

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ VIII



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА — 1952

Ответственный редактор

академик Г. А. Шайн

Заместитель редактора

В. Ф. Газе

О ПРЕИМУЩЕСТВЕННОЙ ОРИЕНТАЦИИ ВОЛОКОН И ДРУГИХ
СТРУКТУРНЫХ ДЕТАЛЕЙ В ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЯХ

Г. А. Шайн и В. Ф. Газе

В некоторых туманностях отдельные детали, волокна, полосы, струи выявляют преимущественную ориентацию. Этот эффект в особенности резко выражен в волокнистых туманностях в Лебеде NGC 6960, 6992—6995 и в других волокнистых туманностях в этой же области (фиг. 1—7), а также в новых волокнистых туманностях около α^2 и α^1 Cygni (фиг. 8).

На очень богатом туманностями участке неба $12^\circ \times 8^\circ$ к SW от α Cygni выявляется преимущественная ориентация отдельных туманностей и деталей в направлении галактического экватора (фиг. 13—15). Высказаны некоторые общие соображения о причине такой преимущественной ориентации, в частности о возможности электромагнитной природы этого явления.

Возможности спектроскопических исследований физических условий и процессов в светлых диффузных туманностях довольно ограничены. Определения радиальных скоростей и собственных движений этих объектов, исключая единичные случаи, практически пока неосуществимы. Поляризационные и интерференционные исследования возможны также лишь как крайне редкие исключения. Поэтому приходится ценить любую возможность изучения этих туманностей, в частности их структурных особенностей на прямых фотографиях, особенно полученных в монохроматическом свете. Хотя вообще принимается, что диффузные туманности являются иррегулярными, аморфными образованиями, но это, повидимому, далеко не так [1,2].

Каково бы ни было происхождение диффузных туманностей, материя в них находится в поле каких-то сил. Помимо силы тяготения и газового давления, можно подозревать, особенно на краю туманности в пограничной зоне между ионизованным и нейтральным водородом, эффект светового давления. Несомненно, известную роль должно играть торможение как результат встречи газовой материи с межзвездной материей и встреч в разное время пришедших в движение оболочек, слоев и вообще

отдельных масс материи. Весьма вероятно, что существенным фактором является здесь также турбулентность.

Возможен эффект растягивания туманности в плоскости Галактики как результат приливного действия галактического центра и звездных облаков. Если эти туманности не слишком молодые образования и если средняя плотность материи в них не слишком значительна, то трудно понять, как могли они сохранить свою первоначальную форму, например более или менее сферическую. В настоящее время мы, повидимому, не отдаем себе отчета о всех тех факторах, которые контролируют физические условия в диффузных туманностях и вообще в межзвездном газе и протекающие в них процессы. Например, не исключается, что в диффузных туманностях и в межзвездном газе известную роль играют электромагнитные силы.

В этой статье, базируясь на нашем наблюдательном материале, полученном при помощи светосильной камеры 640 мм ($F:1.4$) с красным фильтром КС5, мы остановимся на одной особенности диффузных туманностей, которая, вероятно, играет значительную роль в проблеме этих объектов. Здесь речь идет либо о том, что в некоторых туманностях отдельные детали, полосы, волокна, струи выявляют какую-то преимущественную ориентацию, либо о том, что в данной ограниченной области неба отдельные диффузные туманности или разбросанная туманная материя обнаруживают в некоторой степени преимущественную ориентацию. Очень возможно, что эти структурные особенности, которые не могут быть случайными, связаны с систематическими движениями материи внутри туманности и всей туманности в целом.

Для иллюстрации мы остановимся на нескольких случаях, которые, однако, не являются исчерпывающими. Сначала рассмотрим известные волокнистые туманности в Лебеде NGC 6960, 6979, 6992—6995 и другие нумерованные туманности в этой области. Фотография всей области (около $3^\circ \times 2^\circ.5$) дана на фиг. 1. Для выявления более слабых туманностей пришлось передержать главные туманности, вследствие чего хорошо известная замечательная структура их пропала. Помимо известных волокнистых туманностей NGC 6960, 6979 и 6992—6995, на наших снимках можно отметить несколько новых, более слабых туманностей и деталей. В частности, отметим продолжение известной большой хотя и нумерованной туманности, первой к NE от NGC 6960, в виде нескольких очень тонких, слабых, длинных волокон, далеко простирающихся к югу. В дальнейшем это далеко идущее к югу продолжение туманности мы обозначим S 106. Особенно замечательно наиболее восточное, состоящее из отдельных звеньев волокно, длиной почти в полтора градуса (фиг. 1). На некоторых из этих волокон мы видим цепочки звезд, но скорее это случайное явление.

Для туманностей на фиг. 1 мы хотели бы отметить две особенности. Во-первых, главные четыре туманности вытянуты в основном в направлении N—S и NW—SE. Если можно говорить здесь о позиционных углах, то мы имеем соответственно для четырех туманностей грубо 353, 352,



Фиг. 1. Область волокнистых туманностей в Лебеде NGC 6960, 6979, 6992—6995, S 106



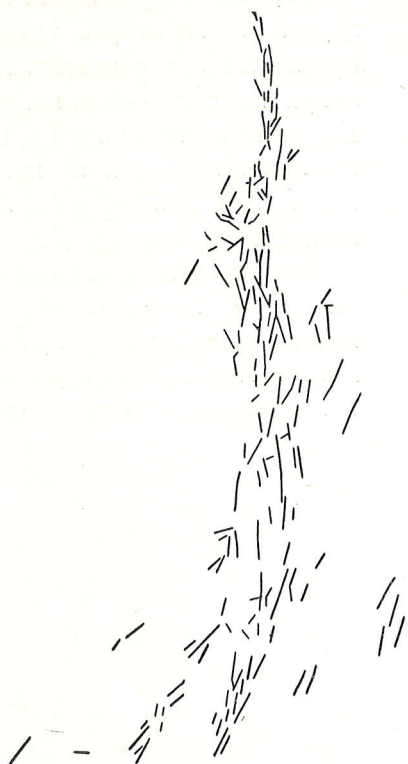
Фиг. 2. NGC 6960, центральная нумерованная туманность с S 106



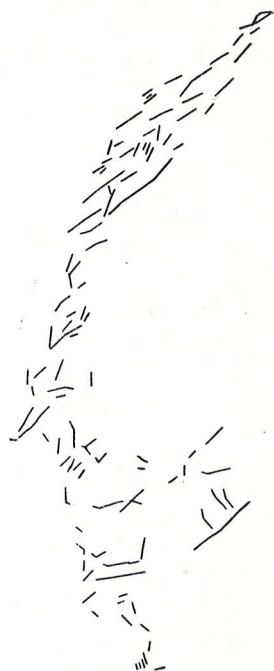
Фиг. 3. NGC 6992—6995

322 и 327°, считая от NGC 6960 к NGC 6992. Мы думаем, что такая более или менее одинаковая ориентация для четырех основных и ряда более слабых туманностей не является случайностью.

Во-вторых, обращаясь к каждой из этих богатых структурой туманностей в отдельности, мы находим не менее интересное явление: отдельные детали или волокна ориентированы в одном преимущественном направлении. Ниже на фиг. 2 и 3 даны фотографии туманностей NGC 6960 и NGC 6992—



Фиг. 4. Схема расположения отдельных волокон в туманности NGC 6960



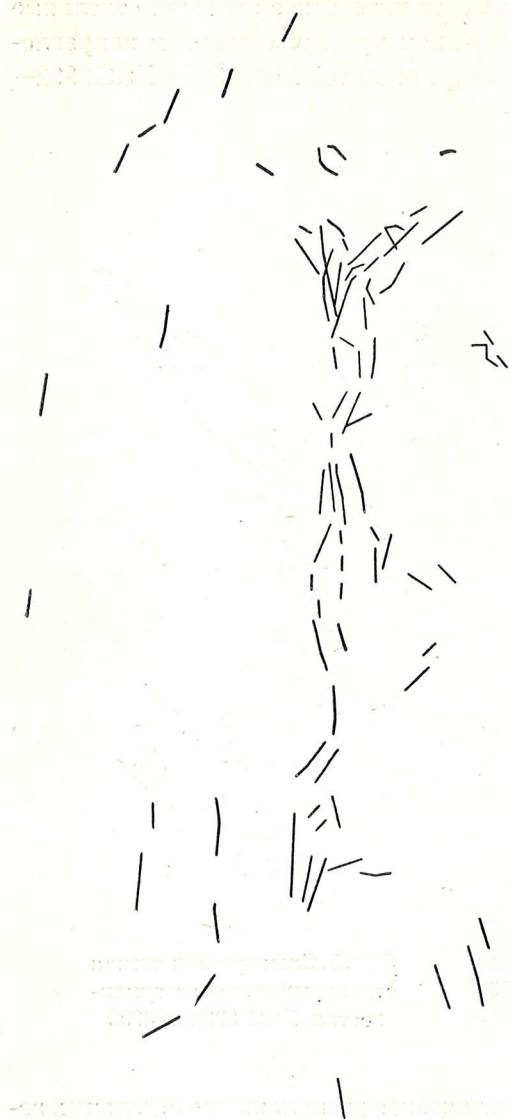
Фиг. 5. Схема расположения отдельных волокон в туманностях NGC 6992 и 6995

6995, на которых хорошо видно систематическое расположение отдельных волокон и деталей. На фиг. 4, 5, 6 фотографии трех упомянутых туманностей 6960, 6992 и 6995, а также центральной туманности вместе с S 106 представлены схематически. Далее на фиг. 7 распределение направлений волокон для туманностей 6960, 6992 и центральной с S 106 дано по позиционным углам (ординаты представляют собой числа волокон в пределах 20°). Разумеется, невозможно различать направления P и $P + 180^\circ$. Условно при отсчете позиционного угла в качестве начальной точки мы брали южный конец волокна. Именно по этой причине все отсчитанные углы на фиг. 7 располагаются только в первой и четвертой четверти. Как видно, не

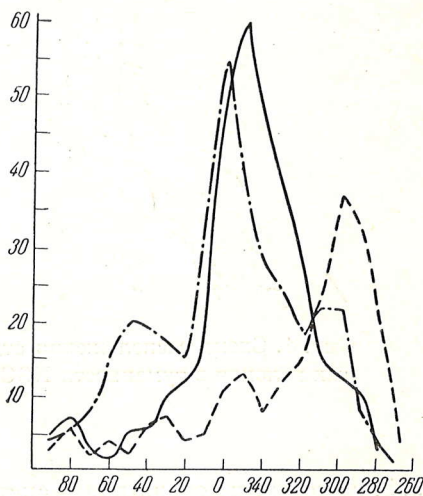
приходится сомневаться в реальности довольно резко выраженной тенденции к одному предпочтительному направлению внутри каждой туманности. Для туманностей NGC 6960, большой центральной нумерованной с S 106 и NGC 6992 (справа налево на фиг. 1) эти предпочтительные

направления имеют максимум соответственно для пределов $340-0^\circ$, $350-10^\circ$ и $280-300^\circ$. Туманности NGC 6992 и NGC 6995 собственно составляют продолжение одна другой, но во второй туманности предпочтительное направление волокон не так очевидно. Общее направление туманностей в целом и волокон в каждой из них, хотя и довольно близко, но далеко не совпадает между собой.

Обе отмеченные выше особенности, т. е. известная общность в предпочтительной ориентации туманностей в пределах рассмотренной области, с одной стороны,



Фиг. 6. Схема расположения отдельных волокон в центральной туманности S 106



Фиг. 7. Распределение направлений волокон по позиционным углам. Ординаты — числа волокон в пределах 20° ; — — — NGC 6960; — — — средняя; — — — NGC 6992, 6995

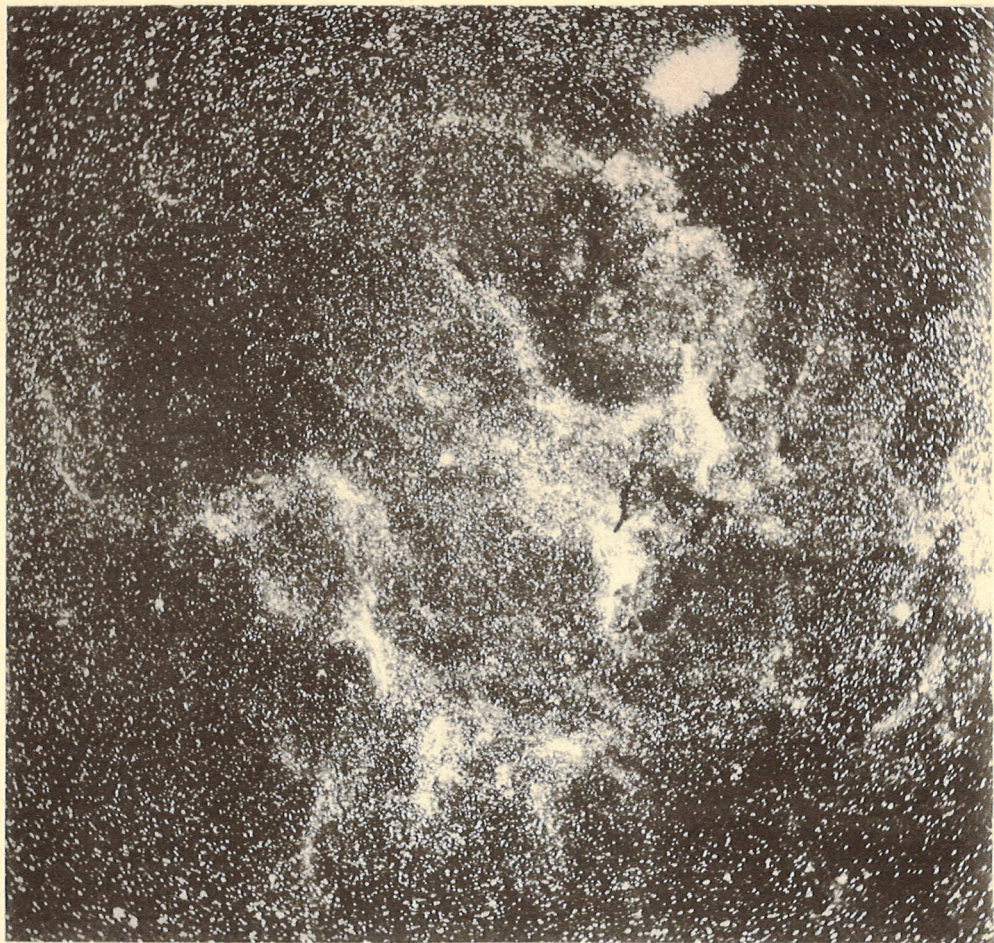
а с другой — довольно резко выраженная общая ориентация отдельных деталей и волокон внутри каждой из туманностей, несомненно имеют какой-то глубокий смысл, интерпретировать который мы пока не можем. Эти туманности пока мало изучены. Между прочим,



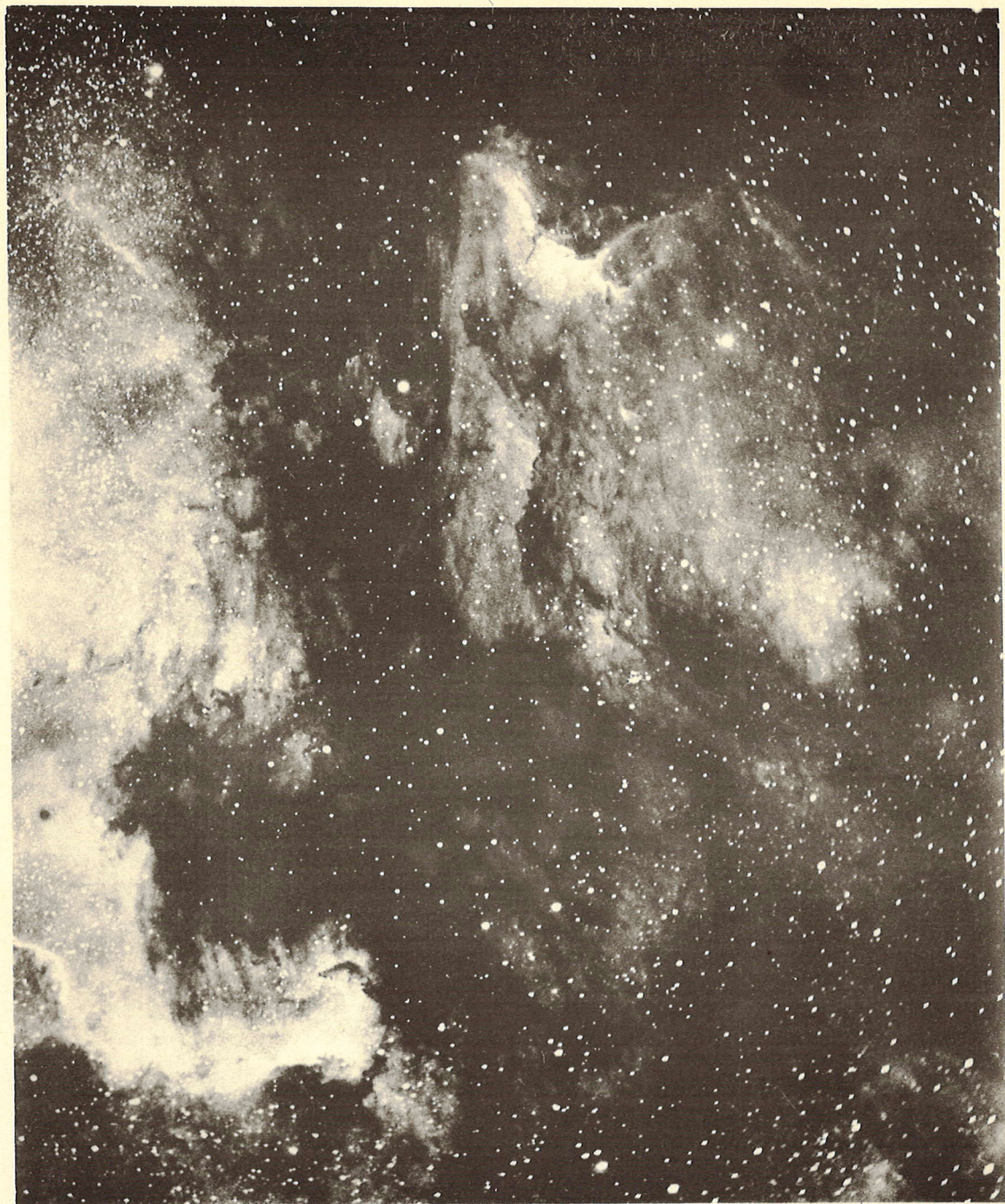
Фиг. 8. Туманность S 107, пересекающая O^2 Cygni и S 108, к югу от O^1 Cygni



Фиг. 9. Группа туманностей IC 5068, S 84, S 82, S 83, S 84 и S 85 к югу от «Пеликана»



Фиг. 10. Область S 47, S 50, S 51, MCD 12. В SW части яркая туманность вокруг BD + 34. 3828



Фиг. 11. Туманность Пеликан IC 5070 и восточная часть «Америки» NGC 7000

имеется некоторое подозрение [3], что крайние туманности NGC 6960 и 6992—6995 удаляются друг от друга (это единственные туманности в этой области, в отношении которых была сделана весьма предварительная попытка оценить их движение). Не менее замечательной особенностью является крайне редко встречающаяся весьма тонкая волокнистая структура для всех упомянутых выше туманностей, а также для некоторых других слабых нумерованных новых туманностей в этой области (фиг. 1). Подобная уникальная структура этих туманностей — очень серьезный аргумент в пользу общности всех туманностей в этой области.

Недавно мы обнаружили близко от α^2 Cygni на расстоянии около 17° от NGC 6960, насколько мы знаем, новую туманность подобной же уникальной тонковолокнистой структуры, волокна которой выявляют общность в направлении (фиг. 8). Эти волокна, числом не менее 13, тянутся на 3° на небе [4]. Среднее значение для позиционного угла $75^\circ \pm 5^\circ$. Общность направлений, как видно, очень значительная. Здесь же около α^2 Cygni найдена другая, по видимому также новая, туманность, волокнистая структура которой выявляется значительно менее резко.

Хотя мы не можем интерпретировать упомянутые выше замечательные особенности, но важно, что в данном случае можно быть уверенным в их реальности. Это даст основание считать вероятно реальными и другие случаи, когда выявляющаяся тенденция к общей ориентации отдельных деталей в туманностях или отдельных туманностей в целом и не так значительна.

