 6, 1941.
5. P. W. Merrill a. C. G. Burwell. Ap. J. 78, 87, 1933; 98, 153, 1943; 110, 387, 1949.
6. В. А. Амбарцумян. Докл. АН СССР 68, 21, 1949.

**СПЕКТРЫ И ВЕЛИЧИНЫ 731 СЛАБОЙ ЗВЕЗДЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ
КЛАССОВ O-B5 В ПЛОЩАДКЕ МЛЕЧНОГО ПУТИ С ЦЕНТРОМ
 $\alpha = 1^h 25^m, \delta = + 61^\circ 50'$ (1950)***И. М. Копылов*

В работе приводится список 731 звезды спектральных классов O-B5, обнаруженных в области с центром $\alpha = 1^h 25^m, \delta = + 61^\circ 50'$ и площадью около 85 кв. градусов по снимкам с объективной призмой. Дисперсия у H_β около 250 Å/мм.

Настоящий список представляет собой часть большой работы по спектральной классификации с объективной призмой слабых звезд (до $12^m.5$) в Млечном Пути, предпринятой в 1950 г. в Крымской астрофизической обсерватории.

Координаты центра рассматриваемой области следующие: $\alpha = 1^h 25^m, \delta = 61^\circ 50'$ (1950 г.). Пластика размером 30×30 см покрывает площадь около 100 кв. градусов, однако поле, пригодное для классификации, оказывается несколько меньше, около 85 кв. градусов. В пределах этой области полностью помещается 8-я площадка бергедорфского спектрального каталога с центром $\alpha = 1^h 04^m, \delta = 61^\circ 26'$ (1950 г.), покрывающая поле $3^\circ.5 \times 3^\circ.5$.

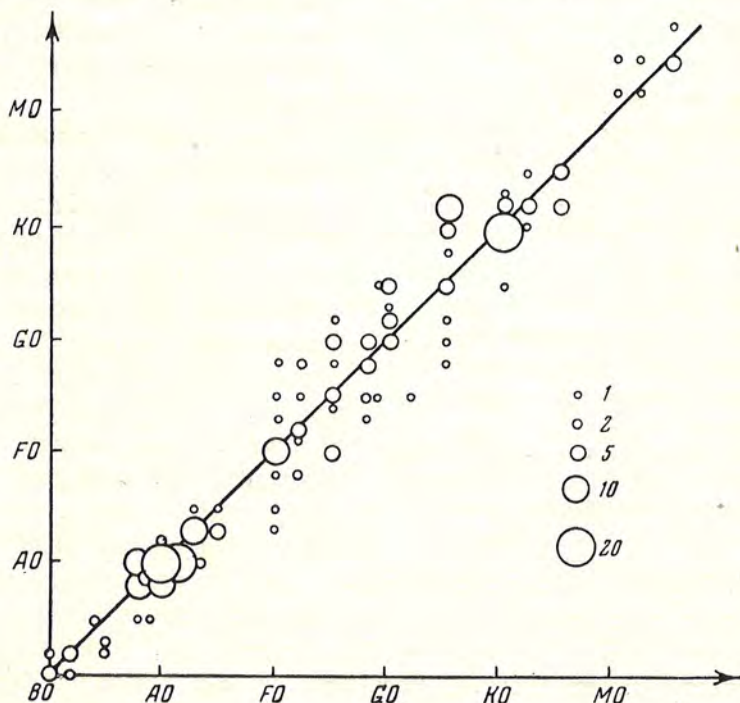
Средняя предельная звездная величина нашей классификации около $12^m.5$.

Хотя окончательная обработка спектров звезд всех спектральных классов нашей площадки еще не закончена, однако, вследствие исключительного интереса, проявившегося всегда к В-звездам и особенно усилившегося в связи с развитием идеи о звездных ассоциациях, мы сочли целесообразным до окончательной обработки всего материала составить список звезд спектральных классов O-B5 рассматриваемой области. Это тем более необходимо, что в данном направлении предполагается существование O-ассоциации с ядром — галактическим скоплением NGC 366. Ассоциация была обнаружена [1] по данным бергедорфского каталога на сравнительно небольшой площадке около 12 кв. градусов, а поэтому изучение распределения звезд В на более обширной площади может пополнить наши све-

дения об этой ассоциации и, возможно, в большей или меньшей степени изменить или уточнить ее характеристики.

Инструментальная часть, критерии спектральной классификации и методика определения координат и фотографических величин звезд описываются в работе Э. С. Бродской [2].

Однако мы считаем уместным упомянуть здесь следующие данные. Средняя ошибка в определении звездной фотографической величины составляет $\pm 0^m.04$. Проведенное для белых звезд сравнение нашего ряда



Фиг. 1. Сравнение нашей классификации (ордината) с HD (абсцисса).
Размеры кружков пропорциональны числу звезд

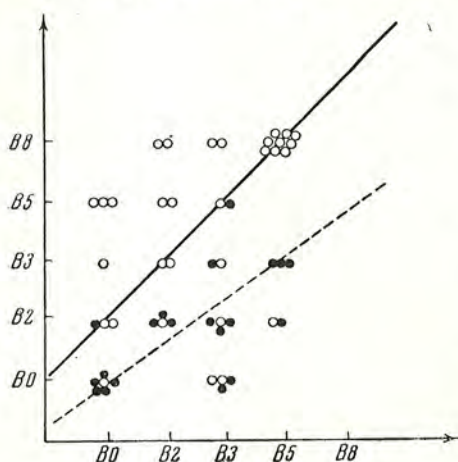
предварительных величин, полученного при помощи привязки в Северной полярной последовательности, с величинами бергедорфского каталога не выявило никакого систематического расхождения. При сравнении наших величин с маунт-вилсоновскими фотографическими величинами в избранной площадке Каптейна № 8 обнаружилось систематическое различие между ними, составляющее $0^m.50$. Наши величины оказываются ярче. Причины этого расхождения пока трудно указать.

Спектральные классы оценивались обычно на двух-трех пластинках, снятых при различных отсчетах фокуса.

Для выявления систематической ошибки в спектральной классификации нами было произведено сравнение нашей классификации с гарвардской для звезд всех спектральных классов. Как видно из фиг. 1, согласие нашей классификации с гарвардской оказывается вполне

удовлетворительным, не показывая никаких систематических отклонений. Незначительное отклонение вблизи спектрального подкласса G5 частично объясняется отсутствием в гарвардской системе спектрального подкласса G8.

Отдельно было проведено сравнение нашей классификации звезд O-B5 с классификацией HD и HDE (фиг. 2). На фиг. 2 черными кружками обозначены звезды, общие в нашей классификации и HD, светлыми кружками — общие с HDE. Пунктирной линией представлена средняя зависимость (Симеиз, HD), сплошной — средняя зависимость (Симеиз, HDE).



Фиг. 2. Сравнение нашей классификации звезд В (ордината) с HD и HDE (абсцисса).

Черные кружки — HD, светлые — HDE

Наша классификация и HDE показывают систематическое различие: звезды в HDE классифицируются обычно несколько раньше.

Согласие с бергедорфской классификацией оказывается значительно хуже, однако это расхождение объясняется главным образом тем, что в бергедорфской системе многие звезды ранних подклассов В, имеющие слабые водородные линии, зачастую классифицируются как F или

ранние G. Вторая возможная причина — ошибка в отождествлении звезд.

В процессе сравнения различных систем спектральных классификаций, произведенного на обсерватории Мак-Кормик [3], выявилось значительное число таких звезд. В частности, на 8-й площадке бергедорфского каталога Высотским обнаружено 8 таких звезд. Эти звезды приводятся в табл. 1. Первый столбец содержит номер звезды в SA 8 бергедорфского каталога, второй, третий и четвертый столбцы содержат спектральные классы этих звезд, определенные в Бергедорфе, Мак-Кормике и Симеизе соответственно.

Таблица 1

№ в SA 8	Бергедорф	Мак-Кормик	Симеиз
429	F3p	B5	Сложный
614	G2	B5	G0
618	d: F5	B0	B5
762	F5	B8	B9
1205	F2p	B2	B5
1283	F4	B2	B3
1306	F0	B2	B0
1348	F8	B5	B5

Расхождение в классификации звезды 429 объясняется наложением спектра более слабого компонента, расположенного примерно на $20''$ южнее. Наложение создает составной спектр, не поддающийся уверенной классификации. В случае второй звезды возможна ошибка в отождествлении, в то время как остальные шесть звезд этой таблицы, отнесенные в бергедорфском каталоге к звездам F, на самом деле являются звездами B, что подтверждается хорошим согласием в спектральных классах, определенных Высотским и нами.

Более детальное сравнение будет проведено после определения спектральных классов всех звезд нашей площадки.

В списке звезд O-B5 (табл. 2) столбцы имеют следующие значения: первый — текущий номер списка; второй — номер звезды в каталоге *Wopner Durchmusterung*; третий и четвертый — экваториальные координаты звезды на 1950 г.; пятый — фотографическая звездная величина (две точки после величины означают, что звездная величина определена неуверенно; это может быть вследствие двух причин — или данная звезда близка к другой и невозможно точно определить ее величину, или звезда по каким-либо причинам измерялась только на одной пластинке; звездочка после величины означает, что эта звезда на наших снимках оказывается передержанной, и ее величина берется из HD с прибавлением поправки, приводящей величины HD к Международной системе). В шестом столбце приводится спектральный подкласс; в седьмом — спектральные подклассы и номера звезды, указанные в других каталогах: гарвардский (HD), продолжение гарвардского (HDE), каталог звезд B и A с яркими водородными линиями [4] (MtW). Номера каталога NGC означают принадлежность звезды к галактическому скоплению с указанным номером.

Для получения более наглядного представления о распределении звезд B в рассматриваемой области все звезды нашего списка, охватывающего область $0^h 44^m$ до $2^h 00^m$ по α и от 57° до 66° по δ , нанесены на карту (фиг. 3).

На этой карте нанесены, в соответствии с фотографией 26 атласа Млечного Пути Росса и Кальверт, границы темных областей. Пунктирными линиями очерчены контуры темных туманностей; сплошными линиями обрисованы туманности с исключительно сильным поглощением.

Все звезды были разбиты на четыре интервала звездных величин: ярче $8^m.0$; $8^m.0-9^m.5$; $9^m.5-11^m.0$; слабее $11^m.0$. Звезды этих интервалов были нанесены на карту значками различной величины — самым слабым звездам соответствуют самые маленькие значки. Длинными штрихами нанесен галактический экватор.

Вся верхняя часть карты, особенно правый верхний угол, характеризуется наличием больших областей поглощающей материи. В пределах трех градусов около галактического экватора имеется значительное число темных туманностей гораздо меньших размеров и различной оптической толщины. Часть области, расположенная к югу от галактического экватора, отличается почти полным отсутствием поглощающих областей,

Таблица 2

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
1		$0^h 44^m 17^s$	$61^\circ 11' 8''$	$11^m 29^s$	B5	
2		44.25	60 44.5	10.97	B3	
3		44.33	63 08.1	12.04	B5	
4	59.117	44.42	59 45.6	9.98	B2	
5		45.13	63 51.0	11.92	B2	
6		45.17	62 42.5	11.50	B0	
7	64.083	46.00	65 16.7	9.00:	B0	HD 4613 F5
8	57.153	46.00	58 09.5	8.20:	B5	HDE 236535 B0
9		46.15	63 55.3	11.28	B3	
10		46.27	63 55.6	11.81	B5	
11		46.33	63 25.2	11.92	B5	
12		46.35	63 35.9	11.12	B5	MtW B(3)e, 677
13	61.173	46.53	61 57.2	11.02	B5	
14		46.77	64 36.5	11.54	B3	
15		46.83	60 43.0	10.10	B0	MtW, B(2)e, 678
16		46.83	60 27.3	11.09	B0	
17	63.097	46.88	64 22.1	9.03	B0	
18	60.114	47.30	60 38.0	10.22	B0	MtW, B0e, 679
19	61.175	47.53	62 05.5	10.15	B0	
20	58.119	47.53	59 24.9	7.8*	B2	HD 4768 B2
21		47.60	65 37.2	12.00:	B5	
22		47.60	63 45.0	11.19	B5	
23	62.158	48.00	63 22.8	10.77	B3	
24		48.33	64 12.1	11.54	B5	
25	62.160	48.38	63 30.7	6.89*	B0	HD 4841 B3
26		48.60	63 45.7	11.20	B3	
27		48.83	64 58.0	11.74:	B5	
28		49.17	63 44.8	11.78	B2	
29	63.102	49.23	64 24.7	10.40	B3	
30		49.23	64 16.8	11.46	B3	
31		49.28	63 48.6	11.54	B5	
32		49.53	65 47.3	10.65:	B5	
33	63.104	49.60	63 37.9	10.45	B2	
34		49.85	60 21.3	11.86	B3	
35		50.60	60 31.0	10.30	B0	
36		50.77	60 34.0	10.53	B0	MtW Be, 681
37		50.80	64 20.1	11.96	B3	
38		50.82	64 53.8	12.04:	B5	
39	59.136	51.00	59 44.9	10.18	B5	
40		51.15	61 38.2	11.72	B3	
41		51.73	60 52.0	11.68	B5	
42		51.75	63 12.9	11.35:	B3	
43		51.92	58 16.5	12.57	B5	
44		52.00	59 25.6	12.32	B5	
45		52.13	59 27.0	12.13	B2	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
46	64°093	0^h52^m20	$64^\circ58'6$	10^m42	B5	
47		52.25	59 39.6	11.36	B3	
48		52.37	60 34.5	11.07	B2	
49		52.65	60 27.0	11.16	B0	
50		52.80	63 43.3	11.41	B3	
51	60.134	53.17	61 29.3	11.14	B0	
52		53.45	63 19.7	11.91	B3	
53		53.47	63 54.3	12.06	B3	
54		53.55	59 16.6	11.93	B5	
55		53.63	60 28.8	11.48	B2	
56	59.144	53.67	60 27.4	2.01*	B0	MtW, B0ne, 2; γ Cas, HD 5394 B0
57	62.173	53.93	62 59.8	11.38	B5	
58		53.98	62 59.9	11.73	B5	
59	64.106	54.27	62 42.0	11.35	B3	
60		54.50	64 35.6	10.84	B0	
61		54.70	61 36.4	11.30	B0	
62		54.80	59 04.1	12.36	B3	
63		54.92	59 01.3	12.20	B3	
64		54.97	63 36.5	12.13	B5	
65	61.187	55.10	62 01.1	11.48	B2	HD 5551 B2
66		55.22	61 39.5	9.62	B0	
67		55.33	63 26.9	8.28:	B2	
68		55.33	60 00.4	11.44	B5	
69		55.33	59 23.5	9.00	B0	
70	58.142	56.27	62 45.8	10.88	B3	HD 5689 B0
71		56.30	61 23.8	11.02	B5	
72		56.40	60 34.0	11.62	B2	
73		56.60	60 16.2	10.37	B5	
74		56.63	64.23.6	11.41	B0	
75	62.178	56.65	63 20.6	9.21	B0	
76		56.92	63 30.4	11.50	B3	
77		57.13	58 55.4	12.00	B3	
78		57.33	59 06.8	12.32	B2	
79		57.37	58 25.9	12.31	B5	
80	62.181	57.40	62 45.4	8.35	B3	
81		57.40	57 56.5	12.06	B5	
82		57.62	57 34.7	11.19	B5	
83		57.78	59 34.2	12.64	B5	
84		58.00	63 10.8	9.50	B0	
85	63.124	58.05	63 41.3	11.28	B3	
86		58.17	63 40.2	11.38	B2	
87		58.22	57 37.3	10.62	B3	
88		58.63	61 23.3	11.07	B3	
89		58.90	60 49.4	11.50	B3	
90		59.08	58 43.2	10.98	B5	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
91	62°186	0 ^h 59 ^m 33	62°42'6	10 ^m 06	B3	
92		59.67	63 44.1	11.37	B3	
93	60.149	59.73	60 35.5	9.83	B3	
94		59.90	64 01.0	11.70	B0	
95		1 ^h 00.45	59 20.6	12.38	B3	
96		00.60	63.28.9	11.54	B5	
97	61.200	00.97	61 32.5	8.49	B0	HD 6182 B0
98		01.10	63.26.7	11.45	B0	
99		01.12	63 30.4	10.54	B0	
100	63.133	01.30	64 16.5	10.52	B3	
101	59.176	01.52	60 04.3	9.35	B5	HDE 236612 B2
102		02.27	60 09.2	11.10	OWe	HD 6327 Oa
103		02.45	58 54.5	11.12	B3	
104	65.129	02.60	65 42.7	6.5*	B5	MtW, B5e β , 10
105	62.196	02.83	63 30.1	10.58	B5	MtW, B3e, 684
106		02.93	62 31.4	11.24	B5	
107	56.191	03.08	57 29.4	6.98*	B3	HD 6417 B5
108		03.30	60 09.8	11.00	B5	
109		03.33	61 56.4	11.76	B0	Члены скопления NGC 366
110		03.37	61 57.2	12.21	B2	109=ADS 906 A, 110= =ADS 906, D,E
111		03.50	58 38.3	11.80	B2	
112		03.67	59 24.2	12.04	B3	
113		04.07	61 25.9	12.08	B2	
114		04.10	60 16.8	11.96	B3	
115		04.22	60 21.9	11.04	B0	
116		04.28	64 05.4	12.40;	B2	
117		04.33	59 25.6	12.57	B5	
118		04.62	58 00.1	12.26	B5	
119		04.83	61 18.2	11.72	B5	
120		04.87	60 32.0	11.40	B0	
121	59.186	04.87	60 17.1	10.20	B2	
122	62.206	04.92	63 17.6	11.51	B3	
123		05.47	61 43.3	11.28	B3	
124		05.47	61 07.7	12.04	B2	
125		05.60	61 11.3	11.71	B2	
126	60.169	05.83	61 12.4	10.00	B3	
127		05.85	62 31.4	11.04	B0	
128	62.212	06.00	63 25.0	10.33	B0	
129		06.03	63 12.7	12.15	B0	
130	59.191	06.07	60 21.7	9.28	B0	HDE 236633 B0
131		06.12	61 39.6	11.76	B5	
132	60.171	06.38	61 07.4	9.36	B0	
133		06.48	60 53.7	12.28	B3	
134		06.80	58 47.1	12.28	B2	
135		06.82	62 36.2	11.20	B2	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
136		$1^h 06^m 87$	$60^\circ 17' 1$	$12^m 19$	B5	
137		06.87	59 54.3	11.48	B5	
138		06.90	60 27.5	11.48	B3	
139		06.98	60 30.6	11.72	B3	
140		07.17	61 16.5	12.23	B5	
141		07.37	62 54.5	11.62	B5	
142		07.60	57 15.2	10.56	B5	
143		07.67	59 16.5	11.61	B3	
144		07.73	60 38.5	11.02	B5	
145		07.77	57 10.0	12.34	B5	
146	$\epsilon 0.175$	07.78	60 49.5	9.40	B5	
147	59.197	07.80	60 11.1	11.28	B2	
148		07.92	59 12.4	12.68	B3	
149		07.95	59 21.5	11.58	B2	
150	57.210	07.95	57 39.2	10.02	B5	
151		08.00	60 50.1	11.98	B2	
152	61.220	08.33	62 27.6	10.54	B2	
153	56.213	08.33	57 20.0	9.60	B3	HDE 236644 B
154		08.38	58 21.8	12.34	B5	
155		08.43	62 01.1	11.86	B5	
156		08.57	57 27.0	12.58	B5	
157		08.75	59 01.5	11.34	B2	
158		08.77	63 04.1	12.58	B3	
159		08.97	62 02.8	11.33	B0	MtW, B0e, 421
160		08.98	59 17.0	12.32	B3	
161	$\epsilon 0.180$	09.00	61 03.7	9.26	B0	MtW, B3e, 11
162		09.08	57 23.6	11.70	B5	
163		09.12	59 08.6	12.02	B5	
164		09.12	58 58.4	12.34	B5	
165		09.47	59 15.2	12.23	B3	
166		09.52	58 57.5	12.76	B3	
167	61.223	09.67	61 37.3	8.58	B0	HD 7103 B
168		09.70	64 42.7	12.20	B2	
169		09.70	61 02.3	12.19	B2	
170	59.205	09.77	59 39.8	10.68	B5	
171		09.87	60 10.7	12.72	B3	
172		10.12	62 25.6	11.50	B3	
173		10.13	57 37.9	11.12	B5	
174		10.23	60 21.4	11.69	B2	
175	58.195	10.53	58 49.5	9.98	B0	HDE 236664 B
176	59.208	10.68	59 31.6	10.94	B2	
177		10.77	59 26.9	12.34	B5	
178	60.188	10.87	60 37.3	7.09*	B0	HD 7252 B3
179		11.27	61 04.2	10.42	B3	
180		11.32	61 25.1	11.54	B5	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
181	57.227	1 ^h 11 ^m 45	57°39'5	9 ^m 12	B0	HDE 236672 B5
182		11.60	61 40.3	11.18	O	MtW, 422, B0e
183	59.214	11.67	60 13.4	10.56	B2	
184		11.75	64 14.3	12.02	B5	
185		11.87	58 06.0	11.76	B5	
186		11.93	60 50.2	11.28	B0	
187		11.93	60 44.7	11.16	B0	
188		11.95	58 02.2	11.22	B5	
189		11.97	60 07.4	12.22	B0	
190		12.08	60 13.5	12.34	B5	
191		12.85	62 14.0	12.46	B0	
192		13.10	59 02.3	11.60	B5	
193		13.27	61 40.9	10.58	B2	
194		13.33	59 54.7	11.04	B2	
195		13.47	60 03.0	12.68	B3	
196		13.97	61 01.4	12.53	B3	
197		14.03	57 34.1	11.96	B5	
198		14.13	65 01.2	11.74	B2	
199	58.210	14.15	58 56.9	9.87	B3	HDE 236683 B0
200	56.240	14.22	57 22.3	7.4*	B2	MtW, B2ne, 12, HD 7636 B1
201		14.40	58 53.5	12.92	B5	
202		14.43	59 36.0	12.32	B2	
203		14.57	58 06.8	12.60	B5	
204		14.63	60 25.7	11.50	B5	
205		14.70	65 01.5	12.11	B0	
206		14.83	61 17.8	12.34	B5	
207		15.07	61 24.5	11.61	B5	
208		15.10	60 57.8	12.86	B3	
209		15.13	59 51.2	12.50	B3	
210		15.17	61 34.2	12.04	B2	
211		15.20	59 50.6	12.61	B3	
212	61.240	15.22	61 37.8	9.18	B2	HD 7720 B
213		15.30	58 52.9	11.99	B3	
214	57.240	15.33	58 06.6	9.56	B2	HDE 236689 B0
215		15.53	60 47.4	12.16	B5	
216	57.243	15.67	57 56.0	9.83	B2	MtW B3e, 423; NGC 457
217	57.245	15.78	57 49.9	9.90	B2	
218		15.82	57 55.9	11.28	B5	NGC 457
219		15.93	62 08.2	10.76	B2	
220		15.93	60 40.2	12.41	B3	
221	57.246	15.93	57 58.2	9.90	B2	NGC 457
222	57.247	15.95	58 05.5	9.90	B2	NGC 457
223		15.95	58 01.5	10.76	B5	NGC 457
224		16.02	57 57.5	11.35	B5	NGC 457
225		16.07	58 04.3	11.45	B3	NGC 457

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
226	57.248	$1^h 16^m 10$	$58^\circ 02' 5$	$9^m 88$	B3	} Тесная пара NGC 457 } Суммарная величина $8^m 94$
227	57.249	16.17	58 02.3	9.80:	B3	
228		16.20	57 42.8	11.20	B5	
229		16.27	58 01.4	10.05	B2	NGC 457
230	57.252	16.33	57 59.4	9.24	B0	NGC 457
231	57.253	16.35	58 03.3	10.19	B3	NGC 457
232		16.37	58 01.8	10.08	B2	NGC 457
233	57.254	16.47	57 58.8	10.27	B3	NGC 457
234		16.48	57 56.6	10.55:	B2	NGC 457
235	57.255	16.50	58 23.7	9.58	B2	
236	59.230	16.60	60 19.3	10.18	B3	
237	57.257	16.60	57 56.5	7.8*	B3	HD 7902 B5; MtW cB5ez, 424
238	57.258	16.63	58 04.6	11.08	B3	NGC 457
239		16.75	59 40.4	12.19	B5	
240		16.80	60 01.8	12.04	B5	
241		16.97	58 24.1	11.70	B5	
242		16.97	57 10.8	12.34	B5	
243	57.262	17.17	58 18.0	10.41	B5	
244	59.233	17.22	60 07.6	10.06	B2	
245		17.30	64 35.3	12.23	B3	
246		17.32	60 08.3	10.66	B5	
247		17.45	57 57.3	12.12	B3	
248		17.50	62 15.3	10.58	B2	MtW Be, 686
249	56.251	17.60	57 11.2	10.60	B2	
250		17.72	62 19.9	11.18	B2	
251	61.252	17.75	61 41.6	9.86	B2	
252		17.95	60 30.1	12.28	B5	
253	62.237	18.10	63 02.3	11.18	B2	2 номера BD, 62.238
254		18.38	57 11.7	11.70	B5	
255		18.43	57 16.3	12.16	B5	
256		18.55	59 29.1	11.34	B5	
257		18.58	61 41.4	11.93	B2	
258		18.60	60 15.2	12.04	B2	
259		18.72	58 17.2	11.55	B5	
260		19.00	64 40.5	12.28	B2	
261		19.08	58 26.9	12.08	B5	
262		19.08	58 14.5	11.91	B5	
263		19.10	64 19.4	11.56	B0	
264		19.13	62 59.8	12.24	B0	
265		19.30	61 17.4	11.55	B0	
266		19.33	59 51.9	11.04	B5	
267		19.37	62 12.9	12.61	B2	
268		19.85	59 46.3	12.16	B2	
269	56.259	20.03	57 23.6	10.62	B3	MtW, B(3)e, 687
270		20.08	57 48.9	11.91	B5	

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
271	64.156	$1^h 20^m 32^s$	$65^\circ 21' 8''$	$10^m 05$	B0	
272	60.226	20.58	$60^\circ 38' 3''$	8.86	B3	
273		20.67	$58^\circ 34' 6''$	11.33	B2	
274		20.70	$58^\circ 24' 8''$	11.80	B3	
275		20.75	$61^\circ 10' 5''$	10.10	B5	
276		20.83	$60^\circ 40' 7''$	9.54	B5	
277	62.245	21.13	$62^\circ 34' 5''$	11.02	B0	
278	58.229	21.17	$59^\circ 05' 1''$	12.23	B5	
279		21.20	$61^\circ 02' 0''$	12.10	B2	
280		21.25	$57^\circ 57' 1''$	11.18	B3	
281	62.246	21.37	$62^\circ 32' 3''$	9.59	B0	
282		21.43	$60^\circ 32' 1''$	12.53	B2	
283		21.50	$61^\circ 57' 1''$	11.93	B0	
284		21.67	$61^\circ 09' 3''$	11.18	B3	
285		21.80	$60^\circ 44' 5''$	11.84	B5	
286	60.232	21.80	$60^\circ 32' 5''$	10.07	B3	
287		21.90	$63^\circ 59' 8''$	12.03	B2	
288		21.93	$58^\circ 19' 6''$	11.44	B5	
289	56.270	22.12	$57^\circ 16' 2''$	10.85	B3	
290		22.33	$62^\circ 08' 7''$	11.94	B0	
291		22.53	$62^\circ 20' 3''$	11.66	B0	
292		22.63	$62^\circ 17' 5''$	12.40	B3	
293		22.83	$61^\circ 43' 6''$	11.92	B3	
294		22.87	$62^\circ 05' 1''$	11.75	B0	
295		22.87	$60^\circ 46' 2''$	12.02	B3	
296		22.87	$59^\circ 19' 8''$	10.87	B5	
297		23.90	$62^\circ 47' 2''$	10.59	B0	
298		22.93	$59^\circ 34' 0''$	11.40	B5	
299		23.07	$61^\circ 40' 4''$	11.71	B3	
300		23.13	$61^\circ 16' 4''$	11.84	B0	
301		23.20	$61^\circ 38' 8''$	11.32	B5	
302		23.23	$60^\circ 15' 2''$	12.40	B5	
303		23.27	$61^\circ 47' 3''$	12.32	B3	
304	60.236	23.33	$61^\circ 19' 3''$	11.36	B2	
305		23.33	$59^\circ 46' 4''$	10.76	B3	
306		23.42	$62^\circ 49' 7''$	11.24	B2	
307		23.48	$59^\circ 23' 7''$	12.14	B5	
308		23.50	$58^\circ 08' 7''$	12.54	B3	
309	56.273	23.53	$57^\circ 11' 1''$	10.04	B5	
310		23.55	$62^\circ 55' 0''$	12.60	B2	
311		23.67	$61^\circ 18' 4''$	12.62	B5	
312	56.276	23.73	$57^\circ 28' 1''$	7.8*	B5	MtW, B3e, 688 HDE 236737 B3
313		23.80	$60^\circ 33' 7''$	11.17	B5	
314		23.92	$63^\circ 20' 5''$	11.24	B3	
315	59.250	24.03	$59^\circ 51' 5''$	10.35	B0	MtW, B(0)e 425

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
316	59.251	1 ^h 24 ^m 07	60°01.5	7 ^m 8*	B0	HDE 236740 B3
317		24.20	58 50.0	11.64	B3	
318	59.252	24.47	60 07.4	10.63	B5	
319	58.241	24.50	58 58.1	10.04	B3	
320		24.53	60 01.5	11.21	B5	
321	62.254	24.67	63 01.1	8.71	B0	HD 8768 B
322		25.12	61 03.5	11.90	B5	
323		25.17	61 40.6	12.90	B5	
324		25.18	63 35.8	11.50	B5	
325		25.40	60 48.5	11.78	B3	
326		25.70	59 24.8	12.14	B5	
327		25.78	61 03.4	12.32	B5	
328		25.80	60 42.3	11.85	B5	
329		25.90	63 30.3	11.40	B5	
330	58.247	26.00	58 50.4	10.18	B5	MtW, B3e, 690
331	60.246	26.25	60 43.2	9.46	B3	
332		26.40	59 21.1	11.92	B3	
333		26.47	60 59.2	12.28	B3	
334	59.260	26.57	59 59.6	7.14*	B2	HD 8965 B5
335		26.67	62 44.8	12.58	B5	
336		26.68	62 34.9	11.71	B3	
337	63.191	26.70	64 09.7	9.07	B5	
338	62.258	26.70	63 19.3	10.42	B3	
339		26.75	60 18.8	11.10	B5	
340		26.90	62 12.4	12.38	B3	
341		26.90	61 07.3	11.50	B5	
342		26.97	62 06.8	11.82	B3	
343		26.97	61 05.7	10.18	B3	
344		27.08	58 35.5	12.80	B3	
345		27.12	60 17.1	10.52	B5	
346	61.277	27.20	62 28.9	10.04	B5	
347		27.20	60 44.1	11.72	B3	
348	60.250	27.27	61 07.8	10.82	B3	
349		27.30	57 49.7	11.37	B3	
350		27.33	60 08.6	12.26	B5	
351		27.40	58 49.4	12.74	B5	
352		27.43	59 03.2	12.45	B5	
353		27.52	57 41.7	11.62	B5	
354	58.252	27.57	59 28.8	9.53	B3	HDE 236762 B2
355		27.63	62 23.6	11.84	B3	
356		27.67	62 08.5	10.84	B0	
357		27.88	64 27.8	11.04	B0	
358	62.259	27.92	63 05.1	7.23*	B2	MtW, B5s(e)13 HD 9105 For
359		27.97	62 05.0	11.07	B3	MtW, Be, 691
360	56.288	27.97	57 08.8	10.12	B2	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
361	59.266	$1^h 28^m 22$	$59^\circ 30' 9$	$10^m 07$	B3	
362	58.256	28.22	$59^\circ 07.4$	9.54	B2	HDE 236768 B2
363	59.264	28.23	$60^\circ 18.4$	9.66	B3	HDE 236763 B3
364		28.25	$60^\circ 21.3$	10.62	B3	
365		28.35	$61^\circ 58.3$	12.10	B5	
366		28.47	$60^\circ 18.4$	10.84	B3	
367		28.48	$62^\circ 34.3$	12.58	B3	
368		28.49	$57^\circ 11.3$	12.70	B5	
369		28.65	$60^\circ 12.5$	12.32	B3	
370		28.68	$62^\circ 06.1$	12.40	B3	
371		28.72	$61^\circ 35.4$	12.68	B3	
372		28.93	$61^\circ 13.7$	11.72	B5	
373		29.00	$62^\circ 52.9$	12.47	B5	
374		29.08	$60^\circ 14.8$	11.76	B5	
375		29.10	$59^\circ 50.8$	12.30	B0	
376	60.261	29.20	$60^\circ 52.5$	8.50	B0	
377	61.285	29.25	$61^\circ 42.9$	9.55	B0	
378		29.37	$63^\circ 36.7$	11.82	B3	
379	62.265	29.42	$62^\circ 45.8$	10.73	B5	
380		29.85	$60^\circ 21.2$	10.92	B3	NGC 581
381	59.271	29.92	$60^\circ 25.9$	7.09^*	B2	HD 9311 B3 NGC 581
382		29.92	$60^\circ 24.4$	11.88	B5	NGC 581
383		30.07	$58^\circ 47.8$	12.06	B3	
384	59.273	30.08	$60^\circ 22.9$	8.86	B2	NGC 581
385	59.274	30.18	$60^\circ 24.1$	10.84	B3	NGC 581
386		30.22	$61^\circ 03.3$	10.90	B5	
387		30.27	$62^\circ 05.5$	12.28	B5	
388		30.33	$60^\circ 27.3$	11.38	B5	NGC 581
389		30.33	$60^\circ 25.0$	12.06	B5	NGC 581
390		30.35	$61^\circ 44.1$	11.58	B3	
391		30.55	$61^\circ 38.2$	11.58	B2	
392		30.67	$62^\circ 07.1$	12.86	B0	
393	62.270	30.97	$62^\circ 40.0$	10.86	B5	
394		31.13	$61^\circ 08.3$	12.30	B5	
395		31.13	$60^\circ 37.4$	11.74	B2	
396	59.278	31.13	$60^\circ 14.1$	9.66	B5	
397		31.32	$61^\circ 13.6$	12.14	B5	
398		31.33	$64^\circ 00.8$	11.74	B0	
399		31.43	$59^\circ 52.9$	10.82	B5	
400	59.280	31.58	$60^\circ 27.8$	9.61	B3	HDE 236790 B2
401		31.77	$61^\circ 23.0$	11.26	B5	
402		31.90	$61^\circ 08.0$	10.98	B2	
403		31.92	$60^\circ 36.6$	10.84	B5	
404		31.93	$60^\circ 58.2$	11.07	B5	
405		32.05	$64^\circ 14.7$	12.17	B5	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
406		$1^h 32^m 10$	$62^\circ 08' 1$	$12^m 62$	B3	
407		32.20	61 04.6	11.38	B2	
408	60°274	32.20	61 01.7	10.65:	B0	Tr 1
409		32.20	60 24.3	11.60	B5	
410	60.275	32.25	61 02.1	10.49:	B0	Tr 1
411		32.27	61 01.4	11.30	B2	Tr 1
412	60.276	32.30	61 02.4	9.26:	B0	Tr 1
413		32.33	61 02.5	10.92:	B2	Tr 1
414		32.35	61 01.7	11.90	B3	Tr 1
415		32.45	60 26.5	11.52	B5	
416	62.275	32.52	63 23.4	10.54	B2	
417		32.87	61 03.4	11.27	B5	
418		33.02	61 29.6	12.47	B3	
419	60.279	33.03	60 43.8	8.81	B0	
420		33.17	58 17.1	12.82	B5	
421		33.18	58 40.4	12.57	B5	
422	60.282	33.27	61 10.9	10.90	B3	
423		33.32	61 25.9	11.32	B2	
424		33.38	62 45.2	11.94	B3	
425		33.40	62 33.2	10.13	B0	
426		33.45	68 02.4	11.09	B0	
427	61.301	32.45	61 34.0	8.83	B5	
428	62.279	33.50	63 28.6	10.39	B2	
429		33.50	63 20.5	12.66	B3	
430	60.284	33.52	60 34.9	9.97	B5	
431	59.286	33.53	59 41.6	9.59	B5	HDE 236800 B0
432		33.67	57 46.7	12.53	B5	
433		33.72	59 49.7	11.63	B5	
434	62.280	34.13	62 30.7	9.96	B3	
435		34.17	63 41.6	11.94	B2	
436	61.302	34.33	62 17.6	10.00	B3	MtW, A0e, 693
437		34.33	61 49.8	11.41	B3	
438		34.37	60 59.1	11.88	B5	
439	63.213	34.40	64 04.2	10.86	B3	
440		34.42	62 28.6	11.49	B5	
441		34.45	62 09.5	11.36	B5	
442		34.53	60 59.5	11.43	B2	
443		34.60	63 36.6	11.68	B0	
444		34.70	62 13.4	12.18	B3	
445	59.293	34.85	60 06.9	10.46	B5	
446	60.289	34.90	61 06.5	10.53	B3	
447	59.295	34.97	60 13.7	9.47	B5	
448	59.296	35.10	60 18.9	8.50	B2	HDE 236810 B3
449		35.30	59 33.6	10.94	B5	
450		35.37	62 30.5	11.70	B3	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
451	60.294	1 ^h 35 ^m 53	61°05'9	11 ^m 12	B5	
452	61.305	35.57	61 32.6	10.80	B3	
453		35.65	59 36.8	11.24	B2	
454		35.67	57 54.1	10.60	OWe	HD 9974 Oc
455		35.78	57 11.0	10.45	B0	
456		35.95	65 12.7	12.50	B5	
457	59.297	36.00	60 09.6	8.45	B0	HDE 236815 B3
458		36.08	57 10.5	12.49	B2	
459		36.10	60 51.8	12.23	B3	
460		36.15	60 22.0	11.06	B5	
461		36.27	62 50.1	11.28	B0	
462	57.359	36.35	57 34.7	10.07	B2	
463		36.38	57 13.1	12.48	B3	
464		36.53	57 39.8	12.52	B5	
465		36.60	60 34.8	10.96	B5	
466		36.80	60 51.1	12.12	B5	
467		37.07	62 40.9	11.78	B5	
468		37.25	62 20.4	11.06	B3	
469		37.27	61 54.1	12.38	B5	
470	63.218	37.33	63 55.3	8.32	O	HD 10125 B
471		37.48	59 52.5	11.81	B3	
472	59.301	37.53	59 42.5	10.68	B5	
473		37.67	60 20.4	11.62	B5	
474		37.73	63 51.2	12.00	B5	
475		37.87	61 06.6	11.59	B3	
476		38.33	62 37.0	11.77	B3	
477	60.307	38.33	61 04.7	11.00	B3	MtW, Be, 694
478	58.274	38.37	59 20.0	10.08;	B5	HDE 236827 B0
479	61.310	38.57	61 32.8	9.72	B3	
480		38.60	61 57.7	11.74	B5	
481	62.292	38.72	63 21.1	10.70	B0	
482	62.294	38.88	63 00.2	10.42	O	MtW, B0e, 695
483	58.278	38.97	59 17.8	10.46	B5	
484		39.12	61 33.0	11.37	B3	
485		39.20	57 37.5	11.14	B5	
486	63.225	39.30	64 08.9	9.06	B0	MtW, Be, 697
487		39.32	61 05.5	11.92	B5	
488	60.311	39.33	60 36.2	10.08	B3	
489		39.33	59 57.9	11.33	B5	
490		39.40	63 28.5	12.22	B2	
491		39.48	63 46.3	10.30	B0	NGC 637
492	63.226	39.53	63 47.2	9.45	B0	NGC 637
493		39.53	63 42.7	11.32	B2	NGC 637
494		39.58	63 49.1	10.18	B0	NGC 637
495		39.58	63 47.7	10.52	B0	NGC 637