Приведем несколько случаев. На фиг. 9 представлена небольшая туманность к югу от «Пеликана» (IC 5068 $20^h46^m.6 + 42^\circ$). В пределах 1 кв. гр. можно отметить пять деталей, вытянутых более или менее в одинаковом направлении (P в среднем равно 296°). Вероятность, что это обязано случайности, очень мала.

Самые туманности «Америка» и «Пеликан» также представляют известный интерес с точки зрения систематических направлений. Во-первых, следует отметить в «Мексиканском Заливе» 8—10 более или менее параллельных полосок с направлением около 341° (фиг. 11). Далее следует отметить, что туманность «Пеликан» почти вся испещрена более или менее одинаково направленными полосами (направление NW—SE). Сюда относятся две очень длинные полосы, составляющие клюв «Пеликана», и к юго-востоку от последних пять других длинных полос. Наконец, почти вся южная часть «Пеликана» (к востоку и к югу от 56° Cygni) представляет собой совокупность едва разделяющихся многочисленных слабых полос. На представленной фотографии (фиг. 11) можно насчитать не менее 13 таких полосок на протяжении около $1^\circ.5 \times 2^\circ$.

Отметим также, что центральная часть туманности NGC 6618 выявляет очень значительное число более или менее одинаково ориентированных деталей, — вероятно, не случайное явление.

Приведем еще два случая, когда можно подозревать систематический характер в направлении отдельных деталей. Первый из них относится к группе новых туманностей своеобразной формы, вытянутых

в направлении SW—NE (фиг. 10). Это McD 12 и S 47, S 50, S 51 нашего второго списка [5]. Особенно выделяются своей змеевидной фигурой три внутренние более яркие туманности, в некоторых местах имеющие характер волокон. Наиболее северо-восточная туманность простирается не менее чем на 3° . Характер систематической направленности здесь иной, чем в ранее рассмотренных туманностях. Для трех наиболее заметных змеевидных туманностей, между прочим, можно усмотреть влияние отдельных примыкающих темных туманностей, расположенных в общем к юго-западу. Хотя, может быть, это и не единственная интерпретация, но очертание туманностей заставляет заподозрить здесь эффект торможения в результате встречи светлой и темной туманностей. Однако трудно себе представить фронт встречи для наиболее яркой северо-восточной туманности протяжением около 3° (вероятно, не менее 15 парсек). Поэтому можно думать и о других дополнительных факторах, ответственных за колоссальную вытянутость и очертание этих туманностей.

Наконец, отметим еще одну туманность NGC 1499, в которой можно усмотреть систематический характер в расположении и ориентации отдельных деталей (фиг. 12).

Мы отметили, может быть, наиболее характерные случаи преимущественных ориентаций в распределении материи в диффузных туманностях, рассматриваемых вообще как аморфные образования. Однако эти случаи не единственные. В большом числе туманностей можно усмотреть довольно заметные отклонения от случайного распределения. Число ярких, светлых диффузных туманностей на небе не велико, и поэтому нельзя рассматривать указанные преимущественные ориентации как случайные отклонения. Можно думать, что это явление обязано каким-то причинам принципиального характера.

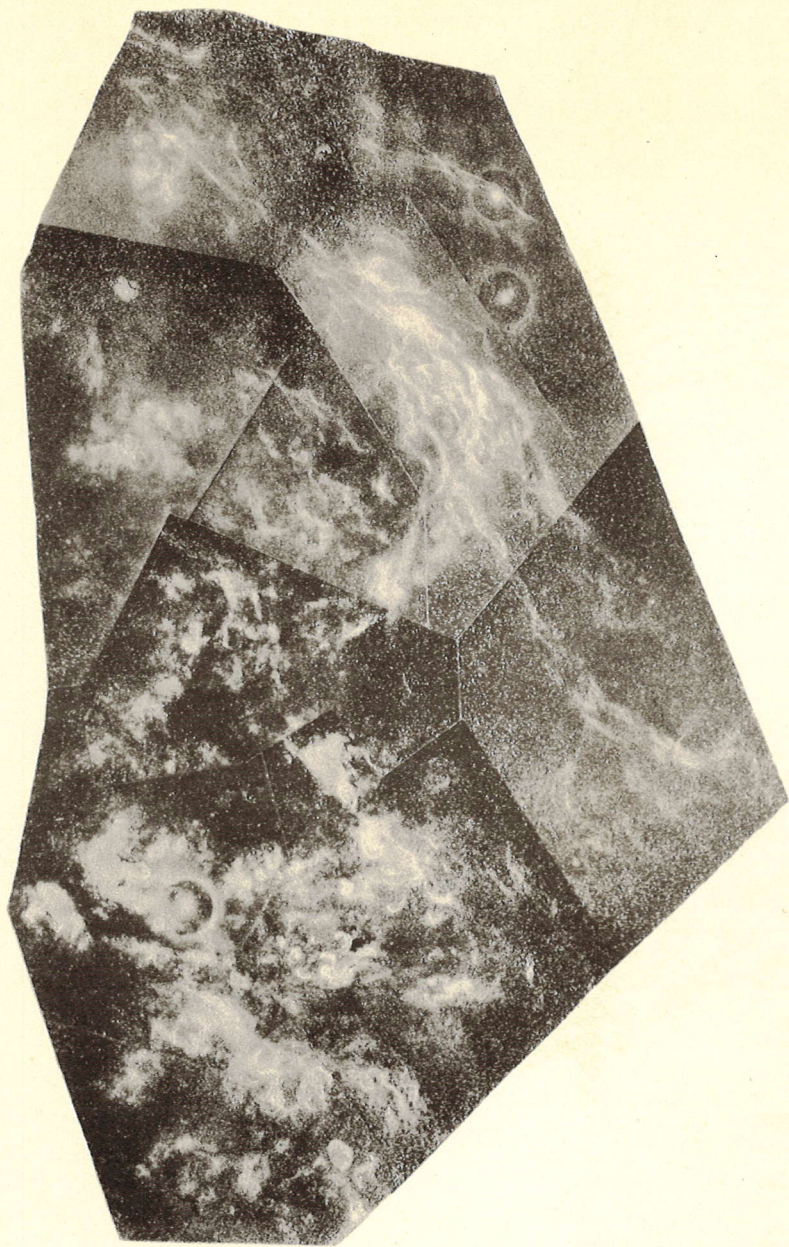
Перейдем в более общему случаю, когда можно подозревать, что на участке около $12^\circ \times 8^\circ$ к юго-западу от α Cygni имеется значительное число туманностей, более или менее одинаково ориентированных (фиг. 13). Эта область схематически представлена на фиг. 14. Область на фиг. 13 приблизительно совпадает с большим звездным облаком в Млечном Пути. Эта область, повидимому, одна из богатейших в отношении светлых диффузных туманностей. Значительное число слабых туманностей в этой области было обнаружено нами впервые [5].

Фиг. 13 составлена из ряда снимков, и соотношение яркостей отдельных туманностей на ней не всегда точно отражает то, что имеет место на небе. При всем видимом хаотическом распределении туманной материи в этой области нетрудно все же усмотреть известную систематичность в направлении отдельных туманностей, струй, волокон, полосок и других деталей. Мы можем говорить только о некотором далеко не резко выраженном преимущественном направлении. Немалое число туманностей и деталей здесь не подчиняется этой закономерности, и среди них встречаются даже вытянутые в перпендикулярном направлении.

Всего было учтено в этой области 158 туманностей и отдельных деталей. Отсчитывая, как и прежде, число туманностей в пределах позиционных

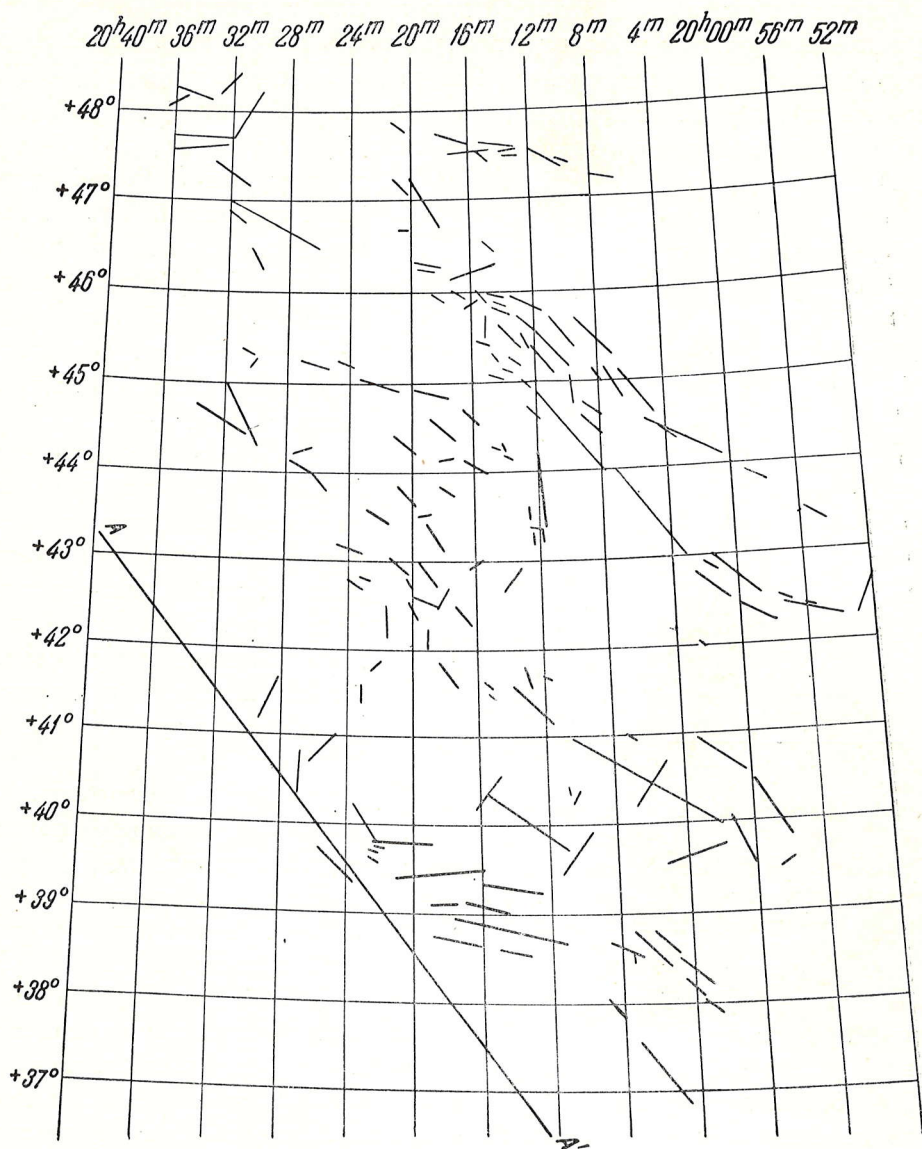


Фиг. 12. NGC 1499



Фиг. 13. Область к юго-западу от α Cygni. Яркая звезда
в южной части — γ Cygn

углов от 0 до 20°, от 10 до 30° и т. д., мы получили фиг. 15. Как видно, преимущественное направление для позиционных углов от 40 до 60° выражено довольно заметно. Если даже учесть все немногие выброшенные из дискуссии неопределенные случаи, о которых мы говорили выше,



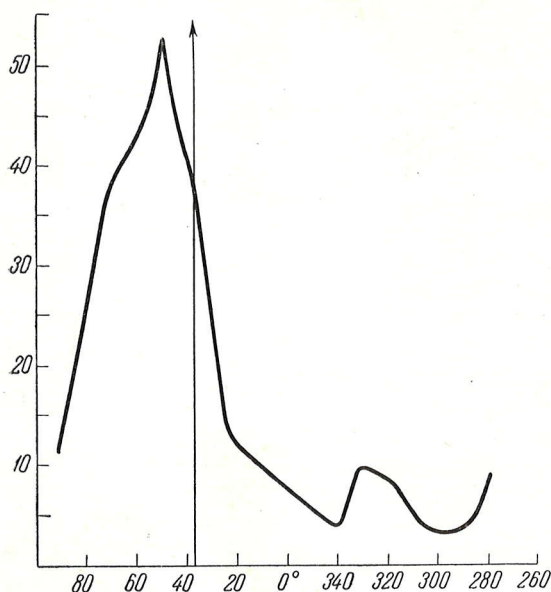
Фиг.14. Схема расположения отдельных туманностей в области к юго-западу от α Cygni. Положение галактического экватора показано линией AA'

то все же предпочтительное направление остается хорошо заметным (в направлении 50° число деталей приблизительно в 5 раз больше, чем в перпендикулярном направлении).

Интересно отметить, что указанное выше предпочтительное направление (около 50°) можно считать в пределах точности практически

совпадающим с направлением галактического экватора в этой области неба. На фиг. 15 направление, соответствующее галактическому экватору, указано стрелкой, а на фиг. 14 — линией AA' .

Систематическое предпочтительное направление в распределении материи внутри туманностей, а также для группы туманностей в целом в ограниченном участке неба, вероятно, не столь редкое явление. В литературе можно найти указание, что Плеяды, в особенности около Меровы, пересечены полосами или струями как бы волнистой структуры. Действительно, там наблюдаются такие примечательные струи, но, как будто,



Фиг. 15. Распределение направлений туманностей по позиционным углам в области к SW от α Cygni; ординаты — числа туманностей в пределах 20° . Стрелка показывает положение галактического экватора

в направлении их нет вполне выраженной предпочтительности. Упоминания о полосках, струях и волокнах можно найти в некоторых работах. Но это, вероятно, не совсем то, что описано в нашей статье.

Возможно, что даже для весьма ограниченного числа рассмотренных нами случаев причина предпочтительности направления не одна и та же. Одно дело, когда мы наблюдаем общность направлений тонких волокон в группе волокнистых туманностей в «Лебеде», другое, когда мы встречаемся с предпочтительным направлением полос, струй, как, например, в туманностях «Америка» и «Пеликан». Может быть, также особый фактор обуславливает

своеобразные формы таких туманностей, как на фиг. 10. Наконец, вероятно, третья причина лежит в основе той тенденции к предпочтительному направлению туманностей на большом участке неба, которую мы видим на фиг. 13, 14, 15. Мы думаем, что в проблеме диффузных туманностей описанное явление, причина которого остается неизвестной, имеет большое значение.

В настоящей работе мы не пытаемся интерпретировать это явление, но, может быть, можно высказать здесь несколько соображений в самой общей форме. Прежде всего следует подумать о приливном действии общего силового поля в Галактике. Этот эффект рассмотрен нами в общих чертах в статье о структуре и массах туманностей [2]. Речь идет в основном о дифференциальном эффекте галактического вращения. Туманности в рассматриваемой нами здесь области обширны и слабы (фиг. 13), и средняя плотность материи здесь, вероятно, меньше той, которая устанавливается

критерием динамической устойчивости ($\rho < 0.09 \odot$). Важно только отметить, что в результате дифференциального эффекта галактического вращения туманность расширится в плоскости Галактики и более или менее быстро примет сильно сплюснутую форму. Увеличение размеров вдвое наступит приблизительно через 4×10^7 лет [2]. Однако многие массивные газовые туманности, как, например, туманность Ориона NGC 1976, NGC 2237 и другие, имея поперечник порядка десятка и более парсек, сохраняют сферическую форму. В этом можно усмотреть указание на то, что по крайней мере для этих туманных образований эффект приливного действия очень мал. Вместе с тем необходимо отметить, что для большинства рассмотренных в начале статьи случаев преимущественная ориентация деталей внутри туманностей является случайной по отношению к галактическому экватору, и, следовательно, это явление не имеет отношения к дифференциальному эффекту галактического вращения.

Однако с точки зрения дифференциального эффекта галактического вращения заслуживает внимания упомянутая область неба $12^\circ \times 8^\circ$ к SW от α Cygni (фиг. 13, 14, 15). Помимо того, что средняя плотность материи здесь, вероятно, много меньше $0.1 \odot$, в этой области имеет место преимущественная вытянутость большинства туманностей в одном направлении. В действительности наблюдаемое явление очень сложное. Наряду с мало вытянутыми туманностями мы имеем в западной части довольно узкие, чрезвычайно вытянутые туманности. Еще более к NE, в недавно обнаруженных нами новых замечательных туманностях около α^1 и α^2 Cygni, мы имеем группу весьма тонких, вытянутых волокон, нитей, вид которых уже совсем не представляется правдоподобным с точки зрения дифференциального эффекта галактического вращения. Если же исключить эти последние детали, то вообще наблюдаемую картину, как будто, можно было бы на первый взгляд интерпретировать в рамках гипотезы дифференциального эффекта галактического вращения.

Остается альтернатива, что вышеприведенный результат о систематической ориентации относится не к светлым туманностям, а к темным туманностям наподобие каналов, вытянутых параллельно галактическому экватору. Такое явление также представляло бы большой интерес. Однако с точки зрения общей наблюдаемой картины эта гипотеза менее вероятна, хотя в некоторых местах этот эффект, может быть, и имеет значение. Еще менее вероятна эта гипотеза для группы тонковолокнистых туманностей в Лебеде. Если же верна первая интерпретация, то мы могли бы считать, что имеем здесь первый наблюдаемый случай диссипации в смысле выявления влияния дифференциального эффекта галактического вращения на конфигурацию данной системы. Известно, что диссипация в указанном смысле не обнаруживается явно ни в скоплениях, ни в ассоциациях, ни в каких-либо других объектах. Однако к приведенной здесь интерпретации следует относиться с большой осторожностью. К решению вопроса можно будет подойти ближе, когда будем иметь возможность подвергнуть дискуссии соответствующий материал в других долготах. Пока же следует подчеркнуть, что картина преимущественной ориентации

(фиг. 13), в реальности которой почти не приходится сомневаться, связана, повидимому, с какой-то важной стороной природы газовых туманностей.

Из других возможных факторов, которые могут влиять на структуру туманностей, следует упомянуть турбулентность. Причудливые формы некоторых диффузных туманностей наталкивают на мысль, что мы имеем здесь дело с явлением турбулентности. Иногда даже напрашивается сравнение очертаний таких диффузных образований и некоторых образований в земной атмосфере. Если до самого последнего времени в этом можно было усмотреть случайное чисто внешнее сходство, то в настоящее время в свете новой физической теории турбулентности такого рода сравнение уже не представляется столь нелепым, как это может казаться на первый взгляд. В самые последние годы А. Н. Колмогоров, Карман, Гейзенберг, Чандрасекар и другие разработали главным образом в применении к аэродинамическим проблемам новую теорию турбулентного движения, рассматриваемого как сложную систему вихрей [6, 7]. Различие в турбулентности, как она проявляется в земной атмосфере и в океанах и в диффузных туманностях, может быть в несоизмеримости масштабов этих явлений.

Изучение диффузных туманностей с точки зрения явления турбулентности в них, несомненно, представляет интерес. Однако прямой путь для этого — изучение скоростей деталей — либо невозможен, либо крайне ограничен. Поэтому остается возможность пользоваться только такими наблюдательными данными, которые лишь связаны со скоростью. Это путь изучения зависящей от плотности и давления яркости светящегося газа и ее флуктуаций в пределах туманности или поля на небе. Основанием для этого служит то, что для газовой массы скорость, давление и плотность так тесно связаны, что эффект турбулентности должен выявиться и в плотности, и в давлении, и, следовательно, в флуктуации яркости. Одно исследование в этом направлении поставлено у нас в обсерватории.

Еще в 1929 г. Росселанд [8] указал, что если в каких-нибудь массах имеются относительные движения, то неизбежно возникают и турбулентные движения. В более общем виде можно сказать, что обычные ламинарные движения обращаются в турбулентные, когда так называемая безразмерная постоянная, число Рейнольдса $R = \frac{\rho V L}{\mu}$, достаточно велика, больше или много больше 1000. В этой формуле ρ — плотность; V — скорость; L — линейный размер; μ — коэффициент вязкости. Замечательная особенность заключается в том, что если турбулентность возникает и развивается, то можно ожидать увеличения коэффициента вязкости и теплопроводности в миллион раз.