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
496	62°296	1 ^h 39 ^m 62	63°21'1	10 ^m 22	B2	
497		39.62	61 27.3	11.95	B3	
498		39.63	61 33.8	12.22	B2	
499		39.63	59 21.5	11.57	B3	
500	61.312	39.68	62 12.6	9.54	B2	
501	62.297	39.90	63 21.0	9.57	O	
502	63.228	39.97	63 47.1	10.92	B2	NGC 637
503		40.00	61 04.6	12.34	B5	
504		40.03	63 47.0	11.10	B2	NGC 637
505		40.03	60 45.0	11.12	B5	
506		40.10	60 44.6	11.35	B3	
507		40.22	60 15.1	11.00	B5	
508	61.315	40.28	61 35.1	10.34	B5	
509		40.30	59 56.2	11.96	B5	NGC 654
510		40.33	60 45.9	11.61	B5	
511		40.37	59 42.3	12.21	B2	
512		40.38	61 36.4	11.85	B3	NGC 654
513		40.48	61 37.9	12.00	B3	NGC 654
514		40.67	61 38.9	11.18	B2	NGC 654
515	59.310	40.68	59 52.4	9.80	B3	NGC 654
516		40.73	61 37.8	11.64	B5	
517		40.95	60 26.1	10.88	B5	NGC 659
518		40.98	60 26.9	11.87	B5	NGC 659
519		41.00	60 22.6	10.97	B5	NGC 659
520		41.03	62 54.8	10.82	B2	
521		41.03	60 25.3	10.94	B5	NGC 659
522		41.10	60 47.5	12.02	B5	
523		41.10	60 25.4	11.76	B5	NGC 659
524		41.12	59 03.5	11.38	B3	
525		41.23	61 35.1	11.49	B5	NGC 654
526		41.53	60 52.9	11.64	B5	
527	60.322	41.55	60 33.8	10.08	B3	
528	62.300	41.60	62 34.7	10.04	B0	
529		41.63	57 00.7	10.64	B5	
530		41.67	62 08.3	12.34	B5	
531		41.87	60 43.6	11.81	B5	
532		41.87	60 30.3	11.61	B5	
533	60.325	41.88	60 52.3	10.17	B2	MtW, B2e, 428
534		41.93	60 35.4	11.32	B5	
535	60.326	41.95	60 31.3	10.13	B3	
536		42.32	60 37.9	11.22	B5	
537		42.33	61 00.1	11.55	B5	NGC 663
538		42.37	60 49.4	11.86	B5	
539		42.40	60 19.4	11.67	B3	
540		42.40	60 12.2	11.84	B5	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
541	60.329	$1^h 42^m 47^s$	61°04.6	10 ^m 28	B2	NGC 663
542		42.47	60 04.6	11.24	B5	
543		42.48	60 43.2	11.78	B5	
544	60.331	42.50	60 59.6	9.66	B2	NGC 663
545	60.332	42.55	60 58.1	10.45	B3	MtW, Be, 698, NGC 663
546		42.65	61 03.8	11.18	B5	NGC 663
547	60.334	42.67	60 57.4	10.84	B5	NGC 663
548		42.68	61 46.8	11.06	B3	
549	60.336	42.70	61 11.9	9.74	B5	
550	60.333	42.70	60 59.1	9.42	B2	NGC 663
551		42.77	60 53.3	11.18	B5	NGC 663
552		42.87	64 34.4	11.64	B3	
553		42.90	57 48.5	12.64	B5	
554	60.339	42.95	61 00.8	8.86	B2	NGC 663
555		43.00	63 57.9	12.24	B5	
556	60.340	43.00	60 55.6	10.65	B3	MtW, 700, Be, NGC 663
557	60.341	43.00	60 53.2	11.12	B3	NGC 663
558		43.05	60 58.0	10.98	B3	NGC 663
559		43.10	60 52.8	11.68	B5	NGC 663
560	60.343	43.13	61 01.1	9.24	B2	NGC 663
561	60.342	43.13	60 57.6	10.18	B5	NGC 663
562	60.344	43.13	60 54.6	10.52	B3	NGC 663
563		43.17	59 17.5	11.76	B2	
564		43.28	60 37.5	11.92	B5	
565	60.345	43.32	61 15.6	10.14	B2	
566		43.35	61 05.4	12.06	B5	
567		43.40	59 03.5	11.41	B5	
568		43.43	60 35.4	11.62	B3	
569		43.50	57 42.4	12.20	B5	
570	59.318	43.53	60 25.7	7.70*	B3	
571		43.55	61 06.8	11.84	B3	
572		43.75	60 22.7	11.40	B5	
573	60.351	43.90	60 53.5	9.50	B3	
574		43.92	61 06.4	11.19	B5	
575		43.92	59 18.7	11.32	B5	
576		43.93	60 33.3	11.24	B0	
577		43.97	58 30.0	11.52	B5	
578		44.00	60 54.3	11.76	B3	
579		44.08	57 10.4	10.58	B5	
580		44.10	60 02.6	10.80	B5	
581		44.13	60 36.9	12.00	B5	
582		44.15	62 31.3	11.36	B5	
583		44.27	60 46.0	11.74	B5	
584	59.323	44.80	60 25.4	10.52	B5	
585		44.87	59 47.1	12.59	B3	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
586		1^h44^m95	$61^{\circ}00'9$	11^m24	B0	
587	57.399	45.17	58 12.5	8.1*	B2	HD 16898 B2
588		45.37	64 19.4	11.08	B3	
589		45.40	62 53.8	12.50	B5	
590		45.40	62 30.8	12.68	B5	
591		45.43	60 50.0	11.94	B5	
592		45.70	60 50.6	11.94	B2	
593	63.247	46.07	64 04.6	9.88	B0	
594		46.17	63 00.3	11.92	B2	
595	60.358	46.20	60 47.9	9.36	B5	MtW, B(3)ne, 18
596		46.33	58 02.4	11.60	B5	
597		46.40	58 01.9	11.86	B3	
598	59.330	46.70	59 54.9	10.74	B5	
599		46.75	57 11.7	10.61	B5	
600		46.93	60 45.5	11.20	B5	
601		46.98	60 05.2	11.26	B5	
602	58.310	47.05	59 00.1	10.19	B3	
603		47.08	62 16.4	12.40	B5	
604		47.08	61 24.9	11.63	B3	
605		47.20	60 05.2	12.62	B5	
606	60.362	47.50	61 06.0	10.04	B2	
607	59.332	47.55	59 48.9	10.93	B5	
608		47.60	60 39.9	12.76	B3	
609	59.334	47.73	60 11.0	10.46	B2	
610	60.365	47.88	60 49.7	10.84	B5	
611		47.93	62 55.7	11.44	B3	
612		48.63	59 37.2	11.32	B2	
613	57.409	48.70	58 11.5	9.20	B2	HDE 236894 B0
614	62.315	48.83	63 05.8	11.28	B3	
615		49.00	62 58.6	12.10	B5	
616		49.17	58 57.1	11.42	B3	
617		49.40	59 20.0	9.94	B5	
618	59.338	49.43	60 12.8	10.07	B5	HDE 236896 B
619		49.50	61 53.9	11.23	B3	
620	60.369	49.52	60 36.6	10.21	B0	
621		49.53	64 25.5	11.10	B2	
622	61.342	49.72	62 17.8	9.69	B0	
623	63.253	49.80	63 56.3	9.60	O	
624		49.87	60 43.4	11.66	B2	
625		49.93	63 10.8	10.94	B3	
626	59.343	50.35	60 16.6	10.89	B2	MtW, Be, 701
627		50.40	58 42.5	11.24	B3	
628		50.42	60 22.3	12.10	B2	
629		50.52	62 08.0	12.30	B3	
630		50.55	61 50.2	11.21	B5	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
631		50.63	59°35'5	11 ^m 56	B5	
632	61.347	50.67	62 18.3	11.04	B2	
633		50.67	57 36.5	11.58	B5	
634		50.68	62 07.7	12.15	B3	
635	61.346	50.72	62 06.9	11.31	B3	
636	62.320	50.75	63 25.4	3.16*	B2	HD 11415 B3
637		50.90	58 23.7	11.42	B5	
638		50.92	57 45.8	11.30	B5	
639		50.95	59 51.5	11.66	B5	
640		50.97	62 09.7	11.82	B3	
641		51.12	58 45.8	11.82	B5	
642	57.423	51.48	57 30.3	9.82	B5	
643		51.53	61 10.9	11.80	B3	
644		51.53	60 47.2	12.76	B5	
645		51.65	62 56.6	11.05	B5	
646	57.425	51.80	57 39.2	9.40	B0	MtW, B3e, 20; HD 11554 B
647		51.90	62 58.1	11.22	B2	
648		52.20	60 52.7	11.57	B0	MtW, B(0)e, 430
649	58.331	52.22	59 02.1	6.87*	B2	MtW, B3ne, 21; HD 11606 B3
650		52.35	59 51.5	11.78	B3	
651		52.40	60 53.2	11.63	B5	
652		52.70	59 53.7	11.08	B2	
653		52.83	62 53.9	12.32	B3	
654		52.90	60 19.1	10.23	B0	
655	59.357	52.95	62 50.1	11.08	B3	
656		53.20	61 37.7	11.53	B5	
657		53.23	63 04.4	12.16	B2	
658		53.33	63 03.5	11.00	B2	
659		53.35	62 11.6	12.52	B5	
660		53.42	57 25.8	11.01	B0	MtW B0e 432
661		53.53	60 26.2	11.60	B2	
662		53.63	59 06.3	11.74	B5	
663	63.261	53.83	63 47.8	9.97	O	MtW Bne, 22
664		53.83	59 53.6	11.98	B5	
665	60.389	53.83	60 53.5	9.68	B5	
666	62.327	53.85	62 32.5	11.16	B0	
667	64.268	53.88	65 10.0	7.83*	B5	HD 11744 B3
668		53.90	63 08.6	10.28	B5	
669		53.92	63 04.5	12.91	P1	HD 11758 Pd
670		54.15	64 27.2	12.44	B5	
671	58.338	54.22	58 42.9	10.08	B3	
672		54.33	59 43.5	10.09	B2	
673		54.37	64 31.6	11.56	B3	
674	56.395	54.47	57 12.5	10.20	B5	
675	60.393	54.50	61 19.8	10.95	B0	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
676	59.364	1 ^h 54 ^m 57	60°08.8	8 ^m 64	B3	
677		54.63	59 06.3	10.50	B3	
678		54.87	61 39.0	11.78	B2	
679	59.367	55.13	60 16.5	10.11	B2	
680		55.15	60 23.2	10.68	B0	MtW, B0e, 433
681		55.45	59 30.8	10.74	B3	
682	58.343	55.58	58 42.4	9.84	B2	
683		55.60	59 39.7	12.02	B2	
684		55.67	57 11.1	11.30:	B5	
685		55.68	60 18.5	11.42	B3	
686		55.78	62 39.2	10.52	B2	
687		55.78	59 58.2	12.80	B5	
688		55.80	58.54.9	11.10	B5	
689	62.331	55.82	62 31.3	10.70	B5	
690		55.87	61 45.8	12.12	B2	
691		56.03	61 20.6	11.38	B5	
692	57.441	56.30	58 27.2	9.68	B5	HDE 236921 B2
693		56.38	59 58.4	10.36	B2	
694	59.374	56.48	59 29.6	9.88	B2	
695	61.362	56.53	62 05.9	10.54	B3	
696		56.65	59 56.3	12.34	B2	
697		56.70	57 38.6	11.07:	B3	
698		56.92	61 31.3	11.57	B5	
699		56.92	61 13.3	11.42	B5	
700	64.277	57.05	64 56.8	10.26	B5	
701		57.08	58 54.4	11.23	B3	
702		57.10	62 39.3	10.84	B3	
703	57.445	57.13	58 28.3	9.87	B5	
704		57.17	62.26.5	12.56	B5	
705		57.20	62 47.6	10.88	B2	
706	58.351	57.20	58 44.7	10.30	B2	
707	60.411	57.22	60 34.1	10.04	B5	
708		57.32	62 05.1	10.98	B3	
709		57.60	61 12.5	11.78	B3	
710		57.72	60 07.1	11.48	B3	
711	57.451	57.75	57 57.7	8.60	B2	
712		57.88	58 42.9	11.30	B3	
713		57.95	58 49.6	11.25	B3	
714		58.12	61 37.1	10.96	B2	
715	61.365	58.20	61 30.6	8.78	B5	
716	60.416	58.20	60 48.9	10.08	B3	
717		58.25	62 16.4	12.01	B3	
718		58.47	58 46.1	11.41	B3	
719	62.338	58.57	62 35.9	9.10	B2	
720		58.87	59 24.0	11.04	B5	

Таблица 2 (продолжение)

№	№ BD	α_{1950}	δ_{1950}	m_{pg}	Класс	Примечания
721		$1^h 58^m 88$	$61^\circ 06' 7$	$11^m 24$	B5	
722		59.05	58 37.9	11.74	B5	
723	59.387	59.12	59 50.2	10.05	B2	
724	59.388	59.12	59 43.9	10.06	B2	
725	58.356	59.17	59 27.5	8.1*	B3	MtW, B2e, 23; HD 12302 E3
726	63.274	59.30	64 09.0	5.45*	B3	HD 12301 B5p
727		59.32	60 21.0	11.49	B3	
728	57.459	59.32	57 52.5	9.86	B3	HDE 236929 B
729		59.35	59 25.0	11.22	B5	
730		59.37	63 04.9	11.74	B2	
731		59.73	60 07.8	11.22	B2	

за исключением сильно вытянутой плотной туманности вдоль меридиана с $\alpha = 1^h 04^m$.

Сразу бросаются в глаза значительные различия в видимой плотности звезд В от места к месту на площадке. Первая существенная особенность такого распределения звезд В — это уменьшение видимой плотности звезд по мере удаления от галактического экватора. На первый взгляд кажется, что эта особенность объясняется неравномерным распределением поглощающей материи. Однако более внимательное рассмотрение показывает, что эту неравномерность никак нельзя объяснить влиянием экранирующего действия темных туманностей. Действительно, поверхностная плотность звезд В уменьшается от галактического экватора и в сторону отрицательных широт, хотя в этой области и нет сколько-нибудь хорошо заметных темных туманностей, а звездный фон отличается равномерной яркостью.

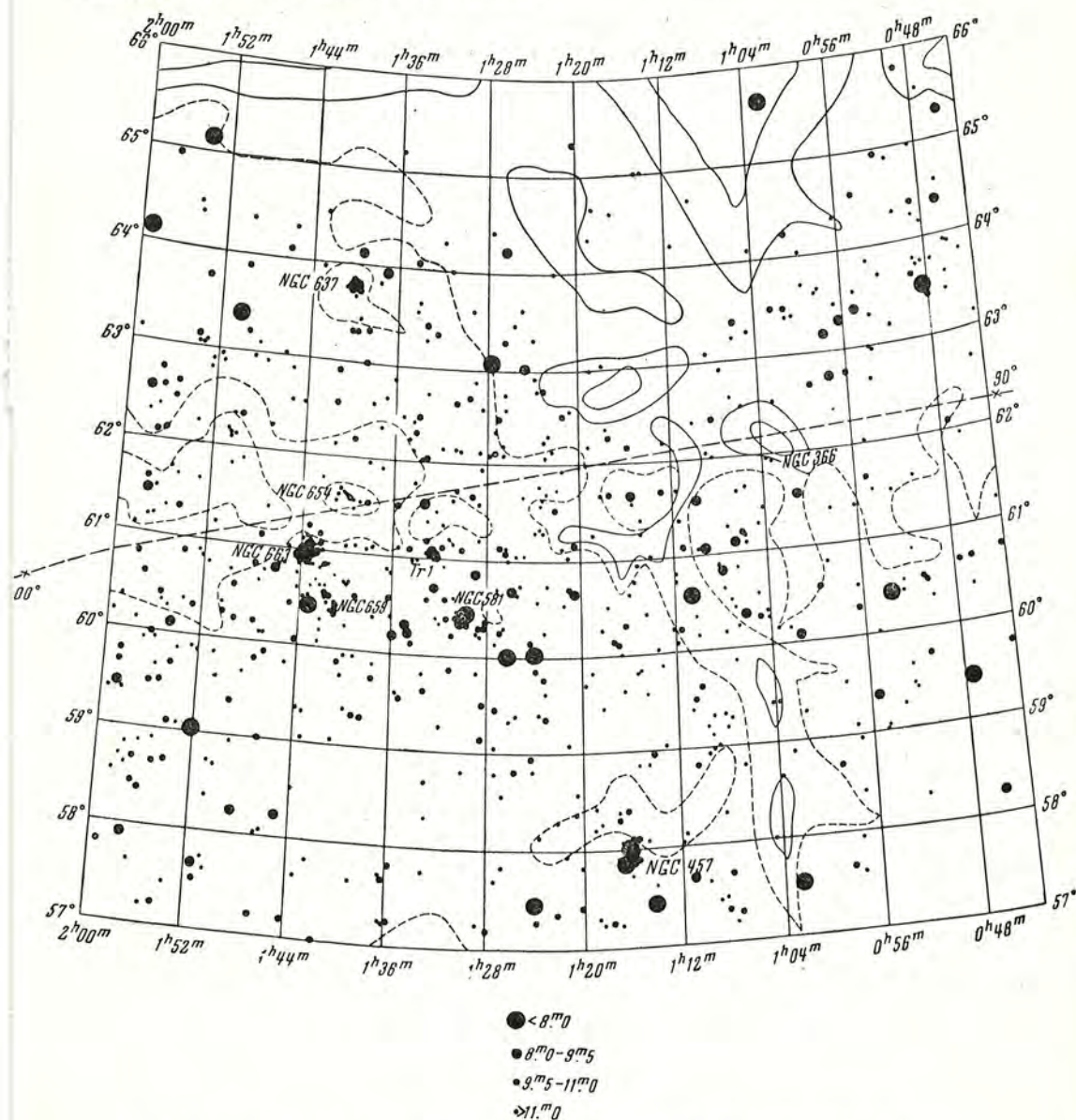
Особенно наглядно галактическая концентрация проявляется в распределении звезд О и В0 (фиг. 4). В пределах галактического пояса шириной в четыре градуса поверхностная плотность О и В0 звезд в среднем примерно в 5 раз больше, чем в более далеких от экватора частях области.

Вторая, также очень ясно выраженная особенность в распределении звезд В — это значительное повышение их плотности в интервале прямых восхождений от $1^h 28^m$ до $1^h 52^m$ и очень малая плотность между $\alpha = 0^h 44^m$ и $\alpha = 1^h 04^m$.

Уплотнение звезд В совпадает с местоположением группы галактических скоплений, причем очень интересно, что в этом месте на площади всего около 4 кв. градусов концентрируются пять скоплений: NGC 581, Tr 1, NGC 654, NGC 659 и NGC 663. Все эти скопления, за исключением Tr 1, имеют диаграммы Рассела, начинающиеся со спектральных подклассов не ранее В2. Скопление Tr 1 имеет по крайней мере 3 звезды В0.

О величине уплотнения звезд В в этом районе можно судить хотя бы по следующим двум цифрам: если в среднем на площадке звезды В составляют 7—9% всего числа звезд, то здесь они составляют около 25%,

даже если исключить из рассмотрения звезды В, являющиеся членами упомянутых галактических скоплений.

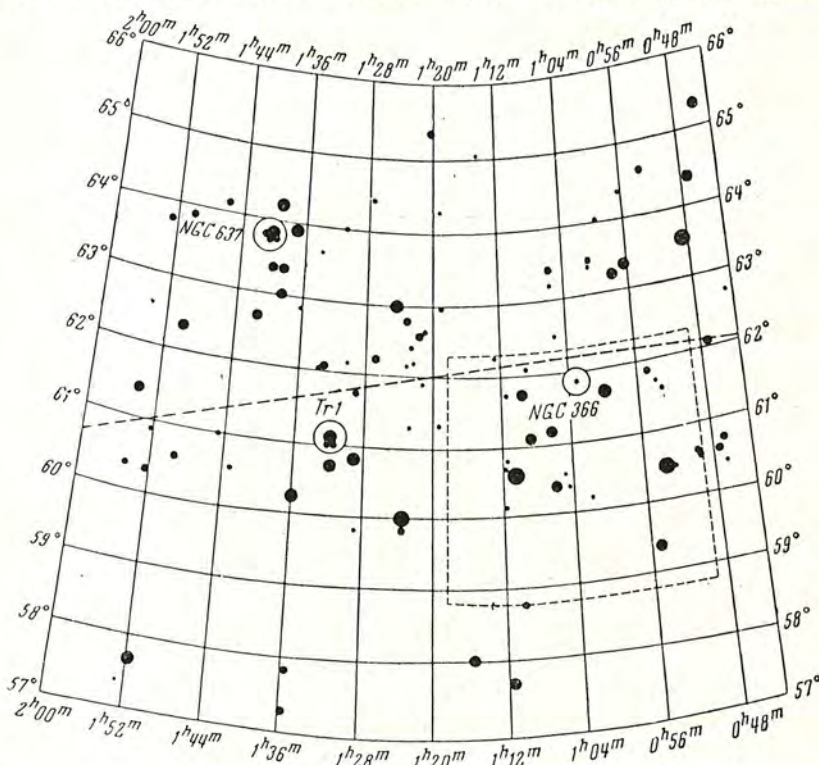


Фиг. 3. Распределение звезд О-В5 в области $0^h 44^m - 2^h 00^m$, $57^\circ - 66^\circ$

В то же время поражает почти полное отсутствие О и В0 звезд в ближайших окрестностях скоплений NGC 654, NGC 659 и NGC 663.

Звезды О и В0 образуют (фиг. 4), как будто, на площадке три более или менее ясно выраженные группировки площадью 6—8 кв. градусов. Внутри каждой из этих группировок находится О-скопление. Эти скопления следующие: NGC 366, Tr 1 и NGC 637. Реальны ли эти группировки — вопрос будущего, когда для звезд, входящих в них, можно будет оценить расстоя-

ния, произведя учет поглощения света. Следует, однако, отметить, что первая из этих группировок, скоплением NGC 366 и центром около $1^h 04^m$, 62° , практически совпадает с областью О-ассоциации Cas I, хотя число звезд О и В0 в ней значительно меньше, чем это приводится в работе [1].



Фиг. 4. Распределение звезд О и В0 в области $0^h 44^m - 2^h 00^m$, $57^\circ - 66^\circ$. Квадрат, очерченный пунктирной линией — 8-я площадка бергедорфского каталога. О-скопления обведены кружками

Причина этого заключается главным образом в том, что предельная звездная величина нашей спектральной классификации меньше, чем в бергедорфском спектральном каталоге.

В настоящее время на обсерватории ведется работа по определению показателей цвета всех звезд рассмотренной площадки до $12^m.5$, и в ближайшем будущем мы будем иметь возможность провести полное, всестороннее изучение как пространственного распределения звезд всех спектральных классов, так и распределения поглощающей материи в данной области.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян. Докл. АН Арм. ССР 10, № 2, 1949.
2. Э. С. Бродская. См. наст. том, стр. 104.
3. А. N. Vyssotsky. Ap. J. 93, 425, 1941.
4. P. W. Merrill and C. G. Burwell. Ap. J. 78, 87, 1933; 98, 153, 1943; 110, 387, 1949.

ПРОБЛЕМА ИСТЕЧЕНИЯ ВЕЩЕСТВА ИЗ СТАЦИОНАРНЫХ ЗВЕЗД

Э. Р. Муettel

Часть первая

Подсчет полной массы, теряемой ежегодно Солнцем

В работе подсчитана полная масса, теряемая ежегодно Солнцем вследствие истечения вещества.

Первый механизм истечения — тепловая диссипация водородных атомов из солнечной короны. Здесь наибольшее возможное количество вещества, теряемое ежегодно Солнцем, составляет по оценкам В. А. Крата [9] и С. Б. Пикельнера [10] от $6 \cdot 10^{16}$ до $6 \cdot 10^{17}$ г/год.

Второй механизм истечения — те корпускулярные потоки из активных областей Солнца, которые производят магнитные бури и полярные сияния. Здесь расчеты потери массы произведены двумя независимыми способами: а) рассмотрен разработанный автором [12, 13] механизм истечения (под действием светового давления) атомов Ca^+ из флоккулов с последующим увлечением атомов H. Расчеты дают $1.9 \cdot 10^{16}$ г/год; б) использованы расчеты И. С. Шкловского [21], основанные на интенсивности смещенной [19, 20] линии излучения H_α в спектрах полярных сияний. Эти расчеты дают у Земли концентрацию атомов водорода (уже сфокусированных магнитным полем Земли), равную 0.6 см^{-3} , что приводит к максимальной ежегодной потере $1.3 \cdot 10^{17}$ г/год.

Третий механизм истечения — выброс эруптивных протуберанцев из Солнца. Статистика числа протуберанцев, которые могли бы полностью покидать Солнце, приводит к максимальной потере массы 10^{17} г/год.

Таким образом, наиболее эффективным механизмом потери массы Солнцем является тепловая диссипация атомов водорода из солнечной короны, что дает $6 \cdot 10^{17}$ г/год. Это примерно в 200 раз меньше, чем потеря массы Солнцем посредством лучеиспускания.

Как выяснилось в последнее время, проблема истечения вещества из звезд имеет большое космогоническое значение. Согласно основным идеям В. Г. Фесенкова [4], выброс атомов из звезд есть основной фактор, определяющий эволюцию звезд вдоль главной последовательности, по крайней мере в первой ее части, от звезд класса O до звезд класса G. Эти идеи получили развитие в работах А. Г. Масевич [2]. Д. Я. Мартыновым [3] и

В. А. Кратом [4] указана та большая роль, которую играет потеря массы в вопросе об изменении момента вращения звезд. Далее, многие исследования указывают на важность процессов взаимодействия звезд и диффузного вещества. Так, Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [5] была высказана и разработана гипотеза о том, что существенная часть диффузного вещества, присутствующего в галактиках, обусловлена истечением вещества из звезд. В последних работах Г. А. Шайна и В. Ф. Газе [6] выяснены новые факты, свидетельствующие о наличии в некоторых случаях генетической связи между звездами и окружающими их газовыми диффузными туманностями, и т. д. В связи с этим проблема истечения вещества из звезд приобретает первостепенное значение.

В то время как вопрос об истечении вещества из нестационарных звезд обсуждался многими авторами и были получены важные результаты*, вопрос об истечении вещества из стационарных звезд и, в частности, из звезд главной последовательности с общей точки зрения фактически никем не обсуждался. Более того, нет ни одного исследования, где была бы сделана попытка подсчитать хотя бы приближенно *полную* ежегодную потерю массы какой-либо звездой или Солнцем, учитывая *все* возможные механизмы истечения вещества из данной звезды или Солнца.

Вместе с тем совершенно очевидно, что учет только одного какого-либо механизма истечения вещества мало что дает. Действительно, следует иметь в виду, что другие механизмы истечения могут оказаться значительно более эффективными, чем данный. Последнее весьма существенно, так как истечение атомов происходит, вообще говоря, различными путями, в чем можно убедиться на примере Солнца.

Нам известны следующие механизмы истечения вещества из звезд и Солнца:

- 1) тепловая диссипация атомов из внешних частей атмосферы звезд и Солнца;
- 2) выброс атомов из звезды под действием светового давления;
- 3) выброс атомов в виде протуберанцев, где, как можно думать, основные силы — силы электромагнитного происхождения;
- 4) истечение вещества с экватора у очень быстро вращающихся звезд; этот фактор, в частности, облегчает истечение вещества, обусловленное действием трех первых механизмов;
- 5) механизмы, действующие в двойных звездах [7]; эти механизмы, повидимому, в значительной степени обусловлены различными приливными эффектами и взаимодействием компонентов в парах.

Из сказанного следует, что подсчет количества вещества, выбрасываемого ежегодно какой-либо звездой или Солнцем, вообще говоря, чрезвычайно сложен. Поэтому при проведении таких подсчетов следует, насколько это возможно, основываться на наблюдениях. В связи с этим рассмотрим в первую очередь истечение вещества из Солнца, где действие некоторых механизмов мы можем регистрировать непосредственно. Кроме

* Соответствующий обзор см. в [5].

того, физические условия, господствующие в солнечной оболочке, значительно лучше известны, чем физические условия, господствующие в атмосферах других звезд.

Вначале рассмотрим тепловую диссипацию атомов из Солнца. Данный вопрос обсуждался ранее некоторыми авторами. При этом получалось совершенно ничтожное количество вещества, теряемое ежегодно Солнцем [8]. Однако в указанных исследованиях не учитывалась основная физическая характеристика* внешних частей солнечной атмосферы — чрезвычайно высокая кинетическая температура короны, порядка миллиона градусов. Впервые это было принято во внимание В. А. Кратом [9]. Соответствующие подсчеты были также проведены С. Б. Пикельнером [10]. Методы расчета у обоих авторов различны. Крат исходит из понятия некоторого «эффективного» слоя диссипации в короне, из которого в основном и должен происходить выброс протонов**. Пикельнер не вводит указанного «эффективного» слоя. Протоны в его схеме могут в принципе вылетать из всех областей короны, но при подсчете числа улетающих атомов он учитывает сопротивление со стороны других атомов, а также то, что во внешних слоях короны мало быстрых частиц, так как там слишком редки удары, приводящие к их образованию.

Крат находит, что за 1 сек. Солнце теряет вследствие диссипации примерно $1.2 \cdot 10^{33}$ протонов, что эквивалентно ежегодному уменьшению массы Солнца на $6.3 \cdot 10^{16}$ г. Соответствующие величины по расчетам Пикельнера равны $1.2 \cdot 10^{34}$ протонов за 1 сек. и $6.3 \cdot 10^{17}$ г/год.

Позже аналогичные подсчеты провел (без ссылок на работы Крата и Пикельнера) Кипенхейер [11], использовавший методику, подобную методике Крата, и нашедший для нижнего предела указанных величин соответственно $4.3 \cdot 10^{31}$ протонов за 1 сек. и $2.3 \cdot 10^{15}$ г/год.

В качестве верхнего предела можем принять для ежегодной потери массы Солнца посредством диссипации $6 \cdot 10^{17}$ г/год.

Перейдем к следующему механизму потери массы. Рассмотрим корпускулярные потоки, которые создают полярные сияния и геомагнитные возмущения. В своих работах [12, 13] автор представил ряд аргументов в пользу того, что наиболее правдоподобный фактор, могущий создавать указанные выше довольно узкие потоки, есть выбрасывание атомов под действием светового давления. В качестве других мыслимых механизмов, ведущих к образованию корпускулярных потоков, можно было бы указать только механизмы электромагнитного характера. Остальные возможности в высшей степени маловероятны***. Однако и «электромагнитные» механизмы встречаются со многими серьезными трудностями. Так, в общем случае все эти механизмы не должны давать радиально направленного и притом относительно узкого пучка корпускул. Вместе с тем радиальность (а тем самым и узость) этих пучков следует из наблюдений [14]. Кроме

* Так как она не была тогда известна.

** Более тяжелые частицы покидают Солнце относительно редко.

*** Более подробно см. [12].

того, при возможном действии указанных «электромагнитных» механизмов мы должны были бы ожидать истечения из Солнца, и при этом с большими скоростями (до 1500—2000 км/сек), корональной материи. Действительно, последняя состоит из высокоионизованных атомов, и в этом отношении ничем не отличается от того (конечно, тоже ионизованного) вещества, которое образует потоки вылетающих из Солнца корпускул. В то же время многие факты свидетельствуют о том, что такого истечения корональной материи нет. Так, из корональных наблюдений в линии 5303 Å непосредственно следует, что скорости движений в короне (в направлении от Солнца) относительно малы [15] и составляют несколько километров в секунду или, реже, несколько десятков километров в секунду. Скорости порядка сотни километров в секунду встречаются очень редко, только над исключительно активными группами.

Кроме того, если бы имелось интенсивное истечение корональной материи из Солнца (чего следовало бы ожидать в годы максимальной солнечной деятельности), то линии излучения 5303, 6374 и т. д. в спектре короны были бы расширены*, причем их полуширина соответствовала бы в отдельные моменты скоростям порядка 1500—2000 км/сек. В то же время все это противоречит наблюдениям.

К перечисленным трудностям можно было бы добавить и другие. В связи с этим рассмотрим выброс атомов под действием *светового давления*. В предыдущих работах [12, 13] автором было указано, что непосредственный выброс из Солнца под действием светового давления возможен только для атомов Ca^+ , причем такой выброс должен происходить из внешних частей хромосферы, расположенных над факелами, т. е. из *флоккулов*. Здесь световое давление на атомы Ca^+ осуществляется в линиях H и K. Во всех точках контура линий H и K (в области факелов) световое давление на атомы Ca^+ превышает силу тяготения. Это и должно [16] вести к истечению атомов Ca^+ . Что же касается атомов водорода, присутствующих в корпускулярных потоках, то световое давление на них во флоккулах *недостаточно* для непосредственного выброса этих атомов из Солнца. Здесь, повидимому, решающим является увлечение атомов H ионами кальция [13]. Масса атома H в 40 раз меньше массы атома Ca, и, следовательно, с точки зрения преодоления силы солнечного тяготения вылет 40 атомов водорода и 1 атома кальция эквивалентен мыслимому удвоению массы атома кальция. В то же время соответствующие подсчеты показывают, что, например, атом ионизованного кальция, который приобрел скорость порядка 150 км/сек (вследствие чего при этой скорости световое давление на него в два с половиной — три раза больше давления, соответствующего равновесию), может покинуть Солнце со скоростью порядка 750 км/сек, если его масса внезапно делается равной $2.5 m_{\text{Ca}}$. Это же эквивалентно увлечению 60 водородных атомов (сила увлечения резко возрастает при скорости атомов Ca, превышающей тепловую скорость окружающих протонов [17], равную в короне 120—140 км/сек).

* Так же как это, например, наблюдается в спектрах звезд Вольф—Райе.

Вопрос о самом механизме увлечения атомов Н атомами Са более сложен. Для того чтобы процесс увлечения атомов Н атомами Са был достаточно эффективным, необходимо, чтобы общая концентрация частиц в корпускулярном пучке (в начальный период движения частиц) была достаточно высокой. По расчетам Мак Кри [18] эта концентрация должна быть порядка 10^7 — 10^8 см $^{-3}$. С другой стороны [13], средняя концентрация частиц в корпускулярном пучке, повидимому, не может превосходить 10^5 см $^{-3}$, что на 2—3 порядка меньше указанных чисел. Однако здесь необходимо сделать два следующих существенных замечания.

а) В указанных выше расчетах Мак Кри радиус соударения между частицами, безусловно, сильно занижен. Взаимодействие между *ионизованными* атомами кальция и водорода, несомненно, ведет к значительно большему значению эффективного сечения [17], чем это принято Мак Кри.

б) Второе и существенно более важное обстоятельство заключается в следующем. Указанное число 10^5 см $^{-3}$ для концентрации частиц в корпускулярном пучке есть некоторое *среднее* число — среднее в смысле усреднения числа вылетающих частиц по всей поверхности факельной области. Вместе с тем ясно, что в каждый данный момент концентрация вылетающих частиц из флоккула различна в различных местах флоккула. Там, где световое давление на атомы Са $^{+}$ сильнее, там больше выбрасывается и атомов. Более того, сам механизм выброса атомов Са $^{+}$ и увлечения ими атомов водорода предполагает возможность образования достаточно больших концентраций вылетающих частиц. В самом деле, допустим, что из какого-то яркого места флоккула под действием светового давления начинается истечение атомов Са $^{+}$. Вначале, из-за их относительно малой концентрации, они не смогут преодолевать сопротивления со стороны расположенных выше атомов (в основном атомов водорода) и будут лишь *очень медленно* диффундировать вверх. Но так как процесс выброса атомов Са $^{+}$ будет непрерывно продолжаться, то скоро будет образована область (облако) с повышенной концентрацией атомов Са $^{+}$, так что парциальная плотность вещества, определяемая атомами Са, окажется сравнимой с парциальной плотностью вещества, определяемой атомами водорода. В этот момент (даже немного раньше) указанное облако сможет двигаться от Солнца с достаточной скоростью.

Вполне возможно, что в таких «облаках»* концентрация частиц даже выше, чем указано (10^7 — 10^8 см $^{-3}$).

Допуская, что действительно истечение атомов Са и Н происходит из флоккулов и притом в соответствии с указанными общими соображениями, рассчитаем максимальную ежегодную потерю массы Солнца, обусловленную рассматриваемым механизмом. После этого мы проведем расчеты, основанные на других соображениях.

Пусть средняя за одиннадцатилетний цикл площадь кальциевых флоккулов составляет долю α всей поверхности Солнца. По имеющимся данным, эта величина не превосходит 0.01. Пусть, далее, скорость истечения

* Возможно, относительно небольших размеров

атомов Ca^+ на исходном уровне (т. е. во внешних частях флоккула) будет v_0 , а концентрация атомов Ca^+ на этом уровне n_0 . Так как потеря массы при истечении одних только атомов Ca^+ должна быть одного порядка с потерей массы при истечении атомов H^* , то при расчетах можем учитывать только один элемент, например Ca .

Концентрация атомов водорода в верхних слоях хромосферы равна по порядку 10^9 . Содержание атомов Ca в солнечной оболочке по отношению к атомам водорода составляет около $5 \cdot 10^{-6}$. Тем самым для n_0 можно принять число $5 \cdot 10^3$. Считая, что все эти атомы Ca находятся в состоянии первой ионизации и что все они вылетят из Солнца, очевидно, получим *верхнюю* границу для потери массы.

Что касается величины v_0 , то здесь можно сказать следующее. Если правилен указанный выше механизм выброса атомов Ca^+ под действием светового давления с последующим увлечением атомов H , то для начальной скорости атомов Ca^+ нужно взять величину, соответствующую полуширине линий H_2 и K_2 и близкую к 25—30 км/сек.

Для потери массы Солнцем за 1 сек. можем написать очевидное выражение

$$-\frac{dM}{dt} \approx 4\pi R_\odot^2 v_0 n_0 m \alpha, \quad (1)$$

где m — в данном случае масса атома кальция.

Беря $n_0 = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$; $v_0 = 3 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$; $\alpha = 0,01$, получим для правой части (1) число $1,9 \cdot 10^{16} \text{ г/год}$.

Рассмотрим теперь те же корпускулярные геоактивные потоки, но произведем подсчет массы, теряемой таким путем Солнцем, с несколько другой точки зрения. Основываясь на данных об интенсивности смещенной линии излучения H_α в спектрах полярных сияний [19, 20], И. С. Шкловский [21] рассчитал концентрацию влетающих в земную атмосферу атомов водорода**. Эта концентрация оказалась равной $0,6 \text{ см}^{-3}$.

Полученная оценка относится к частицам, уже *сфокусированным* земным магнитным полем. Поэтому, используя указанные данные для подсчета массы, теряемой ежегодно Солнцем, мы преувеличиваем эту массу.

Если $n(R)$ есть концентрация геоактивных водородных атомов на расстоянии R Земли от Солнца, $v(R)$ — их скорость на этом расстоянии, то вследствие уравнения неразрывности можем написать

$$-\frac{dM}{dt} = 4\pi R^2 v(R) n(R) \alpha m_{\text{H}}. \quad (2)$$

Беря $v(R) = 1,5 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$, что представляет собой завышенное среднее значение для скоростей геоактивных частиц [13], $n(R) = 0,6 \text{ см}^{-3}$,

* Иначе атомы H полностью тормозили бы движение атомов Ca , и истечения вещества не было бы (см. выше).

** Числа 10^7 — 10^8 атомов водорода в 1 см^3 , указанные в последнем сообщении Мензела [29], совершенно невероятны. Повидимому, Мензел считал, что основным механизмом свечения водорода в рассматриваемом случае являются рекомбинации протонов с электронами, что, как показали И. С. Шкловский [21] и Мефнел [30], неверно.

$\alpha = 0.01$ и $R = 1.496 \cdot 10^{13}$ см, получим для правой части (2) число $1.3 \cdot 10^{17}$ г/год.

Повидимому, это число сильно преувеличено из-за неучета фокусирующего действия земного магнитного поля. Возможно, что вследствие этого две совершенно независимые оценки величины dM/dt и различаются примерно на порядок*. Независимость второй оценки от первой заключается помимо всего прочего и в том, что величину α в формуле (2) мы не обязательно должны связывать с кальциевыми флоккулами и вообще с механизмом истечения атомов Ca^+ из флоккулов под действием светового давления. Здесь величина α есть мера той поверхности Солнца, которая занимается на Солнце *активными областями*. Но и в этом случае средняя величина α за одиннадцатилетний цикл не больше 0.01.

Суммируя сказанное, мы можем для величины dM/dt в рассматриваемом случае принять максимальное значение $1.3 \cdot 10^{17}$ г/год.

Сделаем теперь несколько замечаний о хромосферных вспышках. Известно [22], что примерно через сутки после появления на диске большой хромосферной вспышки (отстоящей от центра диска не более чем на 45°) наблюдаются заметные геомагнитные возмущения, имеющие, несомненно, корпускулярную природу. Автором совместно с А. Б. Северным [23, 24] представлены соответствующие аргументы (основанные на истолковании наблюдений), что выброс атомов из хромосферных вспышек происходит также под действием светового давления. Последнее действует на водородные атомы и обусловлено линией L_α , которая в области вспышек должна быть исключительно интенсивной.

Однако хромосферные вспышки — менее существенный в смысле убыли солнечной массы фактор, чем предыдущие механизмы. Большие хромосферные вспышки наблюдаются относительно редко, а только они дают заметные корпускулярные потоки. Поэтому рассматриваемый механизм мы можем оставить без обсуждения.

Обратимся к последнему механизму потери массы Солнцем — к выбросу протуберанцев. Здесь, по всем данным, как уже указано, выброс вещества происходит под действием сил, имеющих электромагнитный характер (см. обсуждение этого вопроса в [25], стр. 574—576).

Вопрос о том, могут ли протуберанцы окончательно покидать Солнце, обсуждался специально Петтитом [26]. Им был составлен каталог эруптивных протуберанцев, наблюдавшихся с 1895 по 1938 г., который включает 61 объект. Из всего имеющегося материала выяснилось, что только один протуберанец, наблюдавшийся 17 сентября 1937 г., имел скорость, достаточную, чтобы покинуть Солнце навсегда. Остальные протуберанцы имели скорость меньше параболической скорости на данном уровне. Однако и в этом случае Петтит считает, что вылет указанного протуберанца не имел места. Этот последний вывод он обосновывает тем**, что в

* Учет атомов водорода в первой оценке и атомов кальция во второй не может изменить порядок находимых величин.

** Другие аргументы, представленные им, менее убедительны.

некоторых случаях у движущихся протуберанцев наблюдалось уменьшение скорости в конце их пути. То же самое могло быть и для данного протуберанца.

Указанный вывод Петтита нельзя считать обоснованным. Без сомнения, некоторая доля эруптивных протуберанцев покидает окончательно Солнце. В связи с этим рассчитаем ту *возможную* максимальную потерю массы Солнцем, которая определяется вылетом протуберанцев.

Указанный материал Петтита (1938) был значительно расширен последующими наблюдениями, охватывающими только что прошедший максимум солнечной активности. Из опубликованных наблюдений по данному вопросу следует, что к эруптивным протуберанцам, которые могли бы покинуть Солнце, нужно за истекший период времени причислить только известный большой дугообразный эруптивный протуберанец, выброшенный 4 июня 1946 г. Скорости этого протуберанца в конце его движения превосходили параболическую [27]. Остальные протуберанцы, даже весьма удалявшиеся от Солнца (см. [27], фото XV), обладали в конце своего пути скоростями, меньшими параболической.

Материал, полученный А. Б. Северным [28] в течение последних лет на Крымской астрофизической обсерватории, также не дал ни одного случая эруптивного протуберанца со скоростью большей, чем параболическая.

Что же касается возвратных протуберанцев (типа surge), движущихся иногда с очень большими скоростями, то они, насколько нам известно, всегда возвращаются назад на Солнце. Не установлено ни одного достоверного случая, когда весь возвратный протуберанец окончательно покинул бы Солнце.

Наконец, изверженные протуберанцы (подкласс III e по Петтиту) обладают слишком малыми размерами (а следовательно, и массами), для того чтобы быть эффективным механизмом истечения. Кроме того, и здесь не наблюдалось ни одного случая окончательного вылета протуберанца. Поэтому мы будем обсуждать только эруптивные протуберанцы.

На основании всего имеющегося и указанного выше материала можно утверждать, что в среднем за цикл окончательный выброс эруптивных протуберанцев происходит не чаще чем один протуберанец в год (а в действительности, повидимому, значительно реже). Исходя из этих данных, подсчитаем годовую потерю массы Солнцем.

Среднюю плотность протуберанцев можем на основании всех имеющихся данных принять не большей 10^{-14} г/см³. Далее, средний объем эруптивного протуберанца, учитывая, что протуберанцы не являются сплошным образованием, не может превосходить 0.01 объема Солнца, равного $1.4 \cdot 10^{33}$ см³. Правда, протуберанец, наблюдавшийся 4 июня 1946 г., имел, возможно, больший объем. Однако такие протуберанцы вообще исключительно редкое явление. Другой протуберанец, повидимому, выброшенный из Солнца и наблюдавшийся 17 сентября 1937 г. (см. выше), был, наоборот, небольшим облаком. Таким образом, указанное число 0.01 не является заниженным.

Используя все указанные числа, находим, что за год потеря вещества Солнцем из-за выброса протуберанцев по порядку не больше 10^{17} г.

Имеются ли еще какие-либо эффективные механизмы выброса вещества из Солнца? Можно почти с полной уверенностью утверждать, что нет. Другие формы истечения материи проявлялись бы либо при непосредственных солнечных наблюдениях, либо в различных геоактивных эффектах.

Подведем итоги нашему обсуждению. Из всего изложенного следует, что наиболее эффективным механизмом потери *солнечной* массы является тепловая диссипация атомов водорода из солнечной короны. Корпускулярные потоки и выброс протуберанцев, — повидимому, менее эффективный механизм. Как верхний предел для ежегодной потери массы Солнцем мы можем принять указанное число $6 \cdot 10^{17}$ г/год. Это примерно в 200 раз меньше, чем потеря массы Солнцем вследствие излучения. Однако более подробное обсуждение последнего результата мы отложим до следующей работы.

Июль 1952 г.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Г. Фесенков. Астрон. журн. 26, 67, 1949.
2. А. Г. Масевич. Астрон. журн. 28, 36, 1951.
3. Д. Я. Мартынов. Изв. Астрон. энгельгард. обсерв. Каз. Гос. ун-та № 25, 174, 1948.
4. В. А. Крат. Изв. ГАО № 145, 1950.
5. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Газовые туманности и новые звезды. М., Изд. АН СССР, 1948.
6. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 3, 1951; 7, 87, 1951.
7. O. Struve. Stellar Evolution. 1950.
8. E. Milne. Trans. Cambr. Phil. Soc. 82, 83, 1923.
9. В. А. Крат. Изв. ГАО № 142, 1, 1949.
10. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 5, 34, 1950.
11. K. Kiepenheuer. Z. Naturforschung 6a, 627, 1951.
12. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 3, 3, 1948.
13. Э. Р. Мустель. Докл. АН СССР 81, 363, 1951.
14. М. Н. Гневыхов и А. И. Оль. Астрон. журн. 22, 151, 1945.
15. M. Waldmeier. Zs. f. Ap. 20, 195, 1940; Astr. Mitt. der Eidgenossischen Sternwarte, Zürich, № 151, 1947.
16. E. Milne. M. N. 86, 459, 1926.
17. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 3, 51, 1948.
18. W. McCrea. M. N. 95, 509, 1935.
19. A. Meinel, Ap. J. 113, 50, 1951.
20. C. Gartlein. Phys. Rev. 81, 463, 1951.
21. И. С. Шкловский. Докл. АН СССР 81, 367, 1951; Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 51, 1952.
22. H. Newton. M. N. 103, 244, 1943.
23. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Докл. АН СССР 80, 867, 1951.
24. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 17, 1952.
25. А. Уинзольд. Физика звездных атмосфер. М., ИЛ, 1949.
26. E. Pettit. PASP 52, 172, 1940.
27. E. Pettit. PASP 58, 237, 1951.
28. А. Б. Северный и В. Л. Хохлова. См. наст. том, стр. 9.
29. D. Menzel. A. J. 57, 20, 1952.
30. A. Meinel. L'étude optique de l'atmosphère terrestre, Liège, 1952, стр. 203

О ВЗАИМООТНОШЕНИИ МЕЖДУ ДИФFUЗНЫМИ ГАЗОВЫМИ
ТУМАННОСТЯМИ И ГОРЯЧИМИ ЗВЕЗДАМИ*Г. А. Шайн и В. Ф. Газе*

Для исследования взаимоотношения между диффузными газовыми туманностями и горячими звездами было использовано около 300 туманностей, сфотографированных на нашей обсерватории при помощи светосильных камер 450 и 640 мм.

В распределении газовых туманностей и звезд W—R, O, B0, B1 заметно выявляются отдельные более или менее общие концентрации (фиг. 1). Вместе с тем в отдельных участках обнаруживаются очень значительные отклонения от общего схождения в распределении обоих родов объектов (фиг. 3, 4). Для большинства более изолированных туманностей можно найти ответственные за их свечение горячие звезды. Однако встречаются туманности, которые, повидимому, невозможно ассоциировать с горячими звездами. С другой стороны, в среднем из каждых четырех звезд класса W—R, O и B0, B1 лишь одна-две в первом случае и одна звезда во втором ассоциируются с туманностью, и несомненно не имеют отношения к туманностям одна звезда W—R, O и две звезды B0, B1. Горячие звезды с эмиссионным спектром не обнаруживают большей тенденции к ассоциированию с туманностями, чем звезды с нормальным спектром. Хотя туманности в целом повторяют распределение на небе звезд W—R, O, B0, B1, но с точки зрения гипотезы корпускулярного выброса из звезд в общем не наблюдается удовлетворительного соответствия между относительным положением горячих звезд и туманностей. В частности, необходимо отметить, что в большинстве случаев ответственные за свечение туманностей звезды находятся не внутри последних, а по одну сторону от них.

Вероятный или возможный выброс вещества из горячих звезд не приводит, по крайней мере в большинстве случаев к формированию более или менее компактных газовых образований в пределах 1—2 десятков парсек от звезд.

Более яркие изолированные туманности выявляют заметную тенденцию ассоциироваться не с одиночными горячими звездами, а с несколькими или даже с группой таких звезд, нередко с O-ассоциациями.

Основным источником свечения туманностей, в особенности более ярких, является ионизирующая радиация горячих звезд; столкновения приносят в основном дополнительное свечение, иногда проявляющееся в пограничном слое в виде более светлых краев. Нельзя говорить о какой-то единой природе связи диффузных газовых туманностей с горячими звездами. Весьма вероятно генетическая связь между изолированными туманностями и звездами, если последние расположены более или менее в центральной области.

Вероятно, иначе стоит вопрос о природе связи для областей, где горячих звезд нет, или их мало, или где их положение относительно туманностей не может обеспе-

чить свечение последних (фиг. 4), в частности в областях с волокнистыми туманностями. Иного рода природу генетической связи мы имеем в гигантских диффузных газовых туманностях во внегалактических системах и в Галактике, когда туманная материя, намного превосходящая по массе включенные в них горячие звезды, повидимому, играет доминирующую роль. Можно предполагать, что там, где были условия для образования больших или малых группировок или даже одиночных горячих звезд, повидимому, были также условия для образования газовых туманностей, возможно, из общего источника. Однако образование горячих звезд, вероятно, не всегда сопровождалось формированием туманностей, либо время существования последних составляет лишь долю времени существования звезд в стадии W—K, O, B0, B1.

1. К проблеме взаимоотношения между звездами и диффузными газовыми туманностями можно подойти по-разному, в частности исследуя относительное положение горячих звезд и газовых диффузных туманностей по всему небу в целом и в отдельных участках неба. Так как число очень горячих звезд O—B0 и газовых туманностей не велико, то вероятность неслучайной связи следует считать очень большой, если звезда находится в центре или близ центра туманности. Последнее наблюдается, например, в планетарных туманностях. Но такие случаи в диффузных туманностях редки, и большей частью звезда класса O—B0 находится где-нибудь в пределах туманности или вне туманности. При исследовании вопроса о природе связи между туманностями и горячими звездами, генетической или случайной, может быть применен с известной пользой общий критерий, основанный на теории вероятностей.

Кроме того, при решении вопроса о связи туманности с той или иной звездой важно учесть размер зоны ионизации HII в зависимости от условий для каждого индивидуального случая. Результат будет в значительной степени зависеть от того, окружена ли звезда газовой средой более или менее равномерной плотности, или туманность находится на некотором расстоянии от звезды [1]. Когда звезда находится на некотором расстоянии от туманности, то вследствие сильного увеличения дилуции радиации ионизирующее излучение проникнет в туманность не глубоко, и, следовательно, светиться будет не вся туманность, а лишь ее краевая пограничная область в виде яркого ободка или даже волокна.

В качестве примера более или менее центрального расположения возбуждающих звезд можно привести IC 1396 [2] с диаметром около $2''.5$. Еще больший размер имеет большая туманность диаметром около $7''$ (или 50 парсек), освещаемая λ и ϕ Ориона [3]. В качестве примера, когда возбуждающая звезда (ξ Персея) находится вне туманности, можно привести NGC 1499 [2]. Расстояние звезды до ближайшей части туманности около $1''$ (или 6.5 парсек), а до наиболее далекой части — не менее $1''.5$ (или 9.7 парсек). Эта же туманность дает некоторое представление о характере освещенности края туманности или об образовании здесь более или менее яркого ободка или волокон, вероятно, как результат того, что возбуждающая звезда находится вне туманности.

Однако картина более яркого края или ободка, повидимому, не очень часто может быть истолкована как результат того, что ионизирующая звезда находится на некотором расстоянии от туманности. Вероятно, во многих случаях освещенный с одной стороны более яркий край представляет собой фронт встречи двух туманностей или встречи туманности с межзвездной средой. Поэтому учет очертания краев не столь простое дело, но все же такой подход к изучению взаимосвязи между туманностями и возбуждающими звездами с учетом очертаний краев представляет известное продвижение вперед, даже если это изучение ведется в статистическом аспекте. В качестве примера такого освещенного с одной стороны края в результате вероятной встречи светлой туманности с темной можно сослаться на известную туманность IC 434 к югу от ζ Ориона или на юго-восточную область туманности 7000 «Америка» [2].

2. Наши наблюдения с узким красным фильтром на двойной камере 450 мм и новом светосильном астрографе 640 мм ($F : 1.4$), начатые летом 1949 г., охватывают в пределах $\pm 10^\circ$ по широте почти весь доступный нам галактический пояс от Стрельца до Единорога.

До настоящего времени для статистических исследований туманностей пользовались компиляцией Седерблада [4], содержащей в исследованном нами поясе 210° по долготе по существу только 78 газовых, 96 пылевых туманностей и 43 без оценки спектра. В опубликованных нами трех списках имеется больше 200 новых газовых туманностей или отдельных деталей, и, таким образом, вместо 78 газовых туманностей по списку Седерблада мы подвергли предварительному статистическому изучению около 300 туманностей [5]. Называя эти туманности газовыми, мы не считаем, что в них отсутствует пылевая составляющая.

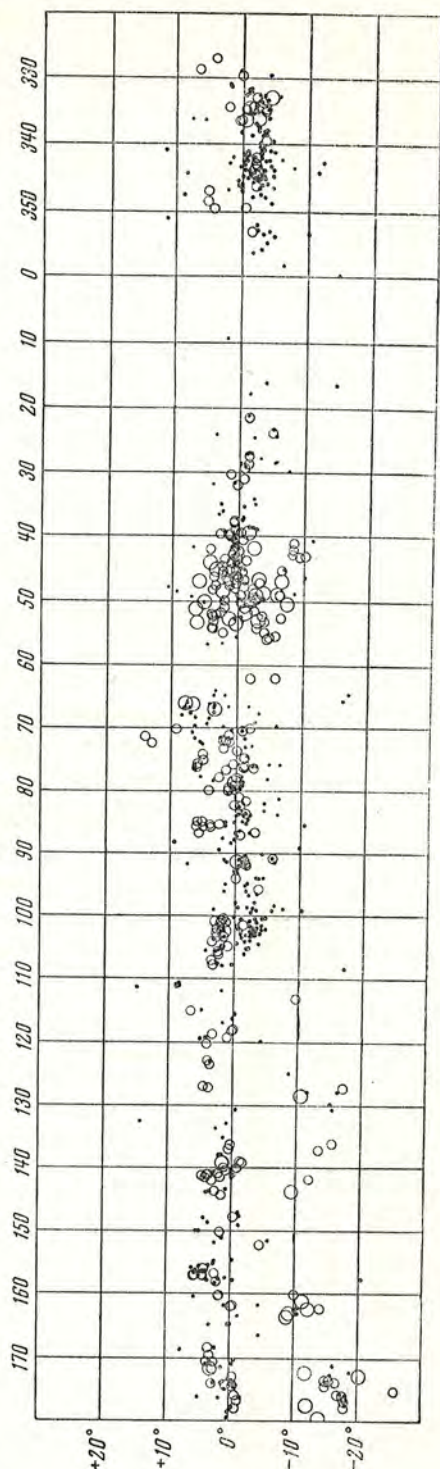
Для изучения связи газовых туманностей со звездами мы остановились только на классах Вольф—Райе, O, B0 и B1 с точно известным спектром. Число звезд составляет 536. Из рассмотрения исключены звезды W—R, связанные с планетарными туманностями. Ввиду малой точности определения класса звезд указанных подразделений мы не пользовались, исключая HD и HDE, спектрами, полученными при помощи объективных призм.

Общее распределение этих горячих звезд и туманностей показано на фиг. 1. Здесь звезды представлены точками, туманности — кружками двух размеров: маленькие кружки относятся к туманностям диаметром меньше 1° , большие — к туманностям диаметром больше 1° . В значительном большинстве на фиг. 1 туманности мы наблюдали впервые. Были использованы также два очень небольших списка Минковского [6] и один Штрмейера [7]. Из компиляции Седерблада мы взяли только те туманности, которые были проверены нами как в основном газовые. Необходимо сделать оговорку, что в настоящем исследовании мы не рассматривали обширных водородных полей и поэтому не включили данные Струве, Элви Хилтнера и Стремгрена из обсерватории Мак Дональд.

Фиг. 1 в отношении туманностей надо понимать в значительной степени условно. Не говоря уже о весьма условном разделении на две группы

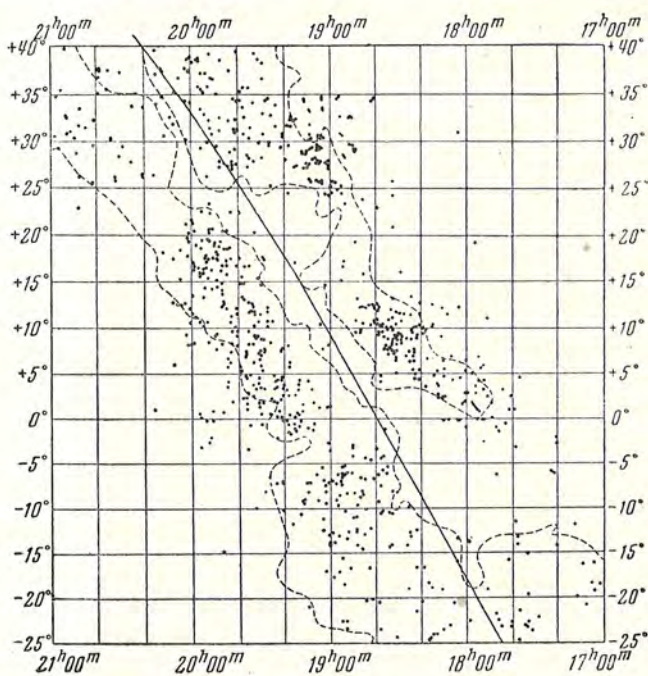
по размеру, мы не можем настаивать на том, что кружки всегда относятся к отдельным туманностям. Возможно, что в некоторых случаях кружки изображают отдельные детали более обширных туманностей или системы туманностей. Это следует иметь в виду в дальнейшем. Тем не менее фиг. 1, несомненно, характеризует распределение туманностей.

Как видно, диффузные туманности в целом повторяют видимое распределение очень горячих звезд. В распределении газовых туманностей и очень горячих звезд чрезвычайно сильно выявляются отдельные концентрации в областях Стрельца—Змееносца, Лебеда, Цефея — Кассиопеи, Возничего, Ориона, Единорога и др. Общая картина видимого распределения концентраций для объектов обоих родов частично несомненно реальна, частично, вероятно, объяснена влиянием темных туманностей. В данной стадии исследования последнего касаться мы не будем. Так как наши снимки туманностей ограничены зоной $\pm 10^\circ$, то мы пока не можем говорить о распределении по широте, хотя совершенно очевидно, что газовые диффузные туманности представляют собой, так же как и горячие звезды W—R, O, B0, B1, весьма плоскую систему. Как иллюстрацию очень богатой туманностями области можно привести большой участок в Лебеде от 40° до 56° долготы, почти сплошь занятый сильными и слабыми туманностями. Наоборот, исключительно бедную туманностями и горячими звездами область мы видим в Орле, несмотря на то, что наряду со значительными темными туманностями имеем здесь также обширные яркие



Фиг. 1. Распределение звезд W—R, O, B0, B1 (точки) и туманностей (кружки)

звездные облака. Видимое отсутствие здесь горячих звезд и туманностей только частично может быть приписано влиянию темной материи. Последнее качественно подтверждается тем, как это видно из фиг. 2, что в распределении долгопериодических Цефеид и переменных о Кита мы не имеем здесь такого провала в области этих долгот. Из сопоставления фиг. 1 и 2 видно, что отсутствие туманностей и горячих звезд в области Орла в значительной степени реально.

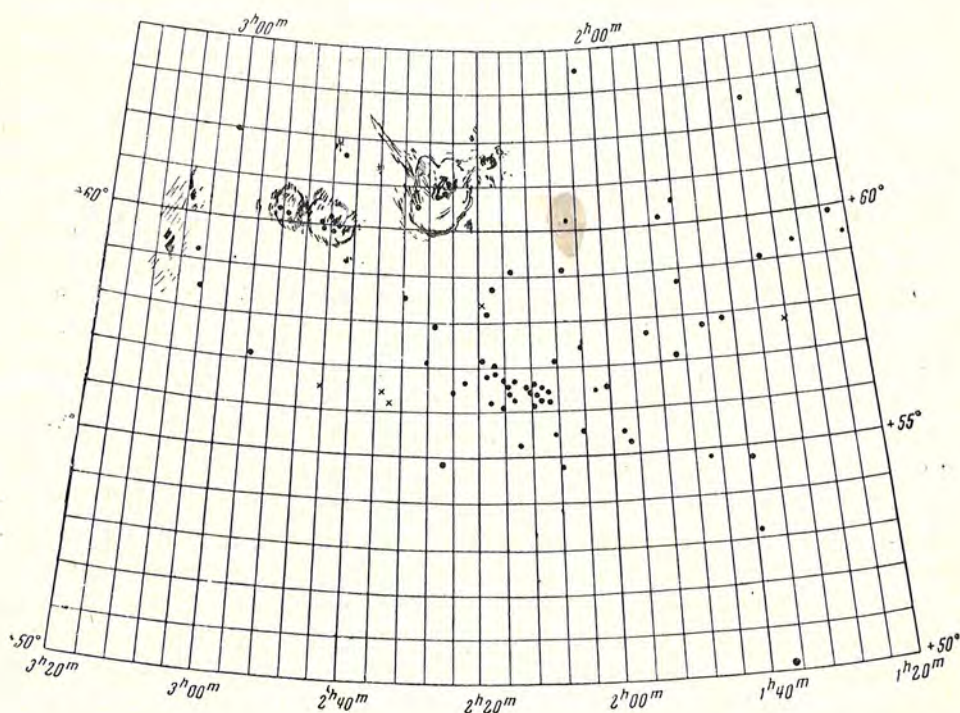


Фиг. 2. Распределение долгопериодических цефеид и переменных типа о Кита в области Змееносца — Орла

Хотя и наблюдается известный параллелизм в распределении газовых туманностей и горячих звезд, но в отдельных участках неба выявляются очень значительные отклонения от общей картины сходства в распределении диффузных газовых туманностей и очень горячих звезд. Примером является исключительно большая ассоциация белых сверхгигантов в Персее при полном отсутствии газовых туманностей (фиг. 3). Только к NE на расстоянии 3—4° находим группу значительных туманностей.

В качестве другого примера можно привести область в окрестности γ Лебеда, повидимому, наиболее богатую по числу туманностей. На мозаичной фотографии (фиг. 4) звезды W—R, O, B0, B1 обведены кружками. Как видно, максимум концентрации туманной материи очень отличается от максимума концентрации горячих звезд. Так, в южной части сравнительно много горячих звезд и сравнительно мало туманностей, тогда как к северу от 41-й параллели есть всего 5 горячих звезд, из которых только 3 могут уверенно считаться ответственными за свечение некоторых туман-

ностей. На фиг. 4 имеем, может быть, более резко выраженную картину распределения туманностей в виде отдельных больших и малых образований крайне разнообразного характера. Но довольно часто и в других участках неба мы имеем большей частью весьма неправильные образования. Как пример этого приведем еще одну иллюстрацию, характеризующую взаиморасположение горячих звезд и туманностей (фиг. 5). Здесь представлена область с центром около $20^h 3^m + 35^\circ.5$, на которой горячие звезды также отмечены кружками.



Фиг. 3. Карта области Персея. В северной части схематически показаны туманности S 3 вокруг IC 1805 и IC 1848 — S 6

Только в случае более изолированных туманностей горячие звезды наблюдаются внутри туманности и нередко даже в центральной области. Еще более простой и ясный случай имеем для туманных звезд, когда звезда окружена маленькой сферической туманностью.

Представленные выше иллюстрации, так же как и общий чертеж на фиг. 1, характеризуют всю сложность взаиморасположения горячих звезд и туманностей. Далеко не всегда можно уверенно решить, связана ли данная туманность с той или иной горячей звездой как источником возбуждения. Мы пользовались вычисленными таблицами для зоны НII, учитывая по возможности условия взаиморасположения звезд и туманностей. Вместе с тем учитывали также, насколько это было возможно, введенную Стремгеном [1] «меру эмиссии» $L = SN^2$ — величину, пропорциональную поверхностной яркости или оптической толще [1]. Если

линейная толщина туманности S выражена в парсеках, то минимальное значение L , достигнутое при пользовании камерой 640 мм с узким фильтром КС5, порядка 1000—1500. Хотя пока мы не имеем значений поверхностных яркостей для рассматриваемых туманностей, но на основании предварительной грубой оценки яркости мы могли более или менее уверенно судить, может ли ионизирующая радиация соседней звезды вызвать свечение данной туманности.

Наконец, мы встречаемся с серьезной трудностью — с вопросом о том, насколько полны наши сведения о более слабых горячих звездах — возможных источниках возбуждения туманностей. Нам может помочь здесь соотношение Хаббла [8] $m + 5 \log a = 11.1$. Хотя это соотношение должно быть в настоящее время пересмотрено и усовершенствовано с использованием действительных угловых размеров, но, применяя его и в теперешнем виде, можно оценить в среднем звездную величину возбуждающей звезды для туманностей различных угловых размеров. Так, оказывается, что для туманностей размером свыше $3-4'$ соответствующие возбуждающие звезды должны быть в среднем ярче 9^m . Поэтому, чтобы иметь однородный материал, в отношении которого наши сведения более полны, мы исключили из рассмотрения маленькие туманности диаметром меньше $4'$.

Все изложенное надо иметь в виду, когда на основе изучения относительного положения горячих звезд и туманностей исследуется вопрос о связи между обоими родами объектов. Прежде всего необходимо выяснить, как часто для газовых туманностей можно найти звезды W—R, O, B0, B1, которые можно было бы считать ответственными за их свечение. Как мы видели, этот вопрос разрешается для различных туманностей далеко не всегда с одинаковой уверенностью, и поэтому мы указываем три группы. Исследуя 271 диффузную туманность размером больше $4'$, мы нашли, что только для 53 % находятся звезды W—R, O, B0, B1, которые могут быть признаны ответственными за свечение соответствующих туманностей. Для 20 % туманностей ассоциирование возможно или сомнительно. Наконец, для 27 % наблюдаемых туманностей совсем не находим горячих звезд указанных классов, которые были бы способны вызвать свечение этих туманностей. Вероятно, последнее частично обязано недостаточному знанию спектров более слабых звезд. С другой стороны, вследствие эффекта случайного проектирования небольшое число туманностей должно из первой группы перейти в третью.

Если взять только наиболее яркие изолированные газовые туманности, число которых равно 57, то найдем, что с горячими звездами уверенно ассоциируются только 79 % туманностей. Для этих ярких и, очевидно, более близких туманностей наши сведения относительно горячих звезд являются, по видимому, полными. Все же для некоторого, хотя и небольшого, числа газовых туманностей не обнаруживаются горячие звезды W—R, O, B0, B1, которые можно было бы считать ответственными за их свечение. Как пример можно привести новую туманность S 278 и NGC 7822. Даже случай классической туманности NGC 6618 остается под сом-

нением в отношении ассоциирования с какой-нибудь возбуждающей горячей звездой класса W—R, O, B0, B1. Приведенный выше результат кажется нам заслуживающим доверия, но мы считаем его все же предварительным. Для окончательного решения требуется ревизия спектров звезд (в том числе и слабых) около этих туманностей.