Исходя из размеров межзвездных облаков и некоторых диффузных туманностей порядка 1—20 парсек и вероятного значения относительной скорости порядка 10 км/сек, можно думать, что число Рейнольдса здесь порядка 10^5 или значительно больше. В свете этих общих данных вероятность развития турбулентности в некоторых диффузных туманностях

и в межзвездных облаках представляется немалой. Действительно, причины для возникновения упорядоченных движений имеются (например, под влиянием давления радиации или встреч с межзвездной средой). Учитывая условия в туманности, можно ожидать перехода упорядоченных движений в турбулентные с возникновением отдельных турбулентных образований, вихрей, волокон и т. п. В частности, волокна — универсальная характеристика туманностей — могут быть интерпретированы при известных условиях проекции как результат встречи различных туманностей и облаков между собой и вообще с межзвездной материей, а также столкновений отдельных масс материи внутри туманностей. Поэтому волокна — фронт встречи и перемешивания таких отдельных масс — можно было бы представить себе, естественно, как турбулентное явление. Однако очень неясно, можно ли перенести подобную концепцию на такое явление, как систему замечательных тонких волокон в туманностях в Лебеде (фиг. 1—3).

Вообще представляется вероятным, что вид и характер деталей в газовых туманностях, в особенности в волокнистых туманностях, отражает в какой-то степени те динамические процессы, которые имеют в них место. Поэтому изучение движения этих объектов и их отдельных деталей, очевидно, очень важно. Уже один вид образований на фиг. 1—3 подсказывает, что эти образования не находятся в стационарном состоянии. Во всяком случае они не находятся в состоянии механического равновесия. Более того, может быть поставлен вопрос о диссипации таких образований. С этой точки зрения можно предполагать, что интенсивность и положение отдельных деталей подвержены изменению в течение, может быть, не слишком длительного отрезка времени. Для изучения такого рода изменений на прямых фотографиях, вероятно, пригодны светосильные инструменты умеренного размера (скажем, F около 1 м), масштаб которых уже достаточен для выявления отдельных деталей и для определения их положения с точностью, какая возможна в данном случае. Следует иметь в виду, что для таких далеко не слишком резких и не совершенно симметричных изображений большой масштаб длиннофокусных инструментов не дает преимуществ. С другой стороны, для определения радиальных скоростей, а также для изучения спектра вообще очень выгодно ориентировать спектрограф так, чтобы более яркие волокна располагались вдоль щели. Может быть, в очень редких случаях удастся также осуществить интерференционные и поляризационные наблюдения, которые могли бы помочь выяснить некоторые важные стороны интересующей нас проблемы.

При рассматривании тонковолокнистых туманностей иногда напрашивается мысль об электромагнитной природе этого явления. Правда, сколько-нибудь определенных указаний на наличие магнитного поля в межзвездном пространстве не имеется. Однако допущение наличия такого поля напрашивается по ряду соображений. В частности, при наличии магнитного поля в Галактике можно скорее объяснить происхождение и изотропию космических лучей. Имеется даже основание считать, что напряженность H этого поля порядка 10^{-6} . Еще менее очевидно наличие в межзвездном пространстве электростатических полей с их

ускоряющим действием на частицы. Вообще говоря, высокая проводимость межзвездного пространства, скорее, как будто исключает существование электростатических полей большого значения.

Принципиально возможны некоторые пути для установления вольтажа в межзвездном пространстве с его ускоряющим действием на частицы. Но нелегко понять механизм, посредством которого его можно было бы обратить в кинетическую энергию частиц. Например, индуцированные поля могут быть образованы при относительном движении ионизованной материи и магнитного поля. При некоторых условиях это может иметь своим следствием ускорение частиц. Как раз таким потоком ионизованной материи могут быть рассматриваемы сами диффузные газовые туманности. С другой стороны, согласно Терлецкому и Альфвену [9, 10], вращение тела, обладающего магнитным полем, может при специфических условиях вызвать около себя электрические поля — могучий источник для ускорения частиц [9, 10].

В настоящее время мы не можем говорить, насколько в действительности имеет место ускорение частиц, которое могло бы выявиться при астрофизических наблюдениях. Но во всяком случае нельзя заранее отвергать возможность в этом отношении каких-нибудь эффектов. Движения частиц, вызванные такого рода полем, должны иметь систематический характер. К сожалению, практически мы не имеем возможности в настоящее время определить движение деталей в туманностях ни по радиальным скоростям, ни по собственным движениям. Мы ничего не можем сказать, какую роль в динамике туманностей могут играть магнитные и электрические поля и какое влияние могут оказать такого рода систематические движения на структуру туманностей, кроме того, что диффузия заряженных частиц и движение материи внутри туманности вообще будут весьма ограничены в направлении, перпендикулярном к магнитному полю. Но, может быть, вышеизложенные соображения мы могли бы резервировать при подходе к наблюдательным данным, относящимся к диффузным туманностям, в частности к показанным выше волокнистым туманностям в Лебеде (фиг. 1 — 3, 8).

Особая природа волокнистых туманностей подсказывается еще следующими соображениями. Давно было известно, что для волокнистых туманностей NGC 6960, 6992—6995 нельзя найти звезды класса O, B0, B1, которые можно было бы считать ответственными за их свечение. Теперь мы можем к этому добавить, что центральная волокнистая туманность вместе с ее очень длинным, почти полутораградусным продолжением к югу S 106, другие небольшие волокнистые туманности в этой области (NGC 6979 и др.), а также новые тонковолокнистые туманности около α^1 и α^2 Cygni (фиг. 8) тоже не имеют соответствующих звезд возбуждения O, B0, B1. Известно, что для очень малого процента газовых туманностей не находятся возбуждающие звезды класса O, B0, B1; однако отсутствие возбуждающих звезд, по крайней мере до 9—10 величины, у всех упомянутых выше тонковолокнистых туманностей представляется удивительным фактом. Необходимо при этом подчеркнуть, что последнее сочетается с уникальной

структурой этих туманностей. В обоих этих фактах можно усмотреть серьезное указание на особую природу этих образований, может быть, очень отличную от природы основной массы светлых диффузных туманностей.

Конечно, можно представить себе, что возбуждающее свечение этих туманностей звезды имеют настолько высокую температуру, что их фотографическая яркость очень мала, например слабее 11^m . Такое предположение очень мало вероятно, так как, судя хотя и по крайне скудным данным об относительной яркости линий H, OIII и др., мы, как будто, не имеем основания думать об исключительно высокой температуре ассоциированных с этими туманностями звезд. Нельзя также думать, что возбуждающие звезды находятся где-либо далеко от туманности. Согласно Стремгрену [11], радиус ионизованной области около звезды типа O — B0 порядка $50 \times n_e^{-2/3}$ парсек (n_e — электронная или протонная плотность). Хотя мы ничего не знаем о расстоянии до этих туманностей, но если бы яркость возбуждающей звезды O — B0 была бы, например, 8^m , то при грубом учете поглощения расстояние было бы порядка 1200 парсек. Принимая для туманности n_e порядка 20, мы можем оценить порядок для углового расстояния туманности от возбуждающей звезды, скажем, около $20'$. В действительности мы знаем, что тонковолокнистая туманность S 107 тянется на 3° . Для возбуждения обоих концов такой туманности соответствующая звезда класса O — B0 должна быть не слабее $5-6^m$. Поэтому, если оставаться в рамках гипотезы захвата электронов, то необходимо допустить наличие нескольких возбуждающих звезд, притом, возможно, как-то своеобразно здесь расположенных. Все это делает обычную гипотезу свечения мало вероятной в применении к рассмотренным туманностям.

Едва ли также применим здесь выдвинутый Оортом механизм свечения в результате встречи одной туманности с другой или встречи с межзвездной средой [3]. Этот механизм, который при известных условиях осуществляется в природе, не представляется вероятным для тонковолокнистых туманностей, когда в очень ограниченном участке неба наблюдаются десятки тончайших волокон и струй. С точки зрения гипотезы столкновения требуются какие-то исключительные и маловероятные условия, чтобы представить себе возможность получения такой картины, которую мы видим на фиг. 1—3,8. Едва ли можно приписать такую картину турбулентности, которая, вероятно, возникает здесь в результате проникновения масс при встрече туманностей между собой, а также с межзвездной средой.

На основании изложенного выше мы должны думать о наличии какой-то совсем особой причины наблюдаемых причудливых образований и их свечения. Более того, надо думать, что особая природа этих образований и особый механизм свечения их находятся в какой-то тесной взаимосвязи. С этой точки зрения приходится ставить вопрос о возможно электромагнитной природе этих образований. Если магнитное поле действительно играет заметную роль, то можно было бы ожидать, что при медленном

движении ионизованный газ следовал бы вдоль силовых магнитных линий. Но при быстром движении ионизованного газа последний увлекал бы силовые магнитные линии, как бы сплетая и запутывая их. Какой из этих эффектов должен преобладать, зависит от того, превосходит или не превосходит кинетическая энергия магнитную энергию на единицу объема [10].

Хотя речь идет о явлениях совершенно различного характера и порядка, но может быть нелишне вспомнить, что последние наиболее тщательные исследования солнечных протуберанцев выявили их универсальный волокнистый характер. Нередко последние похожи на сложные кружева переплетенных нитей, может быть отчасти такого же характера, как и в упомянутых выше тонковолокнистых туманностях. Оба феномена дают основание заподозрить наличие здесь магнитных и электрических полей. По крайней мере в отношении протуберанцев последнее представляется очень вероятным.

Выше мы привели самые общие предварительные соображения о возможных причинах обнаруженных преимущественных ориентаций волокон и других деталей в некоторых туманностях, в особенности в волокнистых туманностях с их уникальной структурой, с одной стороны, и в группах туманностей в целом, как в Лебеде, — с другой. Нет сомнения, что эти наблюдаемые удивительные явления, значение которых трудно переоценить, характеризуют какие-то важные стороны природы этих образований, а возможно, и межзвездной среды.

Основные результаты этой работы были доложены в ГАО и ГАИШ в апреле 1951 г.

Выражаем благодарность Е. И. Иосько за изготовление репродукций к этой статье.

Л и т е р а т у р а

1. Г. А. Ш а й н и В. Ф. Г а з е. ДАН СССР, 28, 431, 1951; Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 7, 87, 1951.
 2. Г. А. Ш а й н и В. Ф. Г а з е. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 8, 80, 1952.
 3. J. H. O o r t. M. N. 106, 178, 1946.
 4. В. Ф. Г а з е и Г. А. Ш а й н. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 8, 17, 1952.
 5. В. Ф. Г а з е и Г. А. Ш а й н. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 7, 93, 1951.
 6. А. Н. К о л м о г о р о в. ДАН СССР 30, 229 и 32, 19, 1942.
 7. S. C h a n d r a s e k h a r. Ap. J. 110, 329, 1949.
 8. S. R o s s e l a n d. M. N. 89, 49, 1929.
 9. Я. П. Т е р л е ц к и й. Вестник МГУ, № 11, 53, 1949.
 10. H. A l f v é n. Cosmical Electrodynamics. Oxford, 1950.
 11. B. S t r ö m g r e n. Ap. J. 89, 532, 1939.
-

ДВЕ НОВЫЕ ВОЛОКНИСТЫЕ ТУМАННОСТИ ОКОЛО α^2 и α^1 Cygni*В. Ф. Газе и Г. А. Шайн*

В статье сообщается о двух новых туманностях тонкой волокнистой структуры, подобной структуре известных волокнистых туманностей в Лебедь.

Недавно мы обнаружили две новые интересные диффузные туманности около α^2 и α^1 Cygni. Одна из них, приблизительно пересекающая α^2 Cygni, представляет собой систему очень тонких волокон, простирающихся в общем одно вдоль другого почти на 3 градуса. Местоположение этой туманности условно фиксируем координатами α^2 Cygni $20^h 12^m. 3 + 47^\circ 24'$ (1900). Вторая туманность, размером приблизительно $180' \times 50'$, находится в основном к югу от α^1 Cygni, и для нее мы даем условно положение одной из более ярких деталей в северо-западной части туманности, $20^h 16^m. 9 + 45^\circ 56'$. Мы нигде не находим упоминания об этих туманностях в известных нам списках. Поэтому в соответствии с обозначением обнаруживаемых в Симеизе туманностей [1,2] мы назовем эти туманности S 107 и S 108. Фотографии обеих туманностей представлены на фиг. 8 статьи «О преимущественной ориентации волокон и других структурных деталей в газовых туманностях» (стр. 3). Туманность S 107 вызывает особенный интерес. Вся она состоит из отдельных очень тонких волокон, более или менее одинаково ориентированных. Среднее значение позиционного угла для всех 13 волокон равно $75^\circ \pm 5^\circ$ (при отсчете позиционного угла мы за начало условно принимаем каждый раз более южный конец каждого волокна).

Волокнистый характер S 107 выражен очень резко. Некоторое число волокон можно отметить и в S 108, и эту туманность можно также назвать волокнистой. Тонковолокнистые туманности встречаются очень редко, и нам известны лишь NGC 6960, 6992—6995 и расположенная между ними нумерованная. Сюда же можно отнести NGC 6979 и другие слабые, новые туманности в этом участке неба, в особенности резко выраженные волокна S 106 далеко к югу от центральной туманности (фиг. 1, 2, 3,

стр. 4). Теперь мы можем добавить еще S 107 и S 108, которые находятся на расстоянии около 17° к NW от упомянутых выше туманностей.

Заслуживает внимания следующее обстоятельство. Как известно, в подавляющем большинстве случаев для газовых туманностей можно найти внутри или вблизи них одну или несколько звезд класса O, B0 (реже B1), которые являются ответственными за свечение туманностей. Исключения очень редки. Поэтому очень удивительным должно казаться то, что во всех перечисленных выше случаях тонковолокнистых туманностей мы не можем указать где-нибудь вблизи звезды класса O, B0, B1, по крайней мере до 9—10 величины, которые можно было бы ассоциировать с этими туманностями. Это вероятное отсутствие возбуждающих звезд для тонковолокнистых туманностей представляется фактом, в котором можно усмотреть серьезное указание на особую природу этих образований, может быть в чем-то очень отличную от основной массы светлых диффузных туманностей. При этом надо иметь в виду, что этот факт сочетается с другой исключительной особенностью толковолокнистых туманностей, а именно с их уникальной структурой.

В связи с изложенным выше мы, может быть, должны думать о каком-то особом механизме возбуждения свечения для волокнистых туманностей. Гипотеза захвата электронов по причине отсутствия звезд O и B0, как-будто, не может найти себе здесь применения. С другой стороны, трудно себе представить, как десятки тонких волокон и струй могли образоваться на очень ограниченном участке неба в результате встречи туманности с межзвездной средой или с другими туманностями в соответствии с механизмом, выдвинутым Оортом [3].

Надо думать, что особая природа этих причудливых образований и особый механизм свечения их находятся в какой-то взаимосвязи.

Л и т е р а т у р а

1. Г. А. Ш а й н и В. Ф. Г а з е. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 6, 3, 1950.
2. В. Ф. Г а з е и Г. А. Ш а й н. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 7, 93, 1951.
3. J. H. O o r t. M. N. 106, 159, 1946.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ БОЛЬШОЙ ХРОМОСФЕРНОЙ
ВСПЫШКИ НА СОЛНЦЕ 5 АВГУСТА 1949 г.*Э. Р. Мустель и А. Б. Северный*

В работе проведено исследование 17 стандартизованных спектрограмм большой хромосферной вспышки 5 августа 1949 г., 11 час. московского времени. Детальному спектрофотометрическому анализу подвергнуты линии серии Бальмера от H_α до H_ζ (кроме H_β), линии H и K ионизованного кальция, линия нейтрального кальция $\lambda 4227$, некоторые линии Fe, Mg, Mg^+ , Sr, Sr^+ — всего около 25 характерных, удобных для исследования линий. Получены контуры бальмеровских линий излучения во вспышке, исправленные за инструментальные искажения. Для всех линий металлов (кроме линий Ca^+ и, возможно, Sr^+) не обнаружено сколько-нибудь заметных искажений контуров линий в спектре вспышки по сравнению со спектром невозмущенного диска Солнца. В синем крыле линий H и K обнаружена эмиссия, вызванная возвратным выбросом, поднимавшимся над вспышкой со скоростью около 100 км/сек. Наличие такого выброса обнаруживается также на всех спектрограммах линии H_α , показывающих заметную депрессию в синем крыле линии H_α , дающую значение ~ 80 км/сек для радиальной скорости выброса.

Получены значения полуширины линий бальмеровской эмиссии во вспышке, а также определен наблюдаемый (искаженный самопоглощением) декремент бальмеровской серии во вспышке.

Во второй части работы исследуются причины большого расширения водородных линий. Показано, что исключительно широкие крылья линии H_α не могут образовываться в результате Штарк-эффекта. Данным наблюдений наилучшим образом удовлетворяет предположение, что протяжение крыльев H_α определяется естественным затуханием излучения, а для остальных линий серии Бальмера — эффектом Штарка; в центральной же части всех линий главную роль должен играть эффект Доплера. В этих предположениях определены значения электронной плотности, кинетической температуры и чисел атомов водорода в различных состояниях возбуждения из условия наилучшего соответствия теоретических и наблюдаемых контуров для четырех контуров бальмеровских линий излучения H_α , H_γ , H_δ , H_ϵ . Сравнение состояния ионизации во вспышке и в невозмущенной хромосфере позволяет оценить число атомов водорода в основном состоянии во вспышке. Это позволило получить теоретические контуры линий L_α и L_β лямбовской серии водорода. Показано, что интенсивность ультрафиолетового излучения вспышки в линии L_α вполне достаточна для значительного увеличения ионизации D- и E-слоев ионосферы, а также достаточна для выброса с поверхности Солнца атомов водорода.

§ 1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ, ЕГО ОБРАБОТКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

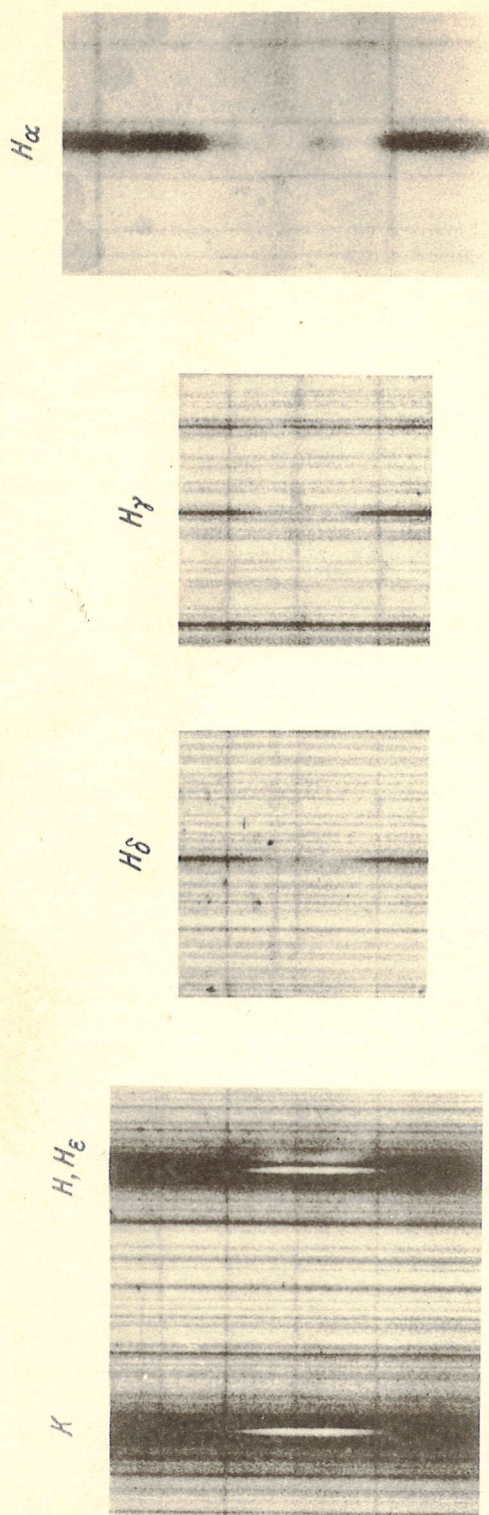
Хромосферная вспышка 5 августа 1949 г. — одна из самых ярких вспышек, наблюдавшихся кем-либо до сих пор. Она возникла около 11 часов московского времени в области, занятой группой солнечных пятен ($L = 65^{\circ}.63$, $\varphi = -20^{\circ}$) на месте первоначально светлого флоккула и в фазе своего наибольшего развития занимала площадь около 5×5 градусов (около одной тысячной полусферы Солнца). Фотографирование спектров на спектрогелиоскопе — спектрографе Симеизской обсерватории [1] началось в 11 ч. 11 м., через 1 мин. после максимума яркости (11 ч. 10 м.), и продолжалось до 11 ч. 50 м., когда яркость вспышки была уже близка к яркости мощного светлого флоккула. Одновременные визуальные наблюдения со спектрогелиоскопом Ригини в Арчетри (Италия) [2] и в Гринвиче [3] показали наличие вторичного небольшого максимума яркости около 11 ч. 30 м. По сообщению Ньютона [3], вспышка сопровождалась также мощным всплеском радиоизлучения Солнца, 10-минутным прекращением коротковолновой радиосвязи и другими аномальными радиофизическими явлениями.