3. Попытаемся рассмотреть наш материал, учитывая гипотезу о корпускулярном истечении из очень горячих звезд. Нас интересует здесь эта гипотеза с точки зрения формирования отдельных более или менее компактных газовых образований, а не общего газового субстрата в Галактике. Картина общего сходства в распределении на небе очень горячих звезд и газовой материи, как видно из фиг. 1, на первый взгляд не противоречит гипотезе о корпускулярном истечении: где больше горячих звезд, там больше и газовой материи. В действительности картина представляется гораздо более сложной. Важно не только выяснить, насколько туманности ассоциируются с возбуждающими горячими звездами, но исследовать также обратное, т. е. как часто около звезд класса Вольф—Райе, O, B0, B1 и Be наблюдается газовая материя. Однако не всегда можно получить определенный ответ на это, даже если учитывать размер зоны ионизации и приведенные ранее соображения об очертаниях края туманностей. Поэтому и здесь мы выделили три группы: 1) горячие звезды, которые несомненно связаны с туманностями; 2) горячие звезды, которые несомненно не связаны с туманностями; 3) остальные, неопределенные случаи. Как и ранее, в отношении звезд Вольф—Райе мы исключили все случаи планетарных туманностей.

В результате исследования 536 звезд мы нашли, что несомненно или вероятно ассоциируются с туманностями около 50% звезд класса W—R и O и около 30% звезд B0, B1. Несомненно не связанными с туманностями остаются около 23% звезд W—R, около 40% звезд O и около 50% звезд B0, B1. Для остальных звезд результат остается неопределенным. Необходимо еще указать, что во многих случаях, когда мы ассоциируем звезду W—R и O с определенной туманностью, здесь же имеются звезды B0, с которыми можно ассоциировать эту туманность. Поэтому мы еще не можем сказать, что все указанные положительные случаи связи должны быть отнесены за счет именно W—R и O звезд. Грубо говоря, из каждых четырех звезд класса W—R и O две или одна несомненно или вероятно ассоциируются с туманностью и одна несомненно остается изолированной. Что касается звезд B0 — B1, то из каждых четырех звезд, повидимому, две остаются изолированными и одна несомненно ассоциируется с туманностью.

Разделяя звезды на две группы с эмиссионным и нормальным спектром, находим тот на первый взгляд неожиданный результат, что в отношении тенденции к ассоциированию с газовыми туманностями горячие звезды с эмиссионным спектром, скорее, даже менее эффективны, чем звезды того же класса с нормальным спектром.

В пределах класса B0, O, Вольф—Райе с увеличением температуры выявляется сравнительно небольшое увеличение тенденции к ассоцииро-

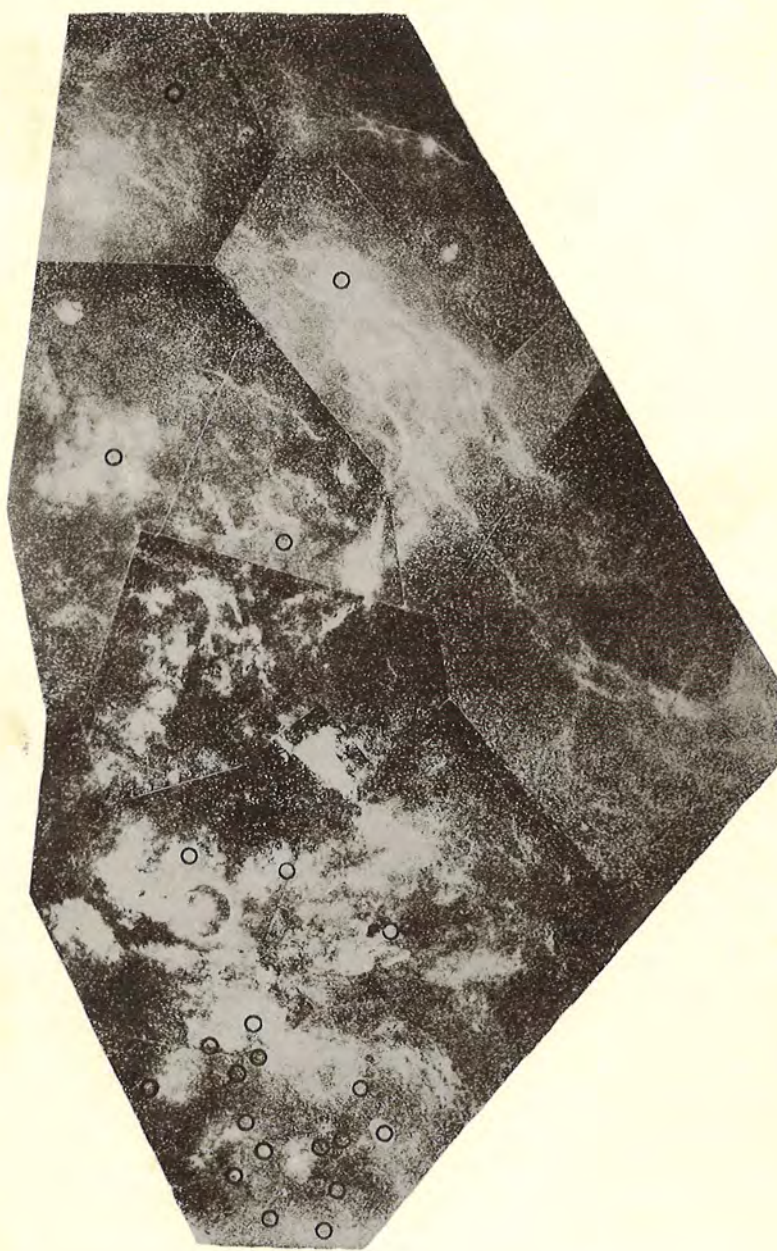
ванию с туманностями. Столь сравнительно небольшое увеличение также несколько неожиданно. Естественно ожидать, что более высокотемпературные звезды должны быть более эффективны в отношении выброса вещества. Кроме того, вообще необходимо ожидать весьма заметного увеличения тенденции к ассоциированию с туманностями при переходе от звезд В0 к звездам О5, как следствие того, что объем зоны ионизации при переходе от В0 к О5 должен возрасти, вероятно, более чем в 25 раз. Объяснить этот неожиданный результат можно двумя причинами. Во-первых, тем, что принятая температурная шкала для звезд класса О слишком высока, и что в действительности различие в температурах для О5 и В0 не столь велико. В настоящее время как будто действительно накопились аргументы в пользу ревизии температурной шкалы в указанном направлении. Во-вторых, предположим, что некоторые звезды О имеют плотную оболочку, при плотности электронов в 10^5 — 10^6 см⁻³, так что ионизирующая радиация здесь вся и поглощается — тогда мы будем иметь нечто вроде планетарной туманности с оболочкой, которая будет не видна по той причине, что высота ее порядка 1" или меньше. Аналогично может быть объяснена сравнительно малая эффективность в отношении ассоциирования с туманностями нестационарных звезд Ве, для которых выброс материи вообще более вероятен. Однако приведенное объяснение не убедительно, и нам необходимо считаться с фактами, которые не легко сразу согласовать с гипотезой корпускулярного истечения материи из звезд.

К рассматриваемому вопросу можем подойти с другой стороны. Как уже отмечено, при более детальном рассмотрении отдельных участков неба далеко не наблюдается удовлетворительного соответствия между относительным положением горячих звезд и туманной материи. Так, например, на фиг. 4 максимум концентрации горячих звезд около $20^h 15^m + 38^\circ$ отстоит от максимума концентрации туманной материи не менее чем на 2° . Мы уже не говорим о том, что масса газовой материи, разбросанная далеко к северу и западу от γ Лебедя, возможно, вообще не имеет отношения к звездам.

На фиг. 5 показана область, также очень богатая горячими звездами, но и здесь мы не видим сколько-нибудь удовлетворительного соответствия между распределением горячих звезд и туманностей. На снимках этой области, полученных недавно с объективной призмой Нассау и МакРэ [9] и на нашей обсерватории, можно насчитать дополнительно еще несколько десятков звезд В0 — В2 до $12^m.5$. Следует отметить, что в этой столь богатой горячими звездами области вообще несоразмерно мало туманной материи.

Наконец, следует считать поразительным, что на обширном участке от $1^h 40^m$ до $2^h 36^m$ по α и от $+54^\circ$ до 60° по δ имеется исключительно большое число звезд W—R, О, В0, В1, Ве и других белых сверхгигантов (вероятно, не меньше 100) и нет ни одной газовой туманности (фиг. 3).

Можно считать, что только для более изолированных туманностей положение возбуждающих звезд в большинстве случаев не противоречит



Фиг. 4. Мозаичная фотография области вокруг γ Лебедя.
Звезды WR, O, B0, B1 обведены кружками



Фиг. 5. Область $20^h 3^m, +35^\circ 5'$. Звезды типа W — R, O, B0, B1 обведены кружками

корпускулярной гипотезе. Но наряду с этим во многих случаях взаиморасположение горячих звезд и туманностей, как это показано в приведенных выше иллюстрациях, мало согласуется с тем, что можно ожидать, если корпускулярное истечение является доминирующим фактором в образовании туманностей. С этой точки зрения надо подчеркнуть, что даже в тех случаях, когда мы считаем связь звезд с туманностью несомненной или вероятной, туманности, в особенности слабые, большей частью не окружают звезду, а находятся по одну сторону от звезды. В частности, это относится к звездам Вольф — Райе.

Можно высказать предположение, что некогда туманная материя окружала горячие звезды, а впоследствии она настолько удалилась от звезды, что перестала ею возбуждаться и быть видимой, или же вообще первоначальная картина взаиморасположения звезд и туманностей радикально изменилась. Если горячая звезда и туманность связаны общим происхождением, то вообще нельзя ожидать, что за 10^6 лет (предполагаемая продолжительность стадии O — B0) звезда и туманность разойдутся много более чем на 1° (при расстоянии от нас порядка 1000 парсек). Из того очень малого, что мы знаем или можем подозревать о движениях внутри туманностей, также, как будто, нельзя ожидать, что основная масса туманной материи сместится от первоначального положения относительно звезды более чем на 1° за 10^6 лет. Так как пекулиарные скорости звезд O — B0 и туманностей малы, то даже для временной случайной связи при относительной скорости 20 км/сек туманность и звезда за 10^6 лет могут разойтись также приблизительно на 1° (при расстоянии 1000 парсек). Вместе с тем возникает вопрос, способна ли горячая звезда возбуждать свечение окружающей туманной материи в течение этих 10^6 лет, либо при угловом расстоянии в 1° (около 17 парсек для расстояния 1000 парсек) туманность сделается невидимой. Вполне определенного ответа дать нельзя, можно только указать, что при плотности электронов $10\text{--}20\text{ см}^{-3}$ радиус зоны ионизации для звезды O будет порядка 15 парсек. Но мы можем исходить здесь не только из результатов вычислений, а также из наблюдательных данных. Так, известно, что в действительности наблюдается немало диффузных газовых туманностей размером $30\text{--}60'$ на расстоянии порядка $0.5\text{--}1.0$ килопарсек с одной или несколькими возбуждающими звездами класса O или B0, находящимися внутри туманности. Известны также туманности на расстоянии порядка $0.5\text{--}1.0$ килопарсек, для которых возбуждающие их свечение звезды класса O находятся на расстоянии $30\text{--}60'$ от туманности.

На основании приведенных данных можно сделать вывод, что если по каким-либо причинам смещение туманности относительно звезды достигнет нескольких парсек, а может быть даже 10 или несколько больше (около $0^\circ.5$ для расстояния порядка $0.5\text{--}1.0$ килопарсек), то туманность, повидимому, еще не перестанет быть видимой. По крайней мере, для значительной доли времени существования туманности и возбуждающих звезд в стадии O — B0, вероятно, можно считать, что туманность, первоначально окружавшая звезду, будет все же светиться, если по тем или иным

причинам имело место движение масс в туманности или даже всей туманности в целом относительно звезды. Поэтому, если около какой-нибудь звезды $O - B0$ не наблюдается сейчас диффузной газовой туманности в собственном смысле слова, то, повидимому, большой концентрации газа и не было здесь за все время существования звезды в стадии $O - B0$. Этот вывод не относится к оболочкам с массой порядка $10^{-5} \odot$, выбрасываемым Новыми с очень большой скоростью. Но вообще, вероятно, нет оснований отождествлять диффузные изолированные туманности с довольно значительной массой с остатками оболочек Новых.

В свете вышеизложенного особенно удивительно, что из каждой трех звезд $W - R$ при их видимо максимальной эффективности к истечению вещества и при их малой продолжительности жизни в этой стадии (порядка 10^5 лет) уверенно ассоциируется с туманностью лишь одна звезда и даже в последнем случае звезда находится скорее вне туманности, чем в центральной области. Этот результат трудно интерпретировать в рамках гипотезы о корпускулярном выбросе.

Если допустить, что образование диффузной материи в результате корпускулярного выброса из очень горячих звезд происходит непрерывно, а лишь спорадически, или вообще в отрезок времени, малый по сравнению со стадией $W - R, O, B0$, то даже в этом случае картина, выявляющаяся на фиг. 4 и в особенности на фиг. 3, представляется очень странной и непонятной в рамках гипотезы корпускулярного истечения. Полное отсутствие туманностей в едва ли не наиболее богатой горячими звездами области Персея (фиг. 3) при наличии не менее 100 очень горячих звезд, в том числе и нестационарных, поразительно, особенно если вспомнить, что обычно, из каждой четырех звезд этого класса одна-две ассоциируются с туманностью. Чтобы как-нибудь согласовать этот факт с гипотезой корпускулярного истечения, нужно себе представить маловероятную картину, что для этих звезд, принадлежащих к одной ассоциации, процесс массового выбрасывания еще не наступил или что этот процесс происходил очень давно и что образовавшиеся туманности скоро полностью диссипировались.

Приведенные выше примеры характеризуют всю сложность взаимоотношения между горячими звездами и туманностями и во всяком случае предостерегают против принятия гипотезы об образовании туманностей из звезд в рамках примитивного представления о выбрасывании или истечении вещества из звезд. Во всяком случае в процессе истечения или выброса вещества нельзя, вероятно, усматривать источник образования не только всех, но даже большинства туманностей. Наш вывод сводится к тому, что вероятный выброс вещества из горячих звезд, повидимому, не приводит, по крайней мере в большинстве случаев, к формированию более или менее компактных газовых или газовой-пылевых образований в виде туманностей в пределах нескольких десятков парсек от звезды. Но даже в отношении туманностей с более или менее центрально расположенными возбуждающими звездами мы не имеем данных для утверждения, что газовая материя здесь образовалась в результате корпускулярного

выброса из звезд. По крайней мере в отношении гигантских газовых туманностей имеются весьма веские доводы в пользу того, что доминирующая здесь газовая материя не есть продукт выброса из горячих звезд. Приведенный результат, очевидно, освещает важную сторону процесса выброса вещества, выдвигаемого корпускулярной гипотезой, как фактор эволюции звезд и туманностей.

4. Из важных для космогонии наблюдательных фактов отметим, что более яркие изолированные туманности выявляют весьма заметную тенденцию ассоциироваться не с одиночными горячими звездами, а с несколькими горячими звездами или даже с группой таких звезд. Это могут быть малые более тесные группы звезд, сосредоточенные преимущественно внутри туманности или даже в центральной области; это могут быть звездные скопления в собственном смысле, как, например, NGC 2244 в центре NGC 2237 и IC 1805 в центре S 3. Несколько случаев этого рода еще отметил Хаббл [8]. Более обширные группы имеют характер звездных ассоциаций или даже тех концентраций туманной материи и горячих звезд, которые хорошо выявляются на фиг. 1. Не следует думать, что весьма заметная тенденция туманностей ассоциироваться с группами звезд обязана только избирательности наблюдательных данных в том смысле, что туманность тем легче выявляется, чем большим числом горячих звезд она возбуждается к свечению. В действительности в области зоны III яркость в основном зависит от плотности протонов и электронов, а увеличение числа возбуждающих звезд приводит к изменению радиуса зоны ионизации и, следовательно, поверхностной яркости лишь пропорционально $n^{1/4}$. Речь идет о таких значительных по размеру и по яркости туманностях в нашей Галактике, что редукция к одной возбуждающей звезде существенно не повлияла бы на вероятность их обнаружения. Вместе с тем важно подчеркнуть, что в иных случаях даже небольшие туманности ассоциируются не с одной, а с несколькими горячими звездами.

В табл. 1 дан список таких туманностей с указанием числа возбуждающих звезд W—R, O, B0, B1. Туманности, входящие в эту таблицу, по своему характеру не однородны, в частности, может быть, должны быть выделены обширные группировки в области γ Cygni и в области $20^h 3^m, +36^\circ$.

Обширные группы звезд совпадают с некоторыми O-ассоциациями. Если из опубликованного списка ассоциаций [10] исключить недоступные южные области (№ 10—13) и ненаблюдаемую ассоциацию № 16, то будем иметь следующее: девять ассоциаций связаны с яркими туманностями (Возничий, Единорог I, II, Орион, Большой Пес, Стрелец I, II, Лебедь, Кассиопея II), три ассоциации не сопровождаются заметными туманностями (Кассиопея I, V, Персей), для четырех ассоциаций связь с туманностями очень сомнительна вследствие того, что туманности и ассоциации довольно далеки друг от друга на небе (Кассиопея III, IV, Цефей I, II). То, что из каждой трех ассоциаций две сопровождаются довольно значительными туманностями, является важным фактом. Вместе с тем для понимания взаимоотношения между туманностями и

ассоциациями горячих звезд еще раз важно подчеркнуть, что наиболее несомненная и наиболее богатая ассоциация в Персее совершенно не связана с туманностью.

Таблица 1

№	n	№	n	№	n
NGC 281	7	Туманность вокруг λ и φ Orionis S 153	2	S 199	4
IC 1805+S 3	4			S 47, S 50 и др. в области 20 ^h 3 ^m +36°	24
IC 1848	6	NGC 2175	2	Туманности в обла- сти γ Cygni	22
S 6	2	IC 443, S 40 и др.	5	S 86	3
NGC 1624	3	NGC 2237	7	IC 1396	4
IC 410	4	IC 2177	6	Туманности к SE от ε Cephei	3
NGC 1931, IC 417 и др.	4	NGC 6523	5	S 13, S 14	> 3
IC 434, NGC 2024	5	NGC 6514	2		
NGC 1976 и др.	12	NGC 6611	2		
		S 190, S 191 и Mi 18	4		

Для туманностей, которые ассоциируются с кратными горячими звездами или с группой звезд, генетическая связь со звездами, за малым исключением, весьма вероятна. Рассмотренная тенденция туманностей ассоциироваться с группами горячих звезд блестяще демонстрируется гигантскими газовыми туманностями NGC 604, NGC 595 в М 33 и NGC 2070 с включенными в них десятками звезд O, B0.

Наконец, следует подчеркнуть, что наблюдаемый факт большой абсолютной яркости некоторых гигантских газовых туманностей (от -7^m до -10 — -11^m) можно понять лишь в том случае, если эти туманности возбуждаются к свечению не одной, а несколькими или многими звездами класса O, B0.

5. На основе приведенных выше наблюдательных фактов, частично новых, частично более обоснованных, чем прежде, можно высказать несколько соображений о механизме свечения туманностей. В основном можно представить себе два механизма свечения туманностей: 1) возбуждение от близких горячих звезд, 2) свечение в результате столкновения туманностей между собой и с межзвездной средой. Представим себе, с одной стороны, что понимаемые в широком смысле система горячих звезд и система газовых туманностей совершенно независимы, а с другой стороны, что главным источником свечения служат столкновения туманностей. В этом случае, очевидно, нельзя ожидать довольно хорошо выявляющегося на небе общего сходства в распределении горячих звезд и туманностей (фиг. 1). Уже из одного этого можно заключить, что механизм столкновений в отношении свечения туманностей не есть главный источ-

ник свечения. Однако роль механизма столкновений, вероятно, не совсем мала. В пользу этого говорит тот факт, что, как мы видели выше, для значительного числа туманностей (возможно даже для 15%), повидимому, совсем не обнаруживаются горячие звезды как источники свечения. Правда, мы не считаемся здесь с маловероятной, но не исключенной возможностью, что источником свечения могут быть более холодные звезды с аномально сильным ультрафиолетовым излучением.

Вероятный вывод о том, что в природе существуют газовые туманности без горячих звезд, а тем более светящиеся туманности, следовало бы рассматривать как имеющий исключительно большое значение. В последнем случае мы пока должны принять ударный механизм свечения; но тогда в пограничном сжатом слое должен наблюдаться, согласно Оорту [11], эффект края или ободка (rim). С этой точки зрения следует признать удивительным, что туманности, которые, повидимому, не ассоциируются с горячими звездами, как будто, ничем особенным не выделяются из остальной массы в отношении образования ободков. Впрочем, если туманности уже почти полностью перемешаны, то, вероятно, ободков не будет. С другой стороны, мы знаем, что такие классические случаи туманностей с ободками, как IC 434 или NGC 7000 («Америка»), ассоциированы с горячими звездами. Другим примером могут служить напоминающие фронт встречи туманности в Лебеде около $20^h 3^m + 36^\circ$ (фиг. 5), где также обнаруживаются горячие звезды, обеспечивающие свечение этих туманностей. Однако не остается сомнения, что классические ободки в области IC 434 и в юго-восточной части «Америки» обязаны столкновениям с темной туманностью.

Как указано в начале статьи, более яркий край туманности может образоваться независимо от столкновения в результате того, что звезда, возбуждающая свечение, находится вне туманности. Однако упомянутые случаи освещенных краев туманностей и другие подобные случаи обязаны не последнему эффекту, а именно столкновениям.

На основании изложенного приходим к заключению, что основным источником свечения туманностей, в особенности более ярких, является ионизирующая радиация горячих звезд; однако столкновения иногда приносят дополнительное свечение, проявляющееся в пограничном слое в виде более светлых краев. Остается неясным вопрос о механизме свечения светлых туманностей, повидимому не ассоциированных с горячими звездами и в которых не наблюдается светлых краев, являющихся признаком наличия столкновений.

Общая картина сходства в видимом относительном распределении диффузных газовых туманностей и горячих звезд, как видно из фиг. 1, хотя определенно и указывает на горячие звезды как на основной источник свечения туманностей, еще не позволяет сделать выбора в пользу какой-нибудь одной из двух гипотез: а) гипотезы генетической связи, б) гипотезы случайной и временной близости в пространстве горячих звезд и туманностей. Очевидно, туманность будет светиться только в том случае, если вблизи окажется горячая звезда, способная ионизовать

туманность, но картина не меняется от того, оказалась ли эта звезда здесь случайно, или же звезда и туманность генетически связаны между собой.

Однако такие факты, как тенденция газовых туманностей ассоциироваться не с одной горячей звездой, а с несколькими или даже группой горячих звезд, очень большой с точки зрения теории вероятностей процент туманностей, для которых возбуждающие их свечение горячие звезды расположены внутри туманности или где-нибудь вблизи, позволяют сделать заключение, что для значительного числа более ярких и более изолированных туманностей наблюдается не временная, случайная, а генетическая связь с горячими звездами, ответственными за их свечение. Такой факт, как отсутствие и горячих звезд, и газовых туманностей на очень большом участке неба в области Орла при значительном наличии здесь других звезд высокой светимости (долгопериодических Цефеид и звезд типа α Кита), показывает, что система горячих звезд и система газовых туманностей родственны между собой, хотя может быть и не идентичны.

6. Очень неясен вопрос о взаимоотношении между системами тонковолокнистых туманностей и горячими звездами. Нам известны три значительные системы волокнистых туманностей. Первая известная группа в Лебеде включает ряд удивительных тонких деталей. Для этих туманностей нет, повидимому, горячих звезд, ответственных за их свечение. Далее, мы имеем новую группу волокнистых туманностей около α^2 и α^1 Лебеда [12]. Единственная высокотемпературная звезда в этой области, В1, ни по своему положению вблизи вершины группы тонких образований (к северу), ни по классу не может объяснить свечения этой системы волокон. Третья, недавно обнаруженная нами система, находится в Возничем [13]. Хотя почти невероятно, но не исключается, что свечение этой туманности вызвано световым сигналом от Новой Возничего 1891. Имеющиеся вблизи этой удивительной системы туманностей три слабые звезды В0 могут осветить из большого числа волокон лишь несколько. Таким образом, для этих удивительных туманностей, состоящих из более или менее одинаково ориентированных волокон, ответственные за их свечение горячие звезды либо совсем не обнаруживаются, либо обнаруживаются такие звезды, ответственность которых за свечение сомнительна или, по крайней мере, неполна. Возможно, что механизм свечения таких туманностей связан с электромагнитной природой этих образований, как мы указали в нашем докладе в 1952 г. [14]. Не исключается, что мы имеем здесь дело с результатом столкновений системы более или менее одинаково движущихся туманностей или с результатом ударных волн.

Между прочим, необходимо отметить, что для того чтобы отдельные тонкие волокна были видимы, т. е. имели бы достаточную оптическую толщину при их очень малом линейном сечении, плотность электронов и ионов, вероятно, должна быть очень высока, возможно порядка 10^3 . Эти образования, если они только не поддерживаются какими-нибудь силами, возможно магнитно-гидродинамического характера, вероятно, крайне нестабильны и кратковременны.

7. Вероятно, нельзя говорить о какой-то единой природе свечения диффузных газовых туманностей и их связи со звездами. Так, с уверенностью можно говорить о генетической связи туманной материи и звезд в так называемых туманных звездах. С очень большой вероятностью можно также говорить о генетической связи между изолированными туманностями и звездами (в случае группы звезд), в особенности если последние расположены более или менее в центральной области, в частности в туманностях так называемого периферийного класса. Несколько иначе, вероятно, стоит вопрос о природе связи для такой области, как области около γ Лебедя и к северу от нее, а также для области волокнистых туманностей, где горячих звезд нет или их мало, и где положение их относительно туманностей не может обеспечить свечения последних. Возможно, что некоторую роль играют здесь столкновения или какой-нибудь неизвестный фактор. В области $20^h 3^m$, $+36^\circ$ имеем, наоборот, очень много горячих звезд, но их расположение относительно светлых и темных туманностей и фигура самых туманностей в виде фронта встречи туманностей заставляют предполагать, что наряду со свечением благодаря возбуждению от горячих звезд определенную роль играет и ударный механизм свечения [11].

Особо стоит вопрос о свечении протяженных слабых водородных облаков. Эти объекты мы пока совсем не рассматриваем. В некоторых случаях водородные поля уверенно связываются с отдельными звездами типа O, B0. Также возможно, что значительную роль играют неизвестные слабые горячие звезды O, B0. В этом случае эти туманности необходимо рассматривать как весьма обширные образования, размером в несколько десятков и даже более парсек, с очень малой плотностью электронов, порядка $3-4 \text{ см}^{-3}$.

Наконец, совсем иного рода природу генетической связи между туманной материей и горячими звездами мы имеем в так называемых гигантских диффузных туманностях в нашей Галактике и во внегалактических системах, в которых туманная материя, значительно превосходящая по массе включенные в них звезды, играет доминирующую роль [15].

Мы не хотели бы в этой статье ставить вопрос о взаимоотношении между туманностями и звездами в чисто космогоническом аспекте. Можно представить себе, вероятно, три варианта: а) образование туманностей из звезд, б) образование звезд из туманностей, в) образование туманностей и звезд из общего источника. Процесс корпускулярного выброса, несомненно, осуществляется в природе, но, как было указано в п. 3, роль и значение этого процесса в отношении образования изолированных туманностей и даже других менее компактных туманностей не должны быть переоценены. Роль этого процесса в отношении многих изолированных туманностей во всяком случае не велика, а в отношении гигантских диффузных туманностей является, вероятно, во всяком случае не доминирующей. Мы не можем отделить гипотезы «б» и «в», но правдоподобно предположение, что в области пространства, где были условия для образования больших группировок горячих звезд (ассоциаций) или малых группировок звезд или даже одиночных горячих звезд, повидимому, были

также условия для образования газовых туманностей, возможно, из одного и того же общего источника. Однако формирование горячих звезд, возможно, не всегда сопровождалось формированием туманностей, или же время существования туманностей составляет небольшую долю времени существования звезд в их высокотемпературной стадии.

Приведенные выше предварительные результаты исследования туманностей были доложены на конференциях в Москве в декабре 1951 и в мае 1952 г.

Приблизительно в это же время была опубликована работа Г. А. Гурзаяна «К проблеме генезиса диффузных туманностей» [16], поэтому она не нашла отражения в нашей работе. Кроме того, Гурзаян рассматривает эту проблему в основном в другом аспекте.

Август 1952 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Strömberg. Ap. J. 108, 242, 1948.
 2. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Атлас диффузных газовых туманностей. М., Изд. АН СССР, 1952.
 3. В. Ф. Газе и Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 52, 1952.
 4. S. Cederblad. Medd. Lunds Astr. Obs., Serie II, № 119, 1946.
 5. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 3, 1950; 7, 93, 1951; 9, 52, 1952.
 6. R. Minkovsky, PASP 58, № 344, 1946, 59, № 350, 1947.
 7. W. Strohmeyer. Zs. f. Ap. 27, 49, 1950.
 8. E. Hubble. Ap. J. 56, 162, 400, 1922.
 9. J. J. Nassau a. D. MacRae. Ap. J. 110, 478, 1949.
 10. В. А. Амбарцумян. Докл. АН СССР 68, 21, 1949.
 11. J. H. Oort. M. N. 106, 178, 1946.
 12. В. Ф. Газе и Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 17, 1952.
 13. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 123, 1952.
 14. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Докл. АН СССР 82, № 6, 1952.
 15. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 80, 1952; 9, 13, 1952.
 16. Г. А. Гурзаян. Астрон. журн. 29, 121, 1952.
-

ПОПЫТКА СРАВНЕНИЯ ЯРКОСТИ МЛЕЧНОГО ПУТИ
В ИНФРАКРАСНЫХ И ФОТОГРАФИЧЕСКИХ ЛУЧАХ*И. С. Шкловский*

В настоящей работе делается попытка оценить интенсивность инфракрасного излучения различных областей Млечного Пути в абсолютных единицах. Оказывается, что в области галактического центра интенсивность не меньше 10^{-2} эрг/см²·сек·стерадиан для $9000 < \lambda < 10\,500$ Å. Для получения абсолютной интенсивности в фотографических лучах использованы фотометрический атлас Млечного Пути Паннекука и существующие данные о спектрофотометрической температуре различных облаков Млечного Пути. Полученные данные сравниваются с теоретическим спектром Млечного Пути, построенным из анализа распределения звезд разных величин по спектральным классам. Несогласие наблюдаемого и теоретического спектров в области Центра объясняется тем, что здесь излучение от галактического ядра, расположенного вне поглощающего слоя, проходит через поглощающую среду, сосредоточенную около галактической плоскости. При этом необходимо изменить принятое положение галактического экватора, определяемое элементами Ольсена. В действительности, галактический экватор в области Центра должен проходить на 1.°6 южнее, чем сейчас принято. Спектрофотометрическая температура галактического ядра, освобожденная от влияния межзвездного поглощения света, оказывается около 4000—4500°. Это означает, что среди представителей сферических и полусферических подсистем, являющихся основным типом звездного населения в области ядра, преобладают красные звезды, несомненно гиганты. Показано, что на основании данных о распределении по спектральным классам звезд разных величин в высоких галактических широтах можно найти важные элементы пространственного распределения красных гигантов. По этим данным оказывается, что для системы красных гигантов параметр $\beta = 1300$ парсек, что резко отличается от значения $\beta = 250$ персек, полученного из анализа кинематических характеристик красных гигантов. Возможно, что такое различие объясняется сравнительной молодостью красных гигантов. Таким образом, красные гиганты, образующие в нашей Галактике полусферическую систему, могут объяснить наблюдаемое распределение инфракрасной яркости Млечного Пути.

Наряду со звездно-статистическими методами исследования строения Галактики большое значение имеет анализ таких интегральных характеристик Млечного Пути, как поверхностная яркость и спектр. Так, например, В. А. Амбарцумян [1], исследуя распределение поверхностной яркости в Млечном Пути, получил интересные результаты, касающиеся

распределения звезд и поглощающей материи относительно галактической плоскости. А. А. Калиняк, В. Б. Никонов и В. И. Красовский [2] выявили исключительно интересную структуру Млечного Пути в инфракрасных лучах в области галактического центра. К этой же группе исследований следует отнести работы Г. А. Шайна и П. П. Добронравина [3] и П. П. Добронравина [4], касающиеся интегрального спектра облаков Млечного Пути.

Насколько нам известно, в настоящее время отсутствует интерпретация наблюдаемого распределения инфракрасной яркости в области галактического центра. Наряду с этим не существует объяснения и интересному факту, впервые выявленному в работе П. П. Добронравина [4], — систематическому «покраснению» облаков Млечного Пути по мере их приближения к Центру.

В этой работе мы делаем попытку истолкования указанных фактов. Недостаток наших знаний о межзвездном поглощении света, отсутствие абсолютных измерений инфракрасной яркости Млечного Пути около галактического центра и другие обстоятельства делают наши результаты предварительными. Тем не менее некоторые интересные сведения о строении Галактики с достаточной степенью уверенности могут быть получены уже сейчас.

Первоочередная задача заключается в оценке абсолютного значения интенсивности инфракрасного излучения Млечного Пути в области галактического центра. В работе А. А. Калиняка, В. Б. Никонова и В. И. Красовского [2] приводятся лишь относительные интенсивности. Оценить абсолютное значение интенсивности можно исходя из следующих соображений. Как известно, в этой области спектра ($9000 < \lambda < 10\,500 \text{ \AA}$) имеется весьма интенсивное излучение ночного неба, определяющее фон. Согласно измерениям С. Ф. Родионова и других [5], средняя интенсивность этого излучения равна $1,3 \cdot 10^{-2} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерадиан}$. С другой стороны, согласно [2], наименее яркие участки неба (после исключения фона) имеют интенсивность до 20% наиболее яркого места в большом облаке Стрельца. Можно считать, что методика фотографической фотометрии, применявшаяся в [2], позволяет измерить интенсивность, превышающую 5% фона. Положим, что 5% фона составляют 10% интенсивности самого яркого участка. Это значит, что интенсивность самого яркого участка в области Центра составляет около 50% фона. Необходимо еще учесть, что наблюдения галактического центра производились на сравнительно больших зенитных расстояниях. Это значит, что интенсивность фона (т. е. свечение ночного неба) будет больше средней интенсивности примерно в 1,7 раза. С другой стороны, поглощение в земной атмосфере приведет к некоторому уменьшению интенсивности инфракрасного излучения галактического Центра. Согласно приведенным выше данным, интенсивность самого яркого участка в области Центра для $9000 < \lambda < 10\,500 \text{ \AA}$ во всяком случае не меньше $1,0 \cdot 10^{-2} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерадиан}$. Не исключено, что в действительности интенсивность I вдвое больше. Для дальнейших расчетов примем, что $I = 1 \cdot 10^{-2} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерадиан}$. Косвенным подтверждением того, что наша оценка не содержит значительной ошибки, были

недавние измерения С. Ф. Родионовым и И. Г. Фришманом [6] абсолютной интенсивности инфракрасного излучения Млечного Пути. Согласно этим весьма надежным электрофотометрическим измерениям, в области Щита интенсивность инфракрасного излучения Млечного Пути ($9000 < \lambda < 10\,500 \text{ \AA}$) составляет $5 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерадиан}$, причем имеет явно выраженную тенденцию расти по направлению к галактическому центру. Из фиг. 3 в [6] можно найти, что интенсивность инфракрасного излучения звездного облака в Лебеде составляет около $1.3 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерадиан}$; в области антицентра Млечный Путь в инфракрасных лучах имеет интенсивность $5 \cdot 10^{-4} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерадиан}$.

Найдем абсолютную интенсивность различных участков Млечного Пути в фотографических лучах. Существующие, весьма немногочисленные, прямые определения этой величины использованы быть не могут, так как они весьма ненадежны. Воспользуемся для нашей цели косвенным методом, который, как нам представляется, обеспечивает гораздо большую точность.

В известном фотометрическом атласе Млечного Пути Паннекука [7] яркость выражается в числах звезд десятой фотографической величины с квадратного градуса. Если известна цветовая температура соответствующего участка Млечного Пути, то, очевидно, не представляет особого труда найти интенсивность в фотографической области спектра, выраженную в абсолютных единицах. Иными словами, можно перекалибровать атлас Паннекука в абсолютные единицы. Процедура такой перекалибровки состоит в следующем.

Пусть яркость какой-либо площадки Млечного Пути соответствует n звездам 10-й фотографической величины с квадратного градуса, причем цветовая температура равна T . Находим теоретическую болометрическую поправку, например, по известной формуле

$$\Delta = m_{\text{ph}} - m_{\text{bol}} = 10 \cdot \lg T + \frac{36\,700}{T} - 42.72,$$

и отсюда теоретическую болометрическую яркость, равную n звездам $(10 - \Delta)$ величины с квадратного градуса. С другой стороны, солнечная постоянная равна $1.32 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$, а болометрическая величина Солнца составляет $-26^{\text{m}}.95$. Тогда теоретическая болометрическая яркость исследуемого участка Млечного Пути будет равна

$$\int_0^{\infty} I_{\lambda} d\lambda = n \cdot 1.32 \cdot 10^6 \cdot 2.512^{-(10-\Delta+26.95)} \cdot 3280 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерадиан}, \quad (1)$$

где 3280 — число квадратных градусов в стерadiane. Интенсивность излучения в интервале длин волн от λ_1 до λ_2 будет равна

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{\lambda} d\lambda = n \cdot 1.32 \cdot 10^6 \cdot 2.512^{-(10-\Delta+26.95)} \cdot 3280 \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi d\lambda}{\int_0^{\infty} \Phi d\lambda}, \quad (2)$$

где $\Phi(\lambda, T)$ — функция Планка. Отношение

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi d\lambda \bigg/ \int_0^{\infty} \Phi d\lambda = \Gamma$$

может быть найдено графическим интегрированием, используя существующие таблицы для функции Планка (например, таблицы Янке и Эмде). Необходимо подчеркнуть, что хотя теоретическая болометрическая интенсивность Млечного Пути будет отличаться от истинной (так как реальное распределение по спектру может значительно отличаться

от планковского, соответствующего температуре T), величина $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda d\lambda$ име-

ет реальный смысл при условии, что цветовая температура соответствующего участка Млечного Пути определена для интервала длин волн, включающего в себя $\lambda_2 - \lambda_1$.

В табл. 1 приведены результаты подобного рода вычислений. При этом принято, что $\lambda_1 = 3500 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 5000 \text{ \AA}$ ($\Delta\lambda = 1500 \text{ \AA}$ — такая же, как и для инфракрасной области спектра).

Таблица 1

T	Δ	Γ	$\frac{1}{\pi} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda d\lambda \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерадиан}$
3000°	4 ^m 28	0.0167	6.2 · 10 ⁻⁶
3500	3.22	0.0363	5.1
4000	2.48	0.0708	5.0
4500	1.97	0.112	4.95
5000	1.62	0.153	4.90
6000	1.18	0.224	4.80

В четвертом столбце этой таблицы приводится интенсивность, выраженная в абсолютных единицах, соответствующая одной звезде десятой величины с квадратного градуса в интервале длин волн $3500 < \lambda < 5000 \text{ \AA}$ для различных значений цветовой температуры T .

Впервые П. П. Добронравин [4] показал, что если вычесть фон, обусловленный свечением ночного неба, то цветовая температура облаков Млечного Пути по мере приближения к галактическому центру имеет тенденцию уменьшаться. Недавно Е. Б. Костякова [21] подтвердила результаты Добронравина. Таким образом, можем считать, что цветовая температура облака Млечного Пути в Стрельце около 3000°, в Щите 4000°, в Лебеде 4200°, в области антицентра 7000° [21]. Заметим, что, как это видно из табл. 3, ошибки в принятой цветовой температуре мало сказываются на абсолютных интенсивностях.

Табл. 2 содержит основные данные, касающиеся интенсивности излучения различных участков Млечного Пути в инфракрасной и фотографической частях спектра. В обоих случаях интенсивность рассматривается в интервале длин волн $\Delta\lambda = 1500 \text{ \AA}$. «Эквивалентные» длины волн для

инфракрасной и фотографической частей спектра суть 9750 и 4250 Å. В третьем столбце табл. 2 приведены яркости, выраженные в числе звезд десятой величины с квадратного градуса, согласно Паннекуку [7].

Таблица 2

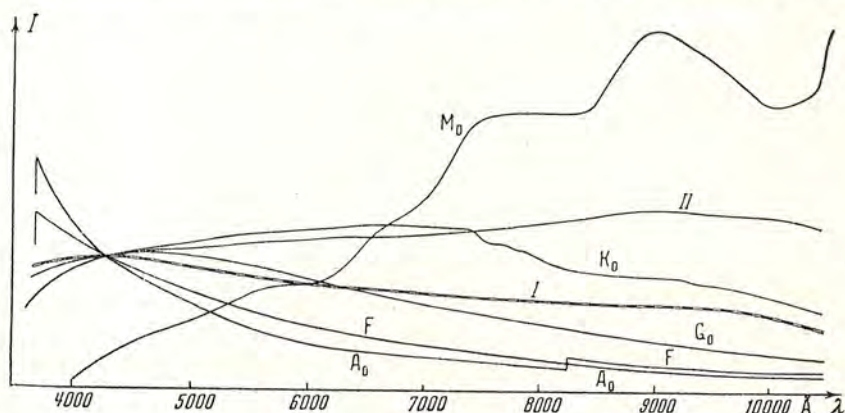
Область неба	$I_{\text{инфр}} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ сек. стерадиан}}$	n	T	$I_{\text{фот}} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ сек. стерадиан}}$	$\frac{I_{\text{инфр}}}{I_{\text{фот}}}$
Яркое облако в Стрельце	10^{-2}	450	3100°	$2.7 \cdot 10^{-3}$	3.7
Область нового «светового тела» в Стрельце .	$7.5 \cdot 10^{-3}$	140	3100	$8.4 \cdot 10^{-4}$	9
Щит	$5 \cdot 10^{-3}$	300	4000	$1.5 \cdot 10^{-3}$	3.3
Лебедь ($l=41^\circ 5$, $b=+4^\circ$)	$1.25 \cdot 10^{-3}$	230	4200	$1.12 \cdot 10^{-3}$	1.06
Антицентр	$5 \cdot 10^{-4}$	130	7000	$6.5 \cdot 10^{-4}$	0.78

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в области антицентра интенсивность инфракрасного излучения как относительно, так и абсолютно мала, что находится в прямой связи с найденной Костяковой сравнительно высокой спектрофотометрической температурой этой части Млечного Пути. Весьма мощное инфракрасное излучение в области галактического центра непосредственно связано с понижением спектрофотометрической температуры облаков Млечного Пути по мере приближения к Центру, что впервые было обнаружено Добронравиным. Можно утверждать, что мощное инфракрасное излучение из области центра и «покраснение» облаков Млечного Пути по мере приближения к Центру — две стороны одного и того же явления.

Для того чтобы сделать какие-либо выводы из наблюдаемого отношения инфракрасной и фотографической интенсивности различных участков Млечного Пути, необходимо прежде всего построить теоретический интегральный спектр Млечного Пути. Г. А. Шайн и П. П. Добронравин [3] выполнили аналогичную работу для более узкого спектрального интервала $4000 < \lambda < 6500$ Å. Пользуясь их методом, построим теоретический интегральный спектр Млечного Пути для более широкого интервала длин волн $4000 < \lambda < 10\,500$ Å. Кроме того, в отличие от [3], для звезд разных спектральных классов будем брать реальное распределение по спектру, а не представлять его формулой Планка при какой-либо подходящей температуре.

На фиг. 1 показаны распределения по спектру излучений от звезд основных спектральных классов, обуславливающих интегральный спектр Млечного Пути. Для звезд типа А распределение энергии взято согласно вычислениям Э. Р. Мустеля [8], находящимся в хорошем согласии с наблюдениями. Для звезд типа К и М, излучение которых играет решающую роль для инфракрасной части интегрального спектра Млечного Пути, распределение взято согласно наблюдениям Холла [9]. Для звезд типа G применение планковской кривой при 6500° вполне допустимо. Все кривые

сходятся у $\lambda = 4250 \text{ \AA}$ («эквивалентная» длина волны для фотографической области спектра). Таким образом, кривые на фиг. 1 соответствуют звездам различных спектральных классов одной и той же фотографической величины. Следующий этап наших вычислений — анализ данных, дающих распределение по спектральным классам звезд для разных фотографических величин. Нами были использованы данные Хумэссона [10], выполнившего большую работу по спектральной классификации звезд в избранных площадках. Классификация была выполнена до тринадцатой звездной



Фиг. 1. Относительное распределение энергии у звезд разных спектральных классов (для класса М интенсивности уменьшены в 5 раз)

величины. Однако из [10] видно, что для высоких галактических широт распределение звезд по спектральным типам в интервале звездных величин $m_1 - 1/2$, $m_1 + 1/2$ вполне подобно распределению для низких галактических широт в интервале $m_2 - 1/2$, $m_2 + 1/2$, причем m_2 на 3—4 величины больше, чем m_1 . Это качественно можно легко понять (см. ниже). Вместе с тем оно позволяет чисто эмпирически экстраполировать классификацию звезд в области низких галактических широт вплоть до $m = 16-17$.

На основании работы Боттлингера [11] можем определить долю излучения звезд в данном интервале звездных величин в общей наблюдаемой яркости облаков Млечного Пути. Комбинируя данные Хумэссона и Боттлингера, найдем долю звезд различных спектральных классов в интегральном спектре Млечного Пути (см. табл. 3). После этого, фиксируя внимание на определенной длине волны, пользуясь фиг. 1, дающей распределение энергии в спектре различных звезд, и взвешивая интенсивности, показанные на фиг. 1, при помощи табл. 3 получаем теоретический интегральный спектр облаков Млечного Пути (кривая I на фиг. 1). Необходимо отметить, что хотя при получении «теоретического» интегрального спектра Млечного Пути в значительной степени были использованы данные наблюдений (например, при построении кривых на фиг. 1 и при анализе распределения звезд по спектральным классам), все же были сделаны и упрощающие предположения. Во-первых, не учитывалось влияние межзвездного поглощения света, которое приводит к относительному

усилению длинноволнового излучения. Во-вторых, при учете излучения от слабых звезд $m > 13$ (что было сделано экстраполяцией) принималось, что для достаточно удаленных областей Галактики состав звездного населения такой же, как и в окрестностях Солнца. Между тем есть все основания полагать, что объекты разных спектральных классов имеют, вообще говоря, разное пространственное распределение. Одна из целей настоящей работы и есть получение некоторых сведений о различии в пространственном распределении различных типов звезд, исходя из анализа поверхностных яркостей и интегральных спектров различных участков Млечного Пути.

Таблица 3

Спектр. класс	%	Спектр. класс	%
B	9,5	G	33
A	21	K	27
F	7	M	2,5

Если бы излучающие объекты находились в слое поглощающей материи (как это следует из работы В. А. Амбарцумяна [4]), то в среднем, считая, что поглощающая способность межзвездной материи постоянна и что, кроме того, плотности звезд также постоянны, мы имели бы

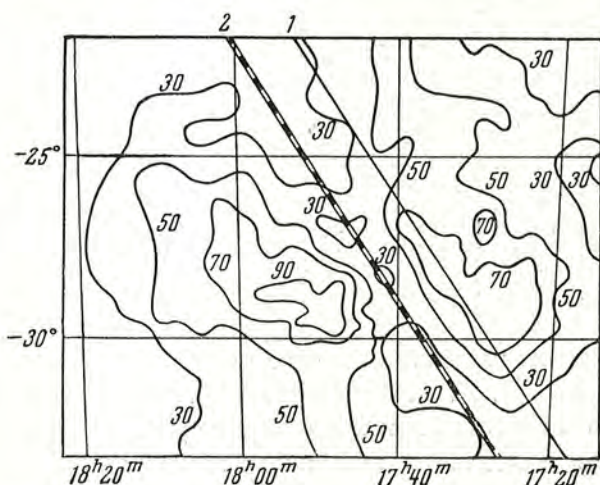
$$I_{\lambda} = \frac{\mathcal{E}_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}}, \quad (3)$$

где $\mathcal{E}_{\lambda}$ — излучение от всех звезд в единице объема Галактики, в единичном телесном угле, в единичном интервале длин волн около λ ; $\alpha_{\lambda} \propto \lambda^{-1}$ — коэффициент поглощения. Так как $\mathcal{E}_{\lambda}$ задается кривой I на фиг. 1, то по (3) можно построить интегральный спектр Млечного Пути с учетом поглощения (кривая II , фиг. 1). Одно из основных ограничений, накладываемых при выводе (3), состоит в том, чтобы на отрезке α_{λ}^{-1} (порядка 500—1000 парсек), проходящем через поглощающую материю, средняя звездная плотность и состав звездного населения не менялись бы. Можно ожидать, что это будет наблюдаться для направлений, образующих весьма малые углы с галактической плоскостью.

Если бы вывод В. А. Амбарцумяна [4] о том, что излучающие объекты в нашей Галактике заключены в поглощающем слое, был правилен, то поверхностная яркость Млечного Пути не обнаруживала бы в среднем тенденции расти к Центру. Между тем это заведомо не так. Хорошо известно, что в фотографических лучах большое звездное облако в Стрельце значительно ярче всех других участков Млечного Пути. В инфракрасных лучах становится гораздо более заметным систематическое увеличение поверхностной яркости по мере приближения к Центру. Этот эффект нельзя объяснить тем, что на протяжении α_{λ}^{-1} звездная плотность значительно меняется. По оценке В. А. Амбарцумяна среднее арифметическое

значение коэффициента поглощения $\alpha_0 = 0.82$ звездной величины на 1 килопарсек (в фотографических лучах). Вряд ли на таком небольшом протяжении, как 1—2 килопарсека, средняя звездная плотность значительно изменится.

Весьма важно то, что яркое большое облако в Стрельце не пересекается галактическим экватором. С другой стороны, новое световое тело, исследованное А. А. Калиняком, В. Б. Никоновым и В. И. Красовским, также не должно пересекаться экватором. В самом деле, в противном случае



Фиг. 2. Область галактического Центра в инфракрасных лучах. Прямые 1 и 2 дают старое и новое положение галактического экватора

ни о каком наблюдении галактического ядра не могло бы быть речи: даже если $\alpha = 0,5$ зв. величины / килопарсек (для инфракрасных лучей), то новое световое тело должно было быть обусловлено объектами, расположенными ближе 2 килопарсек. Между тем, как убедительно показывается в [2], мы должны считать как большое облако в Стрельце, так и новое «световое тело» двумя частями одного образования — ядра Галакти-

ки. Если это так, то нынешнее положение галактического экватора, определяемое элементами Ольсена, ошибочно. Истинный галактический экватор* должен проходить приблизительно на $1^\circ.6$ южнее между «старым» облаком в Стрельце и новым «световым телом» — там, где, согласно Калиняку, Никонову и Красовскому, находится минимум инфракрасной яркости (фиг. 2). Заметим, что анализ интенсивности радиоизлучения Галактики [12] также приводит к выводу, что истинное положение галактического экватора должно быть в области Центра на $1^\circ.6$ южнее, чем принятое ольсеновское.

При новом положении галактического экватора вся картина распределения инфракрасной интенсивности в области галактического центра легко и непосредственно может быть истолкована. Излучение от области галактического ядра, идущее под достаточно малыми углами ($b < 1^\circ$) к галактической плоскости, определяемой новым положением галактического экватора, сильно поглощается и, практически, до нас не доходит. Это и есть причина минимума инфракрасной яркости между «старым» и «новым» облаком в Стрельце. При увеличении b путь, проходимый лучами в погло-

* Определяемый плоскостью симметрии Галактики.

щающей среде, будет уменьшаться. Таким образом, «старое» и «новое» облака в Стрельце суть области галактического ядра, видимые через «пелену» поглощающей межзвездной среды, сосредоточенной около галактической плоскости.

Попытаемся подойти к решению следующей важной задачи: какова должна быть яркость галактического центра, если бы не было поглощающей среды? Очевидно, решение этого вопроса имеет важное значение для проблемы строения нашей звездной системы.

Наблюдаемая интенсивность в области галактического центра может быть представлена следующим выражением:

$$I_{\lambda}(b) = \int_0^{\infty} \mathcal{G}_{\lambda} e^{-\tau(b)\sec b} dr + I_{\lambda}^{\circ} e^{-\tau(b)} = I_1 + I_{\lambda}^{\circ} e^{-\tau(b)}, \quad (4)$$

где I_{λ}° — интенсивность излучения галактического ядра. Первый член в (4) описывает ту составляющую интенсивности, которую дают сравнительно близкие звезды, находящиеся в слое поглощающей материи. Очевидно, что при $b = 0$ будет $I(0) \rightarrow I_1$. Следовательно, с достаточной степенью точности мы можем учесть влияние излучающих близких звезд, находящихся в поглощающем слое, если из наблюдаемой яркости вычтем яркость в галактическом экваторе, т. е.

$$I_{\lambda}^{\circ} e^{-\tau(b)} = I_{\lambda}(b) - I_{\lambda}(0). \quad (5)$$

В области Центра, там где проходит галактический экватор (новое положение!) наблюдаемая инфракрасная интенсивность, согласно [2], будет около $2 \cdot 10^{-3}$ эрг/см² · сек · стерадиан, а фотографическая, согласно [7], около $1 \cdot 2 \cdot 10^{-3}$ эрг/см² · сек · стерадиан. Целесообразно $\tau(b)$ получить непосредственно из наблюдений, по покраснению звезд ранних спектральных классов в этой области неба. Недавно Бок и ван Вик [13] нашли в области большого облака в Стрельце полное поглощение (в фотографических лучах) $1^m.3$ на расстоянии 1200 парсек и $1^m.7$ — на расстоянии 2000—2500 парсек.

Полагая, что галактическая широта большого облака (в новой системе) равна — $2^{\circ}.5$, в предположении, что толщина слоя поглощающей материи равна 100 парсек (см. работу П. П. Паренаго [14]), найдем, что путь луча в эквивалентном поглощающем слое будет 2300 парсек. Это значит, что согласно Боку и ван Виду полное поглощение $A(\infty, b)$ в Стрельце будет около 2 зв. величин. С другой стороны, согласно П. П. Паренаго [14], для этой области неба (площадка Ax) $a_0 = 2.4$ зв. величины/килопарсек. Это значит, что полное поглощение равно $A(\infty, b) = 3^m.4$. При вычислении величина b принята равной 4° , так как Паренаго рассчитывал в ольсеновской системе галактических координат. Как известно, оптическая толщина связана с A соотношением $\tau = \frac{A}{1.086}$. Таким образом, согласно [5], для старого облака в Стрельце будем иметь результаты, приведенные в табл. 4 (в таблице интенсивности указаны в эрг/см² · сек · стерадиан).

В настоящее время трудно сделать определенный выбор между данными о поглощении в области галактического центра, полученными Бок и ван Виком, с одной стороны, и Паренаго, — с другой. Детали исследования Бока и ван Вика пока еще не опубликованы.

Темная поглощающая материя, закрывающая от нас новое «световое тело», расположена сравнительно близко. Так, согласно [13], расстояние до поглощающих облаков составляет 200—800 парсек. Можно оценить оптическую толщину этого поглощающего слоя, сравнивая яркости в ин-

Таблица 4

	Бок и ван Вика	Паренаго
$\tau_{\text{фот}}$	1.8	3.1
$\tau_{\text{инфр}}$	0.78	1.35
$e^{\tau_{\text{фот}}}$	6.1	22
$e^{\tau_{\text{инфр}}}$	2.1	6.1
$I_0^{\text{фот}}$	$9.2 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-2}$
$I_0^{\text{инфр}}$	$1.7 \cdot 10^{-2}$	$3.1 \cdot 10^{-2}$
$\frac{I_0^{\text{инфр}}}{I_0^{\text{фот}}}$	1.85	0.94

фракрасной и фотографической областях спектра обоих облаков в Стрельце. Так как в инфракрасных лучах яркость нового облака составляет примерно 75% яркости старого, то ясно, что оптическая толща поглощающего слоя не может быть значительной (если, конечно, считать распределение «истинной» яркости галактического ядра симметричной по отношению к галактическому экватору). Весьма грубо можно принять ее равной 0.5 для инфракрасных лучей и 1.1 для фотографических. Для более точных оценок нужны надежные значения характеристик поглощающей материи. Кроме того, требуется более тщательное изучение распределения инфракрасной и фотографической яркости в области Центра.

На основании табл. 4 можно сделать вывод, что цвет ядра нашей Галактики должен быть красноватым. По отношению интенсивностей для двух эквивалентных длин волн ($\lambda\lambda 4250$ и $9750 \text{ \AA}$) можно найти цветовую температуру ядра Галактики, освобожденную от влияния межзвездного поглощения. Она должна лежать в пределах $4000^\circ < T < 4500^\circ$. Из наблюдений над другими Галактиками известно, что их ядра систематически «краснее» ветвей [15]. Таким образом, в этом отношении наша Галактика вполне подобна другим спиральным звездным системам. Так как поглощение света учтено, то отличие действительного спектра ядра (соответствующего цветовой температуре 4000° — 4500°) от интегрального спектра Млечного Пути, полученного нами выше (см. кривую I , фиг. 1), означает, что звездный состав в области ядра значительно отличается от звездного состава в окрестностях Солнца. Это и следовало ожидать, так как в области Центра главенствующая роль принадлежит представителям сфериче-

ских и полусферических подсистем. Но это означает, что интегральное излучение этих подсистем относительно богато инфракрасными лучами.

Так как основными объектами, ответственными за инфракрасное излучение Галактики, являются представители сферических и полусферических подсистем, имеющих большую концентрацию к галактическому центру, то становятся понятны и высокая спектрофотометрическая температура в области антицентра, и наблюдаемое распределение инфракрасной яркости Млечного Пути по галактическим долготам. Наблюдаемое отношение инфракрасной и фотографической яркости в Лебеде близко к единице. Однако эта область неба хотя весьма прозрачна, все же характеризуется некоторым поглощением. Согласно П. П. Паренаго [14], здесь $\alpha_0 = 1^m.24$. По формулам Паренаго можно найти, что полное поглощение равно $A^{\text{фот}} = 1^m.77$, а для инфракрасных лучей полное поглощение будет $0^m.77$. Таким образом, с учетом поглощения интегральный спектр Млечного Пути в Лебеде не будет особенно отличаться от теоретического (кривая I, фиг. 1). Максимум инфракрасной яркости в Лебеде, на который указывают С. Ф. Родионов и И. Г. Фришман [6], можно объяснить как сравнительной прозрачностью этого участка Млечного Пути, так и тем, что мы там смотрим вдоль ветви спирали. Распределение яркости в Щите, повидимому, определяется несколькими обстоятельствами. Во-первых, этот участок Млечного Пути более прозрачен, чем окружающие. Например, согласно Паренаго, здесь $\alpha_0 = 2^m.4$ (площадка BE), а кругом $\alpha_0 = 3^m.8$. Но, кроме того, там имеется, повидимому, и небольшое реальное сгущение звезд, находящихся на сравнительно незначительном расстоянии от Солнца. Инфракрасная яркость там повышена вследствие уже обсуждавшейся выше тенденции к ее увеличению по мере приближения к галактическому центру (эта область находится всего лишь в 30° от Центра).

Возникает основной вопрос: какие же объекты (из числа входящих в сферические и полусферические системы) ответственны за основную часть инфракрасного излучения Галактики? Мы сейчас покажем, что такими объектами могут быть только красные гиганты.

В литературе не имеется достаточно четких данных о пространственном распределении красных гигантов. Правда, для отдельных представителей этого типа звезд такие данные существуют — мы имеем в виду звезды типа $\circ$ Кита. Согласно Б. В. Кукаркину [16], эти объекты образуют промежуточную, полусферическую систему. Однако звезды типа $\circ$ Кита весьма редки, во всяком случае они составляют лишь незначительную часть красных гигантов. Развитие московской звездно-астрономической школой методы позволяют, исходя из анализа дисперсии скоростей, получить основные характеристики пространственного распределения звезд. В работе 1948 г. П. П. Паренаго [17] указывает, что красные гиганты должны быть отнесены (наряду с прочими гигантами) к плоским подсистемам. В недавнем своем исследовании П. П. Паренаго [18] приводит для красных гигантов дисперсию скоростей по z -координате $\sigma_z = 16$ км/сек. Отсюда, из соотношения $\frac{\sigma_z^2}{\beta} = 1$ км/сек² парсек, выводимого

П. П. Паренаго в [19] (где β — «высота однородной атмосферы» для объектов, образующих данную подсистему), можно найти, что $\beta \approx 250$ парсек, т. е. близко к характеристике промежуточных подсистем.

Мы сейчас найдем β для красных гигантов прямым способом, не прибегая к анализу кинематических характеристик. Согласно исследованиям, касающимся классификации звезд по спектральным типам (например, [10]), распределение звезд по спектральным типам существенно зависит от галактической широты. Например, если для низких галактических широт среди звезд 11-й величины значительную часть (до 25%) составляют звезды типа А, то в области галактического полюса среди звезд слабее 7—8-й величины звезды типа А почти не встречаются. Это есть следствие пространственного распределения звезд типа А, которые, как известно, образуют плоскую подсистему. В области галактического полюса, уже начиная с 10-й зв. величины, на долю звезд типов G и K падает свыше 80% общего числа звезд. Возникает основной вопрос: эти звезды-гиганты или карлики? Можно убедиться, что основная часть наблюдаемых звезд типа G относится к главной последовательности. Это следует хотя бы из весьма незначительной галактической концентрации звезд типа G ярче 8-й величины [20], показывающей, что они к нам довольно близки. Как неоднократно отмечалось, галактическая концентрация звезд типа G — самая низкая из всех спектральных классов. Совершенно ясно, что если сравнительно яркие звезды типа G в основном карлики, то более слабые — и подавно.

Для дальнейшего полезно сформулировать следующую теорему из звездной астрономии, которую легко можно доказать. Пусть мы имеем два типа звезд, абсолютные величины которых M_1 и M_2 , а пространственные плотности d_1 и d_2 (последние можно определить из функции светимости). Тогда, отношение числа звезд первого типа, имеющих видимую величину m , к числу звезд второго типа, имеющих ту же видимую величину, будет равно

$$\frac{N(M_1, m)}{N(M_2, m)} = \frac{d_1}{d_2} 10^{0.6(M_2 - M_1)}. \quad (6)$$

Как видно, это отношение не зависит от m . При этом предполагается, что пространственные плотности звезд постоянны. Можно, пользуясь формулой (6), найти отношение числа наблюдаемых красных карликов (абсолютная величина $M_1 = 6^m.5$) к числу наблюдаемых желтых карликов (число которых близко к полному числу наблюдаемых звезд типа G). Абсолютную величину M_2 последних примем равной 4.5. Из функции светимости находим, что $\frac{d_1}{d_2} = 2.7$, откуда $\frac{N(M_1)}{N(M_2)} = 0.11$, т. е. примерно на каждые 9 наблюдаемых звезд типа G должен приходиться один карлик типа K. Между тем в высоких галактических широтах, до $m = 12$, звезд типа G всего лишь в 1.5 раза больше, чем звезд типа K. Только начиная с $m = 12$ относительное количество звезд типа K уменьшается, достигая для 13^m 40% звезд типа G [10]. С другой стороны, для более ярких звезд

(ярче 8—9-й величины) число звезд типа К больше числа звезд типа G примерно в два раза.

Отсюда можно сделать следующие выводы. Во-первых, в галактическом полюсе звезды типа К вплоть до 13-й величины не являются (в своем большинстве) карликами. Во-вторых, два раза — около 9 и 12-й величины — в галактическом полюсе число звезд типа К по отношению к числу звезд типа G довольно резко, почти скачком, уменьшается. Первый скачок, повидимому, связан с исчерпанием красных сверхгигантов. Если абсолютная величина последних равна 2, то это означает, что β для сверхгигантов составляет около 1200 парсек. Второй скачок можно связать с начинающимся уменьшением пространственной плотности красных гигантов. Полагая, что абсолютная величина их равна $1^m.4$, найдем, что в этом случае $\beta = 1300$ парсек. Хотя эти оценки и грубы, не подлежит сомнению, что они не должны особенно заметно отличаться от действительных значений. Весьма важно было бы получить классификацию звезд по спектральным классам для большой площадки в районе галактического полюса. Пока имеются только данные по отдельным маленьким площадкам в высоких широтах.

Предлагаемый «прямой» метод изучения пространственного распределения звезд по данным, полученным с объективной призмой, как нам представляется, заслуживает серьезного внимания. Он имеет много очевидных преимуществ перед методом, основанным на анализе кинематических характеристик, т. е. в значительной степени основывающемся на теоретических предположениях звездно-динамического характера, не всегда достоверных.

Возникает интересный вопрос о причине столь большого расхождения в величине β , полученной новым и старыми методами. Не исключено, что более тщательный анализ кинематических характеристик, основывающийся на более обширном материале, приведет к увеличению β для красных гигантских звезд. Все же, однако, расхождение слишком велико. Оно может означать только, что кинематические характеристики красных гигантов не соответствуют их реальному пространственному распределению. Этот факт имеет большое космогоническое значение, так как может быть связан с вероятной молодостью красных гигантов.

Малый градиент плотности по z -координате у красных гигантов, ответственных за основную часть инфракрасного излучения Галактики, позволяет понять сравнительно слабую концентрацию этого излучения к Млечному Пути, как это следует из работы Родионова и Фришмана (см. фиг. 1 и 2 в [6]). В то же время сравнительная малость градиента плотности по z -координате может означать, что красные гиганты должны иметь значительную концентрацию к галактическому центру (полусферическая подсистема!). Из табл. 4 и 2 следует, что инфракрасная яркость в Центре, освобожденная от влияния поглощающей материи, должна быть раз в 20—30 больше инфракрасной яркости в области антицентра, т. е. концентрация излучающих объектов к центру нашей звездной системы довольно значительна, хотя и не так велика, как это следовало ожидать

из зависимости между градиентами плотностей по z -координате и по R , выведенной П. П. Паренаго [19]. В другой работе мы уже указали, что эта зависимость в некоторых случаях может оказаться совершенно неправильной [12].

Излишне повторять, что соображения, развитые в настоящей работе, самые предварительные. Необходимы дальнейшие наблюдения, которые помогут уточнить и дополнить выводы, полученные в этой статье.

Июль 1952 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян. Астрон. журн. 23, 257, 1946.
2. А. А. Калинин, В. Б. Никонов и В. И. Красовский. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 19, 1951.
3. Г. А. Шайн и П. П. Добронравин. Пулковский циркуляр, № 28, 1940.
4. П. П. Добронравин. Докл. АН СССР, 33, № 3, 1941.
5. Е. Н. Павлова, С. Ф. Родионов, М. С. Соминский и Л. М. Фишкова. Докл. АН СССР 73, 69, 1950.
6. С. Ф. Родионов и И. Г. Фришман. Докл. АН СССР 77, 997, 1951.
7. А. Раннекеек, Publ. Astr. Inst. Univ. Amsterdam, № 3, 1933; № 9, 1949.
8. Э. Р. Мустель. Труды ГАИШ 13, 1940.
9. I. Hall. Ap. J. 94, 71, 1941.
10. M. Numasson. Ap. J. 76, 224, 1932.
11. F. Bottlinger. Zs. f. Ap. 4, 370, 1932.
12. И. С. Шкловский. Астрон. журн. 29, № 4, 1952.
13. В. Вок а. U. V. Wijk. Astr. J. 56, 122, 1951.
14. П. П. Паренаго. Астрон. журн. № 3, 1945.
15. С. К. Seyfert. Ap. J. 91, 528, 1940.
16. Б. В. Кукаркин. Исследование строения Галактики на основе изучения переменных звезд. М., Гостехиздат, 1950.
17. П. П. Паренаго. Успехи астрон. наук 4, 69, 1948.
18. П. П. Паренаго. Труды ГАИШ 20, 1951.
19. П. П. Паренаго. Астрон. журн. 25, 123, 1948.
20. Г. Рессели др. Астрономия, т. 2, М., Гостехиздат, 1935, стр. 126.
21. Е. Б. Костякова. Астрономический циркуляр № 129, 1952.

ИОНИЗАЦИЯ ГЕЛИЯ В ТУМАННОСТЯХ И ТЕМПЕРАТУРЫ О-ЗВЕЗД

С. Б. Пикельнер

В статье рассматривается ионизация HeI и HeII вблизи горячих звезд с учетом рекомбинации на возбужденные уровни. Даны выражения для радиусов зон ионизации, принимая во внимание ионизирующее действие квантов, образующихся при рекомбинациях в основное состояние. Отношение радиусов зон ионизации позволяет с минимальными предположениями определить поверхностную температуру звезды, если эта температура определяет излучение за пределами главных серий. Отсутствие $\lambda 4686$ HeII в спектре туманности «Лагуна» в Стрельце, полученном нами на небулярном спектрографе, позволяет оценить верхний предел, возможно очень завышенный, температуры звезды O5 как $T_0 < 50\,000^\circ$. Используя относительные интенсивности линий, данные Вайзом, оцениваем содержание He в туманности Ориона относительно водорода, равное 0.22. Отсутствие $\lambda 4686$ по этим же данным дает для O7 $T_0 < 21\,000^\circ$, что не соответствует другим способам определения температуры и не может объяснить ионизацию водорода в туманности Ориона. Причина кроется, повидимому, в сильной ионизации водорода в атмосфере звезды, так что излучение в лаймановском континууме выходит из гораздо более глубоких слоев, чем излучение с $\lambda < 228 \text{ \AA}$; последнее соответствует самым внешним слоям, имеющим, как показал Э. Р. Мустель, значительно более низкую температуру. Температуры ядер планетарных туманностей, определенные методом Занстра по линиям HeII обычно выше, чем по линиям H. Показано, что обычное объяснение этого факта неполным поглощением туманностью излучения в лаймановском континууме не может в большинстве случаев объяснить расхождение, особенно для более высоких температур ядер. Повидимому, излучение за пределом серии HeII ввиду пока неизвестных причин соответствует более высокой температуре, чем излучение в лаймановском континууме. Исходя из измеренных на репродукциях бесцелевых спектрограмм диаметров изображений планетарных туманностей в линиях $\lambda 4686$ и H_γ оценен верхний предел температур возбуждающих звезд. Показано, что наличие вокруг некоторых планетарных туманностей слабой оболочки, проявляющейся при больших экспозициях, противоречит представлению о них как об областях HII внутри большей неионизованной туманности.

Эффективная температура T_{ef} , характеризующая интегральный поток излучения 1 см^2 поверхности, есть один из основных параметров звезды. Она определяет ионизацию элементов в атмосфере звезды, позволяет найти болометрическую поправку и светимость, знание которой необхо-

димо для всех расчетов, связанных с внутренним строением звезд, и для задач звездной астрономии и космогонии, в частности для определения величины массы, теряемой из-за излучения.

Для горячих звезд классов О и ранних подклассов В метод определения температуры звезды по ее спектрофотометрическому градиенту непригоден из-за его малой чувствительности в области высоких температур и из-за искажающего влияния межзвездного поглощения. Кроме того, распределение энергии в видимой области спектра некоторых горячих звезд, имеющих протяженные атмосферы, отличается от функции Планка, спектрофотометрическая температура оказывается гораздо ниже эффективной.

Температуру О звезд обычно определяют по ионизации атомов в их атмосферах. До последнего времени была общепринята полученная таким образом шкала Кейпера [1], согласно которой звезды О5 имеют температуру 79 000°, О7 — 50 000°, О9 — 32 000° и В0 — 25 000°.

В 1947 г. Петри [2] определил температуру ряда О звезд, исходя из относительной интенсивности линий HeI и HeII, причем он считал электронное давление в обрабатываемом слое всех звезд одинаковым и равным 600 дин/см². Для звезд О5 температура оказалась равной 36 300°, для В0—28 600°. Таким образом, разница между ранними и поздними подклассами О звезд оказалась гораздо меньшей, чем по Кейперу. Копал и Троуенфельс [3] определили среднюю температуру затменно-двойных О и ранних В звезд, причем радиусы звезд определялись из спектроскопических и фотометрических данных, а параллакс — по собственным движениям. Средняя температура звезд О6—В4 оказалась равной 17000°, что значительно ниже температур, установленных Кейпером.