За указанное время (11 ч. 8 м. — 11 ч. 50 м.) нам удалось получить 17 стандартизованных спектрограмм вспышки методом, описанным нами недавно в работе «Спектрофотометрия хромосферных вспышек» [4]. Стандартизация осуществлялась при помощи ступенчатого ослабителя, устанавливаемого перед щелью спектрографа. В табл. 1 дано описание наблюдательного материала. Спектрограммы в области H_{α} ($\lambda\lambda$ 6400—6800) снимались на пластинках Agfa Spektral Rot Rapid, а в области линий H и K ($\lambda\lambda$ 3800—4400) — на пластинках Ilford Zenith. Благодаря весьма большой площади, занимаемой вспышкой, наведение вспышки на щель спектрографа было достаточно уверенным и влияние рассеянного света фотосферы было невелико.

Детальному спектрофотометрическому изучению на перечисленных в табл. 1 17 стандартизованных спектрограммах были подвергнуты все линии Бальмера от H_{α} до H_{ζ} (кроме H_{β} , которая благодаря расположению спектральных камер не смогла быть сфотографирована), линии H и K пониженного кальция, линия нейтрального кальция λ 4227 и некоторые, указанные в табл. 1 линии Fe, Mg, Sr^{+} — всего около 20 характерных, удобных для исследования линий.

На фиг. 1 воспроизведены участки спектра возле линий H и K, а также H_{ϵ} водорода и линий бальмеровской серии H_{δ} , H_{γ} , H_{α} по пластинкам 196 и 193.

На саморегистрирующем микрофотометре Молля получались две (а иногда три) регистрограммы для каждого изучаемого спектрального участка: одна — через обращение в месте вспышки, другая — через часть спектра, принадлежащую невозмущенному, прилегающему ко вспышке участку диска Солнца. Контуры линий во вспышке получены путем фотометрирования полосы спектра, соответствующей наиболее интенсивному



Фиг. 1. Участки спектра хромосферной вспышки возле линий H и K ионизованного кальция и линий Hδ, Hγ, Hα бальмеровской серии водорода

Таблица 1

Номер пла- стинки	Время	Спектр. область	Исследованные спектральные линии	Примечание
192	11 ч. 11 м.	H и K	$H_{\gamma}, H_{\delta}, H_{\epsilon}$ Fe: $\lambda\lambda$ 4045.8; 4063.6; 4071.8; 4383.6; 4404.8; 4415.1; Mg: $\lambda\lambda$ 4057.5; 4167.3; Ca: λ 4227; Sr ⁺ : λ 4215.5	Несколько недодержа- на в синей части
193	11 ч. 13 м.	H_{α}	H_{α}	Наиболее сильное и широкое обращение ли- ний
194	11 ч. 15 м.	H_{α}	H_{α}	То же, что в 193
195	11 ч. 18 м.	H и K	$H_{\gamma}, H_{\delta}, H_{\epsilon}, H_{\zeta}; H$ и K; Fe: $\lambda\lambda$ 4045.8; 4071.8; 4132.1; 4383.6; 4404.8; 4415.1; Mg: $\lambda\lambda$ 4057.5; 4167.3; Ca: λ 4227; Sr ⁺ : λ 4077.7; 4215.5	Очень сильно выраже- но обращение водород- ных линий и линий H и K
196	11 ч. 20 м.	H и K	То же, что и в 195, и до- полнительно Fe: λ 4063.6	То же, что в 195. Ли- нии H_{γ} и H_{δ} почти не- отличимы от непрерыв- ного спектра. Линии H и K заметно ярче непре- рывного спектра
197	11 ч. 21 м.	H и K	То же, что в 196	То же, что в 196
198	11 ч. 22 м.	H и K	$H_{\gamma}, H_{\delta}, H_{\epsilon}, H_{\zeta}; H$ и K; Fe: $\lambda\lambda$ 4045.8; 4071.8; 4132.1; Mg: $\lambda\lambda$ 4057.5; 4167.3; Sr ⁺ : $\lambda\lambda$ 4077.7; 4215.5; Ca: λ 4227	Несколько передержи- на в красной части
199	11 ч. 23 м.	H и K	То же, что в 195	Обращение заметно меньше, чем в 195—197
200	11 ч. 25 м.	H_{α}	H_{α}	
201	11 ч. 29 м.	H_{α}	H_{α}	На щель спектрогра- фа попала слабая часть вспышки
202	11 ч. 30 м.	H_{α}	H_{α}	Наиболее сильно вы- ражена депрессия сине- го крыла

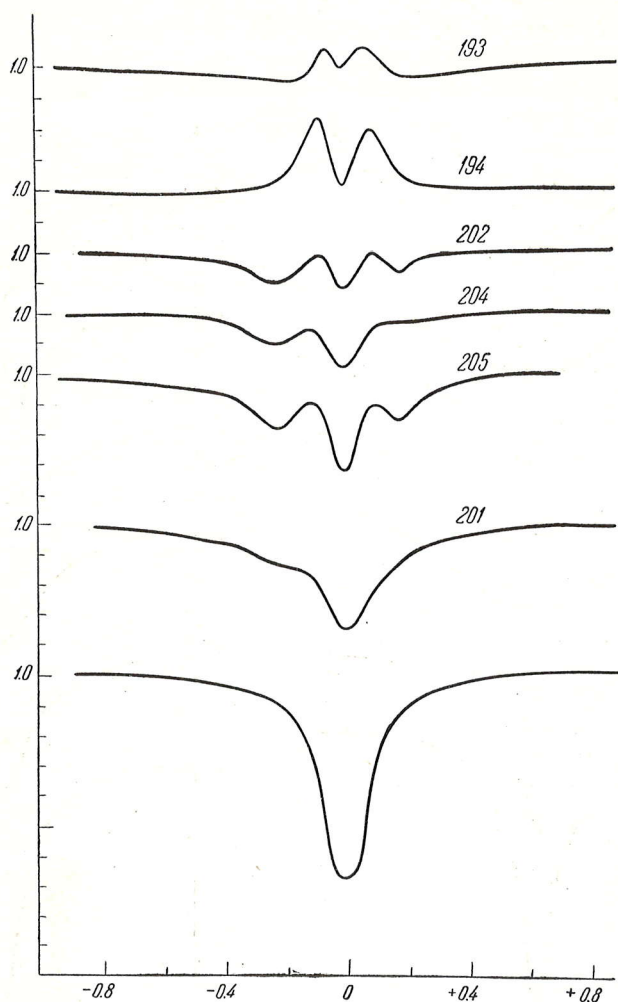
Таблица 1 (продолжение)

Номер пла- стинки	Время	Спектр. область	Исследованные спектральные линии	Примечание
203	11 ч. 31 м.	H_{α}	H_{α}	На щель спектрографа установлено пятно, в об- работку не вошла
204	11 ч. 32 м.	H_{α}	H_{α}	Сильно выражена де- прессия синего крыла
205	11 ч. 33 м.	H_{α}	H_{α}	То же
210	11 ч. 45 м.	H и K	То же, что в 198	Получился также спектр пятна, первоначаль- но закрытого частью вспышки
211	11 ч. 47 м.	H и K	H_{γ} , H_{δ} ; H и K	Остальные линии не изучались, так как вспы- шка почти потухла
212	11 ч. 48 м.	H и K	То же, что в 211	

обращению водородных линий и линий H и K на спектрограммах. Особое внимание уделялось тому, чтобы фотометрические разрезы для всех линий точно соответствовали одному и тому же месту вспышки. После построения всех контуров на основании спектрорегистрограмм, полученных на микрофотометре Молля, выяснилась необходимость более точного и детального построения контуров во вспышке для выяснения таких особенностей контуров линий, как наличие депрессии синего крыла в контурах водородных линий, наличие обращения в линиях H и K, связанного возвратному выбросу (surge), уточнение центральных остаточных интенсивностей и пр. Поэтому большая часть спектров вспышки была независимо и детально обработана также при помощи шнельфотометра. Это было существенно сделать также потому, что наши спектрограммы вспышки представляют собой пока что единственный полный материал по высшим членам бальмеровской серии во вспышке, а также другим линиям в области $\lambda\lambda$ 3800—4400, позволяющий судить о действии эффекта Штарка, которое, как известно, сказывается различным образом на различные члены серий.

Для невозмущенной части диска Солнца были построены средние контуры линий по всем пластинкам. Для учета влияния бленд на эффект асимметрии контуров во вспышке контуры линий невозмущенной части диска Солнца были также уточнены путем независимого их построения при помощи Шнельфотометра. Как контуры линий во вспышке, так и контуры невозмущенной части спектра были исправлены за рассеянный свет

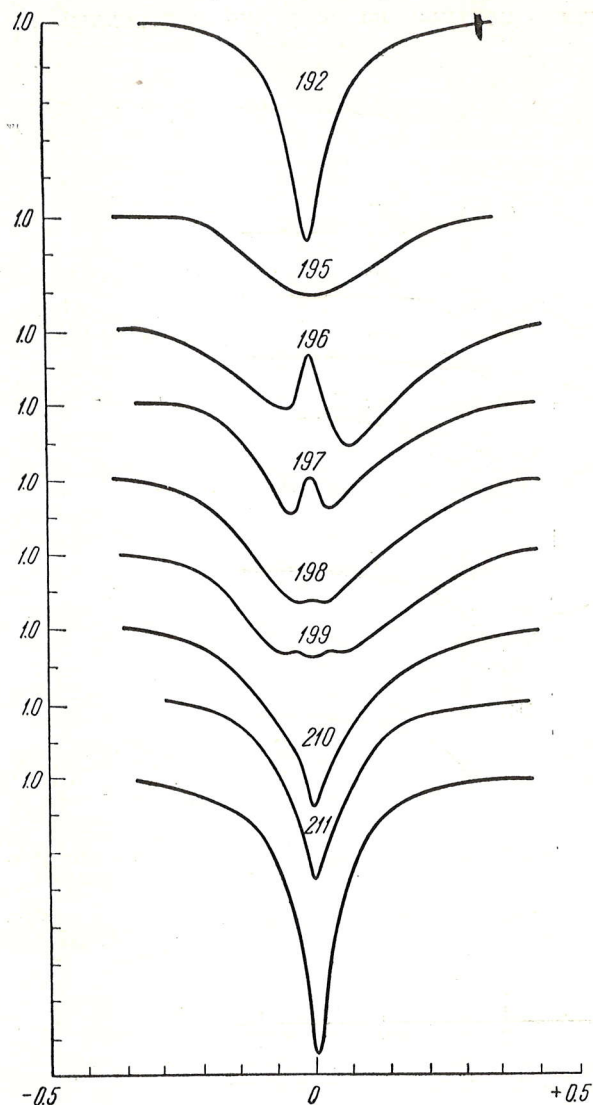
и инструментальные искажения методом, изложенным нами в [4], причем для коэффициента инструментального (общего и линейного) рассеяния, как и ранее, нами было принято значение 0.15, полученное на основании подробного исследования инструментального рассеяния в нашем спектрографе. Влияние инструментального контура на широкие водородные



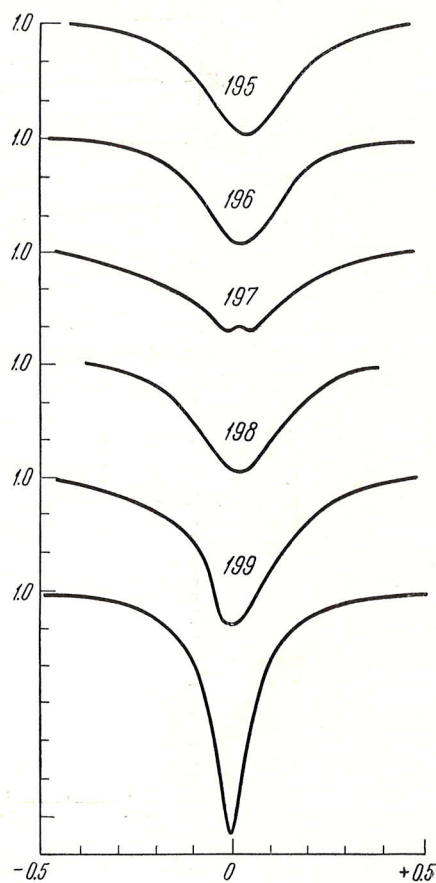
Фиг. 2. Контуры линии H_{α} во вспышке на различных пластинках (см. табл. 1). Внизу приведен средний контур линии H_{α} для соседних со вспышкой невозмущенных частей солнечного диска

линии невелико, и оно было учтено лишь при построении средних контуров эмиссионного обращения. На фиг. 2 приведены один под другим последовательные контуры линии H_{α} во вспышке на различных пластинках (см. табл. 1); внизу приведен средний контур H_{α} для невозмущенного спектра. Масштаб по горизонтали — доли мм (дисперсия $3.6\text{\AA}/\text{мм}$), по вертикали — остаточная интенсивность, в единицах непрерывного спектра. Второе

абсорбционное обращение в центре линии H_{α} (см. пластинки 193, 194, 202, 205) есть эффект наложения спектра вспышки на спектр невозмущенного солнечного диска, и этот эффект пропадает при переходе к контурам эмиссии. Непосредственное рассмотрение контуров (особенно на пластинках



Фиг. 3. Контурсы линии H_{γ} во вспышке на различных пластинках (см. табл. 1). Внизу приведен средний контур линии H_{γ} для соседних со вспышкой невозмущенных частей солнечного диска

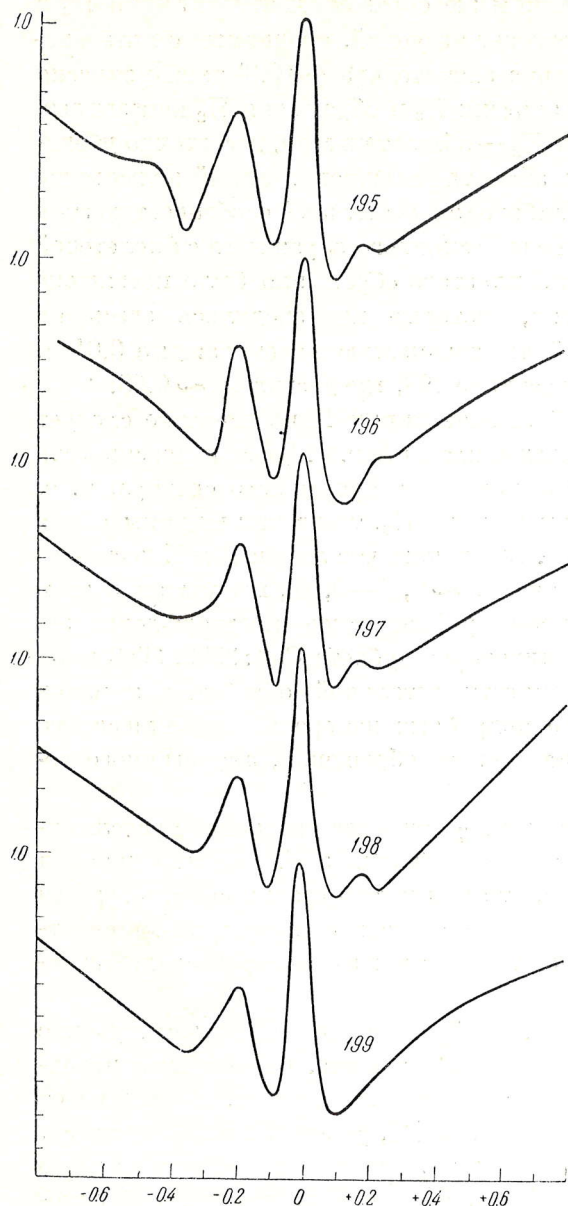


Фиг. 4. Контурсы линии H_{δ} во вспышке на различных пластинках (см. табл. 1). Внизу приведен средний контур линии H_{δ} для соседних со вспышкой невозмущенных частей солнечного диска

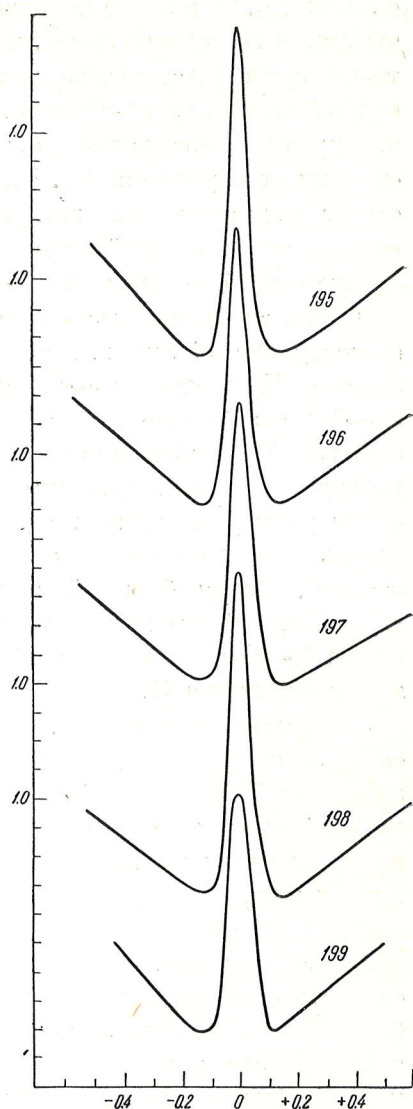
201, 202, 204 и 205) показывает наличие *депрессии* синего крыла, наиболее выраженной на более поздних стадиях развития вспышки (см. ниже).

На фиг. 3 и 4 приведены аналогичным образом последовательные контурсы линий H_{γ} и H_{δ} во вспышке и в невозмущенном спектре (внизу);

масштаб тот же. Эти контуры исправлены за влияние бленд, действие которых может быть довольно значительным, особенно в синем крыле этих



Фиг. 5. Контурсы линий H_ϵ и H_δ на различных пластинках (см. табл. 1)



Фиг. 6. Контурсы линии K_2 на различных пластинках (см. табл. 1)

линий. Искажения из-за бленд достигают здесь 0.05—0.10 остаточной интенсивности.

Контурсы линий H_γ и H_δ , исправленные за влияние бленд, в отличие от H_α не показывают уверенно выраженной депрессии синего крыла, хотя и имеется некоторая небольшая (~ 0.03) систематическая разница между

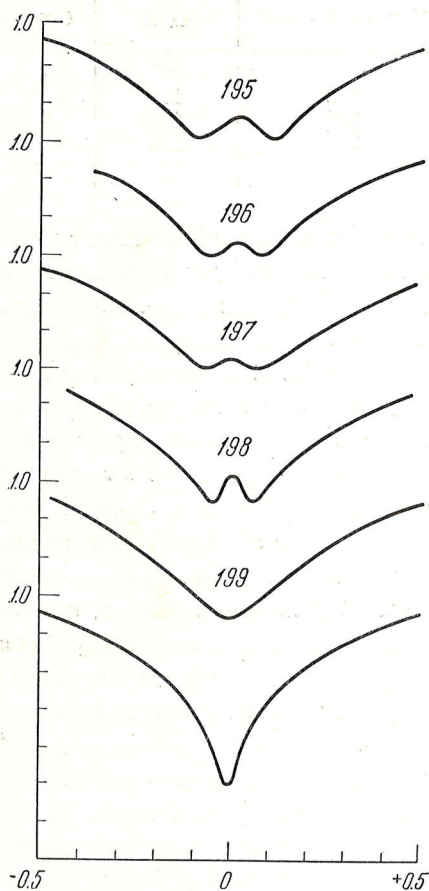
остаточными интенсивностями красного и синего крыла. Эта разница, однако, сравнима с точностью фотометрического метода обработки.

На фиг. 5 воспроизведены таким же образом контуры линий H_ϵ и H . Обращение линии H здесь достигает значений, сравнимых с интенсивностью непрерывного спектра; весьма значительна (~ 0.8) также эмиссия в линии H_ϵ . Сравнение контуров эмиссии H_ϵ и обращения H_2 показывает, что линия H_ϵ заметно шире линии H_2 — обстоятельство, достаточно убедительно свидетельствующее против эффекта расширения линий во вспышке под действием Зееман-эффекта. Наиболее замечательной особенностью этих контуров является наличие слабого эмиссионного обращения с фиолетовой стороны от обращения H_2 . Выявлению этого обращения было посвящено особое внимание при измерениях, которые производились здесь по несколько раз со всей возможной тщательностью через каждые 0.01 м. Лучшее всего оно выражено на пластинке 198, где достигает ~ 0.08 .