В последние годы Андерхилл [4] и Пекер [5] рассчитали модели атмосфер горячих звезд, находящихся в механическом равновесии, с учетом зависимости коэффициента поглощения от частоты. Подобную задачу для звезд более низкой температуры решил ранее Э. Р. Мустель [6]. Спектральный класс, соответствующий каждой модели с заданной поверхностной температурой T_0 , определялся по вычисленным для нее относительным интенсивностям линий, по величине n_e в обрабатываемом слое и бальмеровскому скачку. Поскольку использовалось малое число линий, класс определяется неуверенно. Метод расчета строения атмосферы по сравнению с ионизационным методом является более полным, так как при этом исключается произвол в выборе n_e и определяются поверхностная и эффективная температуры и распределение энергии в спектре выходящего излучения. Андерхилл получила для О5 значения $T_{\text{ef}} = 44600^\circ$, $T_0 = 35000^\circ \left(\frac{T_0}{T_{\text{ef}}} = 0.785 \right)$,

для О9.5 — $T_{\text{ef}} = 36800^\circ$, $T_0 = 25200^\circ \left(\frac{T_0}{T_{\text{ef}}} = 0.685 \right)$. Пекер для звезды В1 нашел $T_{\text{ef}} = 27300^\circ$ и $T_0 = 17700^\circ \left(\frac{T_0}{T_{\text{ef}}} = 0.65 \right)$. Отношение $\frac{T_0}{T_{\text{ef}}}$ близко к теоретическому значению для серой материи (0.811) только для очень горячих звезд (О5) из-за преобладающего влияния неселективного рассеяния на

свободных электронах. Для поздних подклассов звезд О это отношение, как видно из приведенных данных, гораздо меньше. Температуры, полученные Андерхилл, выше, чем температуры, полученные Петри. В настоящее время трудно сделать окончательный выбор между ними, поэтому весьма желательно оценить температуры О звезд каким-либо новым, не зависящим от прежних методом. Таким методом может служить измерение ионизации водорода и гелия в диффузных туманностях, окружающих О звезды. Ионизация водорода была рассчитана Стремгреном [7] исходя из эффективных температур, данных Кейпером. Применение эффективных температур в данном случае неправильно, так как ионизация водорода производится излучением за пределом серии Лаймана, которое из-за большого коэффициента поглощения определяется не эффективной, а поверхностной температурой, т. е. температурой слоя, оптическая глубина которого за лаймановским пределом порядка единицы. Стремгрен получил радиус зоны ионизации водорода в парсеках

$$S_H = \left(\frac{3 C_H}{n_H^2 \cdot 3.08 \cdot 10^{18} a_H} \right)^{1/3}, \quad (1)$$

где

$$C_H = \frac{(2\pi mk)^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{2q''}{q'} T \sqrt{T_e} e^{-\frac{\chi_H}{kT}} \frac{R^2}{4} \frac{R_\odot^2}{(3.08 \cdot 10^{18})^2}, \quad (2)$$

n_H — число атомов водорода в 1 см^3 ; a_H — коэффициент поглощения атома водорода за пределом серии Лаймана; q'' и q' — весовые функции ионизованного и нейтрального атомов водорода; T_e — электронная температура туманности (Стремгрен полагал ее равной температуре звезды); χ_H — потенциал ионизации водорода; R — радиус звезды в единицах солнечного радиуса. На расстоянии, меньшем S_H , водород почти полностью ионизован, за S_H — нейтрален.

Метод Стремгрена применим к ионизации HeI и HeII. Поскольку гелий — наиболее распространенный после водорода элемент, можно считать, что поглощение в туманности за пределами главных серий HeI и HeII ($\lambda 504$ и $\lambda 288$) определяется в основном гелием. Действительно, из сравнительно распространенных элементов может поглощать за $\lambda 504$ только SII ($\chi = 23$ эв). На 1000 атомов H в туманностях приходится около 0.036 атомов S [8]. Коэффициент поглощения SII неизвестен, но, по всей вероятности, меньше 10^{-17} см^2 . Если концентрация водорода в туманности порядка 100 см^{-3} , число атомов S в столбе с основанием 1 см^2 и длиной 1 парсек равно 10^{16} . В зоне ионизованного гелия ионизация SII также должна быть значительна — это видно из расчета и наблюдений (в планетарных туманностях, где гелий в основном ионизован, линии SII слабы). Если 0.1 атомов серы находятся в состоянии SII, оптическая толщина такого столба за пределом серии HeI порядка 0.01, следовательно, поглощение SII несущественно. Это также можно показать для ионизации HeII, где поглощающими атомами могут служить SIII ($\chi = 35$ эв), NIII ($\chi = 47$ эв) и OIII ($\chi = 55$ эв). Если зона ионизации HeII не превышает

1 парсека, оптическая толща всех упомянутых ионов меньше единицы. Поглощение водородом и пылью в данном случае несущественно, поскольку водород ионизуется на гораздо больших расстояниях.

Ионизация в некоторой точке туманности на расстоянии s парсек от звезды определяется выражением

$$\frac{n_{r+1}n_e}{n_r} = \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} \frac{2q_{r+1}}{q_r} e^{-\frac{x_r}{kT}} \sqrt{\frac{T_e}{T}} W e^{-\tau_r}, \quad (3)$$

где T — температура излучения у поверхности звезды за пределом главной серии; $W = \frac{R^2}{4s^2} \frac{R_\odot^2}{(3.08 \cdot 10^{18})^2}$ — коэффициент ослабления излучения; τ_r — взвешенная средняя по частоте оптическая толща туманности до данной точки, которую в первом приближении, следуя Стремгрену, можно считать равной оптической толще за пределом главной серии. Ошибка в данном случае будет еще меньше, чем для водорода, так как, во-первых, частоты ионизации HeI и особенно HeII лежат в далеком ультрафиолете, где излучение звезды падает с частотой быстрее, чем за пределом лаймановской серии, во-вторых, коэффициент поглощения HeI падает с частотой медленнее, чем коэффициент поглощения H.

Поправочный множитель к (3), обусловленный рекомбинациями на возбужденные уровни, существенно отличен от единицы только в том случае, когда коэффициент поглощения с основного уровня гораздо меньше, чем 10^{-17} см^2 , и когда имеются уровни, близкие к основному. В нашем случае это не так, и множитель не будет сильно отличаться от единицы; однако для дальнейших приложений желательно его уточнение.

Ион HeII водородоподобный, с зарядом ядра Z_e , где $Z = 2$. Число рекомбинаций F_n на данный уровень n , пропорционально $\frac{1}{n^3} e^{x_n} \{-E_i(-X_n)\}$ (см. [8], стр. 18), где $X_n = \frac{hRZ^2}{n^2 k T_e}$. Нами были вычислены для $T_e = 10000^\circ$ величины X_n и F_n и последние просуммированы для n от 1 до 80, причем начиная с $n = 40$ суммирование было заменено численным интегрированием. Поправочный множитель α равен отношению числа рекомбинаций на первый уровень к числу рекомбинаций на все уровни, включая первый. Вычисление дает для HeII значение $\alpha = 0.33$.

Рассчитаем поправочный множитель для HeI. Число рекомбинаций на уровень с квантовыми числами nl определяется выражением (см. [8], стр. 143)

$$F_{nl} = K \frac{n_i n_e}{T_e^{3/2}} \omega_{nl} \frac{e^{\frac{x_n}{kT}}}{2Ry} \int_{\nu_a}^{\infty} f_{nl} x \cdot x^3 \nu^2 e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} d\nu = K \frac{n_i n_e}{T_e^{3/2}} D_{nl}, \quad (4)$$

где

$$K = \frac{h^3}{(2\pi mk)^{3/2}} \frac{2\pi^2 e^2}{mc^3} = 7.7 \cdot 10^{-38},$$

ω_{nl} — статистический вес уровня; Ry — постоянная Ридберга; x^2 — величина, обратная энергии захватываемого электрона в атомных единицах; f_{nlx} — сила осциллятора для захвата на данный уровень электрона с данным x . Величины f_{nlx} вычислены Гольдбергом (см. [8], стр. 145) для уровней с $n = 1$ и $n = 2$ и А. А. Никитиным [9] для уровней $n = 3$, $n = 4$ и $n = 5$. Поправочный множитель имеет вид

$$\alpha = \frac{F_{10}}{\sum_{nl} F_{nl}} = \frac{D_{10}}{\sum_{nl} D_{nl}}, \quad (5)$$

где суммирование распространяется на уровни с $n \leq 5$. Подставляя значения D_{nl} , находим, что $\alpha = 0.57$.

Поправочный множитель для водорода вычислялся так же, как и для HeII — суммировались члены вида $\frac{1}{n^3} e^{X_n} \{-E_i(-X_n)\}$, причем T_e предполагалась равной 10000° , суммирование проводилось точно до $n = 30$, далее до $n = 50$ использовалось численное интегрирование. Величина α для водорода равна 0.43.

Таким образом, учет рекомбинаций на возбужденные уровни уменьшает степень ионизации H, HeI и HeII в два-три раза.

Как отразится это на радиусе зоны ионизации? Величина α войдет в правую часть равенства (2), следовательно, в соответствии с (1) S_H пропорционально $\alpha^{1/3}$. Радиус зоны ионизации водорода уменьшится, как легко подсчитать, на 25%.

Ионизирующее действие квантов, образованных при рекомбинациях непосредственно в основное состояние, несущественно в том случае, если туманность целиком ионизована, т. е. если за ее видимыми границами нет зоны неионизованного водорода той же плотности, так как оптическая толща зоны ионизованного водорода меньше единицы, и второе рассеяние происходит сравнительно редко. Однако при расчетах ионизации HeI и HeII, радиусы зон которых обычно меньше туманности, диффузное ионизирующее излучение нужно принимать во внимание. Максимальную величину влияния этого излучения можно оценить, заменив величину a на $(1-\alpha)a$.

Расчет ионизации He отличается от расчета ионизации H тем, что основной поставщик свободных электронов — водород — ионизован, и n_e в формуле (3) можно считать приближенно независимым от степени ионизации He.

Если справедлива формула (3), то в каждой точке туманности гелий может существовать только в двух стадиях ионизации. Рассмотрим ионизацию HeI. Обозначим долю атомов HeII через x ; тогда доля нейтральных атомов $1 - x$.

Большая часть атомов HeI находится в основном состоянии, хотя у гелия имеются два метастабильных уровня 2^1S и 2^3S . Вероятность перехода из 2^1S в основное состояние с излучением двух квантов непрерывного спектра близка к 7 сек^{-1} [10]; время, необходимое для ионизации атома HeI, гораздо больше; поэтому число атомов в состоянии 2^1S значительно меньше, чем в основном состоянии. Вероятность перехода из

состояния 2^3S на много порядков меньше 1 сек^{-1} . Основные процессы, выводящие атом из этого состояния: удары второго рода, ионизация излучением звезды и ионизация полем излучения L_α . Непосредственная оценка показывает, что при $n_e = 10^2$, $T = 40000^\circ$, $W = 10^{-14}$ число ударов второго рода больше чем на порядок превышает число ионизации излучением звезды. Если плотность L_α превышает плотность излучения, ионизирующего водород, не больше чем на один порядок [11], роль L_α в ионизации He из состояния 2^3S примерно такова, как роль излучения самой звезды. Таким образом, почти все атомы из состояния 2^3S переходят, вследствие ударов второго рода, в основное состояние, в котором находятся до ионизации больше времени, чем в состоянии 2^3S . Кроме того, часть электронов непосредственно рекомбинирует на синглетные уровни. Следовательно, большая часть атомов HeI действительно находится в основном состоянии. Возвратимся теперь к ионизации He. Элемент оптической толщи равен

$$d\tau = (1 - x) n_{\text{He}} a_{\text{He}} \cdot 3.08 \cdot 10^{18} ds. \quad (6)$$

Подставляя $n_2 = x n_{\text{He}}$, $n_1 = (1 - x) n_{\text{He}}$ в (3), получим систему уравнений, похожих на уравнения Стремгрена и определяющих функцию $x(s)$, имеющую тот же характер: до расстояния

$$S_{\text{HeI}} = \left(\frac{C_{\text{HeI}}}{n_{\text{HeI}} n_e \cdot 3.08 \cdot 10^{18} a_{\text{HeI}}} \right)^{1/3}, \quad (7)$$

где C_{HeI} определяется уравнением, подобным (2), ионизация почти полная, за S_{HeI} ионизация равна нулю. Как показало численное интегрирование уравнений, область перехода еще уже, чем для водорода. Физически это объясняется тем, что при уменьшении ионизации водорода уменьшается и n_e , а меньшая величина n_e соответствует большей ионизации при той же плотности излучения.

Аналогичное (7) выражение получаем и для S_{HeII} . По данным Уилера [12], $a_{\text{HeI}} = 7.4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Коэффициент поглощения HeII за границей главной серии в $Z^2 = 4$ раза меньше коэффициента поглощения H, $a_{\text{HeI}} = 1.6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Подставляя значения потенциалов ионизации $\chi_{\text{HeI}} = 24.46 \text{ эв}$, $\chi_{\text{HeII}} = 54.14 \text{ эв}$, статистических весов $q_{\text{HeI}} = 1$, $q_{\text{HeII}} = 2$, $q_{\text{HeIII}} = 1$, величин a , учитывая поправочные множители от рекомбинации на возбужденные уровни и от диффузного излучения и объединяя постоянные, находим окончательные выражения

$$S_{\text{HeI}} = 10^{-0.225 - \frac{41100}{T}} T^{1/2} T_e^{1/6} R^{2/3} n_e^{-\frac{1}{3}} n_{\text{He}}^{-\frac{1}{3}}; \quad (8)$$

$$S_{\text{HeII}} = 10^{-0.348 - \frac{91000}{T}} T^{1/2} T_e^{1/6} R^{2/3} n_e^{-\frac{1}{3}} n_{\text{He}}^{-\frac{1}{3}}. \quad (9)$$

Приведем также выражение для радиуса зоны ионизованного водорода с учетом рекомбинаций на возбужденные уровни

$$S_{\text{HI}} = 10^{-0.50 - \frac{22700}{T}} T^{1/2} T_e^{1/6} R^{2/3} n_e^{-\frac{1}{3}} n_{\text{H}}^{-\frac{1}{3}}. \quad (10)$$

Поглощение более далекой ультрафиолетовой части спектра атомами HeI и HeII несущественно, так как в результате каждого поглощения появляется квант резонансной линии $\lambda 584$ или $\lambda 304$, который также будет ионизовать водород. Как мы уже говорили, T означает здесь температуру излучения за границей главной серии у поверхности звезды; R выражено в единицах радиуса Солнца.

Определение T по радиусу зоны ионизации HeI и HeII требует знания плотности туманности, электронной температуры и радиуса звезды, которые обычно известны неточно. Кроме того, для определения самих радиусов зон нужно знать расстояние до туманности, которое также известно с большой ошибкой. Эти трудности отпадают, если будем определять T по отношению радиусов зон ионизации HeI, HeII и HII, так как при этом все неизвестные, кроме T , исключаются. Разумеется, такое определение T предполагает, что температура излучения за границами соответствующих серий одинакова, т. е. излучение выходит из одного слоя, находящегося в состоянии локального термодинамического равновесия. Возможную причину невыполнения этого условия рассмотрим ниже.

Отношения радиусов зон ионизации имеют вид

$$\begin{aligned}\frac{S_{\text{HI}}}{S_{\text{HeI}}} &= 10^{-0.335 + \frac{18400}{T} \left(\frac{n_{\text{He}}}{n_{\text{H}}} \right)^{1/2}} \\ \frac{S_{\text{HeI}}}{S_{\text{HeII}}} &= 10^{+0.123 + \frac{49900}{T}} \\ \frac{S_{\text{HI}}}{S_{\text{HeII}}} &= 10^{-0.212 + \frac{68300}{T} \left(\frac{n_{\text{He}}}{n_{\text{H}}} \right)^{1/2}}.\end{aligned}\tag{11}$$

Относительное число атомов He входит в степени $\frac{1}{3}$ и может быть взято приближенно. Температура же входит в экспоненте и определяется со значительно большей точностью, чем отношение радиусов зон, если для ранних O звезд использовать $\frac{S_{\text{HI}}}{S_{\text{HeII}}}$.

При выводе (11) предполагалось, что средняя плотность в различных зонах одна и та же. На самом деле, плотность в центре диффузной туманности часто бывает в 3—4 раза больше, чем на периферии *. Это внесет в $\frac{S_{\text{HI}}}{S_{\text{HeII}}}$ ошибку, не превосходящую 100%, так как средняя плотность туманности ρ меньше центральной в 2—3 раза, и S_{HI} пропорционально $\rho^{\frac{2}{3}}$. Температуры, измеренные таким образом, окажутся ниже истинных. В каждом конкретном случае можно, зная приблизительно концентрацию к центру, оценить поправку и уменьшить, таким образом, ошибку. Второй источник ошибок заключается в том, что зона ионизации водорода может быть больше туманности, туманность может не поглотить все излучение звезды за

* Излучение единицы объема пропорционально квадрату плотности.

пределом серии Лаймана. Эта ошибка будет завышать температуру звезды. Ошибки будут взаимно уничтожаться в случае, если бы зона НII в идеальной туманности, имеющей плотность центральных частей реальной туманности, имела размер последней. Если измерения будут сделаны для большого числа туманностей, роль ошибок в среднем будет невелика*.

Радиусы зон HeII и HeIII лучше всего было бы определить, фотографируя спектры различных частей туманности и отмечая наличие линий HeI и HeII. Однако это не всегда возможно. Более быстрый, хотя и менее точный способ — измерить относительные интенсивности линий излучения H, HeI и HeII в спектре туманности около горячей звезды, возбуждающей свечение. Рассмотрим для примера туманность постоянной плотности. Интенсивность выходящего излучения в линии H_{β} определяется выражением

$$4\pi I_{\beta} = A_{42} n_4 h \nu_{42} l_{\text{HII}}, \quad (12)$$

где A_{42} — вероятность перехода; n_4 — концентрация атомов водорода в четвертом квантовом состоянии; ν_{42} — частота H_{β} ; l_{HII} — толщина излучающего слоя в см. Величина n_4 выражается через концентрацию протонов и электронов (см. [8], стр. 23)

$$n_4 = b_4 n_{\text{HII}} n_e \frac{h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} 4^2 e^{\frac{h R Z^2}{4^2 \cdot T_e}}, \quad (13)$$

где b_4 — параметр, характеризующий населенность данного уровня, равный для $T_e = 10000^\circ$, по вычислениям Бекера и Мензела, 0.166.

Подставляя (13) в (12), заменяя постоянные и выражая l_{HII} в парсеках, находим

$$4\pi I_{\beta} = 3 \cdot 10^{-7} n_{\text{HII}} n_e l_{\text{HII}}. \quad (14)$$

Таким же способом, принимая для HeII, согласно Мензелу, $b_4 = 0.005$, находим для интенсивности излучения в линии λ 4686 (переход $4f - 3d$)

$$4\pi I_{4686} = 3 \cdot 10^{-6} n_{\text{HeIII}} n_e l_{\text{HeIII}}. \quad (15)$$

Из (14) и (15) получаем

$$\frac{l_{\text{HII}}}{l_{\text{HeIII}}} = 10 \frac{n_{\text{HeIII}}}{n_{\text{HII}}} \frac{I_{\beta}}{I_{4686}} = 10 \frac{n_{\text{He}}}{n_{\text{H}}} \frac{I_{\beta}}{I_{4686}}. \quad (16)$$

Последнее равенство написано исходя из того, что в зонах HeIII и HII ионизация He и H практически полная. Относительное содержание He может быть принято равным своему среднему значению для других туманностей или определено по линиям HeI той же туманности. Величина $\frac{S_{\text{HII}}}{S_{\text{HeII}}} \geq \frac{l_{\text{HII}}}{l_{\text{HeII}}}$, так как зона HII может не ограничиваться только туман-

* Статистически однородные мелкие флуктуации плотности одинаково изменяют радиусы зон ионизации и не внесут ошибку в вычисляемую температуру.

ностью. Поэтому использование (16) в (11) дает верхний предел температуры.

Если распределение плотности в туманности неоднородно, излучение туманности в линиях Н будет определяться в основном самой плотной частью (см. примечание на стр. 189). Если возбуждающая звезда находится в плотной области, последняя излучает и линии HeII. В этом случае внешние разреженные части туманности почти не участвуют в образовании линий, и задача сводится к маленькой, плотной, однородной туманности, не охватывающей всю область ионизованного водорода. Как мы уже отмечали, вычисленные при помощи (14) температуры окажутся здесь выше истинных.

Если возбуждающая свечение звезда находится в стороне от плотной области и не проектируется на нее, условия в зонах HII и HeIII почти одинаковы, так как плотность в разреженной области меняется сравнительно медленно. Вычисленные температуры окажутся ближе к истинным, хотя опять могут быть завышенными.

К наиболее неприятной ошибке может привести случайное проектирование на плотную часть туманности звезды, находящейся в разреженной части. Линии HeII будут относительно слабы, и это приведет к занижению температуры. Можно, однако, надеяться, что вероятность случайного проектирования звезды на центр туманности невелика. Действительно, как показали Г. А. Шайн и В. Ф. Газе [13], возбуждающая звезда обычно близка к центру туманности, что говорит о их пространственной близости.

Развитые выше соображения были применены для определения верхних пределов температур звезд, возбуждающих свечение туманностей NGC 6523 в Стрельце («Лагуна») и большой туманности Ориона. При помощи небулярного спектрографа, устройство которого будет описано в следующей статье, были получены спектры участков туманностей, прилегающих к звездам самого раннего в туманностях подкласса. В туманности Лагуна такой звездой является HD 164794 O5 $m_v = 6.2$, в туманности Ориона — главная звезда кратной системы трапеции Ориона θ^1 Ориона O7 $m_v = 5.4$. Никаких следов линии $\lambda 4686$ на пластинках не оказалось. Звезда O5 лежит немного в стороне от самой яркой части туманности Лагуна. Отсутствие линии говорит о том, что ее интенсивность меньше 0.1 интенсивности H β . При помощи (16), полагая $n_{\text{He}} = 0.2 n_{\text{H}}$, находим, что $I_{\text{HII}} > 20 I_{\text{HeIII}}$. Столь малая величина I_{HeIII} заставляет нас ввести поправку, обусловленную принципиальной схемой небулярного спектрографа. Так как спектрограф не имеет телескопа, фокусирующего изображение туманности на щель, каждая точка изображения линии соответствует на небе площадке диаметром 10'. Если диаметр туманности в свете данной линии больше 10', то отверстие камеры целиком заполнено, и светосила спектрографа используется полностью. Если же диаметр туманности или, например, зоны HeIII меньше 10', то яркость спектра определяется не только поверхностной яркостью туманности, но и площадью ее. Размеры туманности Лагуна 30' $\times$ 50'. Можно предположить, что толщина по лучу зрения около звезды O5 соответствует примерно 30'. Если I_{HeIII} в 20 раз меньше,

зона HeIII будет заполнять лишь малую часть отверстия камеры. Учитывая это, можно найти, что отсутствие λ 4686 эквивалентно неравенству $I_{\text{HeIII}} < 0.2 I_{\text{HeII}}$. Фактически левая часть может быть значительно меньше правой, так что можем получить очень завышенное значение температуры. Определяя последнюю по (14), находим, что $T < 50000^\circ$. Эта температура меньше, чем по Кейперу, если даже учесть разницу между эффективной и поверхностной температурами. Для уточнения значения температуры необходимо получить спектр туманности при помощи обычного щелевого спектрографа. К сожалению, малая поверхностная яркость диффузных туманностей затрудняет их спектрофотометрическое изучение. Данные имеются только для самой яркой туманности — туманности Ориона [14] вблизи трапеции. Самые слабые из наблюдавшихся линий имели интенсивность $3 \cdot 10^{-3}$ интенсивности H_β . В то же время линия λ 4686 не наблюдалась, следовательно, ее интенсивность еще меньше, и можем записать $I_{\text{HeII}} > 3 \cdot 10^3 \frac{n_{\text{He}}}{n_{\text{H}}} I_{\text{HeIII}}$.

Относительное содержание He в туманности Ориона оценим, используя данные той же работы [14]. Оценка этого относительного содержания представляет самостоятельный интерес, так как до сих пор химический состав диффузных туманностей еще не исследовался. Из выражений, подобных (12) и (13), найдем для интенсивности излучения в линии HeI, соответствующей переходу nn' , выражение

$$4\pi I_{nn'} = b_n n_{\text{HeII}} n_e \frac{h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} \frac{\omega_n}{4} e^{\frac{\chi_n}{kT_e}} A_{nn'} h\nu_{nn'} I_{\text{HeII}}, \quad (17)$$

где ω_n — статистический вес n -го уровня; χ_n — потенциал ионизации того же уровня. Используя (14) и (17), находим величину $\frac{n_{\text{HeII}} I_{\text{HeII}}}{n_{\text{HeIII}} I_{\text{HeIII}}}$ отдельно по каждой линии. Величины b_n для HeI были взяты из работы А. А. Никитина [9], вычислившего их из условий статистического равновесия в предположении, что туманность оптически плотная в линиях главной серии. Всего было использовано 12 линий, для которых имелись значения b_n и $\frac{I_{nn'}}{I_\beta}$.

Вычисления дали заметный ход с длиной волны: чем больше λ , тем больше, в среднем, относительное содержание He. Этот ход есть следствие поглощения в межзвездной среде. Поскольку поглощение обратно пропорционально длине волны, можем записать

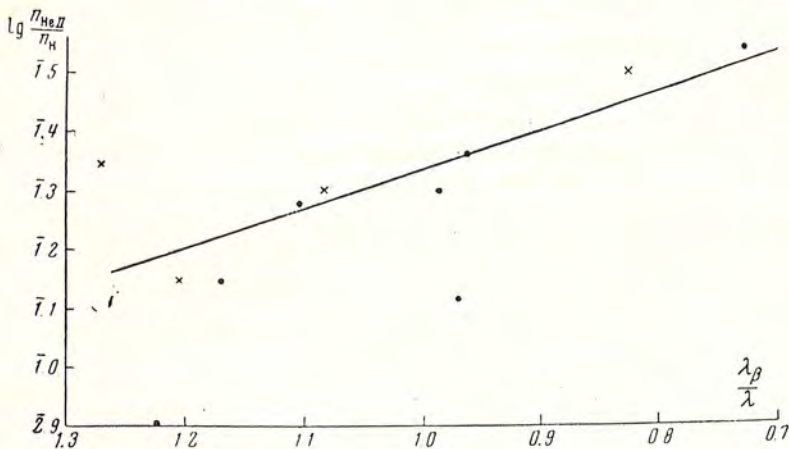
$$\lg \frac{n_{\text{HeII}} I_{\text{HeII}}}{n_{\text{HeIII}} I_{\text{HeIII}}} - \lg \left(\frac{n_{\text{HeII}} I_{\text{HeII}}}{n_{\text{HeIII}} I_{\text{HeIII}}} \right)_0 = -0.4 A_\beta \left(\frac{\lambda_\beta}{\lambda} - 1 \right), \quad (18)$$

где $\left(\frac{n_{\text{HeII}} I_{\text{HeII}}}{n_{\text{HeIII}} I_{\text{HeIII}}} \right)_0$ — величина, исправленная за поглощение; A_β — поглощение в звездных величинах для линии H_β . Зависимость $\lg \frac{n_{\text{HeII}} I_{\text{HeII}}}{n_{\text{HeIII}} I_{\text{HeIII}}}$

от $\frac{\lambda_\beta}{\lambda}$ дана на фиг. 1. Крестиками обозначены данные, полученные по триплетам, точками — по сингулетам. Содержание He по триплетам в среднем несколько больше; очевидно, величины b_n для триплетов несколько занижены.

Методом наименьших квадратов, учитывая, что линии большей интенсивности определяются с большей точностью, было найдено

$$\frac{n_{\text{HeII}} l_{\text{HeII}}}{n_{\text{HII}} l_{\text{HII}}} = 0.22 \text{ и } A_\beta = 1.^m74.$$



Фиг. 1.

Для сравнения определим величину A_β по покраснению θ^1 Ориона — HD 37022. По Стеббинсу, Хафферу и Уитфорду [15], показатель цвета этой звезды, переведенный в международную систему, равен — $0^m.03$. Принимая нормальный показатель цвета равным — $0^m.54$, находим избыток цвета CE равным 0.51. Поглощение в визуальных лучах $A_v = 4CE = 2^m.04$ и $A_\beta = 2^m.26$. Различие может объясняться тем, что поглощение в значительной степени обусловлено самой туманностью; излучение части туманности, расположенной позади θ^1 Ориона, ослаблено, и «центр тяжести» излучающей области лежит ближе, чем θ^1 .

Величина l_{HeII} , повидимому, мало отличается от l_{HII} , так как водород ионизован на большом расстоянии, и в центральной части туманности, определяющей в основном излучение, гелий должен быть однократно ионизован. Это видно из (11) — при $T \geq 20000^\circ$ S_{HeII} лишь в 2—3 раза меньше, чем S_{HII} . Таким образом, относительное содержание He, повидимому, близко к 0.22 или немного больше.

Теперь можем оценить поверхностную температуру главной звезды θ^1 Ориона. Используя значение $\frac{n_{\text{He}}}{n_{\text{H}}}$, находим, $l_{\text{HII}} > 3 \cdot 10^3 \cdot 0.22 l_{\text{HeII}} = 0.66 \cdot 10^3 l_{\text{HeII}}$, следовательно, $S_{\text{HII}} > 0.66 \cdot 10^3 S_{\text{HeII}}$. При помощи второго из равенств (11)

находим, что $T < 21000^\circ$. Это значение температуры кажется слишком низким; напомним, что для звезды 09.5 Андерхилл получила $T_0 = 25000^\circ$. Рассмотрим возможные причины такого расхождения.

В нашем расчете предполагалось, что туманность однородна. θ^1 Ориона лежит в самой яркой части туманности. Если плотность вокруг звезды действительно велика, это только увеличит интенсивность линий HeII. Причиной малой интенсивности $\lambda 4686$ может быть отсутствие или малая плотность газа в некоторой зоне вокруг звезды, вызванные, например, давлением излучения. На фотографиях, снятых в лучах участка чисто непрерывного спектра, видно, что трапецию Ориона окружает кольцевая оболочка, могущая быть следствием уплотнения при движении вещества от звезды. На существование подобных оболочек в ряде туманностей указали Г. А. Шайн и В. Ф. Газе [16].

Чтобы оценить порядок величины радиуса «пустой» зоны, рассчитаем толщину слоя, в котором He будет двукратно ионизован, если звезда находится от туманности постоянной плотности на расстоянии, соответствующем некоторому значению W . Расчет, детали которого не приводим, основан на интегрировании уравнения (3) с постоянным значением W , поскольку толщина слоя HeIII предполагается малой сравнительно с расстоянием туманности до звезды. Толщина слоя S_0 в парсеках равна

$$S_0 = \frac{1 - \beta - 2.3\beta \lg \beta}{2n_{\text{He}} a_{\text{HeII}} 3.08 \cdot 10^{18}}, \text{ где } \beta = \frac{n_e}{c'} \text{ и}$$

$$c' = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{(2\pi m k T)^{3/2}}{h^3} \frac{2q''}{q'} \sqrt{\frac{T_e}{T}} W e^{-\frac{z}{kT}}, \quad (19)$$

причем должно выполняться условие $\beta < 1$; в противном случае зоны HeIII вообще не будет.

Полагая $T = 30000^\circ$, $W = 10^{-10}$, $n_e = 10^2$, $n_{\text{He}} = 0.2 \cdot 10^2$, находим, что $S_0 = 0.5 \cdot 10^{-3}$ парсек $= 1.5 \cdot 10^{15}$ см. Если радиус звезды равен $10R_\odot$, то расстояние от звезды до туманности, или радиус «пустой» зоны, равно 10^{-2} парсек, т. е. больше толщины слоя HeIII. Радиус зоны III при тех же условиях, определяемый уравнением (10), равен $S_{\text{H}} = 1.5$ парсек, что примерно соответствует радиусу более яркой части туманности. Отношение

$$\frac{I_{\text{HII}}}{I_{\text{HeIII}}} = \frac{1.5}{0.5 \cdot 10^{-3}} = 3 \cdot 10^3, \text{ т. е. больше, чем требуется для объяснения наблюдаемого отсутствия линии } \lambda 4686.$$

Таким образом, наличие небольшой полости вокруг звезды, практически незаметной при наблюдениях в свете водородных линий, может существенно понизить интенсивность линий HeII и тем самым понизить вычисляемую температуру звезды. Заметим, что если бы $T = 21000^\circ$, то при $n_e = 10^2$, что скорее занижено, чем завышено, так как яркость туманности Ориона очень велика, зона ионизации водорода имела бы радиус $S_{\text{H}} = 0.6$ парсек, что меньше видимых размеров яркой (но не самой яркой) части туманности. Следовательно, температура звезды должна быть в действительности выше 21000° .

Другой возможной причиной кажущегося понижения температуры может быть наличие небольшой плотной оболочки вокруг звезды, погло-

щающей излучение с длиной волны $\lambda < 228 \text{ \AA}$ сильнее, чем излучение за лаймановским пределом, так как водород в оболочке сильнее ионизован, чем HeII. Однако наличие такой оболочки, поглощающей существенную часть ультрафиолетового излучения звезды, должно привести к появлению ярких линий в спектре самой звезды, которые, как легко показать, должны быть ярче, чем если бы они излучались туманностью, поскольку большая часть ультрафиолетового излучения звезды перерабатывается в кванты меньшей частоты в малом объеме, а величина W еще достаточно мала, чтобы обеспечить преобладающую роль процессов флюоресценции.

Кроме предположения о постоянстве плотности в туманности мы не делали никаких допущений, которые могли бы существенно повлиять на вычисляемое значение температуры звезды. Поэтому если дальнейшие наблюдения, главным образом около более горячих звезд, где наличие полости не будет сильно влиять на интенсивность линии HeII из-за большой величины S_{HeII} , опять приведут к низкой температуре, придется принять, что излучение звезды не определяется формулой Планка, в частности, что интенсивность излучения за $\lambda 228$ не соответствует поверхностной температуре.

Надо заметить, что поверхностная температура в звездах с протяженными оболочками меньше, чем в обычных звездах тех же классов, — это следует и из теоретических соображений, и из наблюдаемого увеличения бальмеровского скачка [17] в таких звездах. Однако в данном случае это не устраняет противоречие, так как звезда с низкой поверхностной температурой, как было указано выше, не смогла бы ионизовать водород в туманности Ориона.

Можно показать, что излучение O звезд в области $\lambda < 228 \text{ \AA}$ должно соответствовать более низкой температуре, чем излучение за лаймановским пределом. Действительно, рассчитаем ионизацию H и He во внешних слоях атмосферы звезды O7, используя обычную формулу Саха

$$\frac{n_2 n_e}{n_1} = \frac{(2\pi m k T)^{3/2}}{h^3} \frac{2q''}{q'} e^{-\frac{Z_1}{kT}}. \quad (20)$$

Здесь T означает температуру излучения за пределом главных серий обоих элементов в одном и том же слое, для которого примем значение $n_e = 3 \cdot 10^{11}$. Поскольку нас будет интересовать относительная величина ионизации, точное значение n_e несущественно. Полагая $T = 30000^\circ$, находим

$$\frac{n_{\text{HeIII}}}{n_{\text{HeII}}} = 34, \quad \frac{n_{\text{HII}}}{n_{\text{HI}}} = 2.2 \cdot 10^8.$$

Разница получается больше чем на 6 порядков, и никакие допустимые изменения температур излучения как за $\lambda 228$, так и за $\lambda 912$ не могут существенно уменьшить это расхождение. Следовательно, коэффициент поглощения за $\lambda 228$ в атмосфере звезды значительно больше, чем за

лаймановским пределом, и слой, из которого выходит излучение, ионизирующее HeII, лежит выше слоя, ответственного за излучение $\lambda < 912 \text{ \AA}$, и поэтому имеет более низкую температуру. Отметим, что ионизация HeI почти столь же велика, как и ионизация водорода, и эффективные слои соответствующих температур приблизительно совпадают.

Можно ли ожидать значительную разницу температур слоев?

Похожую задачу для несколько другого случая решил Э. Р. Мустель [18]. Он рассматривал лучевое равновесие атмосферы звезды с $T_{\text{ef}} = 10500^\circ$, находящейся в локальном термодинамическом равновесии. Температура T'_0 в слое, где оптическая толщина в частотах до лаймановского предела ν_1 мала, а за пределом велика, определяется излучением с $\nu < \nu_1$. Наличие лаймановского континуума создает в более высоких слоях большой градиент температуры, и в слое, где мала оптическая толщина в частотах $\nu > \nu_1$, температура на $300\text{--}400^\circ$ ниже, чем T'_0 . Для звезды O7 континуум за $\lambda 228$ играет роль лаймановского континуума в более холодных звездах — и частота и температура увеличиваются в данном случае примерно в 4 раза. Количественный расчет температуры в слое, излучающем энергию с $\lambda < 228 \text{ \AA}$, провести трудно, но качественно указанный Мустелем эффект, несомненно, должен иметь место, температура излучения для $\lambda < 228 \text{ \AA}$ должна быть ниже, чем для $\lambda < 912 \text{ \AA}$. Возможно, что это объясняет аномально низкую ионизацию HeII в туманности.

Рассчитаем, какого порядка должна быть разница температур в указанных слоях, чтобы объяснить отсутствие линии $\lambda 4686$. Приняв температуру излучения за $\lambda 912 \text{ \AA}$ равной, например, 30000° , найдем, используя (9), (10) и неравенство $l_{\text{HII}} > 0.66 \cdot 10^3 l_{\text{HeII}}$, что $T_{\lambda < 228} < 23000^\circ$. Видим, что последняя температура мало зависит от принятого значения $T_{\lambda < 912}$.

Интересно отметить, что в более горячих звездах — ядрах планетарных туманностей, повидимому, наблюдается обратное соотношение. Температуры T_{He} (определенные методом Занстра по линиям HeII) оказываются почти всегда выше, чем T_{H} (температуры, определенные по линиям H).

Например, для ядра туманности NGC 7612 $T_{\text{H}} = 43000^\circ$, а $T_{\text{He}} = 180000^\circ$. Обычно это объясняется тем, что туманность, поглощая все излучение с $\lambda < 228 \text{ \AA}$, имеет сравнительно небольшую оптическую толщину за лаймановским пределом и поглощает лишь часть излучения с $\lambda < 912 \text{ \AA}$ [19].

Рассмотрим этот эффект более подробно. Предположим, что T_{He} близка к истинной температуре звезды. В случае туманности с постоянной плотностью излучение единицы объема в линиях H можно считать постоянным внутри зоны HII. Отсюда легко получить, что полная энергия, поглощаемая туманностью размера $S_{\text{HeII}} \leq S < S_{\text{HII}}$, пропорциональна объему туманности и составляет долю $\left(\frac{S}{S_{\text{HII}}}\right)^3$ от полного излучения звезды за $\lambda = 912 \text{ \AA}$.

Наименьшего значения эта доля достигает при $S = S_{\text{HeII}}$. Какой окажется в данном случае температура ядра, определенная по линиям H? В методе

Занстра сравниваются величины $\int_{\nu_1}^{\infty} B_{\nu}(T) d\nu$ и $B_{\nu_2}(T)$, причем ν_2 соответ-

ствуется видимой части спектра. Вычислим с точностью до произвольной постоянной логарифм отношения этих величин D как функцию T , считая B_{ν_2} пропорциональной T , что справедливо при $T > 60000^\circ$:

$$D = \frac{\int_0^\infty B\nu(T) d\nu}{B_{\nu_2}(T)} \propto e^{-x_1} \left(1 + \frac{3}{x_1} + \frac{6}{x_1^2} + \frac{6}{x_1^3} \right), \quad (21)$$

где $x_1 = \frac{h\nu_1}{kT}$. Частичное поглощение ультрафиолетового излучения туманностью эквивалентно умножению величины D на $\left(\frac{S_{\text{HeII}}}{S_{\text{HI}}}\right)^3$. При помощи (11), полагая $\frac{n_{\text{He}}}{n_{\text{H}}} = 0.22$, находим

$$\Delta \lg D = \lg \left(\frac{S_{\text{HeII}}}{S_{\text{HI}}} \right)^3 = 1.293 - \frac{204900}{T}. \quad (22)$$

Вычисляя $\Delta \lg D$ для разных значений T и используя график зависимости $\lg D$ от T , находим, каково наименьшее возможное значение T_{H} при различных значениях T_{He} . Результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1

Наименьшие возможные значения
 T_{H} при различных T_{He}

T_{He}	T_{H}	T_{He}	T_{H}
183 000°	182 000°	120 000°	89 000°
170 000	160 000	100 000	60 000
150 000	125 000	80 000	38 000

Мы видим, что при сравнительно низких температурах ядра разница может быть значительна, но при $T > 183000^\circ$ $S_{\text{HeII}} \geq S_{\text{HI}}$, и рассматриваемый эффект оказывается несущественным.

При этом нельзя, однако, учитывать диффузное излучение за $\lambda 228$; числа таблицы для $T \geq 150000$ вычислены в этом предположении, первый член в правой части (22) равен 1.117.

Таким образом, различие T_{He} и T_{H} в большинстве случаев, повидимому, реально и говорит об избытке в излучении ядер туманностей за $\lambda = 228 \text{ \AA}$ в противоположность тому, что, вероятно, наблюдается в обычных звездах класса О. Аналогию между ядрами и обычными О звездами в данном случае проводить нельзя, потому что ионизация HeII в атмосферах ядер очень велика, и коэффициент поглощения не должен заметно увеличиваться за $\lambda 228 \text{ \AA}$. Излучение, ионизирующее H и HeII, может выходить из одного слоя, и аномальная интенсивность второго может определяться какими-либо другими, пока еще не известными причинами.

Большой интерес представил бы расчет модели атмосфер звезд класса О, включающий излучение за $\lambda 228 \text{ \AA}$, и теоретическое определение ожидаемой разности температур слоев, откуда выходит излучение, ионизирующее H и HeII.

Метод Занстра дает нижнюю границу температуры звезды, вернее температуры излучения за пределом серии Лаймана. Отношение радиусов зоны ионизации HeII и планетарной туманности в лучах водородных линий дает верхнюю границу температуры в том же смысле при условии, что излучение за пределами обеих серий имеет одинаковую температуру. Если излучение за $\lambda 228$ имеет большую температуру, верхняя граница оказывается завышенной, неравенство еще усиливается. Таким образом, измерение радиусов зон ионизации позволяет ограничить температуры ядер сверху. Преимущество такого метода — его простота. Он не требует применения фотометрии.

Мы использовали репродукции бесцелевых и целевых спектрограмм, полученных Райтом [20] на Ликской обсерватории. Измерялись наиболь-

Таблица 2

Верхние пределы температур ядер, определенные по отношению радиусов зон ионизации

NGC	$T_{\max}$	T_H
6543	55 000°	35 000°
6572	93 000	41 000
6818	180 000	51 000
7009	93 000	52 000
7027	150 000	86 000
7662	135 000	78 000

шие радиусы изображений в линиях H_β или H_γ (выбиралось изображение, в котором плотность была сравнима с плотностью изображения в $\lambda 4686$, для исключения действия фотографического эффекта) и радиусы зоны HeIII в том же сечении. Для тех же туманностей измерялось отношение высот соответствующих линий на целевой спектрограмме. Кольцевая структура, заметная у некоторых туманностей, в данном случае не искажает сильно результат, потому что мы измеряем не интенсивности линий, а непосредственно радиусы зон, мало зависящие от наличия полости,

радиус которой не превышает 0.6 радиуса зоны ионизации, так как поглощение в центральной части туманности все равно мало из-за сильной ионизации. Для расчета верхней границы температуры излучения ядер за пределом лаймановской серии использовалась формула (11), причем $\frac{n_{\text{He}}}{n_{\text{H}}}$ полагалось равным 0.2.

Результаты вычислений приведены в табл. 2. В третьем столбце даны температуры, определенные методом Занстра, взятые из каталога Б. А. Воронцова-Вельяминова [19].

Большая разница между числами второго и третьего столбцов объясняется влиянием отклонения излучения звезды от равновесного и, в особенности, неполным поглощением туманностью излучения звезды за лаймановским пределом — этот фактор увеличивает $T_{\max}$ и уменьшает T_H .

Такая точка зрения противоречит утверждению, выдвинутому Пейджем и Гринштейном [21], что планетарные туманности есть области III в большой диффузной туманности, состоящей вне этой зоны из неионизованного водорода. Против этого можно выдвинуть следующее возражение. Если планетарная туманность есть область III, то электронная концен-

трация должна падать на ее границах очень быстро — на расстоянии, меньшем 10^{15} см (при плотности $n_H \approx 10^3$), n_e должно уменьшаться на несколько порядков, и излучение туманности в линиях Н и О должно быть резко ограничено за границами.

На фотографиях, сделанных с различными экспозициями (15^m и 2^h для кольцевой туманности в Лире, 1^m и 1^h для NGC 6826 в Лебеде), туманности увеличиваются в размерах в 1,5—2 раза. Это увеличение нельзя объяснить фотографическим эффектом; повидимому, вокруг туманностей действительно, имеется излучающий ионизованный газ с меньшей плотностью, т. е. планетарные туманности представляют собой ограниченные видимыми размерами облака газа, а не области III.

Июнь 1952 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. P. Kuiper. *Ap. J.* 88, 385, 1938.
2. R. M. Petrie. *Publ. Dom. Obs. Victoria* 7, 321, 1947.
3. Z. Korpal. *C. Treuenfels. Harv. Coll. Obs. Circ.*, 457, 1951.
4. A. B. Underhill. *A. J.* 55, 185, 1950; *Ap. J.* 111, 203, 1950.
5. J. C. Pecker. *Ann. d'Ap.* 13, 433, 1950.
6. Э. Р. Мустель. *Астрон. журн.* 18, 297, 1941.
7. *Астрофизический сборник*, М., ИЛ, 1949, стр. 222.
8. *Сборник «Физические процессы в газовых туманностях»*. М., ИЛ, 1948.
9. А. А. Никитин. *Ученые записки ЛГУ, сер. матем.* 15, вып. 22, 47, 1950.
10. G. Breit. *E. Teller. Ap. J.* 91, 215, 1940.
11. S. Miyamoto. *PAS Jap.* 2, 23, 1950.
12. J. A. Wheeler. *Phys. Rev.* 43, 258, 1933.
13. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* 6, 3, 1951.
14. A. B. Wyse. *Ap. J.* 95, 356, 1942.
15. J. Stebbins, C. Huffer. *A. Whitford, Ap. J.* 91, 20, 1940.
16. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* 8, 80, 1952.
17. J. Berger, R. Canavaggia, D. Chalonge. *A. Fringant. C. R.* 232, 2398, 1951.
18. Э. Р. Мустель. *Астрон. журн.* 17, № 2, 38, 1940.
19. Б. А. Воронцов-Вельяминов. *Газовые туманности и новые звезды*. М., изд. АН СССР, 1948.
20. W. H. Wright. *Publ. Lick Obs.* 13, 193, 1918.
21. T. Page. *J. Greenstein. Ap. J.* 114, 98, 1951.
22. J. Duncan. *Ap. J.* 86, 496, 1937.

МАССЫ ОБОЛОЧЕК НОВЫХ ЗВЕЗД

И. М. Копылов

В работе определяются для десяти новых звезд массы выброшенных оболочек по их светимости и объему в небулярной стадии. Массы заключены в пределах от $5 \cdot 10^{28}$ до 10^{30} г. Сравнение масс оболочек и светимостей Новых в минимуме приводит к заключению, что между ними существует весьма тесная зависимость, имеющая, несомненно, глубокую физическую основу.

Оценка масс оболочек, выброшенных новыми звездами в процессе вспышки, представляет большой интерес как для выяснения причин, приведших к вспышке, так и для выяснения космогонического значения самого факта вспышки.

К настоящему времени разработано несколько способов определения масс оболочек новых звезд. Оказывается, что масса оболочки одной и той же Новой получается различной при определении ее разными способами. Поэтому несравненно важнее определять массы оболочек каким-либо одним способом для возможно большего числа звезд, чем разными способами для немногих звезд, чтобы получить достаточно обширный и однородный материал, пригодный для статистических сопоставлений с другими характеристиками Новых.

Основная цель настоящей работы заключается в определении масс оболочек по их светимости и объему в небулярной стадии развития и в сопоставлении полученных масс с некоторыми другими характеристиками Новых, в частности с их абсолютными величинами в нормальном состоянии.

§ 1. Определение масс оболочек

По мере удаления оболочки от звезды уменьшаются плотность материи в ней и плотность излучения, приходящего от звезды. В оболочке создаются благоприятные условия для появления запрещенных линий, наступает небулярная стадия развития Новой. В некоторый момент запрещенные линии достигают максимума интенсивности. Обычно наиболее яркими

оказываются линии [OIII] ($\lambda\lambda$ 5007, 4959, 4363); в некоторых случаях они составляют 90—95 % всего видимого излучения оболочки. К этому времени почти совершенно исчезает непрерывный спектр, наблюдающийся сразу же после максимума блеска, а кроме запрещенных линий остаются в основном линии водорода и гелия.

Нетрудно вывести формулу для определения массы оболочки на основании наблюдательных данных, получаемых для небулярной стадии.

Сделаем некоторые предположения о физических условиях в оболочке. Будем считать, что оболочка состоит в основном из водорода. В пользу этого предположения говорит большое число фактов (см., например, [1]). К моменту наибольшего развития небулярной стадии плотность в оболочке становится настолько малой, а температура звезды настолько повышается, что оптическая толщина оболочки за границей серии Лаймана становится меньше единицы. Вся оболочка оказывается ионизованной. Считаем $\frac{n^+}{n_1} \gg 1$, где n^+ — число ионизованных атомов в 1 см³; n_1 — число нейтральных атомов. Тогда масса оболочки равна

$$\mathfrak{M} = m_{\text{H}} n^+ V. \quad (1)$$

Здесь m_{H} — масса атома водорода; V — объем оболочки.

С другой стороны, энергия, излучаемая всем объемом оболочки в какой-либо водородной линии с частотой ν_{ik} , равна

$$E_{ik} = A_{ki} h \nu_{ik} n_k V; \quad (2)$$

здесь A_{ki} — вероятность спонтанного перехода; n_k — число атомов водорода в k -ом состоянии в 1 см³. Из формулы (2), вводя обозначение $\frac{n_k}{n_e n^+} = x_k$ и имея в виду, что $n_e \simeq n^+$, получаем

$$E_{ik} = A_{ki} h \nu_{ik} x_k n^{+2} V. \quad (3)$$

Величины x_k слабо зависят от электронной температуры T_e , которая от места к месту в оболочке очень мало меняется. Поэтому величины x_k можно считать просто постоянными. Они определяются из условий стационарности для уровней водородного атома.

Введем обозначение

$$\lambda_{ki} = \frac{E_{ik}}{L}, \quad (4)$$

где L — энергия, излучаемая всем объемом оболочки в визуальной области спектра. Тогда, на основании соотношений (1), (3) и (4), получаем следующее выражение для массы оболочки:

$$\mathfrak{M} = C \sqrt{L V}, \quad (5)$$

в котором

$$C = m_{\text{H}} \sqrt{\frac{\lambda_{ki}}{A_{ki} h \nu_{ik} x_k}}. \quad (6)$$

Впервые формула (5) была получена В. А. Амбарцумяном [2] и использовалась для определения масс планетарных туманностей.

Величины x_i вычислены Д. Мензелом и Бекером [3] для водорода при различных значениях электронных температур. Принимая T_e в оболочках новых звезд равной 7000° , по гипотезе В (оболочка непрозрачна к излучению в линиях серии Лаймана) получим для линии H_β $x_4 = 4.1 \cdot 10^{-21}$, по гипотезе А (оболочка прозрачна в линиях серии Лаймана) $x_4 = 2.4 \cdot 10^{-21}$.

Величина $\lambda_{42}(\lambda_\beta)$ (отношение интенсивности линии H_β к визуальной светимости оболочки) уменьшается по мере развития небулярной стадии (от 0.20—0.25 в начале до 0.04—0.05 в момент наибольшего развития).

Зависимость визуальной светимости L от расстояния R в парсеках и видимой визуальной величины m_0 (исправленной за поглощение света в межзвездном пространстве) можно записать в виде

$$L = 3.3 \cdot 10^{33} R^2 10^{-0.4m_0}. \quad (7)$$

Объем оболочки можно вычислить по формуле

$$V = \frac{4}{3} n r^3 (1 - \gamma^3), \quad (8)$$

где $\gamma = \frac{r_1}{r_2}$ (r_1 — внутренний радиус оболочки, r_2 — внешний). Величину γ для оболочек Новых, которые обычно имеют вполне планетарный вид, можно, не делая большой ошибки, принять в среднем равной 0.8. Тогда

$$V = 2.1 v^3 t^3, \quad (9)$$

где v — скорость расширения оболочки; t — время, протекшее от максимума. Окончательно формулу (5) можно записать в следующем виде

$$\mathfrak{M} = 4.5 \cdot 10^{-12} \sqrt{\lambda_\beta L V}, \quad (10)$$

где L и V даются выражениями (7) и (9).

Мак Лафлин [4] определил для шести Новых величины Δm и Δt (считая от максимума) для моментов наибольшей интенсивности линий [OIII]. Мы оценили на основании различных источников величины Δm и Δt еще для четырех Новых: NPic 1925, NAur 1891, NPup 1942 и NLas 1950.

Сведем данные в виде таблицы (табл. 1). Для NLas 1936 взят момент, когда $\frac{H_\beta}{H_\alpha} = 0.2$. Для NHer 1934 мы приняли $\gamma = 0.5$, так как в течение 100 дней из нее происходило интенсивное истечение вещества, по массе сравнимого с основной оболочкой, вследствие чего оболочка получилась очень протяженной.

Расстояния и поправки за поглощение света в межзвездном пространстве были взяты согласно [5]. Вычисления велись с величиной x_4 , взятой по гипотезе В. В случае гипотезы А массы будут больше примерно на 30%. Массы оболочек, вычисленные по формуле (10), с данными табл. 1, приводятся в табл. 2.

Таблица 1

Новая	Δt	m_{vis}	R_{ps}	A_{vis}	V , км/сек	λ_{β}
Aur 1891	600 ^d	10 ^m .2	710	1 ^m .6	400	0.05
Per 1901	900	11. 0	500	1. 4	1300	0.10
Gem 1912	540	9. 8	1500	0. 8	800	0.05
Aql 1918	750	8. 5	360	1. 6	1700	0.05
Cyg 1920	1000	10. 9	1660	1. 2	700	0.05
Pic 1925	1150	7. 1	670	0. 4	300	0.22
Her 1934	370	6. 9	240	0. 4	310	0.10
Lac 1936	420	10. 9	1400	1. 5	1600	0.04
Pup 1942	710	10. 9	1200	1. 1	600	0.05
Lac 1950	160	10. 0	2300	1. 7	1200	0.20

Таблица 2

Новая	M_{max}	M_{min}	$\mathfrak{M}$, г
Aur 1891	— 6 ^m .8	+4 ^m .5	1.7·10 ²⁹
Per 1901	— 9. 7	3. 6	7.1·10 ²⁹
Gem 1912	— 8. 2	3. 5	5.7·10 ²⁹
Aql 1918	—10. 5	2. 1	1.4·10 ³⁰
Cyg 1920	— 9. 7	4. 4	3.2·10 ²⁹
Pic 1925	— 8. 4	3. 7	7.1·10 ²⁹
Her 1934	— 5. 9	7. 8	5.5·10 ²⁸
Lac 1936	—10. 2	3. 3	7.0·10 ²⁹
Pup 1942	—11. 0	>6. 1	3.8·10 ²⁹
91 Lac50	— 8. 8	>0. 5	5.7·10 ²⁹

§ 2. Обсуждение метода

Сразу же после максимума, после выброса основной оболочки, с поверхности звезды начинается мощное истечение вещества, о чем свидетельствует появление в спектрах Новых диффузно-искрового и орионова спектров.

Небулярная стадия Новой достигает наибольшего развития через 1—3 года после максимума блеска. К этому времени мощное истечение вещества с поверхности звезды в основном заканчивается, а температура звезды очень сильно повышается, о чем свидетельствует появление в спектре самой оболочки линий элементов с высоким потенциалом ионизации, в частности линий HeII, NV, OIII и т. д. Так как плотность вещества в оболочке к этому времени значительно уменьшается, то оптическая толщина ее за границей серии Лаймана становится меньше единицы, оболочка оказывается полностью ионизованной, и мы, таким образом, определяем массу всего выброшенного вещества, т. е. в значительной мере и того, которое

было выброшено после максимума блеска при непрерывном истечении. Однако следует заметить, что величина этой последней массы едва ли может превосходить массу основной оболочки.

Основной недостаток этого метода — неточное определение объема оболочки, так как неизвестен закон ее развития с течением времени. Из наблюдений следует, что оболочка обычно напоминает планетарную туманность, и ее линейная толщина составляет несколько десятых внешнего радиуса. Для звезд N Aug 1891 и N Her 1934 она составляет около 0.5. Ошибка в определении объема несколько уменьшается тем, что в формулу для массы он входит под корнем. Учет флуктуаций плотности вещества в оболочке должен несколько уменьшить полученные массы. Величина λ_p определяется очень уверенно, к тому же она входит в выражение для массы также под корнем. Таким образом, можем считать, что порядок массы оболочки определяется с довольно большой точностью (полученные массы могут отличаться от истинных не более чем в несколько раз).

Как видно из табл. 2, массы оболочек рассмотренных Новых оказываются в среднем $10^{-4}M_{\odot}$, т. е. несколько больше, чем обычно получали раньше. Увеличение произошло в основном вследствие учета поглощения света в межзвездном пространстве.

§ 3. Обсуждение результатов

На первый взгляд кажется, что наиболее естественно искать зависимость между массой оболочки, выброшенной в момент вспышки, и абсолютной величиной Новой в максимуме. Определению характера этой зависимости посвящена в основном работа Ш. Г. Горделадзе [6], в которой по соотношениям, связывающим эти две величины, определялись массы оболочек.

Однако сравнение абсолютных величин Новых в максимуме и масс оболочек, определенных методом, не связанным с самой величиной $M_{\max}$, не выявляет ожидаемой зависимости. Единственный вывод, который следует из указанного сравнения, это то, что массы оболочек двух Новых N Her 1934 и N Aug 1891, имеющих очень малые светимости в максимуме (около $-6^m.5$) и к тому же (что, на наш взгляд, заслуживает особого внимания) аномальные кривые блеска, на один порядок меньше масс оболочек остальных Новых.

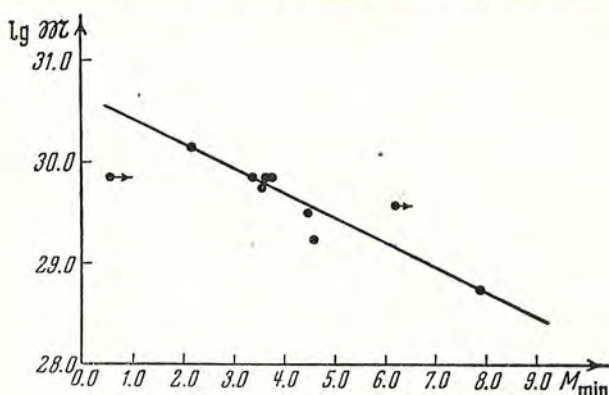
Чрезвычайно важно установление зависимости между массами самих Новых и массами выброшенных оболочек; однако в настоящее время мы мало что можем сказать об этом, так как наши данные о массах Новых имеют пока еще дискуссионный характер.

Так как Новые являются совершенно особым классом звезд, то для них едва ли должна выполняться обычная зависимость масса — светимость (в минимуме). Более того, известно, что болометрические светимости Новых в нормальном состоянии заключены в интервале от -2^m до $+4^m$, в то время как имеется довольно много указаний на то, что массы Новых исключительно

велики (см., например, [1]). Поэтому определение масс Новых по обычной зависимости масса — светимость не имеет реальных оснований. Массы же оболочек определялись многими способами, и порядок их определен довольно уверенно. Если, следуя Э. Р. Мустелю [1], считать, что Новые — это звезды с аномально большими массами, а вспышки Новых — это механизм освобождения звезд от излишней массы, не соответствующей их яркости, то следует ожидать, что более массивные звезды должны выбрасывать большие оболочки, чем звезды с меньшими массами.

Несмотря на невыполнение обычной зависимости масса — светимость, критерием массы для Новых являются все же их светимости (в том лишь смысле, что чем больше светимость звезды, тем больше ее масса), так как внутреннее строение Новых и причина их вспышек, по видимому, одинаковы.

Поэтому естественно сравнить величины выброшенных масс, определенных каким-либо одним способом, со светимостями новых звезд в минимуме, т. е. в их



нормальном состоянии. На фиг. 1 показана эта зависимость. Логарифмы масс оболочек (ордината) взяты согласно табл. 2. Визуальные абсолютные величины звезд в минимуме (абсцисса) взяты из работы [5].

Как видно из фиг. 1, зависимость (M , $M_{\min}$) намечается довольно четко. Самая яркая в минимуме звезда N Aql 1918 выбросила и самую большую оболочку ($1.4 \cdot 10^{30}$ г), самая слабая звезда N Her 1934 выбросила оболочку с массой $5.5 \cdot 10^{28}$ г.

На возможность существования такой зависимости уже указал Ш. Г. Горделадзе [6]. Фиг. 1 есть первая попытка представить эту зависимость количественно. Естественно, что существование такой зависимости приводит к существованию зависимости между массой оболочки и массой самой звезды. Если вычислить с вновь полученными величинами $M_{\max}$ [5] массы новых звезд (во всяком случае, эквиваленты масс — величины сил, действующих по направлению к центру звезды), как это делается в работах [1] и [7], и сравнить с массами оболочек, то получим весьма тесную зависимость; однако, имея в виду малое число звезд, использованных для этого, и очень неуверенные определения масс этих звезд, следует считать результаты лишь предварительными. Можно надеяться, что уточнение масс новых звезд приведет к уточнению упомянутой зависимости, имеющей большое космогоническое значение.

Сентябрь 1952 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 144, 1951.
 2. В. А. Амбарцумян. Теоретическая астрофизика. М., ГОНТИ, 1939, стр. 172.
 3. Д. Мензел и др. Физические процессы в газовых туманностях. М., ИЛ, 1948, гл. III.
 4. D. McLaughlin. Ap. J. 95, 428, 1942.
 5. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 116, 1952.
 6. Ш. Г. Горделадзе. Бюлл. Абастуманской обсерв. 1, 75, 1937.
 7. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 152, 1949.
-



Фиг. 1. Фотография области FU Orionis

НОВАЯ ТУМАННОСТЬ ОКОЛО НОВОПОДОБНОЙ ЗВЕЗДЫ
FU Orionis

В. Ф. Газе и Г. А. Шайн

Обнаружена новая эмиссионная туманность в виде дуги параболы, обрамляющей новоподобную звезду FU Orionis.

При фотографировании в лучах H_{α} обширной области водородной эмиссии вокруг λ и φ Orionis нами была обнаружена интересная, довольно слабая туманность в виде дуги параболы общим протяжением около $30'$, обрамляющей в основном с запада новоподобную звезду FU Orionis ($5^h39^m.9 + 9^{\circ}2'$ для 1900). По крайней мере частично, туманность имеет волокнистый характер. В соответствии с принятой нами нумерацией туманностей, обнаруженных в Симеизе, мы обозначили ее номером S 280 (фиг. 1). Положение туманности для 1900 : $\alpha = 5^h38^m.8$ $\delta = +9^{\circ}6'$. Туманность снята нами, повидимому, впервые. Во всяком случае, в атласах Росса и Барнарда на этом месте ничего не заметно.

Очень вероятно, что эта туманность связана с FU Orionis (сF8). Не исключена возможность объяснить появление туманности S 280 как световой сигнал от новоподобной FU Orionis, сильная вспышка яркости которой на 6 величин наблюдалась в 1939 г. [1]. Если это было бы так, то можно было ожидать в ближайшее время изменений в туманности. Необходимо отметить, что в 1939 г. была открыта небольшая отражательная кометообразная туманность непосредственно около FU Orionis, которая заметна также и на нашей фотографии. Эта отражательная туманность, но не новая эмиссионная туманность S 280, была исследована Дикфосом [2], Струве, Элви, Линке [3] и др.

Заслуживает внимания то обстоятельство, что туманность S 280 в значительной части, хотя и не полностью, проходит по границе небольшого темного облака (Барнард 35), почти в центре которого находится FU Orionis.

Туманность снята нами два раза при очень плохих зимних условиях: 16 февраля и 17 марта 1952 г. Имеется основание следить за туманностью в дальнейшем.

Сентябрь 1952 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Wachmann. B. Z. 21, 12, 1939.
2. W. Dieckvoss. B. Z. 21, 30, 1939.
3. O. Struve, C. Elvey, W. Linke. B. Z. 21, 60, 1939.

О НОВОЙ ТУМАННОСТИ ОКОЛО σ Scorpii*В. Ф. Газе и Г. А. Шайн*

Обнаружена новая эмиссионная туманность интересной структуры около σ Scorpii в виде одинаково ориентированных волокон.

Исходя из того интереса, который вызывают волокнистые туманности или отдельные волокна в туманностях, заслуживает внимания туманное образование непосредственно к W и NW от σ Scr (фиг. 1). Мы имеем два довольно заметных одинаково ориентированных волокна длиной около 12' каждое. Здесь же можно подозревать еще 1—2 очень слабых волокна. Туманность получена в лучах H_{α} . Наблюдаемое образование можно истолковать так же, как одну очень слабо изогнутую дугу около σ Scr. Положения для обоих волокон, приведенные в нашем третьем списке туманностей [1], следующие для 1900:

S 176	$16^h13^m3 - 25^{\circ}5'$
S 177	$16^h14^m0 - 24^{\circ}50'$

Эти волокна интересны еще и в том отношении, что наблюдаются вместе с отражательной туманностью около σ Scr (B1), открытой Барнардом, и небольшой размытой эмиссионной туманностью, открытой Струве [2]. Судя по фотографиям в работах [2, 3], а также по положению $10'E$, $15'N$ и $13'W, 13'N$ от σ Scr [4] и по описанию Струве, его эмиссионная туманность не имеет отношения к приведенной нами выше туманности волокнистого характера. Но вместе с тем на нашей фотографии можно заметить небольшую размытую туманность, асимметрично расположенную относительно σ Scr, идентичную с туманностью Струве.

Можно спросить, почему Струве, отмечая более слабую диффузную туманность около σ Scr, не отметил здесь более заметную туманность волокнистого характера (по нашему обозначению S 176 и S 177). Причину, вероятно, следует искать в меньшем масштабе его камеры ($D = 94$ мм, $F = 180$ мм). Однако, может быть, не следует также упускать из виду, что



Фиг. 1. Фотография области σ Scorpii

ВТОРОЙ СПИСОК ПЕРИФЕРИЙНЫХ ДИФFUЗНЫХ
ТУМАННОСТЕЙ

Г. А. Шайн и В. Ф. Газе

Дается список 7 диффузных туманностей, в которых светящаяся материя расположена главным образом по периферии.

В статье «Об особом классе диффузных газовых туманностей» [1] мы обратили внимание на существование довольно большой группы диффузных туманностей, характерной особенностью которых является известное сосредоточение яркой туманной материи по периферии или вообще на некотором расстоянии от центра. В большинстве случаев возбуждающие звезды расположены в центре таких туманностей, и связь между ними несомненно генетическая; некоторые туманности заключают в своей центральной области группу горячих звезд. Первый список таких туманностей включал 14 объектов. В настоящее время мы имеем возможность добавить к этому списку еще 5 туманностей в Галактике и две туманности во внегалактическом объекте NGC 6822. Координаты относятся к 1900 г.

1. Туманность № 27 из списка Штрөмейера [2] $6^h29^m0 + 2^\circ33'$, размером $24' \times 20'$. Она представляет собой южную, более яркую часть большой слабой размытой туманности S 158.

Центральная часть туманности вокруг звезды BD $+2^\circ 1292$, B5 заполнена слабо светящейся материей. Более яркие образования в виде тонких дуг сосредоточены главным образом по периферии туманности. В пределах ее находится также звезда BD $+2^\circ 1295$, B2. Звезд более ранних классов, которые можно было бы считать ответственными за излучение туманности, здесь нет. Фотография дана в работе «Третий список диффузных газовых туманностей» [3] и в нашем Атласе [4].

2. NGC 2359 — 2361. $7^h13^m8 - 13^\circ3'$, $12' \times 9'$. Туманность представляет собой правильный круг диаметром $4'$ со звездой HD 56925, $m = 12.1$, типа W—R в центре. По внешнему виду туманность напоминает большую планетарную туманность. К этому кругу примыкают три дуги с NW, SW и S, а с SE к туманности примыкает слабое образование S 175 (7^h14^m6 , $13^\circ0'$) такой же дугообразной структуры (фиг. 1). Туманность представляет

в спектре σ Sct обнаруживаются значительные, иногда неожиданные изменения и даже раздвоение линий при малой амплитуде радиальных скоростей [5]. Звезда эта—типа β Can. Major. Возможно, что временами на поверхности таких быстровращающихся звезд образуются возмущенные области, наподобие обширных полей протуберанцев и извержений [6]. По крайней мере в отношении Солнца мы знаем, что такие даже очень небольшие возмущенные области являются источником потока ультрафиолетовых квантов и потока быстрых частиц. Поэтому не исключается, что туманное образование около σ Sct окажется по своему характеру переменным.

Август 1952 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Газе и Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 52, 1952.
2. O. Struve. Ap. J. 86, 96, 1937.
3. O. Struve, C. Elvey, F. Roach. Ap. J. 84, 224, 1936.
4. O. Struve, C. Elvey, Ap. J. 89, 119, 1939.
5. D. McNamara, R. Levée, PASP 63, 248, 1951.
6. O. Struve. PASP 63, 251, 1951.



Фиг. 1. Туманность NGC 2359—2361.
Увел. в 7 раз



Фиг. 2. Туманность № 8 из первого списка
Минковского, Увел. в 10 раз

большой интерес, так как ассоциирование со звездой W—R встречается крайне редко. Нам известен еще только один случай — туманность NGC 6888 в Лебеде, также по виду напоминающая планетарную.

Положение туманности NGC 2359 в каталоге Дрейера и у Седерблада [5] неправильно (см. [3]).

3. Туманность № 8 из первого списка Минковского [6], $18^h12^m2, -11^\circ48'$, $6' \times 4'$. Небольшая, очень яркая туманность исключительно интересной структуры; включает несколько ярких узлов и изогнутую дугу, образующую почти замкнутую окружность. Спектры звезд, находящихся в пределах туманности, не известны (фиг. 2).

4. NGC 7023, $21^h0^m6, +67^\circ46'$, $10' \times 6'$. Маленькая туманность с очень ярким ядром вокруг центральной звезды BD $+67^\circ 1283, 7^m2$, типа B2p. На некотором расстоянии от ядра две слабые симметричные дуги наподобие крыльев образуют вокруг него замкнутую фигуру. Туманность — газово-пылевая.

5. IC 5146, $21^h49^m6, +46^\circ48'$, $d \sim 10'$. Известная яркая туманность, находящаяся в вершине темного канала длиной около 2° . В центре звезда BD $+46^\circ, 3474, 10^m0$, B1 на слабом туманном фоне. Яркая туманность, расположенная симметрично вокруг этой звезды, прерывается зигзагообразным темным каналом, придающим ей очень сложную и красивую структуру. Туманность в основном газовая, однако, согласно Хабблу [7], имеет и непрерывный спектр.

К периферийным туманностям, повидимому, можно отнести две галактические газовые туманности во внегалактическом объекте NGC 6822. Обозначения этих туманностей даны по Хабблу [8]. Сюда относятся следующие туманности.

6. NGC 6822, III. Кольцо в виде туманности диаметром около $52''$ вокруг нескольких звезд.

7. NGC 6822, X. Кольцо диаметром $22-30''$ вокруг звезд. На наших снимках едва можем различить при малом масштабе структуру NGC 6822, III и поэтому даем описание Хаббла.

Из упомянутого первого списка [4] периферийных туманностей следует исключить № 9, S 48. При дальнейшем исследовании выяснилось, что здесь имеем дело с замечательным случаем весьма вытянутой туманности протяжением $7-8^\circ$ [9].

Некоторое время тому назад мы также подозревали существование периферийной туманности около η Geminoium [10]. От этого предположения надо отказаться, так как теперь мы не уверены, что наблюдаемое образование действительно реально, а не обязано неправильному отражению от задней поверхности пластинки.

Мы снова хотели бы подчеркнуть здесь значение периферийных туманностей. В частности, заслуживает внимания то, что две гигантские газовые туманности NGC 6822, повидимому, именно такого класса. О факторах, возможно ответственных за особую структуру этих туманностей, мы упомянули в нашей первой статье [4].