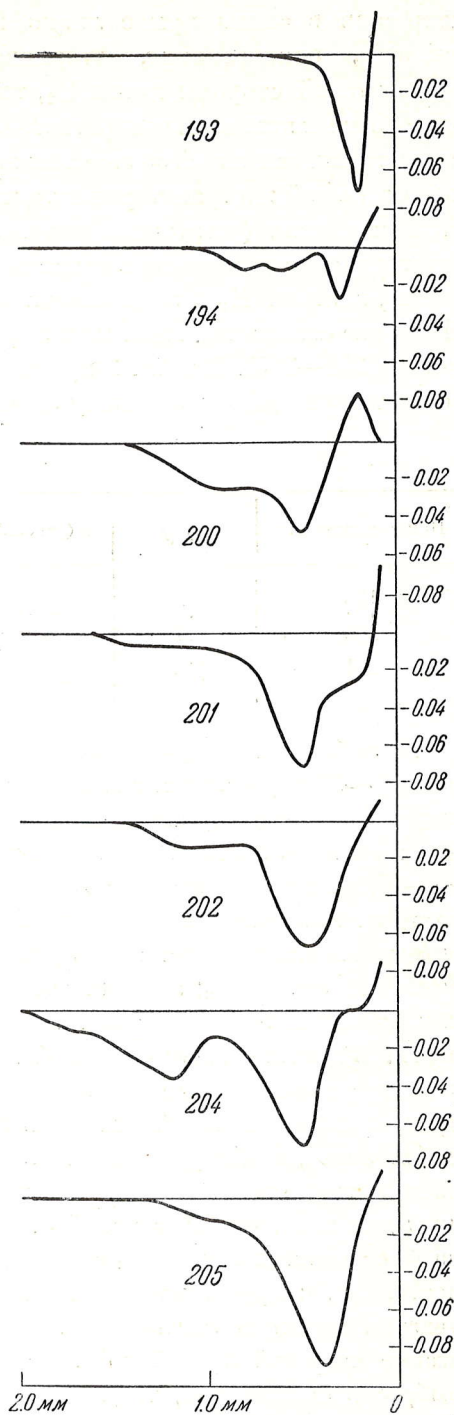
Очень сильное эмиссионное обращение линии K во вспышке следует из контуров этой линии, воспроизведенных на фиг. 6. Здесь интенсивность эмиссии K_2 достигает ~ 1.4 интенсивности непрерывного спектра, т. е. в $\sim \sqrt{2}$ раз больше интенсивности эмиссии H_2 , тогда как ширины обоих обращений практически одинаковы. Ввиду того что линии H и K достаточно глубокие (остаточная интенсивность ~ 0.08 — 0.10), мы можем в этом факте усмотреть экспериментально-астрофизическое подтверждение закона корня из отношения сил осцилляторов дублета $Ca^+ : 3933, 3968$ в *излучении*. Ввиду большой трудоемкости детальной обработки крыльев H - и K -линий мы не производили подробных измерений профиля синего крыла K -линии для выяснения вторичного обращения, аналогичного тому же для линии H .

Представленные на фиг. 7 контуры H_γ наименее уверенно определяют-ся из-за исключительно сильного блендирования этой линии. Однако и здесь обращение настолько сильное, что при рассмотрении спектрограммы линия кажется почти исчезнувшей на фоне соседнего непрерывного спектра. Поэтому центральные части контура линии здесь строятся достаточно надежно.

Рассмотрение контуров на фиг. 2—7 позволяет сделать следующие общие заключения. Как этого и следовало ожидать, центральная интенсивность обращения убывает по мере погасания вспышки. В отличие от большинства вспышек, изученных нами в [4], у которых наблюдалось, в особенности в стадии погасания вспышки, равномерное поднятие всего контура (даже в далеких крыльях) над контуром невозмущенной атмосферы, у всех водородных линий, а также линий H и K в рассматриваемой вспышке в течение всего ее развития не наблюдается существенного поднятия далеких крыльев указанных линий, хотя обращение в центральных частях линий исключительно велико. Далее, ни для одной из рассмотренных линий мы не могли обнаружить асимметрии или сдвига линии, свидетельствующих о наличии сколько-нибудь заметных лучевых скоростей вспышки в целом, кроме указанной депрессии синего крыла линии H_α . Что касается интересного факта наличия отчетливо выраженной



Фиг. 7. Контуры линии H_z на различных пластинках (см. табл. 1). Внизу приведен средний контур линии H_z для соседних со вспышкой невозмущенных частей солнечного диска



Фиг. 8. Депрессия в синем крыле линии H_α на различных пластинках

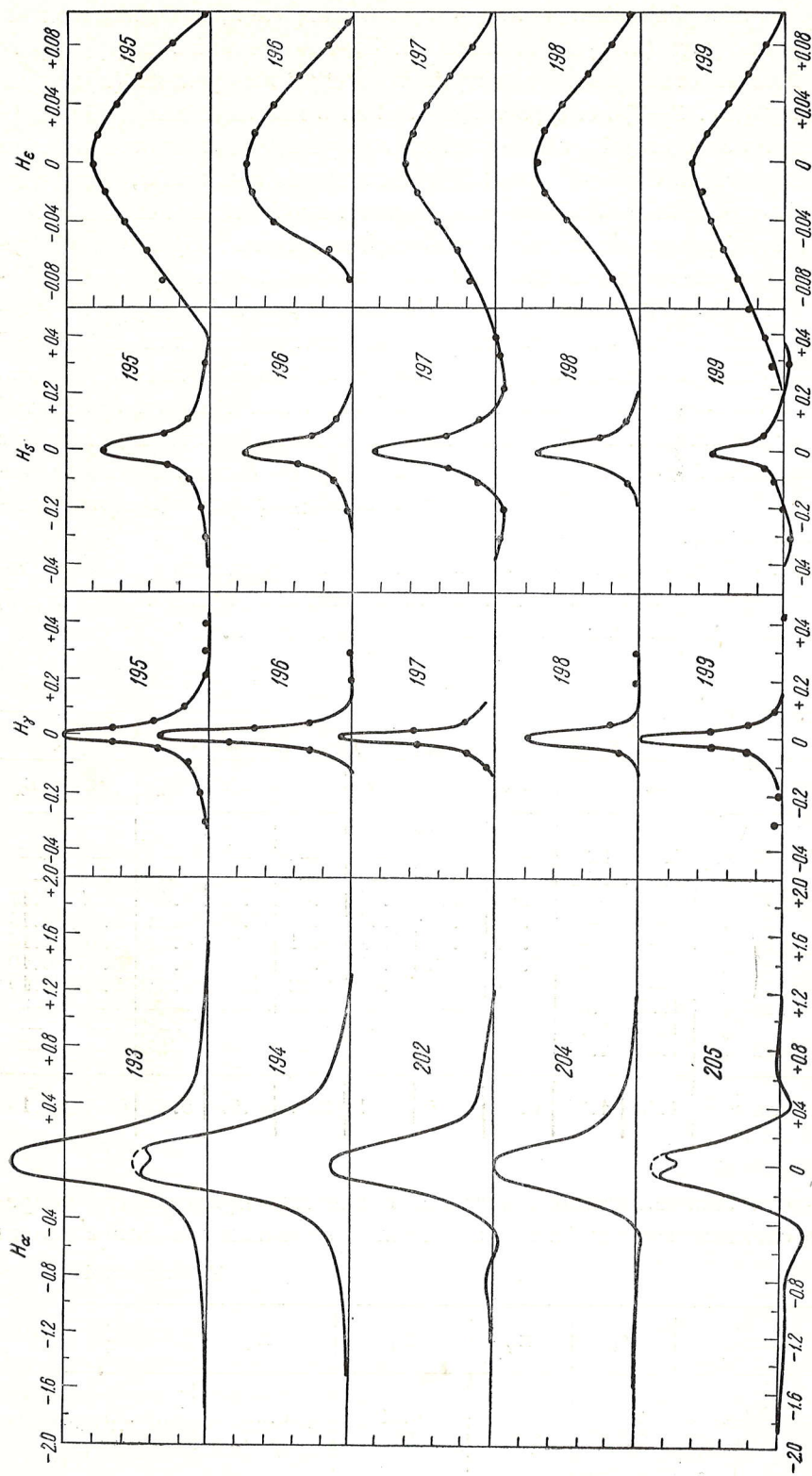
депрессии в синем крыле линии H_{α} и отчасти линий H_{γ} , H_{δ} , а также наличия, одновременно, вторичного слабого эмиссионного спутника с фиолетовой стороны линии H_2 , то здесь мы имеем дело со специфичным для вспышек явлением возвратного выброса (surge) — протуберанца, выброшенного над вспышкой со значительной скоростью и чаще всего возвращающегося по той же траектории в то же самое место. На фиг. 8 приведен ход этой депрессии (остаточная интенсивность в синем крыле линии минус остаточная интенсивность в красном крыле на том же расстоянии от центра линии) в линии H_{α} в зависимости от расстояния от центра линии (в мм). Наиболее сильно выражен этот эффект в стадии погасания вспышки (пластинки 201—205). В табл. 2 приведены значения доплеровской скорости, соответствующей наибольшему значению этой депрессии.

Таблица 2

Номер пластинки	$\Delta\lambda$ (Å)	v (км/сек)	Номер пластинки	$\Delta\lambda$ (Å)	v (км/сек)
193			202	1.8	—80
194	0.70	—30	204	1.8	—80
200	1.1	—50	205	1.5	—65
201	1.8	—80			
	1.8	—80			

Из таблицы видно, что поглощающая масса начала свой подъем со скоростью ~ 30 км/сек, достигла приблизительно постоянной скорости подъема, около 80 км/сек, и затем начала замедлять свое движение. Измерения положения слабого эмиссионного спутника линии H_2 дают значение ~ -100 км/сек в хорошем согласии с данными табл. 2. Появление протуберанца в *поглощении* в синем крыле линии H_{α} — обычное явление, которое неоднократно наблюдается нами при получении спектров темных эруптивных волокон в линии H_{α} ; здесь это темное волокно обнаружилось в линии H_{α} как избыточное поглощение только благодаря его большой лучевой скорости. В противном случае оно блендировалось бы с эмиссией во вспышке в центре линии и исказило бы контур линии во вспышке. Но появление протуберанца-волокна на диске в *эмиссионной линии* — явление, *впервые наблюдаемое*, и обнаружение его в виде слабого спутника линии H_2 объясняется тем, что оптическая толща протуберанца была достаточно *велика* для того, чтобы, с одной стороны, произвести заметное поглощение на фоне участка линии H_{α} со сравнительно *высокой* остаточной интенсивностью и, с другой стороны, — произвести заметное излучение на фоне участка линии H *низкой* остаточной интенсивности (почти возле центра весьма широкой и глубокой линии). Наши кинорегистрации возвратных выбросов показывают, что найденные значения скорости для этих протуберанцев типичны. Они показывают также, что эти протуберанцы (или волокна) являются, повидимому, наиболее оптически плотными из всех протуберанцев.

Представленные на фиг. 2—7 контуры водородных линий во вспышке представляют собой наложение некоторого эмиссионного контура во



Фиг. 9. Контуры линий балмеровской серии в излучении

вспышке на абсорбционный контур обращающего слоя, находящегося непосредственно под (или над) вспышкой. Этот последний контур, строго говоря, должен отличаться от доступного нашим измерениям (приведенного внизу фиг. 2—7) контура той же линии в невозмущенном обращающем слое, по соседству со вспышкой, благодаря воздействию вспышки на обращающий слой. Однако, как мы увидим в конце параграфа, в исследуемом нами случае это воздействие было настолько невелико, что им можно пренебрегать (вспышка была на достаточной высоте над обращающим слоем). Поэтому представленные на фиг. 9 контуры линий бальмеровской эмиссии, полученные вычитанием остаточных интенсивностей контура в невозмущенной атмосфере из соответствующих остаточных интенсивностей контура в спектре вспышки, дают нам с достаточной степенью точности эмиссию в бальмеровских линиях в самой вспышке. На фиг. 9 масштаб тот же, что и на фиг. 2—7, кроме масштаба по горизонтали для линии H_ϵ (сотые миллиметра). При помощи этих контуров были вычислены значения полуширины линий $\Delta\lambda$ и полной эмиссии E_λ в линиях (в эквивалентных ангстремах).

В табл. 3 дана сводка этих значений. Здесь отброшены значения, даваемые пластинкой 201 (ослабленная часть вспышки) и пластинками 205, 240, 244, где вспышка заметно ослабила свою яркость.

Таблица 3

Номер плас- тинки	Время	H_α		H_γ		H_δ		H_ϵ		H_ζ	
		$\Delta\lambda$	E_λ	$\Delta\lambda$	E_λ	$\Delta\lambda$	E	$\Delta\lambda$	E_λ	$\Delta\lambda$	E_λ
193	11 ч. 13 м.	1.87	1.29	—	—	—	—	—	—	—	—
194	15 "	1.40	1.81	—	—	—	—	—	—	—	—
195	18 "	—	—	0.64	0.54	0.64	0.46	0.04	0.43	0.61	0.17
196	20 "	—	—	0.48	0.50	0.64	0.45	0.90	0.32	0.58	0.14
197	21 "	—	—	0.32	0.50	0.64	0.44	0.93	0.35	0.56	0.14
198	22 "	—	—	0.48	0.32	0.64	0.30	0.93	0.30	0.45	0.10
199	23 "	—	—	0.40	0.38	0.48	0.22	1.03	0.35	0.55	0.10
201	29 "	1.15	0.43	—	—	—	—	—	—	—	—
202	30 "	1.37	1.19	—	—	—	—	—	—	—	—
204	32 "	1.40	1.06	—	—	—	—	—	—	—	—
Среднее в Å		1.40	1.34	0.46	0.45	0.61	0.37	0.97	0.35	0.55	0.13

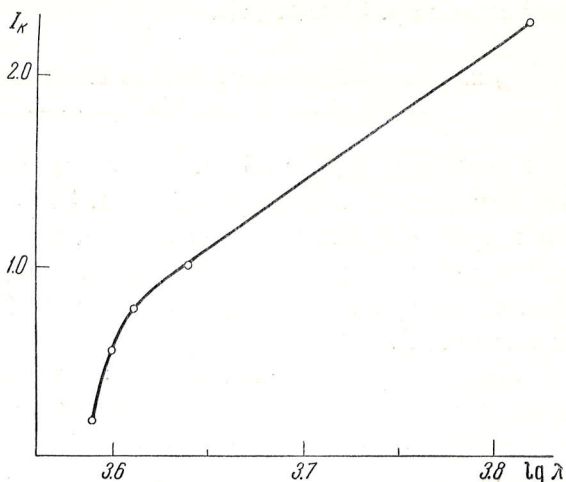
Переводя эквивалентные ангстремы в энергию прилежащего непрерывного спектра и выражая все значения в единицах эмиссии в линии

Таблица 4

Линия	H_α	H_γ	H_δ	H_ϵ	H_ζ
$\Delta\lambda$ (Å)	1.4	0.46	0.61	0.97	0.55
I_k	2.30	1.00	0.78	0.55	0.19

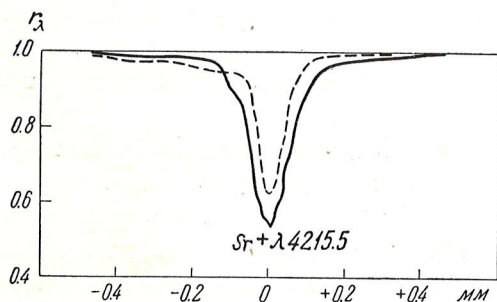
H_γ , получим табл. 4 значений наблюдаемого бальмеровского декремента I_k во вспышке.

Графически ход значений I_k в зависимости от $\lg \lambda$ представлен на фиг. 10. Из табл. 4 видно, что возрастание наблюдаемых ширин бальмеровских линий (кроме ширин H и весьма неуверенного значения для H_ϵ) с уменьшением длины волны радикально противоречит гипотезе о расширении линий во вспышке под действием Зееман-эффекта и благоприятствует предположению о механизме расширения в результате Штарк-эффекта. Аномальное поведение линии H_α будет объяснено ниже.



Фиг. 10. Наблюдаемый (не освобожденный от самопоглощения) декремент линий излучения бальмеровской серии в спектре вспышки

Линии металлов, перечисленные в табл. 1, кроме линий H и K и, возможно, Sr^+ , не показывают в спектре вспышки никаких сколько-нибудь существенных изменений по сравнению со спектром невозмущенного обращаемого слоя. На фиг. 11 приведено сравнение металлической линии Sr^+ ($\lambda 4215.5$) в спектре



Фиг. 11. Линия ионизованного стронция в спектре вспышки (пунктир) и в спектре невозмущенных, соседних со вспышкой частей солнечного диска (сплошная линия)

вспышки (пунктир) и в спектре обращаемого слоя (сплошная линия) в том единственном случае, где можно заподозрить некоторое изменение контура. В остальных 62 случаях оба контура, в пределах ошибок измерений, практически совпадают *. Таким образом, мы можем заключить, что во вспышке 5/VIII 1949 г. линии металлов не подвергались никаким существенным изменениям. Аналогичный факт отмечался также Элисоном [5] для неко-

торых хромосферных вспышек. Если наряду с этим принять во внимание, что крылья линий H и K во вспышке почти вплоть до центрального, сильного обращения H_2 , K_2 практически совпадают с крыльями этих

* Кроме пластинок 210 — 211, где остаточная интенсивность металлических линий несколько ниже, чем в обращаемом слое (спектр пятна возле вспышки).

линий в невозмущенном отражающем слое, мы должны прийти к заключению, что исследуемая вспышка не произвела существенных изменений контуров «подложки» — отражающего слоя, т. е. вспышка залегала не глубоко (во всяком случае на достаточной высоте над отражающим слоем; ср. Элисон [5]).

§ 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ КОНТУРОВ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ И ФИЗИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ МАТЕРИИ ВО ВСПЫШКЕ

Рассмотрим вопрос об истолковании контуров линий излучения бальмеровской серии в спектре вспышки. Это один из основных вопросов физики хромосферных вспышек вообще, так как вследствие своего весьма высокого содержания в солнечной атмосфере водород в основном определяет общее состояние материи во вспышке (температуру, электронное давление и т. д.).

Указанный вопрос подвергся за последнее время весьма оживленному обсуждению, причем наибольшее внимание было уделено сравнению ширин линий излучения бальмеровской серии. Для объяснения наблюдаемых закономерностей в поведении этих ширин было предложено несколько гипотез:

а) расширение линий бальмеровской серии обусловлено тепловым эффектом Доплера;

б) расширение обусловлено эффектом Зеемана;

в) расширение обусловлено межмолекулярным эффектом Штарка.

Первая гипотеза должна быть сразу же отброшена, так как для количественного объяснения наблюдаемых ширин мы должны приписать материи хромосферных вспышек кинетическую температуру порядка миллиона градусов. В то же время общий характер спектра излучения вспышек свидетельствует о том, что вспышка есть в основном явление относительно низкотемпературное.

Вторая гипотеза, высказанная Брюсом [6], также должна быть отвергнута. Действительно, в данном случае, как мы уже указывали, ширины линий в спектре вспышки должны были бы уменьшаться в сторону меньших длин волн, как λ^2 . В то же время эту закономерность резко нарушают линии излучения металлов, ширина которых по меньшей мере на порядок меньше, чем этого требовал бы указанный закон [7]. Кроме того, необходимые для этого магнитные поля во вспышке, оцененные Брюсом, представляются абсурдно большими (100 000 гаусс).

Последняя гипотеза о том, что все линии излучения бальмеровской серии, включая и H_α , расширены межмолекулярным эффектом Штарка, также встречает затруднения. Именно, при справедливости такой гипотезы следовало бы ожидать (исходя из лабораторных данных), что ширина указанных линий должна монотонно расти с сериальным номером. Наблюдения же указывают, что линия H_α в спектре вспышек является самой широкой. Например, по нашим данным, ширины линий H_α и H_ϵ относятся (учитывая и крылья), как 5 : 1.

Несмотря на многочисленные попытки, рассматриваемые трудности оставались до последнего времени непреодоленными, вследствие чего трудно было составить себе хотя бы грубое представление о физическом состоянии материи в хромосферной вспышке.

Поскольку в отличие от предыдущих исследователей мы располагаем контурами почти всех наиболее важных линий бальмеровской серии (кроме H_β), было решено обсудить данную проблему заново, особенно в связи с трудностями гипотезы о штарковском расширении линий. Мы будем исходить из того, что нам известно об обычных линиях поглощения бальмеровской серии в солнечном спектре, и допустим, что крылья линии излучения H_α в спектре вспышки обусловлены затуханием вследствие излучения, в то время как остальные линии подвержены штарковскому расширению.

Построение контуров бальмеровской серии, исходя из сделанной гипотезы, производилось с учетом самопоглощения. Если k_λ , j_λ — коэффициенты поглощения и излучения, то для интенсивности излучения, выходящего из хромосферной вспышки нормально к солнечной поверхности, мы можем написать

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

где H — линейная толщина вспышки, а p есть

$$p = j_\lambda / k_\lambda. \quad (2)$$

При p мы специально не ставим знака, подразумевая тем самым, что эта величина в пределах линии заметно не меняется с частотой. Для термодинамического равновесия ($p = B_\lambda$), процессов возбуждения столкновениями и рекомбинационного свечения, p действительно не меняется в пределах линии (не слишком широкой). В случае процессов рассеяния излучения некогерентность может несколько изменить положение дела. Однако чаще всего она бывает или сильно выражена или слабо. В обоих случаях вид зависимости j_λ и k_λ от частоты внутри линии фактически тот же самый, т. е. и здесь p относительно слабо меняется с частотой.

Если принять вначале, что внутри вспышки p не зависит и от глубины h , то вместо (1) будем иметь обычно применяемую формулу*.

$$I_\lambda = p (1 - e^{-\tau_\lambda}). \quad (3)$$

Наконец, если k_λ в слое меняется также слабо, то для τ_λ и I_λ будем иметь

$$\tau_\lambda = \bar{k}_\lambda N \quad (4)$$

и

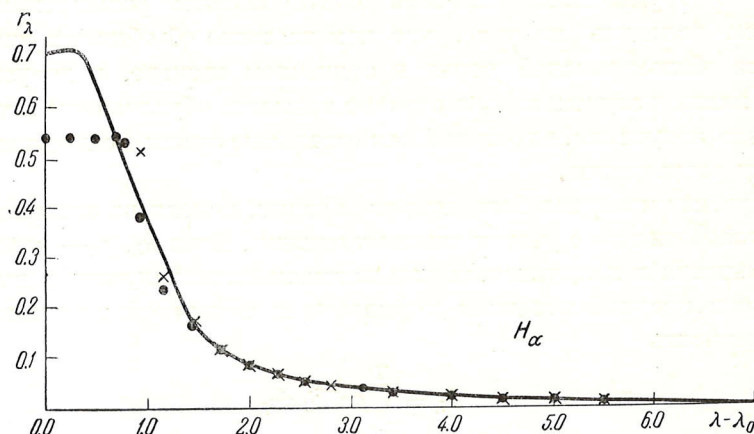
$$I_\lambda = p (1 - e^{-\bar{k}_\lambda N}), \quad (5)$$

где $\bar{k}_\lambda$ — средний коэффициент поглощения в слое, а N — число

* В случае, например, термодинамического равновесия это предположение эквивалентно постоянству температуры в слое.

поглощающих атомов во вспышке над 1 см^2 ее основания. Для бальмеровской серии это число мы будем обозначать через N_2 .

Предполагая, как сказано выше, что контуры линий излучения H_γ , H_δ , H_ϵ , ... бальмеровской серии в спектре вспышки расширены эффектом Штарка, мы использовали величины k_λ , подсчитанные Вerveem [8] для различных значений электронной концентрации n_e . Коэффициенты поглощения k_λ в его табл. 6 учитывают совместное действие эффектов Доппле-



Фиг. 12. Сравнение теории (затухание вследствие излучения) с наблюдениями для линии излучения H_α в спектре вспышки. $T_{\text{kin}} = 11000^\circ$; $N_2 = 1,3 \times 10^{16}$ (точки); $N_2 = 3 \times 10^{15}$ (крестики)

ра и Штарка. Таблица составлена для линий H_α , H_β , H_γ и H_δ и рассчитана для кинетической температуры $T_{\text{kin}} = 11000^\circ$.

Для того чтобы расширить материал, мы привлекли для сравнения теории и наблюдений линию H_ϵ . Коэффициенты k_λ для H_ϵ были получены из той же табл. 6 при помощи экстраполяции величин k_λ для H_α , H_β , H_γ и H_δ . Это, естественно, вносит некоторую неточность в используемые величины k_λ для H_ϵ . Однако для не очень больших величин n_e такая экстраполяция не влечет заметных ошибок в принимаемых величинах k_λ для H_ϵ .

Для линии H_α нами был использован коэффициент k_λ , учитывающий как эффект Доплера, так и затухание, а именно: k_λ вычислялся по формулам (44.19), (44.9) и табл. 38 книги Унзольда [9].

Для подсчетов необходимо принять значение для T_{kin} , или же значение $\Delta\lambda_D$, доплеровской ширины. Следует, однако, заметить, что центральные части рассматриваемых линий излучения искажены различными привходящими факторами, в частности флуоресценцией и т. д. Поэтому точное знание величины $\Delta\lambda_D$ для нас не играет существенной роли, и при подсчете $\Delta\lambda_D$ для линии H_α нами было взято значение $T_{\text{kin}} = 11000^\circ$. Как результаты изменятся, например, при $T_{\text{kin}} = 5000^\circ$, будет видно в дальнейшем.

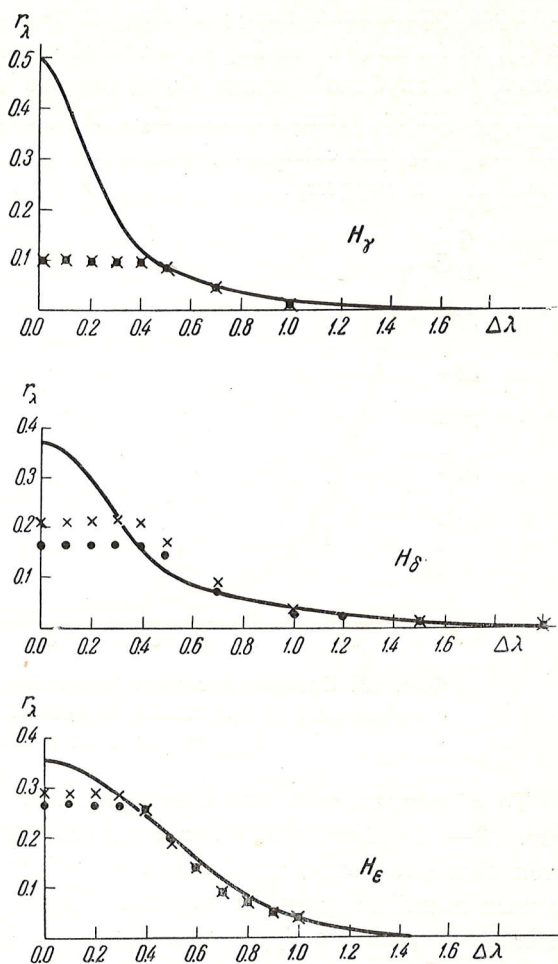
Дальнейшая задача, очевидно, сводится к тому, чтобы, подобрав параметры n_e и N_2 при помощи формул (4) и (5), а также соответствующих

коэффициентов поглощения k_λ , добиться наилучшего согласия между теоретическим и наблюдаемым распределением энергии в линиях излучения H_α , H_γ , H_δ , H_ϵ , При этом, конечно, заранее должно быть ясным, что из-за различных инструментальных искажений, а также приближенного характера формул (4) и (5) установить точное значение для величин N_2 и n_e нельзя. Мы можем фиксировать лишь некоторые пределы, между которыми должны заключаться указанные величины. Таким образом, нами было найдено, что достаточно приемлемое согласие между теорией и наблюдениями может быть получено при N_2 , заключенном в пределах от 3×10^{15} до $1,3 \times 10^{16}$ и при n_e , заключенном в пределах от $3,3 \times 10^{12}$ до $1,1 \times 10^{13}$. При этом следует еще раз подчеркнуть, что здесь речь идет о согласовании теории и наблюдений *одновременно* для *всех* исследуемых линий H_α , H_γ , H_δ , H_ϵ .

На фиг. 12—15 представлены графически эти результаты. Сплошная линия на всех рисунках — наблюдения. Точки на фиг. 12 соответствуют случаю $N_2 = 1,3 \times 10^{16}$, крестики — случаю $N_2 = 3 \times 10^{15}$; точки на фиг. 13—15 соответствуют теории для $N_2 = 1,3 \times 10^{16}$ и $n_e = 3,3 \times 10^{12}$, крестики на тех же рисунках — теории для $N_2 = 3 \times 10^{15}$ и $n_e = 1,1 \times 10^{13}$.

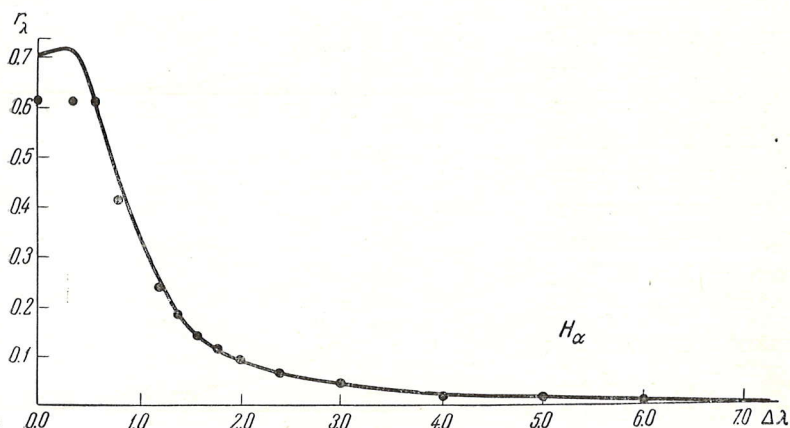
Вычисления, относящиеся ко всем указанным фиг. 12—15, выполнены для $T_{\text{kin}} = 11000^\circ$.

Обращаясь к этим фигурам, мы видим, что согласие между теорией и наблюдениями является для крыльев линий H_α , H_γ , H_δ , H_ϵ удовлетворительным. Значительно худшее согласие обнаруживают центральные части линий, там, где оптическая толщина уже достаточно велика. Причину этого



Фиг. 13—15. Сравнение теории (эффект Штарка) с наблюдениями для линий H_γ , H_δ и H_ϵ в спектре вспышки. $N_2 = 1,3 \times 10^{16}$, $n_e = 3,3 \times 10^{12}$ (точки); $N_2 = 3 \times 10^{15}$, $n_e = 1,1 \times 10^{13}$ (крестики)

расхождения легко найти. Она заключается в том, что при выводе формулы (3) из (1) мы предположили, что величина p с глубиной не меняется. Для крыльев линий, где τ_λ мало, эта гипотеза вообще не играет никакой роли, ибо там распределение интенсивности в излучаемой энергии просто пропорционально коэффициенту излучения j_λ , что можно усмотреть как из (1), так и из (3). Наоборот, в той области, где τ_λ велико, влияние изменения p с глубиной может быть, вообще говоря, весьма существенным. Так, например, темные линии K_3 и H_3 в спектре флоккулов на фоне светлых K_2 и H_2 , без сомнения, связаны с тем, что во флоккулах величина p уменьшается *наружу*.



Фиг. 16. Сравнение теории (затухание вследствие излучения с наблюдениями для линии излучения H_α в спектре вспышки.

$$T_{\text{kin}} = 5000^\circ, N_\alpha = 1,3 \times 10^{16}$$

То обстоятельство, что в центральных частях линий H_γ , H_δ , H_ϵ на фиг. 13—15 наблюдаемые значения остаточной интенсивности располагаются выше теоретических, свидетельствует о росте величины p для указанных линий наружу, к короне. Таким образом, обратно, используя различные точки контуров линий, можно было бы вывести ход величины p с высотой h в хромосфере.

С физической стороны рост p с глубиной означает, что с глубиной растет отношение $n_k : n_2$, где n_k — число атомов водорода в k -ом возбужденном состоянии в 1 см^3 (это может быть связано с ростом роли флуоресценции с высотой).

Линия H_α для случая с $N_2 = 3 \times 10^{15}$ нарушает (см. фиг. 12) знак разности наблюдения — вычисления. При этом такое нарушение весьма существенно. Так, в центре этой линии величина r_0 оказывается равной 2.09, что в три раза превышает наблюдаемое значение $r_0 \approx 0,70$. Правда, здесь же следует обратить внимание на то, что в центре линии H_α на некоторых контурах (№ 194 и 205) намечается темное обращение. Это можно объяснить тем, что над вспышкой атомы водорода сильно возбуждены излучением в H_α , идущим со стороны самой вспышки. Поэтому оптическая толща указанных хромосферных слоев в линии H_α может оказаться срав-

нимой и даже большей единицы. Однако таким путем объяснить расхождение между теорией и наблюдениями для случая $N_2 = 3 \times 10^{15}$ нельзя. Действительно, из фиг. 12 следует, что весьма заметное расхождение между теорией и наблюдениями имеет место уже для точки с $\lambda - \lambda_0 \approx 0.8 \text{ \AA}$. В то же время для создания заметной оптической толщи во внешней хромосфере на столь большом расстоянии от центра линии требуется абсурдно большое число поглощающих атомов во втором состоянии *. По этой причине случай с $N_2 = 3 \times 10^{15}$ мы рассматривать далее не будем, считая таким образом, что согласование теории с наблюдениями дает числа $N_2 = 1,3 \times 10^{16}$ и $n_e = 3,3 \times 10^{12}$.

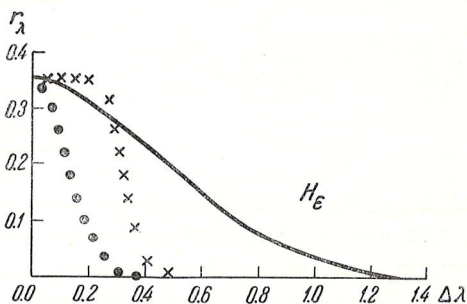
Для того чтобы изучить влияние кинетической температуры, используемой при нахождении I_λ , мы вычислили контур H_α для $N_2 = 1,3 \times 10^{16}$, но при $T_{\text{kin}} = 5000^\circ$. Эти вычисления представлены на фиг. 16. Согласие в центре линии здесь немного лучше; однако в связи с возможным влиянием изменения ρ этому улучшению в согласовании теоретического и наблюдаемого контуров вряд ли стоит придавать какое-либо значение.

Заканчивая рассмотрение данного вопроса, следует еще раз подчеркнуть, что при использовании только одного эффекта Доплера для объяснения наблюдаемых контуров линий излучения

H_α , H_γ , H_δ , H_ϵ в спектре вспышки встречаются значительные трудности. Для того чтобы показать, что одного эффекта Доплера здесь недостаточно, мы построили контур только с учетом этого эффекта. Было принято $T_{\text{kin}} = 10000^\circ$. Кроме того, рассмотрены два случая: один без самопоглощения, другой с наличием такового, при этом принято, что $N_2 = 5 \times 10^{15}$. Первый случай представлен на фиг. 17 точками, второй — крестиками. Мы видим, что общий характер теоретических контуров здесь резко отличается от наблюдаемого.

Теперь рассмотрим, как из сопоставления теоретических контуров с наблюдаемыми можно определять величины N_3 , N_4 , N_5 , N_6 — числа атомов над 1 см^2 основания вспышки. Здесь возможны два метода.

Рассмотрим первый из них, применимый к крайним частям крыльев линий излучения, где самопоглощением можно пренебречь. Пусть N_i будет число атомов над 1 см^2 основания вспышки, находящихся в нижнем i -ом состоянии, а N_k — число тех же атомов в верхнем k -ом состоянии. Допустим на момент, что внутри всей данной линии излучения, возникающей при переходе $k \rightarrow i$, оптическая толщина значительно меньше единицы.



Фиг. 17. Сравнение чисто доплеровских контуров линии излучения H_ϵ с наблюдаемым контуром той же линии в спектре вспышки. $T_{\text{kin}} = 10000^\circ$

* Абсурдно большое, конечно, только для внешних слоев хромосферы.

Тогда величина

$$N_k A_{ki} \frac{h\nu_{ik}}{4\pi} \quad (6)$$

будет энергией, излучаемой N_k атомами за 1 сек. в единичном телесном угле внутри всей линии*.

Пусть теперь функция φ_λ будет функцией, дающей распределение излучаемых квантов внутри линии. Тогда внутри интервала длин волн $d\lambda$, отстоящем на расстоянии $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ от центра линии, энергия, излучаемая за 1 сек. N_k атомами в единичном телесном угле, будет

$$N_k A_{ki} \frac{h\nu_{ik}}{4\pi} \varphi_\lambda d\lambda, \quad (7)$$

причем ясно, что

$$\int \varphi_\lambda d\lambda = 1, \quad (8)$$

где интегрирование происходит по всей линии излучения.

На основании (7) интенсивность излучения при длине волны λ будет

$$I_\lambda = \frac{N_k A_{ki} h\nu_{ik}}{4\pi} \varphi_\lambda. \quad (9)$$

Согласно вышесказанному, выражение (9) справедливо для случая, когда оптическая толщина слоя с N_i атомами значительно меньше единицы. Поэтому мы можем (9) применять к крайним частям крыльев, где указанное условие ($\tau_\lambda \ll 1$) выполняется.

Вид функции φ_λ , подчиненной условию (8), должен определяться отдельно для каждого конкретного механизма расширения линии. Для эффекта Доплера, действующего совместно с затуханием вследствие излучения, имеем

$$\varphi_\lambda = \frac{1}{V\pi \Delta\lambda_D} \left[e^{-v^2} - \frac{a}{V\pi} (1 - 2vF(v)) \right], \quad (10)$$

где $\Delta\lambda_D$ — доплерова ширина; $v = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D}$, а величина a равна

$$a = \frac{\gamma_{ik}}{\Delta\omega_D}. \quad (11)$$

Здесь $\Delta\omega_D$ — доплерова ширина, измеренная в шкале круговых частот ($\Delta\omega_D = 2\pi c\Delta\lambda_D/\lambda^2$), а γ_{ik} — постоянная затухания для перехода ik . Функция $1 - 2vF(v)$ затабулирована в [9], табл. 38. Легко проверить, что (10) действительно удовлетворяет условию (8).

Если мы рассматриваем далекие части крыльев линии в излучении, то здесь эффект Доплера пренебрежим, и мы, согласно (9) и (10), будем иметь

$$I_\lambda = \frac{N_k A_{ki} h\gamma_{ik} \lambda_0}{16\pi^3 (\lambda - \lambda_0)^2}. \quad (12)$$

Из (12) следует, что, определяя из наблюдений I_λ , мы можем сразу же определить N_k совершенно независимо от каких бы то ни было переменных физических параметров ($\Delta\lambda_D$, n_e и т. д.).

* Здесь и в дальнейшем мы пренебрегаем вынужденным излучением.

Очевидно, что данный случай имеет прямое отношение к линии H_α , если ее крылья в излучении действительно определяются затуханием вследствие излучения. Для линий H_γ , H_δ ,... функция φ_λ определяется совместным действием эффектов Допплера и Штарка.

Данный метод был нами применен к линии H_α , что дает возможность определить N_3 . Величина I_λ в формуле (12) равна $I_\lambda^c(\theta) r_\lambda$, где $I_\lambda^c(\theta)$ — абсолютная интенсивность солнечного излучения в области непрерывного спектра, соседней с линией H_α , а r_λ — остаточная интенсивность данного места в крыле линии H_α . Величина $I_\lambda^c(\theta)$ должна браться для того места солнечного диска, где находилась вспышка.

Вспышка от 5/VIII 1949 г. располагалась на расстоянии от центра диска $\approx 0,75 R_\odot$. Для этого расстояния мы по табл. 3 и рис. 23 книги Унзольда [9] находим, что $I_\lambda^c(\theta) \approx 2.4 \times 10^{14}$. Далее, согласно фиг. 12, для $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = 2 \text{ \AA}$, $r_\lambda \approx 0,09$.

Все это согласно формуле (12) дает $N_3 \approx 3,8 \times 10^{14}$. При $N_2 = 1,3 \times 10^{16}$ мы имеем $N_3 : N_2 = 0,029$.