Сентябрь 1952 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 7, 87, 1951; 8, 80, 1952.
 2. W. Strohmeyer. Zs. f. Ap. 27, 49, 1950.
 3. В. Ф. Газе и Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 52 1952.
 4. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Атлас диффузных газовых туманностей. М., изд. АН СССР, 1952.
 5. S. Cederblad. Medd. Lunds Astr. Obs., Serie II, № 119, 1946.
 6. R. Minkovsky. PASP 58, № 344, 1946.
 7. E. Hubble. Ap. J. 56, 162, 1922.
 8. E. Hubble. Ap. J. 62, 421, 1925.
 9. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 3, 1952.
 10. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Астрон. журн. 28, 77, 1951.
-

О СТРУКТУРЕ ТУМАННОСТИ IC 405 В ЛУЧАХ H_{α} И В ИНТЕГРАЛЬНОМ СВЕТЕ

В. Ф. Газе

В заметке обращается внимание на сильное различие структуры туманности IC 405 в лучах H_{α} и в интегральном свете.

Обычно фотографии эмиссионных диффузных туманностей в лучах H_{α} отличаются от фотографий в интегральном свете большим количеством и более тонкой структурой деталей, а также присутствием более слабых внешних областей туманностей.

Совершенно исключительную картину представляет в этом смысле туманность IC 405 $5^h 9^m 7^s + 34^{\circ} 12'$ (1900), водородная структура которой не имеет почти ничего общего с той картиной, которая наблюдается на обычных фотографиях.

Фотографии IC 405 в лучах H_{α} даны в нашей статье «Третий список диффузных газовых туманностей» ([1], фиг. 1) и в Атласе [2].

На фиг. 1 показана фотография IC 405 в лучах H_{α} , полученная 29 октября 1951 г., отпечатанная с такой плотностью, чтобы была хорошо видна структура ее внутренней части. На фиг. 2 в том же масштабе воспроизведена наша фотография, полученная 29 августа 1952 г. без фильтра на пластинке Ilford Zenith с экспозицией 30 мин.

Различие в структуре поразительно. В то время как на водородном снимке туманность имеет сложную, отчасти даже волокнистую структуру, в интегральном свете она представляет собой довольно яркую, резко ограниченную изогнутую дугой струю, которая как бы выбрасывается из звезды AE Aurigae. В таком виде эта туманность и была раньше известна, а самая звезда AE Aurigae названа Вольфом «пылающей звездой». На водородном снимке эта основная выдающаяся деталь — изогнутая дуга — совершенно не видна. AE Aurigae — неправильная переменная типа O9ss — является возбуждающей звездой для IC 405. Туманность имеет эмиссионный спектр и, согласно Гринштейну и Хени [3], слабый непрерывный

спектр. На границе водородного изображения туманности находится слабая звезда В2 и вне его пределов — звезда В2-В3. Ни та, ни другая звезда не могут оправдать непрерывного свечения туманности, если рассматривать его как чисто отражательное. К тому же на снимке с оранжевым фильтром в спектральной области, где нет эмиссионных линий, изображение туманности очень слабо. Но если бы это свечение для внутренней детали было отражательным, мы имели бы не наблюдавшийся до сих пор случай освещения пылевой туманности звездой О.

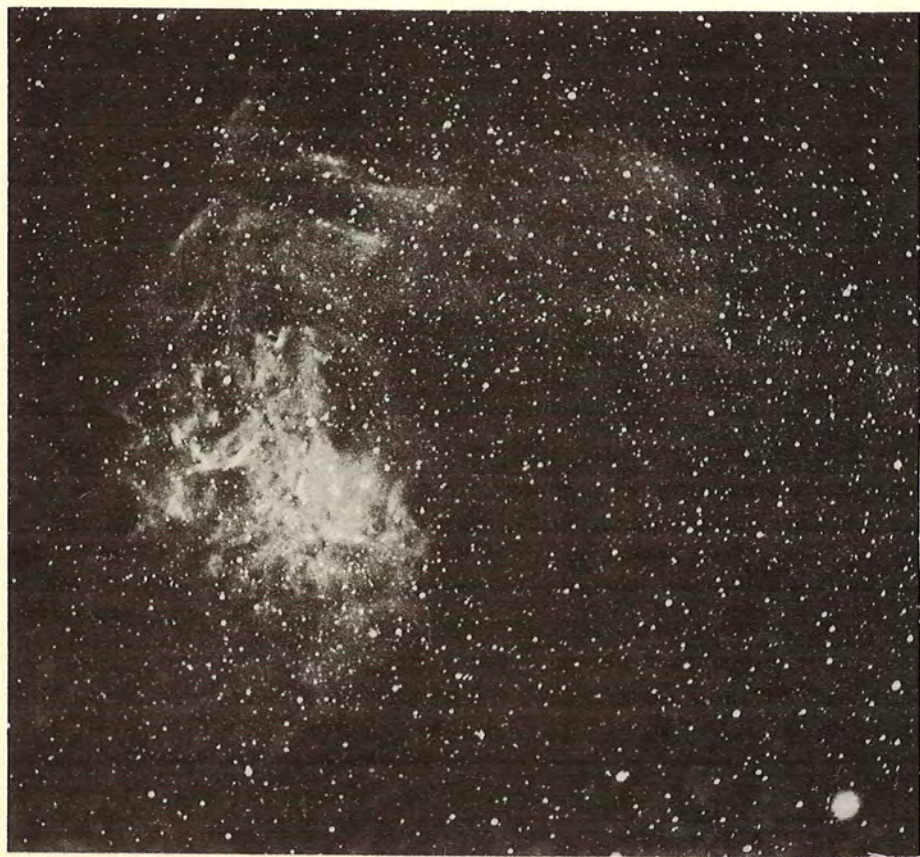
Остаются две другие возможности для объяснения свечения этой дуги: или за счет запрещенной линии ионизованного кислорода [OII] 3727 или за счет непрерывного эмиссионного спектра иного происхождения, чем отражение.

Для решения этих вопросов мы будем фотографировать туманность в ультрафиолетовых лучах и других участках спектра.

Сентябрь 1952 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ф. Газе и Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 52, 1952.
2. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Атлас диффузных газовых туманностей. М., изд. АН СССР, 1952.
3. J. Greenstein a. L. Henyey. Ap. J. 89, 653, 1939.



Фиг. 1. IC 405 в лучах H_α



Фиг. 2. IC 405 в интегральном свете

НАБЛЮДЕНИЯ МАЛЫХ ПЛАНЕТ В СИМЕИЗЕ В 1952 г.

П. Ф. Шайн

Наблюдения малых планет велись на астрографе с двумя камерами (120 мм) на пластинках Истмен-Кодак 103 а — О; σ — предварительные текущие номера новых малых планет, найденных в Симеизе. Для некоторых малых планет разности О — С не даны из-за отсутствия эфемерид.

Дата 1952 г.	У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	О — С
Март	24.75431	125 Либератрикс	9^h57^m7	$+11^\circ15'$	11.5	
		1510 1939 DC	9 59.3	$+ 8 \ 1$	13.2	
		469 Аргентина	10 13.4	$+ 7 \ 47$	11.2	
		78 Диана	10 16.5	$+ 6 \ 59$	9.5	
		271 Пентезилея	10 21.8	$+ 9 \ 37$	12.8	
		16 Психея	10 22.8	$+ 11 \ 5$	10.2	$- 0^m4-1'$
Март	24.87411	55 Пандора	10 10.7	$+16 \ 50$	11.4	
		328 Гудрун	10 18.3	$+15 \ 26$	12.0	
		4 Веста	10 29.6	$+20 \ 24$	6.5	$- 0.1 + 1$
		415 Палатия	10 33.2	$+17 \ 1$	12.8	$-10.9 + 43$
		353 Руперто-Карола	10 40.2	$+16 \ 43$	13.5	$- 3.0 + 13$
		1185 Никко	10 41.0	$+18 \ 41$	13.5	$+ 1.8 - 13$
		636 Эрика	10 46.5	$+16 \ 52$	13.3	$+ 0.2 - 3$
		1071 Брита	10 48.5	$+15 \ 35$	13.2	$- 8.5 + 51$
Апрель	15.7991	488 Креуза	11 45.5	$+20 \ 7$	10.5	$+ 0.8 - 2$
		498 Токио	11 48.0	$+15 \ 35$	12.3	$- 1.9 + 9$
		381 Мирра	11 55.7	$+16 \ 46$	12.2	$+ 3.9 - 7$
		259 Алетея	12 22.8	$+14 \ 36$	12.1	$+ 1.5 - 4$

Дата 1952 г.	У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	O—C
Апрель 15.8934		116 Сирона	12 ^h 13 ^m 2	+ 3°39'	10.0	— 6 ^m 3 + 41'
		118 Пейто	12 17.1	+ 6 18	11.0	— 7.1 + 53
		715 Трансваалия	12 22.4	+ 11 5	13.2	+ 1.3 — 16
		18 Мельпомена	12 25.7	+ 8 7	10.0	— 1.3 + 6
		394 Ардуина	12 32.1	+ 4 34	13.5	— 0.3 + 2
		562 Саломея	12 35.1	+ 11 14	12.9	+ 0.7 — 6
		912 Маритима	12 41.2	+ 6 45	12.3	+ 3.2 — 70
		380 Фидуция	13 0.9	+ 3 26	12.0	— 1.5 + 13
		326 Тамара	13 1.7	+ 5 23	10.7	0 — 2
		6 Геба	13 5.4	+ 13 7	9.6	+ 0.2 + 1
Апрель 16.8373		133 Сирена	12 20.8	— 12 18	11.0	+ 3.7 — 44
		266 Алина	12 21.2	— 15 52	12.0	0.0 + 1
		556 Филис	12 32.6	— 12 56	12.0	— 0.6 + 5
Апрель 16.9307		1004 Белополюский	13 34.3	— 6 20	13.2	+ 3.1 — 5
		718 Эрида	13 42.4	— 7 53	11.5	+ 1.8 — 16
		57 Мнемосина	13 42.8	— 7 41	11.0	— 0.1 0
		651 Антиклея	13 43.8	— 7 37	13.6	— 1.7 — 3
		1287 Лорсия	13 45.0	— 9 38	12.8	— 0.1 — 1
		37 Фидес	13 45.4	— 12 40	11.0	+ 0.2 — 2
		240 Ванадис	13 49.4	— 7 59	13.0	+ 0.6 — 3
		31 Ефросиния	13 53.9	— 10 19	11.0	— 0.9 + 8
		154 Берта	13 57.2	— 6 41	10.0	— 0.5 + 6
		599 Луиза	13 58.3	— 4 20	13.0	+ 0.3 — 2
		257 Силезия	13 58.5	— 11 39	13.0	— 0.2 0
		485 Генуя	14 8.7	— 6 26	11.2	+ 0.4 + 19
Апрель 17.7929		118 Пейто	12 15.6	+ 6 19	11.4	— 6.8 + 51
		715 Трансваалия	12 20.9	+ 11 3	13.6	+ 1.5 — 18
		259 Алетея	12 21.5	+ 14 35	11.0	+ 1.6 — 8
		18 Мельпомена	12 24.3	+ 8 18	10.2	— 1.1 + 4
		912 Маритима	12 39.6	+ 6 39	12.3	+ 3.4 — 72
		562 Саломея	12 33.8	+ 11 17	13.3	+ 1.0 — 7
Апрель 17.8880		144 Вибиллия	12 54.5	+ 0 37	11.7	— 1.8 + 12
		217 Евдора	12 56.6	+ 3 11	13.3	+ 1.9 — 15
		326 Тамара	12 58.8	+ 5 7	10.3	+ 0.1 — 5
		380 Фидуция	12 59.3	+ 3 34	12.0	— 1.4 + 12
		1043 Беата	13 1.3	+ 2 9	13.5	+ 0.9 — 1
		753 Тифлис	13 17.0	+ 5 42	11.5	+ 3.5 — 32
		864 Аза	13 17.8	+ 6 4	12.4	+ 3.1 — 14
		128 Немезида	13 18.1	— 0 4	11.8	+ 0.9 — 11
		1051 Меропа	13 21.5	+ 3 45	13.5	+ 1.7 — 3
		σ 186	13 23.0	+ 4 43	13.5	
		σ 187	13 36.6	+ 5 4	13.6	
Апрель 17.9686		77 Фригга	14 44.9	— 18 14	12.1	— 0.7 + 4
		1382 Герти	14 56.8	— 19 7	12.9	— 1.6 + 7
		204 Каллисто	15 2.3	— 13 47	11.5	— 2.7 + 5
		1292 Луце	15 5.3	— 20 15	13.6	+ 0.3 — 1

Дата 1952 г.	У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	O—C
Апрель 19.8522		1122 Нейт	15 ^h 10 ^m .2	—15°15'	13.2	— 2 ^m .4 + 14'
		342 Эндимион	15 11.8	—19 59	13.1	— 1.4 0
		62 Эрато	15 12.2	—14 49	13.0	+ 0.5 — 3
		374 Бургундия	15 15.4	—17 25	11.7	— 4.1 + 13
		753 Тифлис	13 14.9	+ 5 41	12.0	+ 3.4 — 30
		864 Аза	13 16.4	+ 6 10	11.6	+ 3.1 — 8
		128 Немезида	13 16.4	+ 0 2	11.0	+ 0.7 — 10
		1051 Меропа	13 19.9	+ 4 3	13.5	+ 1.3 — 1
		σ 186	13 21.6	+ 4 55	13.6	
		σ 187	13 35.2	+ 5 18	13.6	
		1041 Аста	13 38.0	+ 2 24	13.6	— 6.3 + 61
		629 Бернардина	13 56.0	+ 1 0	13.0	— 5.9 + 41
		904 Рокфеллия	14 57.3	— 8 21	13.6	— 0.5 + 1
		462 Эрифила	14 59.9	—12 37	13.6	— 2.4 + 11
Апрель 19.9432		204 Каллисто	15 1.1	—13 31	11.2	— 2.5 + 5
		274 Филагория	15 7.6	—12 51	13.3	+ 0.3 — 2
		416 Ватикана	15 21.9	—11 31	10.3	+ 4.8 — 39
		794 Иренея	15 26.8	—11 29	13.4	+ 7.8 — 29
Апрель 20.8850		485 Генуя	14 5.7	— 5 50	11.2	+ 0.5 + 19
		167 Урда	14 11.5	—10 37	12.5	+ 0.4 0
		σ 188	14 13.3	— 7 46	13.0	
		σ 189	14 16.8	—10 33	12.5	
		245 Вера	14 20.4	—10 35	12.9	+ 0.4 — 4
		27 Эвтерпа	14 20.5	—11 35	10.3	— 1.0 + 7
		34 Цирцея	14 25.3	— 9 38	11.6	— 0.4 + 2
		268 Адорея	14 27.0	—10 29	11.9	+ 5.6 — 27
		238 Гипатия	14 32.9	— 5 5	12.1	+ 3.3 — 8
		1165 Импринетта	14 37.6	—11 12	13.3	+ 2.5 — 2
		313 Халдея	14 42.6	— 2 6	10.0	+ 0.8 + 3
Апрель 21.8131		675 Людмила	11 54.2	—13 37	12.0	+ 1.2 — 9
		σ 190	12 8.7	— 9 23	14.0	
		427 Галена	12 14.2	— 9 22	13.4	0 0
		133 Сирена	12 17.4	—11 57	11.3	+ 3.4 — 4.3
		266 Алина	12 18.4	—15 13	12.6	+ 0.1 0
		746 Марлу	12 19.9	— 7 51	12.8	+ 0.1 — 4
		1145 Робельмонта	12 19.9	— 8 19	13.0	— 1.0 + 5
		397 Вена	12 25.4	—13 5	13.2	— 6.9 + 27
		556 Филлис	12 28.7	—12 25	12.4	— 0.8 + 5
		212 Медея	12 31.3	— 9 11	12.6	— 0.1 0
Апрель 21.9052		599 Луиза	13 53.4	— 4 12	12.5	+ 0.3 — 1
		629 Бернардина	13 54.6	+ 1 7	13.4	— 5.7 + 43
		1107 Ликтория	13 57.4	— 1 9	13.1	+ 6.8 — 39
		542 Сусанна	14 4.7	+ 2 42	13.0	0 + 12

Дата 1952 г.	У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	O - C
Апрель 22.8454		485 Генуя	14 ^h 4 ^m 8	— 5° 43'	11.6	+ 0 ^m 4 + 18'
		556 Филис (край)	12 28.1	— 12 19	12.2	— 0.7 + 5
		460 Скания	12 40.8	— 5 18	14.0	0 — 1
		29 Амфитрита	12 43.4	— 8 55	9.4	+ 0.4 — 16
		214 Асхера	12 48.5	— 8 58	12.4	+ 0.5 — 7
		190 Исмена	12 51.0	— 2 17	12.5	+ 0.4 — 1
		358 Аполлония	12 51.9	— 3 5	12.9	+ 0.2 + 3
		σ 191	12 57.0	— 5 34	12.7	
		124 Алкеста	12 58.8	— 5 0	9.9	— 2.2 + 12
		302 Кларисса	13 2.9	— 8 18	13.7	— 3.5 + 23
		309 Фратернитас	13 8.7	— 10 37	12.8	— 1.9 — 8
Апрель 24.8296		1093 Фреда	12 44.8	+ 22 47	13.0	0.0 + 13
		1196 Шеба	13 5.9	+ 20 2	13.9	— 1.5 + 12
		164 Ева	13 16.3	+ 23 49	13.2	0 + 2
Апрель 24.9272		595 Поликсена	14 53.5	— 25 45	11.8	— 0.2 + 3
		690 Братислава	14 55.8	— 24 47	12.4	+ 1.6 — 4
		198 Амелла	15 0.7	— 24 29	12.0	0 + 2
		1390 1935 Т А	14 58.3	— 24 52	13.6	+ 1.1 — 9
Апрель 26.8706		154 Берта	13 47.3	— 6 59	10.6	— 0.5 + 9
		485 Генуя	14 0.9	— 4 59	11.6	+ 0.5 + 18
		164 Урда	14 6.6	— 10 9	12.5	— 0.4 — 1
		σ 188	14 7.7	— 8 54	12.0	
		σ 189	14 11.7	— 10 15	12.0	
		1419 Данциг	14 14.3	— 13 3	14.0	— 0.6 + 3
		27 Эвтерпа	14 14.5	— 11 9	10.1	— 1.0 + 5
		245 Вера	14 15.8	— 10 18	13.0	+ 0.4 — 5
		34 Цирцея	14 20.4	— 9 0	11.3	— 0.3 + 1
		268 Адорея	14 22.2	— 10 7	11.7	+ 5.4 — 29
		936 Кунигунда	14 24.0	— 12 41	13.4	+ 1.4 — 8
		238 Гапатия	14 28.5	— 4 26	11.7	+ 3.4 — 10
		1165 Импринетта	14 33.3	— 10 25	13.2	+ 2.3 — 3
Апрель 26.9583		1021 Фламмарьо	14 56.7	+ 5 34	12.8	— 2.1 + 13
		791 Апи	15 4.1	+ 7 11	12.9	0 0
Апрель 27.8891		77 Фригга	14 36.2	— 17 44	11.8	— 0.7 + 2
		1382 Герта	14 48.0	— 18 42	12.8	— 1.6 + 8
		1292 Луце	14 56.8	— 19 38	13.2	+ 0.5 — 3
		342 Эндимион	15 3.4	— 19 4	12.8	— 1.6 — 1
		826 Генрика	15 4.4	— 18 57	12.4	+ 12.9 — 29
		62 Эрато	15 5.4	— 14 18	13.0	+ 0.6 — 3
		374 Бургундия	15 8.7	— 16 17	11.5	— 4.0 + 14
Апрель 27.992		147 Протогония	16 9.4	— 21 38	12.5	— 1.6 + 7
		43 Ариадна	16 12.4	— 24 58	9.0	— 8.5 + 14
		305 Гордония	16 21.3	— 18 32	13.3	+ 1.2 — 2
		278 Павлина	16 24.2	— 20 9	12.3	— 1.1 + 4
		494 Виртус	16 24.3	— 25 6	12.4	— 1.8 + 7
		110 Лидия	16 40.7	— 22 37	10.4	— 0.8 + 7

Дата 1952 г.	У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	O—C
Апрель 28.8990		1434 Маргота	14 ^h 10 ^m .4	+ 1°47'	13.4	+ 3 ^m 8 — 16'
Апрель 28.9910		199 Библис	15 58.8	— 4 57	11.6	+ 0.2 — 13
Июнь 16.8518		110 Лидия	15 58.5	— 22 46	10.5	— 0.3 + 4
		1232 Кортуза	16 15.6	— 24 2	12.9	— 8.9 + 7
		1177 Гоннессия	16 27.4	— 21 24	13.4	— 0.1 0
		40 Гармония	16 29.8	— 19 31	9.3	— 2.2 + 1
		379 Гуенна	16 38.5	— 19 45	13.0	— 1.1 + 2
Июнь 19.8530		246 Аспорина	16 18.3	+ 4 26	11.1	— 2.5 + 8
		491 Карина	16 27.1	+ 3 39	12.0	+ 1.1 — 5
		1022 Олимпиада	16 37.0	— 0 26	12.0	+ 21.5 — 135
Июнь 19.9440		114 Улула	18 41.4	— 7 41	12.0	— 2.2 — 10
		205 Марта	18 46.4	— 8 1	12.7	+ 1.0 + 11
		181 Евхарис	19 15.6	— 5 43	12.8	— 0.4 + 9
Июнь 20.8478		110 Лидия	15 55.5	— 22 43	10.4	
		1232 Кортуза	16 13.1	— 23 38	13.0	
		1177 Гоннессия	16 24.8	— 21 3	13.0	— 0.2 + 1
		40 Гармония	16 26.0	— 19 31	9.3	— 2.5 + 3
		379 Гуенна	16 35.5	— 19 39	12.6	— 1.2 + 3
		752 Суламифь	16 41.7	— 21 10	13.9	+ 2.0 — 6
Июнь 20.9356		1353 Маартье	17 54.2	— 11 27	12.9	+ 0.3 + 2
		490 Веритас	17 54.4	— 10 7	12.5	+ 1.1 + 1
		1528 Конрада	18 10.9	— 11 57	14.2	+ 6.7 — 9
		509 Иоланта	18 15.3	— 4 46	11.8	0.0 + 2
		474 Пруденция	18 18.4	— 7 10	11.7	— 0.4 + 10
		1023 Томана	18 23.2	— 9 14	14.0	— 0.1 + 1
		992 Свасея	18 28.3	— 8 48	13.7	+ 11.8+ 24
		714 Улула	18 40.4	— 7.36	11.6	— 2.3 — 9
Июнь 21.8695		52 Европа	17 7.6	— 14 56	10.3	0.0 + 2
		92 Ундина	17 15.3	— 18 2	10.6	— 0.9 + 10
		495 Евлалия	17 22.6	— 19 29	13.0	— 2.3 + 8
		655 Бризевс	17 29.9	— 16 31	13.5	— 1.5 + 3
		478 Тергеста	17 49.7	— 12 34	12.0	+ 1.1 + 6
Июнь 22.9544		420 Бертольда	19 22.6	— 16 9	12.4	+ 7.3 + 24
		704 Интерамния	19 32.9	— 19 47	10.1	+ 0.3 + 1
		153 Гильда	19 47.1	— 11 29	11.8	+ 0.2 0
		60 Эхо	19 55.1	— 15 21	11.8	+ 0.3 + 2
Июнь 25.8961		509 Иоланта	18 11.3	— 4 35	11.8	0 0
		474 Пруденция	18 14.0	— 7 17	11.7	— 0.5 + 9
		с 192	18 15.6	— 7 57	13.8	
		1023 Томана	18 19.5	— 9 12	14.0	0 0
		992 Свасея	18 24.2	— 8 41	13.8	— 11.8 + 21
		714 Улула	18 35.8	— 7 17	12.5	— 2.3 — 11
		205 Марта	18 41.5	— 7 50	13.0	+ 1.1 + 11

Дата 1952 г.	У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	O—C
Июль	18.8365	474 Пруденция	17 ^h 55 ^m 9	— 8° 58'	11.5	— 0 ^m .6 + 9'
		714 Улула	18 15.3	— 6 37	12.5	— 2.3 — 11
		205 Марта	18 22.7	— 7 55	12.0	+ 1.0 + 8
Июль	18.9261	392 Вильгельмина	20 29.5	+ 3 45	11.7	— 9.0 — 33
		754 Малабар	20 29.1	+ 10 39	12.6	— 1.2 — 3
Июль	22.8610	420 Бертольда	19 0.6	— 16 11	12.4	+ 6.9 + 24
		704 Интерамния	19 5.7	— 18 0	10.1	0 + 2
		σ 193	19 6.6	— 15 55	13.6	
		1306 Скифия	19 17.5	— 15 35	13.6	+ 5.8 + 48
		60 Эхо	19 27.4	— 16 24	11.8	+ 0.1 + 4
		153 Гильда	19 27.8	— 11 35	11.6	— 0.1 0
Июль	27.8424	420 Бертольда	18.56.8	— 16 9	12.6	+ 6.5 + 28
		704 Интерамния	19 1.4	— 17 44	10.3	0.0 + 1
		σ 193	19 2.5	— 15 43	13.6	
		1306 Скифия	19 13.5	— 15 33	13.6	+ 5.8 + 42
		60 Эхо	19 22.7	— 16 41	12.2	+ 0.1 — 1
		153 Гильда	19 24.7	— 11 42	11.4	0 0
Июль	28.8554	1289 Кутаиси	19 57.9	— 18 12	13.1	— 3.5 — 11
		951 Гаспра	19 58.1	— 14 33	13.2	— 2.9 — 11
		743 Евгенизис	20 4.7	— 12 59	13.3	— 0.7 + 3
		747 Винчестер	20 6.2	— 15 53	10.9	+ 0.8 — 2
		44 Низа	20 14.3	— 19 0	10.6	+ 4.1 + 6
		211 Изольда	20 15.3	— 16 15	12.0	+ 0.7 + 2
		862 Франция	20 16.9	— 18 30	13.0	+ 0.5 — 1
		129 Антигона	20 27.9	— 14 5	9.7	— 2.3 — 1
		972 Кония	20 32.2	— 13 15	12.3	+ 3.3 + 20
Июль	28.9482	489 Комакина	21 2.4	— 5 43	12.2	— 8.1 — 13
		3 Юнона	21 14.0	— 3 6	8.6	0 0
		σ 194	21 17.2	— 11 29	12.8	
		σ 195	21 17.5	— 9 21	13.8	
		1214 Рихильда	21 19.3	— 7 13	12.6	— 0.6 + 12
		847 Агния	21 29.3	— 12 2	12.7	— 0.1 — 1
Июль	29.8782	392 Вильгельмина	20 20.8	+ 3 23	11.6	— 9.4 — 35
		754 Малабар	20 21.2	+ 9 45	12.6	— 1.3 — 1
		219 Туснельда	20 47.9	+ 4 37	10.0	+ 0.4 + 5
		790 Претория	20 49.8	+ 11 12	11.8	+ 12.0 + 90
Июль	29.9716	208 Лакримоза	21 56.9	— 14 31	12.5	+ 0.8 + 4
		1171 Руставелия	22 20.5	— 12 7	12.7	+ 3.3 + 14
Август	13.8231	489 Комакина	20 51.2	— 7 15	12.3	— 8.1 — 13
		3 Юнона	21 0.7	— 5 0	8.6	— 0.1 + 1
		1214 Рихильда	21 4.3	— 7 13	12.6	— 0.8 + 3
		847 Агния	21 15.9	— 12 52	13.0	— 0.5 — 2

Дата 1952 г.	У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	О-С
Август 14.8387		129 Антигона	20 ^h 15 ^m .2	-17°16'	9.4	- 3 ^m 0 - 2"
		301 Бавария	20 32.0	-17 23	13.0	- 0.6 - 5
		103 Гера	20 34.4	-18 8	10.0	+ 0.7 0
		221 Эос	20 47.5	-15 26	11.0	+ 0.3 + 2
Август 15.8455		σ 196	22 20.0	+14 9	12.7	
		1172 Эней	22 3.6	+10 30	13.8	0 0
Август 16.8297		σ 196	22 19.3	+14 15	12.7	
		409 Аспазия	22 42.4	+10 56	10.7	+ 0.5 + 1
Август 16.9271		45 Евгения	22 48.7	- 8 46	10.4	- 0.1 - 3
		σ 197	22 58.4	- 5 47	13.0	
		760 Массинга	23 0.6	- 4 32	12.8	- 2.7 - 28
		573 Реха	23 17.8	- 5 46	12.6	- 5.6 - 54
		150 Нува	23 20.8	- 1 32	11.0	- 0.6 - 2
		711 Мармулла	23 22.0	- 9 20	12.4	+ 0.6 + 3
		548 Крессида	23 25.6	- 9 25	12.9	+ 0.1 - 3
		σ 198	23 27.1	-10 26	13.0	
		σ 199	23 29.5	- 3 28	13.0	
		171 Офелия	23 35.8	- 5 59	12.5	- 4.9 - 31
Август 17.9077		934 Тюрингия	22 2.9	-11 27	12.0	- 8.3 - 80
		325 Гейдельберга	22 13.1	-15 5	12.2	- 0.5 - 5
		1049 Гото	22 18.1	-17 24	13.7	- 0.1 - 3
		661 Клемия	22 20.6	-12 0	13.2	- 0.3 - 5
		990 Иеркес	22 35.2	-16 16	13.5	+ 0.9 + 7
		1066 Лобелия	22 38.3	-11 19	13.2	+ 1.6 + 14
		224 Океана	22 39.5	-12 11	11.2	+ 0.2 + 8
		286 Иклея	22 45.5	-10 20	12.5	+ 0.5 0
		45 Евгения	22 48.1	- 8 53	10.3	+ 0.1 - 2
		605 Жювизия	22 52.5	-12 50	12.0	+ 0.5 + 8
Август 17.9962		371 Богемия	23 29.6	+ 7 21	11.7	+ 0.6 + 9
		894 Эрда	23 31.6	+ 6 4	12.8	+ 1.9 + 2
		611 Валерия	23 43.9	+ 6 30	12.5	+ 0.6 + 7
		853 Нансенция	23 46.4	+ 3 44	13.9	+ 5.4 + 3
Август 19.8747		σ 200	21 43.9	- 2 7	12.5	
		194 Прокна	22 3.3	- 4 27	10.5	+ 4.9 + 14
		677 Аалти	22 8.3	- 0 2	13.1	- 1.0 - 5
		270 Анаита	22 19.6	- 5 6	10.0	+ 0.2 + 1
		119 Алтея	22 20.8	- 2 0	10.1	- 2.2 - 9
		273 Атропос	22 22.6	- 4 29	11.4	- 3.8 - 8
Август 19.9680		760 Пулкова	22 36.3	+ 1 18	12.0	+ 0.2 + 3
		860 Урсина	22 40.7	+ 2 20	12.1	- 0.6 - 7
		252 Клементина	22 47.9	+ 3 42	12.9	+ 4.2 + 17
		σ 201	22 59.1	+ 6 5	13.8	
		396 Эолия	23 16.5	- 0 17	12.6	- 5.0 - 32
		543 Шарлотта	23 18.0	+ 5 48	12.2	+ 1.6 + 16

Дата 1952 г.	У. Т.	Название	α_{1950}	δ_{1950}	Величина	O—C
Август 20.8583		1409 Иско	21 ^h 26 ^m 1	— 8°37'	13.2	— 0 ^m 5 — 1'
		934 Тюрингия	21 59.7	— 11 20	12.0	— 8.3 — 81
Август 21.8674		934 Тюрингия	21 58.8	— 11 19	12.0	— 8.1 — 81
		1171 Руставелия	22 4.2	— 14 1	12.4	+ 2.7 + 11
		325 Гейдельберга	22 9.9	— 15 12	12.2	— 0.4 — 3
		661 Клэлия	22 17.3	— 12 8	12.9	— 0.2 — 4
Август 21.9563		250 Беттина	23 39.9	— 15 46	11.6	+ 0.2 + 1
		87 Сильвия	23 50.9	— 18 0	11.6	
		906 Репсольда	23 59.2	— 16 57	12.0	
		888 Паризатис	0 1.3	— 15 30	12.2	
		14 Ирена	0 8.2	— 13 12	10.8	
Август 22.9163		216 Клеопатра	23 43.0	+ 16 11	8.7	
		105 Артемида	23 46.5	+ 11 47	10.6	+ 2.6 — 15
		115 Фира	23 49.6	+ 13 0	9.2	
		456 Абноба	23 54.2	+ 17 52	13.0	
		803 Пика	23 55.1	+ 12 19	13.0	
		230 Атамантис	0 13.2	+ 17 17	10.2	
Август 24.8245		σ 196	22 12.5	+ 14 57	12.7	
Август 28.8428		σ 196	22 9.0	+ 15 8	12.7	
Август 28.9216		573 Реха	23 8.6	— 5 58	12.4	— 5.7 — 54
		711 Мармулла	23 10.7	— 9 30	11.8	+ 0.5 + 2
		1184 Гея	23 15.6	— 9 53	13.2	— 3.0 — 29
		548 Крессида	23 16.9	— 10 49	12.8	0.0 + 1
		σ 198	23 21.6	— 13 55	12.5	
		401 Оттилия	23 23.1	— 11 37	12.4	+ 0.5 + 4
		171 Офелия	23 28.9	— 6 52	12.0	— 4.8 — 31
Август 29.0086		304 Ольга	23 57.1	— 4 42	11.0	+ 7.3 + 5
		1069 Планкия	23 57.7	— 9 36	12.5	— 5.7 — 25
		14 Ирена	0 5.1	— 14 2	10.6	0.0 — 5
		952 Кайя	0 6.6	— 9 4	11.9	+ 5.8 + 49
		530 Турандот	0 13.3	— 8 9	11.4	+ 1.6 + 10
		1317 Сильвретта	0 18.4	— 8 31	12.4	+ 11.0 + 151
Август 30.9365		974 Лиоба	23 9.6	— 15 26	12.4	+ 1.6 + 6
		548 Крессида	23 15.1	— 11 5	12.8	— 0.1 0
		401 Оттилия	23 21.7	— 11 46	12.6	+ 0.5 + 3
		σ 198	23 20.4	— 14 32	12.7	
		250 Беттина	23 33.4	— 16 17	11.6	+ 0.2 0
		87 Сильвия	23 45.6	— 18 52	11.2	+ 0.2 — 2
Август 31.9994		1069 Планкия	23 55.9	— 9 56	12.6	— 5.8 — 23
		304 Ольга	23 56.1	— 5 37	11.0	+ 7.0 + 6
		14 Ирена	0 2.7	— 14 20	10.6	— 0.1 — 3
		952 Кайя	0 4.5	— 9 6	11.9	+ 5.8 + 49
		530 Турандот	0 12.0	— 8 32	11.4	+ 1.9 + 10
		1317 Сильвретта	0 16.0	— 8 23	11.0	+ 11.2 + 152

Октябрь 1952 г.

Утверждено к печати
Крымской астрофизической
обсерваторией
Академии Наук СССР

*

Редактор издательства К. П. Гуров
Технический редактор Е. Д. Гракова

*

РИСО АН СССР № 32-11-В.Т-04215. Издат. № 3934
Тип. заказ № 1040. Подп. и печ. 19/V 1953 г.
Формат бум. $70 \times 108\frac{1}{16}$. Бум. л. 7 + вклейки.
Печ. л. 19,18 + 14 вклеек.
Уч.-издат. 16,5 + вкл. (1,4 уч.-издат. л.)
Тираж 1200. Бесплатно

2-я тип. Издательства Академии Наук СССР
Москва, Шубинский пер., д. 10

ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
60	13 стр.	$I_1(z)$	$I(z)$
80	20 стр.	$3 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^9$
80	19 стр.	10^{17}	10^{-17}
83	6 стр.	тысячи	несколько
92	10 стр.	широтах	ширинах
111	12 стр.	11.39	
138	22 и 21 стр.	$\left \begin{array}{l} 654 \\ 655 \end{array} \right 59.357$	$\left \begin{array}{l} 654 \\ 655 \end{array} \right 59.357$
140	7 стр.	B2e	B3e
152	8 стр.	приносят	привносят
164	14 стр.	Туманности	Туманность
164	19 стр.	Mi 18	MiI 8
167	9 стр.	как области	как область
168	15 стр.	Strömgren	Strömgren
186	14 стр.	Ze	Ze
202	16 стр.	$\frac{4}{3} \pi r^3 (1 - \gamma^3)$	$\frac{4}{3} \pi r^3 (1 - \gamma^3)$
203	16 стр.	91 Lac50	Lac 1950
218	22 стр.	-0.4	+0.4
218	6 стр.	Протогения	Протогеня
219	3 стр.	-11.8	+11.8

Известия Крымской астрофизической обсерватории, том X