Второй метод определения величин N_k применим также и к тем частям линий излучения, где τ_λ не пренебрежимо мало по сравнению с единицей. Этот способ справедлив для того случая, когда величина $p = j_\lambda : k_\lambda$ примерно постоянна внутри линии. О том, в какой мере это предположение справедливо, мы уже говорили.

В соответствии с (9) мы для j_λ имеем

$$j_\lambda = \frac{n_k A_{ki} h \nu_{ik}}{4\pi} \varphi_\lambda. \quad (13)$$

С другой стороны, при постоянстве p внутри линии мы имеем для k_λ

$$k_\lambda = C \varphi_\lambda, \quad (14)$$

где C — некоторая постоянная, включающая и n_i . Ее мы определим из известного соотношения *

$$\int k_\lambda d\lambda = n_i \frac{\pi e^2 \lambda_0^2}{m_e c^2} f_{ik}, \quad (15)$$

где f_{ik} — сила осциллятора для перехода ik . Вводя (14) в (15) и учитывая (8), найдем для k_λ

$$k_\lambda = n_i \frac{\pi e^2 \lambda_0^2 f_{ik}}{m_e c^2} \varphi_\lambda. \quad (16)$$

Из (13) и (16) находим

$$p = \frac{j_\lambda}{k_\lambda} = \frac{n_k}{n_i} \frac{g_i}{g_k} \frac{2hc^2}{\lambda_0^5}, \quad (17)$$

причем мы воспользовались соответствующим выражением, связывающим A_{ki} и f_{ik} .

В случае термодинамического равновесия отношение $n_k : n_i$ определяется законом Больцмана, и мы на основании (17) получим для p закон

* См. [9], формула (43, 12).

Вина, как это и должно быть при пренебрежении процессами вынужденного излучения.

Пренебрегая изменением отношения $n_k : n_i$ с глубиной* и тем самым полагая $n_k : n_i = N_k : N_i$, мы получим на основании (5) и (17):

$$I_\lambda = \frac{N_k}{N_i} \frac{2hc^2}{\lambda_0^5} \frac{g_i}{g_k} (1 - e^{-\bar{k}_\lambda N_i}). \quad (18)$$

При небольших $\bar{k}_\lambda N_i$ формула (18) переходит, как это нетрудно убедиться, в (9). При этом надо иметь в виду, что в (16) коэффициент поглощения k_λ рассчитан на 1 см^3 , а в (5) — на один атом. Поэтому при переходе от (18) к (9) в правой части (16) число n_i следует опустить.

Выбирая теперь на фиг. 12—15 какую-либо точку контура, где согласование теории с наблюдениями достаточно удовлетворительно, мы определяем для этой точки I_λ . С другой стороны, величина $\bar{k}_\lambda N_i$ для этой точки известна нам из уже проведенных расчетов. Таким образом, мы можем по формуле (18) определить и отношение $N_k : N_i$. Этот способ был применен нами для линий H_α , H_γ , H_δ , H_ϵ . В качестве исходных данных были использованы данные, приведенные на фиг. 12—15, причем принято $N_2 = 1,3 \times 10^{16}$. Соответствующие результаты подсчетов представлены в табл. 5.

Таблица 5

Линия	k	$\Delta\lambda$	I_λ^c	r_λ	$\lg p$	N_k/N_2	N_k	$N_k : N_5$	
								Данные таблицы	Рекомбинации
H_α	3	1.715	2.42×10^{14}	0.115	14.114	0.0299	3.89×10^{14}	13.7	0.48
H_γ	5	0.70	2.75×10^{14}	0.05	13.430	0.00218	2.83×10^{13}	1.00	1.00
H_δ	6	0.70	2.58×10^{14}	0.07	13.631	0.00375	4.88×10^{13}	1.72	1.41
H_ϵ	7	0.50	1.92×10^{14}	0.20	13.710	0.00520	6.76×10^{13}	2.39	1.91

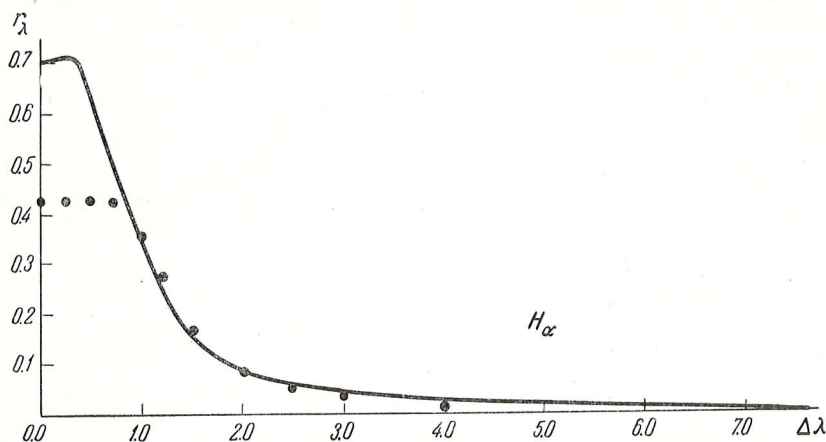
Величина $\Delta\lambda$ в таблице — то расстояние от центра линии, для которого определялась величина $N_k : N_2$. Величина I_λ^c — интенсивность непрерывного спектра в соседстве с данной линией; эта интенсивность взята для той точки солнечного диска, где находилась вспышка.

В последних двух колонках таблицы приведены отношения N_k/N_5 ; в первой из них — наши данные, во второй — те, которые получаются согласно Силлие [10] для чисто рекомбинационного свечения при температуре электронов $T_e = 10000^\circ$. Заметим, что эти рекомбинационные отношения весьма слабо зависят от принятой температуры T_e .

Рост N_k в этой таблице с ростом k , начиная с H_δ , — вполне обычное явление, особенно в том случае, когда основными процессами, определяющими заселенность уровней, являются рекомбинации. Этот рост есть следствие увеличения статистического веса с растущим квантовым числом ($g_k = 2k^2$). Найденное значение для отношения $N_3 : N_5$ может показаться

* Это предположение по существу уже сделано нами при получении (5) из (1).

чрезмерно большим. Действительно, в случае одних только рекомбинаций при незначительном поле излучения в линиях отношение $N_3:N_5$ должно быть фактически в 29 раз (!) меньшим, чем указанное число 13,7. Однако здесь необходимо иметь в виду следующее обстоятельство. Как показал один из авторов настоящей статьи [11], возбуждение атомов водорода во флоккулах на третий уровень является аномально высоким по сравнению с возбуждением тех же атомов на четвертый, пятый и т. д. уровни. Причина этого заключается в аномально высоком собственном поле



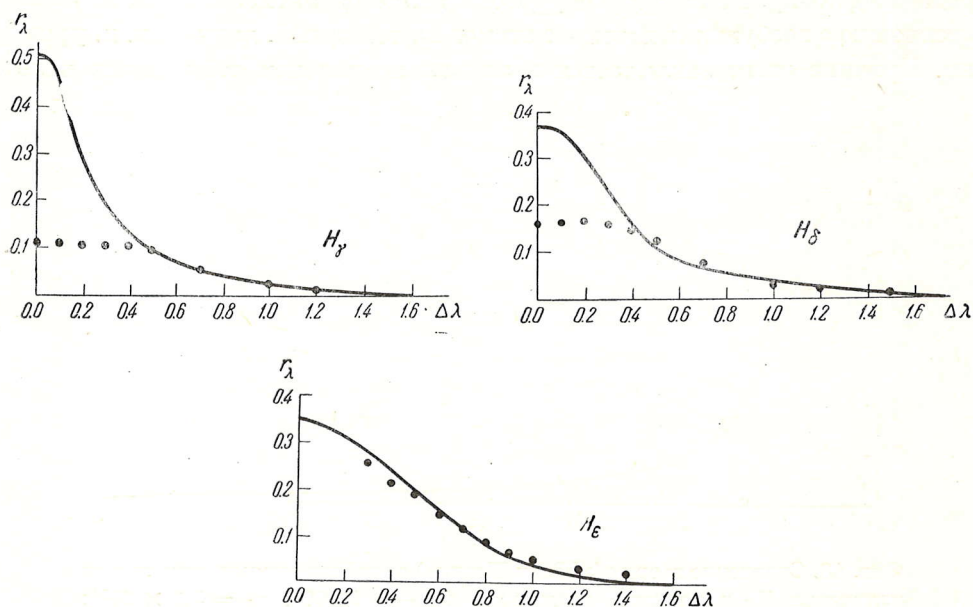
Фиг. 18. Сравнение теории (эффект Штарка) с наблюдениями для линии излучения H_α в спектре вспышки. $T_{\text{kin}} = 11000^\circ$; $n_e = 3,3 \times 10^{13}$; $N_2 = 10^{15}$

излучения в линии H_α во флоккулах *. В еще большей степени это может иметь место для вспышек, где поле излучения в линии H_α является существенно более высоким, чем то же поле излучения во флоккулах. Тем не менее, прежде чем окончательно остановиться на рассматриваемом варианте, предусматривающем в линии H_α эффекты Доплера и затухание, а в линиях H_γ , H_δ , H_ϵ эффекты Доплера и Штарка, мы должны еще раз обсудить возможное влияние и других эффектов, расширяющих спектральные линии во вспышке.

Помимо рассмотренных возможностей, имеется, повидимому, еще одна возможность: мы должны выяснить, не является ли штарковское расширение основным фактором для *всех* линий бальмеровской серии, включая и линию H_α . Правда, мы уже указывали, что здесь прежние исследователи встретились с серьезной трудностью: линия H_α во вспышке, в противоположность лабораторным данным, оказывается более широкой, чем остальные линии. Однако при таком сопоставлении не учитывался ряд специфических свойств вспышки. К основным из них следует отнести следующие: а) Вследствие особо сильного возбуждения третьего уровня водородных атомов во вспышке (как и во флоккулах) излучение в крыльях

* Второй фактор — то, что коэффициент перехода B_{23} существенно больший, чем B_{24} , B_{25} , B_{26} и т. д.

линии H_α может оказаться относительно гораздо более сильным, чем в лабораторных условиях. б) Вследствие вообще усиленного возбуждения водородных атомов во вспышке, для линий бальмеровской серии должно быть существенным самопоглощение, повышающее относительную роль крыльев по сравнению с центральными частями линий. В то же время са-



Фиг. 19—21. Сравнение теории (эффект Штарка) с наблюдениями для линий излучения H_γ , H_δ и H_ϵ в спектре вспышки. T_{kin} , n_e и N_2 те же, что и на фиг. 18

мопоглощение для линии H_α является по сравнению с линиями H_γ , H_δ ,... существенно более сильным. Это означает, что и относительная роль крыльев в линии H_α должна быть более существенной, чем в остальных линиях*.

Поэтому, считая, что все линии бальмеровской серии, *включая* и H_α , расширены межмолекулярными электрическими полями, мы вновь провели расчет теоретических контуров при помощи (5).

Подбирая, так же как ранее, два параметра n_e и N_2 , мы нашли, что для $T_{\text{kin}} = 11000^\circ$ наилучшее согласование теории с наблюдениями получается при $n_e \approx 3,3 \times 10^{13}$ и $N_2 = 10^{15}$. Результаты такого согласования представлены на фиг. 18—21.

В общем это согласование оказалось примерно столь же удовлетворительным, как и в первом варианте, т. е. здесь, так же как и раньше, знак разности наблюдения — теория в центральных частях линий оказывается одинаковым для всех линий.

Несколько худшим оказывается согласование теории с наблюдениями в далеких частях крыльев линии H_α . Однако вследствие ряда чисто инструментальных факторов этому расхождению вряд ли сейчас можно придавать какое-либо значение.

* Конечно, само собой разумеется, при не очень сильных электрических полях.

Описанным выше способом нами, на основании фиг. 18—21 и формулы (18), были вычислены отношения $N_k : N_2$. Соответствующие результаты представлены в табл. 6.

Таблица 6

Линия	k	$\Delta\lambda$	I_{λ}^c	r_{λ}	$\lg p$	N_k/N_2	N_k	$N_k : N_5$	
								Данные таблицы	Реком- бинации
H_{α}	3	2.0	2.42×10^{14}	0.09	14.009	0.0235	2.35×10^{13}	9.8	0.48
H_{γ}	5	0.7	2.75×10^{14}	0.06	13.474	0.00241	2.41×10^{12}	1.00	1.00
H_{δ}	6	0.7	2.58×10^{14}	0.07	13.620	0.00366	3.66×10^{12}	1.52	1.44
H_{ϵ}	7	0.7	1.92×10^{14}	0.11	13.768	0.00594	5.94×10^{12}	2.46	1.91

Величины p , а также отношения $N_k : N_5$, полученные в этой таблице, мало отличаются от таковых же табл. 5. Наоборот, различие в величинах N_k оказывается существенным.

То, что контур линии H_{α} оказалось возможным (и притом с почти равным успехом) представить при помощи затухания вследствие излучения и эффекта Штарка, не вызывает удивления. Действительно, в случае затухания вследствие излучения коэффициенты поглощения и излучения следуют закону $(\lambda - \lambda_0)^{-2}$. В то же время эффект Штарка в крыльях дает закон $(\lambda - \lambda_0)^{-2.5}$. Этой небольшой разницей и обусловлено также небольшое различие в теоретических контурах крыльев линии H_{α} на фиг. 12 и 18. Считая, что все остальные возможности исчерпаны, рассмотрим возникшую дилемму о причинах расширения в крыльях линии H_{α} . Мы покажем, что второй вариант, предусматривающий расширение *всех* линий бальмеровской серии (включая и H_{α}) межатомами электрическими полями, дает слишком большое n_e , при котором мы должны были бы с неизбежностью ожидать гораздо больших значений N_3 , чем следует из табл. 6*.

Усиленное свечение линии H_{α} в спектре вспышек может быть в результате: а) процессов усиленных рекомбинаций, связанных с повышенной ионизацией водорода; б) процессов возбуждения водородных атомов, обусловленных возможным (и притом заметным) повышением кинетической температуры T_e электронов во вспышке. Следует сразу же заметить, что, повидимому, кинетическая температура электронов во вспышке не может быть высокой (мы уже отмечали, что явление вспышки есть явление низкотемпературное). Сильное повышение величины T_e в хромосфере привело бы к весьма заметному изменению характера спектра излучения (см. [12]). Так, при кинетической температуре T_e порядка 35000° спектр излучения вспышки должен был бы по своему характеру напоминать спектр звезд классов В — О.

Как известно, хромосферный спектр (см. [12]) соответствует температуре T_e порядка 6000° , причем в данном случае речь идет о нижней и

* Вследствие рекомбинаций на 3-й уровень.

средней хромосфере. Но, как можно судить по имеющимся в настоящее время данным, состояние ионизации и возбуждения в хромосферных вспышках не сильно отличается от ионизации и возбуждения в обычной, невозмущенной хромосфере, где, в частности, роль электронных ударов несущественна (малые n_e при сравнительно небольшой T_e)*. Об этом свидетельствует, например, тот факт, что в спектре многих ярких хромосферных вспышек присутствуют интенсивные линии излучения D_1 и D_2 нейтрального натрия и т. д. Кроме того, мы ниже покажем, что для сравнения роли затухания и штарковского расширения во вспышке проблема электронной температуры вспышки не играет особо существенной роли. Таким образом, мы допустим на момент, что основным источником энергии, излучаемой в линии H_α , являются рекомбинации. В этом случае число рекомбинаций на третий уровень, совершающихся за 1 сек. в столбе сечением 1 см^2 и высотой, равной «толщине» вспышки, будет пропорционально величине $N_i n_e$, где N_i — число протонов в указанном столбе, а n_e — средняя электронная концентрация во вспышке. Тем самым энергия в линии H_α , обусловленная непосредственными рекомбинациями на третий уровень и последующими переходами $3 \rightarrow 2$, будет также пропорциональна $N_i n_e$.

С другой стороны, энергия, излучаемая в линии H_α , будет, согласно (6), пропорциональна величине N_3 .

Если теперь считать, что и в нормальной хромосфере излучение в H_α определяется только рекомбинациями, то, вообще говоря, мы можем приближенно написать

$$\frac{(N_3)_{\text{всп}}}{(N_3)_{\text{хром}}} \approx \frac{(n_e N_i)_{\text{всп}}}{(n_e N_i)_{\text{хром}}}, \quad (19)$$

причем приближенность этого выражения связана с тем, что коэффициент при $n_e N_i$ зависит от T_e и, грубо говоря, пропорционален $T_e^{-3/2}$. Однако мы уже указывали, что T_e во вспышке не может заметно отличаться от T_e в хромосфере. Во всяком случае отношение $(T_e^{3/2})_{\text{всп}} : (T_e^{3/2})_{\text{хром}}$ не может превосходить трех-пяти.

Равенство (19) имеет силу, строго говоря, только для среды, прозрачной в данной частоте (в данном случае в частоте линии H_α). В то же время как в первом варианте (с затуханием вследствие излучения), так и во втором (с эффектом Штарка) оптическая толщина излучаемой вспышки в центре линии H_α значительно больше чем единица. Так, при $N_2 = 1.3 \times 10^{16}$ она составляет около 6000, а при $N_2 = 10^{15}$ — около 500. Вследствие этого каждый квант $h\nu_{23}$, излученный во вспышке в результате непосредственных рекомбинаций на третий уровень и последующего перехода $3 \rightarrow 2$, не будет тотчас же уходить из вспышки, а будет некоторое время диффундировать внутри последней. Иначе говоря, число переходов типа $3 \rightarrow 2$ во вспышке будет *значительно больше*, чем число непосредственных рекомбинаций на третий уровень. С другой стороны, для нормальной хромосферы этот эффект практически пренебрежим, ибо при значении $N_2 = 2 \times 10^{12}$

* Речь идет опять также о нижней и средней хромосфере.

(ср. Силлие и Мензел [13]) указанная толща порядка единицы. Вследствие этого равенство (19) превращается в неравенство

$$\frac{(N_3)_{\text{всп}}}{(N_3)_{\text{хром}}} > \frac{(N_i n_e)_{\text{всп}}}{(N_i n_e)_{\text{хром}}} . \quad (20)$$

Мы отмечали, что столкновения атомов с электронами в обычной хромосфере, как фактор возбуждения и ионизации, играют незначительную роль. В этом можно также убедиться на основании данных о росте в хромосфере (наружу от Солнца) электронной температуры при одновременном убывании n_e^i . Действительно (см. [14]), даже на уровне 10 000 км температура T_e всего 8000°, а n_e порядка $2,5 \times 10^9$. При таких условиях возбуждающие столкновения играют меньшую роль, чем рекомбинации. Роль столкновений оказывается существенной лишь на больших высотах, где T_e достаточно велико. Однако эти высоты нас уже не интересуют, так как влияние соответствующих хромосферных слоев на интегральное излучение в H_α (и следовательно, на N_3) относительно мало. Если даже столкновения, приводящие к возбуждению на третий уровень, играют во вспышке сравнимую (или даже преобладающую) роль с рекомбинациями, то это должно выразиться в том, что в числителе правой части (20) должно появиться дополнительное слагаемое, характеризующее роль электронных ударов. Отбрасывая последнее, мы, очевидно, лишь усилим неравенство (20).

Далее, следует заметить, что как в хромосфере, так, тем более, во вспышке наличие свободных электронов определяется ионизацией водорода (вследствие его высокого содержания). Следовательно, в обоих случаях мы можем написать $n_e \approx n_i$, где n_i — число протонов в 1 см³. Учитывая теперь, что по порядку величины линейная толщина вспышки сравнима с линейной толщиной хромосферы, мы можем (20) переписать так:

$$\frac{(N_3)_{\text{всп}}}{(N_3)_{\text{хром}}} > \frac{(n_e^2)_{\text{всп}}}{(n_e^2)_{\text{хром}}} . \quad (21)$$

Проверим выполнимость этого неравенства на основании наших данных. Для этого предварительно надо задать величины $(n_e)_{\text{хром}}$ и $(N_3)_{\text{хром}}$. Величина $(n_e)_{\text{хром}}$, стоящая в (21), является, строго говоря, некоторой средней величиной n_e в хромосфере. Поэтому мы усилим неравенство (20), если для концентрации n_e возьмем ее *максимальное* значение, т. е. значение, соответствующее основанию хромосферы и равное $\sim 2 \times 10^{11}$.

Величину $(N_3)_{\text{хром}}$, освобожденную от самопоглощения, мы можем взять согласно [13]. В этой работе дается $N_2 = 2 \times 10^{12}$ и возможные пределы для фактора p , равные в шкале частот 4×10^{-4} и $1,2 \times 10^{-3}$. Для того чтобы усилить неравенство (21), мы возьмем $p = 4 \times 10^{-4}$. Эти числа, т. е. $N_2 = 2 \times 10^{12}$ и $p = 4 \times 10^{-4}$, дают, согласно (17), значение $(N_3)_{\text{хром}} \approx 1,28 \times 10^{12}$.

Если теперь мы используем данные табл. 5, а также соответственные значения для $(n_e)_{\text{всп}}$ и $(N_2)_{\text{всп}}$, то получим для левой части неравенства (21) число 300, для правой 270. Если же мы используем данные табл. 6,

то для левой части неравенства (21) получим число 18, а для правой число 27 000. Иначе говоря, правая часть (21) превосходит левую в 1500 раз. Таким образом, данные табл. 6, в противоположность данным табл. 5, находятся в резком противоречии с требованиями неравенства (21). Ясно при этом, что влияние отношения $(T_{\epsilon}^{1/2})_{\text{всп}} : (T_{\epsilon}^{1/2})_{\text{хром}}$, а также некоторое различие в «толщине» хромосферы и вспышки никоим образом не могут повлиять на полученный результат, тем более, что ввиду ряда других предположений мы должны были бы в (20) написать знак усиленного неравенства.

Эти соображения позволяют считать, что расширение линии H_{α} в спектре рассматриваемой вспышки (и, как можно думать, в спектре вообще всех достаточно ярких вспышек) обусловлено *затуханием вследствие излучения*, а расширение линий H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} — эффектом Штарка.

Используя найденные нами числа N_2 и N_3 , мы построим контур ненаблюдаемых линий L_{α} и L_{β} лямбмановской серии в спектре вспышки. Это представляет большой интерес в аспекте существующего взгляда на роль линии L_{α} в нарушении нормальных свойств ионосферы в моменты вспышек. Трудности в построении контуров для линий L_{α} и L_{β} связаны в основном с необходимостью учета самопоглощения внутри этих линий.

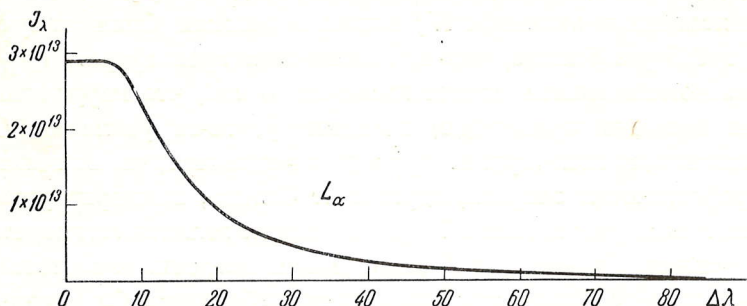
Расчет проведем по формуле (18), где $i = 1$, а $k = 2, 3$; легко подсчитать, что для обеих линий штарковское расширение (при $n_e \approx 3,3 \times 10^{12}$) не должно играть сколько-нибудь существенной роли. Эффект Доплера для рассматриваемых линий также совершенно несущественен, ибо ширины последних значительно больше соответственных величин $\Delta\lambda_D$. Кроме того, самопоглощение в центре обеих линий сводит на-нет различие между эффектом Доплера и другими возможными эффектами. Поэтому контуры линий L_{α} и L_{β} практически во всех своих частях должны быть обусловлены затуханием вследствие излучения. В этом случае коэффициент поглощения будет

$$k_{\lambda} = \frac{e^2 \lambda_0^4 \gamma_{ik} f_{ik}}{4\pi m_e c^3} \frac{1}{(\lambda - \lambda_0)^2}. \quad (22)$$

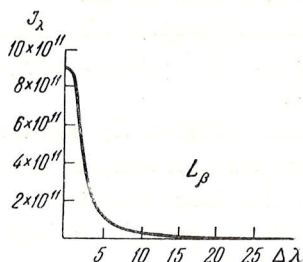
Для линии L_{α} мы примем согласно нашим основным результатам $N_2 = 1,3 \times 10^{16}$, а для линии L_{β} $N_3 = 3,9 \times 10^{14}$. Дальнейшая основная задача состоит в выборе наиболее правдоподобного значения для N_1 . С этой целью мы вынуждены пока вводить некоторые предположения, которые могут быть проверены при помощи чисто геофизических данных.

Предположим, и это будет основным предположением, что хромосферная вспышка от 5 августа 1949 г. занимала *всю* хромосферу (по глубине), включая и ее нижние слои. В этом предположении мы можем определить N_1 во вспышке посредством сравнения условий ионизации во вспышке и хромосфере. Согласно расчетам Шкловского [15], в основании хромосферы нейтральных атомов водорода в сотни раз больше, чем протонов. В действительности степень ионизации, повидимому, еще ниже. Так, В. А. Крат [16] находит, что даже на высоте 7000—8000 км процент ионизации водорода вряд ли превышает 20%. Во всяком случае, в нижней и средней

хромосфере, где в основном и возникает монохроматическое излучение в линиях, нейтральных атомов водорода в среднем на два порядка больше, чем ионизованных. С другой стороны, как мы видели, величина n_e во вспышке примерно на *порядок* больше, чем в нормальной хромосфере. Так как свободные электроны в обоих случаях обусловлены ионизацией водорода, то число ионизованных атомов водорода во вспышке всего лишь на порядок больше, чем в нормальной хромосфере. Следовательно, во



Фиг. 22—23. Теоретические контуры линий излучения лаймановской серии L_α и L_β в спектре вспышки



вспышке нейтральных атомов водорода по крайней мере на порядок больше, чем ионизованных. Следовательно, мы можем принять, что водород во вспышке, как и в хромосфере, находится в основном * в *нейтральном* состоянии, хотя, конечно, степень ионизации водорода во вспышке на несколько порядков больше, чем при термодинамическом равновесии. При этом ясно, что подавляющее большинство водородных атомов будет находиться в первом состоянии. Следовательно, мы можем приближенно написать $(N_1)_{\text{хром}} \approx (N_1)_{\text{всп}}$. С другой стороны, число атомов нейтрального водорода над 1 см^2 основания «обращающего слоя» составляет, по оценкам многих авторов, около 5×10^{24} . Так как число атомов в хромосфере примерно в 1000 раз меньше, чем в обрабатывающем слое, мы можем принять $(N_1)_{\text{хром}} \approx 5 \times 10^{21}$.

Построенные для этого значения N_1 контуры линий L_α и L_β представлены на фиг. 22 и 23. Мы видим, что L_α -линия обладает чрезвычайно широкими крыльями, простирающимися в обе стороны от λ_0 на $70\text{--}80^\circ \text{ \AA}$! Линия L_β значительно уже.

Подобные же контуры можно рассчитать и для невозмущенной хромосферы. При этом для хромосферы также $(N_1)_{\text{хром}} \approx 5 \times 10^{21}$. В связи с этим величина I_λ для любой точки хромосферного контура L_α в

* По числу атомов.

$(N_2)_{\text{хром}} (N_2)_{\text{всп}}$ раз меньше, чем величина I_λ для соответствующей точки в спектре вспышки. Поэтому интегральная интенсивность, излучаемая вспышкой во всей линии L_α , т. е. величина $\int I_\lambda d\lambda$, в $1,3 \times 10^{16} : 2 \times 10^{12} \approx 6,5 \times 10^3$ раз больше, чем интегральная интенсивность, излучаемая в линии L_α нормальной хромосферой.

Учитывая, что яркие части вспышки от 5 августа 1949 г. составляли по площади около 10^{-3} общей площади всего диска [3], мы находим, что при принятом нами значении N_1 вспышка должна была излучать в L_α энергии в 6,5 раз больше, чем вся солнечная хромосфера.

Геофизические данные свидетельствуют о том, что нарушения D -слоя во время вспышек происходят, повидимому, из-за усиления L_α -линии, а не лямбовского континуума. При этом оказывается, что во время вспышки ультрафиолетовая энергия, идущая от Солнца, примерно удваивается. Полученное нами увеличение в 7,5 раза в общем неплохо согласуется с данными об усилении понижения D -слоя. Для приведения в соответствие наших расчетов и геофизических данных потребовалось бы увеличение N_1 в 3,7 раза. В этом случае все ординаты на фиг. 22 и 23 также следовало бы уменьшить примерно в 3,7 раза, в результате чего интенсивность I_λ центральной плоской части контура L_α на фиг. 22 делается примерно равной 8×10^{12} .

Данные о линии L_α , представленные на фиг. 22, интересно использовать для решения вопроса о возможном истечении водородных атомов из вспышки под действием светового давления. Если использовать выражение (15), то сила светового давления на один атом

$$p' = \frac{\pi \int H_\lambda k_\lambda d\lambda}{c} \approx \frac{\pi H_\lambda}{c} \int k_\lambda d\lambda = \frac{\pi^2 e^2 \lambda_0^2 f_{ik}}{m_e c^3} H_\lambda, \quad (23)$$

где H_λ поток. Так как нас интересует порядок величин, то мы можем положить $H_\lambda \approx I_\lambda$.

Выброс атомов под действием светового давления возможен в том случае, если неравенство $p' > m_H g_\odot$ соблюдается на достаточно большом интервале длин волн $\lambda - \lambda_0$, считая от центра линии. В этом случае водородный атом сможет «набрать» достаточно большую скорость для окончательного вылета из Солнца.

Если, например, положить $p' = 1,5 m_H g_\odot$, то оказывается, что для L_α -линии это равенство осуществляется при $I_\lambda \approx 1,2 \times 10^{13}$.

Если теперь $N_1 = 5 \times 10^{21}$, как это принято на фиг. 22, то превышение p' над $m_H g_\odot$ будет иметь место до $\lambda - \lambda_0$ порядка 17 Å, что соответствует скоростям 4200 км/сек! Часть энергии будет при этом потрачена на преодоление тяготения, но все же H-атом будет выброшен со скоростью, большей 3000 км/сек.

Если же взять N_1 в 3,7 раза меньше (см. выше), то светового давления для выброса атомов нехватит. Однако здесь же следует указать, что, основываясь на результатах, полученных для линий H_α , H_γ , H_δ , H_ϵ , мы можем ожидать в центре L_α большей интенсивности, чем это следует из при-

менения формулы (18). Даже весьма небольшой эффект подобного рода обеспечит вылет H-атомов с большими скоростями. Следует здесь же подчеркнуть, что имеются веские данные наблюдений в пользу выброса H-атомов из вспышек (депрессия фиолетового крыла линии излучения H_{α} в спектре некоторых сильных вспышек [5]). Если учесть, что: 1) сильные вспышки, отстоящие от центра солнечного диска не более чем на 45° , сопровождаются в среднем через 26 час. сильными магнитными возмущениями и полярными сияниями [17], и 2) недавние исследования спектров полярных сияний показывают, что одним из главных компонентов корпускулярных потоков являются водородные атомы, то мы можем заключить, что рассмотренная нами возможность выбрасывания атомов водорода из вспышек под действием давления излучения достаточно обоснованна.

Суммируем основные результаты, касающиеся физического состояния материи во вспышке от 5 августа 1949 г. и полученные на основе изучения бальмеровской серии водорода.

Внезапное появление яркого обращения в водородных линиях спектра вспышки явилось результатом внезапного усиления ионизации атомов водорода с последующим усилением процессов рекомбинаций. Степень ионизации увеличилась приблизительно в 10 раз, что повысило электронную концентрацию n_e до значения 3×10^{12} . Величина N_2 в хромосфере увеличилась при этом в ~ 6500 раз, а величина N_3 в ~ 400 раз (т. е. N_2 сделалось сравнимым с этим значением для обрабатываемого слоя). При этом контур линии H_{α} определялся затуханием вследствие излучения, а контуры линий H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} — эффектами Штарка и Доплера.

Кинетическая температура во вспышке была относительно низкой не намного выше, чем кинетическая температура средней хромосферы.

В излучении вспышки присутствовала весьма яркая линия L_{α} , что, возможно, и послужило причиной сильных ионосферных возмущений, а также выброса атомов водорода из внешних частей вспышки.

В заключение авторы считают своим долгом принести благодарность Е. Ф. Шапошниковой и В. Л. Хохловой за ценную помощь в обработке наблюдательного материала.

Сименз

Июль—октябрь 1951 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 4, 191, 1949.
2. V. Baracos a. G. Righini. Observatory 69, 229, 1949.
3. H. Newton. Observatory 69, 235, 1949.
4. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 5, 3, 1950.
5. M. Elison. M. N. 109, 3, 1949.
6. C. Bruce. Nature 164, 280, 1949.
7. N. Rao, A. Das и др. Nature 164, 964, 1949; там же на стр. 965 критическая заметка Элисона.
8. S. Verweij. Publ. Astr. Inst. Amsterdam № 5, 1936.
9. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949.

10. G. Cillié. M. N. 96, 771, 1936.
 11. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 7, 3, 1951.
 12. S. Miyamoto a. I. Kawaguchi. Publ. Astr. Soc. Japan 1, 114, 1950.
 13. G. Cillié a. D. Menzel. Harv. Circ. 410.
 14. J. Hagen. Ap. J. 113, 547, 1951.
 15. И. С. Шкловский. ДАН СССР 68, 1009, 1949.
 16. В. А. Крат. Изв. ГАО 18, 1, 1951, № 147.
 17. H. Newton. M. N. 103, 244, 1943.
-

О ПРИРОДЕ СВЕЧЕНИЯ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

И. С. Шкловский

В результате анализа всех мыслимых механизмов возбуждения водородного свечения в полярных сияниях сделан вывод, что возбуждение обусловлено столкновениями быстрых водородных атомов солнечного происхождения с молекулами земной атмосферы. Из-за перезарядки влетающие в атмосферу Земли солнечные протоны должны нейтрализоваться на высотах порядка 500 км. Специфика неупругих столкновений тяжелых частиц (например, наличие энергии активации) обеспечивает проникновение геоактивных корпускул до высот 110—120 км, где чаще всего происходят полярные сияния.

Из абсолютной интенсивности линии $H\alpha$ в спектре полярных сияний найдена концентрация быстрых атомов водорода солнечного происхождения в земной атмосфере, оказавшаяся порядка 1 см^{-3} (для полярных сияний умеренной интенсивности). Показано, что при такой концентрации частиц, энергии корпускулярного потока достаточно для обеспечения свечения наблюдаемой интенсивности как в видимой, так и в инфракрасной частях спектра. Обсуждается возможность обнаружения в спектрах полярных сияний резонансной линии нейтрального кальция.

Основной наблюдаемый факт — отсутствие переходов с уровней атомных кислорода и азота с потенциалами возбуждения, превышающими 12 э. в., можно объяснить большой величиной энергии активации при возбуждении высоковольтных уровней и, главным образом, малостью энергии вторичных электронов, образующихся при ионизации атомов и молекул атмосферы солнечными корпускулами. В свете новых представлений находят естественное объяснение основные закономерности спектров полярных сияний.

Рассчитана ионизация воздуха в зоне полярных сияний, которая, как оказывается, относительно невелика. Предложен новый механизм возбуждения отрицательной и мейнеловской систем полос молекулы ионизованного азота — перезарядка солнечных протонов с молекулами азота, в процессе которой возникают возбужденные ионизованные молекулы N_2^+ .

Показана возможность объяснения водородного содержания земной атмосферы действием вторжений солнечных корпускулярных потоков.

Приведены соображения в пользу того, что кинетическая температура атмосферы во время полярных сияний умеренной интенсивности практически не меняется. В заключение, аномально низкие высоты некоторых сияний объясняются излучением Солнцем сравнительно жестких корпускул.

§ 1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ О СВЕЧЕНИИ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

Хотя полярные сияния интенсивно исследуются уже несколько десятков лет, в настоящее время мало что известно об основных физических (особенно, элементарных) процессах, определяющих всю картину свечения. Было предложено много теорий, объясняющих отдельные частные вопросы, возникающие при изучении спектров полярных сияний. Однако все эти теории, как правило, были весьма односторонни, т. е., объясняя одну группу явлений, они оставляли совершенно без внимания другие группы явлений, паходящиеся в разительном противоречии с выводами теории. В качестве примера можно привести теорию возбуждения азотных молекул в полярных сияниях посредством соударений с электронами, вылетающими из Солнца со значительными скоростями. Много лет Вегард развивал и углублял свою теорию; в частности, он занимался экспериментальным изучением функции возбуждения молекул азота электронным ударом. Он пришел к выводу, что возбуждать азотные молекулы могут электроны с энергией, превышающей 100 в. Однако всякому физiku ясно, что электроны, если их скорость не очень близка к скорости света, никак не могут проникнуть на уровни атмосферы, где наблюдаются полярные сияния, — они будут заторможены в самых высоких слоях атмосферы. Предположение, что Солнце по какой-то причине выбрасывает электроны со скоростью, всего лишь на доли процента меньшей скорости света, совершенно произвольно и находится в разительном противоречии с рядом фактов солнечной и земной физики. Как будет показано ниже, вторичные электроны, возникающие в земной атмосфере при соударениях молекул с тяжелыми частицами солнечного происхождения, не могут обладать энергиями, превышающими 11—12 э. в. Таким образом, теория Вегарда совершенно беспочвенна.

Были предложены и другие теории, объясняющие различные частные вопросы свечения полярных сияний (например, того же Вегарда, Митра и др.). Однако все эти теории подверглись уничтожающей критике [1]. Помимо указанного выше недостатка, эти теории, как правило, не носили количественного характера. Сплошь и рядом эффективность того или иного из предлагаемых механизмов возбуждения оказывалась после соответствующей количественной оценки на много порядков ниже требуемой наблюдениями.

В настоящее время отсутствует какая-либо общепринятая теория свечения полярных сияний, а от старых теорий остались лишь обломки, руины. Это, очевидно, совершенно не означает, что та большая теоретическая работа, которая была проведена исследователями, оказалась напрасной. Старые, неверные в целом, теории содержали ряд ценных идей, которые безусловно должны быть удержаны при построении новой теории. Точно так же исключительно полезной оказалась та большая критическая работа, которая была предпринята некоторыми исследователями ([1], [2]).

В противоположность теоретическим работам, последние годы ознаменовались многими выдающимися экспериментальными исследованиями,

которые вскрыли новые, существенные особенности явления полярных сияний. Еще в 1939 г. Вегард обнаружил в спектре полярных сияний линии бальмеровской серии водорода. Недавние выдающиеся исследования Мейнела [3] и Гартлейна [4] окончательно установили, что частицы, излучающие эти линии, движутся со скоростями порядка тысячи километров в секунду приблизительно вдоль силовых линий магнитного поля Земли и, несомненно, имеют солнечное происхождение. Это открытие имеет фундаментальное значение для всей проблемы полярных сияний. Как будет показано дальше, вторгающиеся в земную атмосферу солнечные корпускулы приносят с собой энергию, достаточную для объяснения наблюдаемой интенсивности свечения полярных сияний. Эти частицы, несомненно, являются первопричиной полярных сияний. В этом сейчас никто не сомневается, несмотря на то, что количественные расчеты пока не делались.

Некоторые исследователи высказывали предположение, что возбуждение свечения в полярных сияниях может происходить посредством соударений с тяжелыми частицами или со вторичными электронами. Однако дальше одних высказываний они не пошли. Пока никаких попыток построения теории свечения полярных сияний на этой новой основе, насколько нам известно, не делалось. Другие исследователи указывали, что построение такой теории встречает исключительные трудности, так как процессы столкновений между тяжелыми частицами изучены далеко не с такой полнотой, как соударения с электронами. Это, конечно, верно, что наши знания о столкновениях между тяжелыми частицами оставляют желать лучшего. Все же, однако, ряд основных закономерностей, специфических для столкновений между тяжелыми частицами, в настоящее время известен. Представляется своевременным и целесообразным применить эти закономерности к интерпретации свечения полярных сияний. Мы увидим ниже, что некоторые особенности столкновений между тяжелыми частицами совершенно непринужденно объясняют такие проблемы свечения полярных сияний, которые служили «камнем преткновения» для старых теорий.

Другое очень важное экспериментальное достижение — получение высококачественных спектрограмм полярных сияний в красной и близкой инфракрасной области [5], [6]. При этом была открыта новая система полос ионизированной молекулы азота [6]. Однако самым важным является вывод, что в области полярных сияний разрешенные уровни атомарных кислорода и, повидимому, азота возбуждаются только до некоторого определенного, сравнительно небольшого значения потенциала возбуждения. Этот вывод, как мы увидим дальше, имеет решающее значение для интерпретации спектров полярных сияний.

Цель настоящей работы заключается в анализе основных механизмов возбуждения полярных сияний и в попытке построения количественной теории их свечения.

При решении этой основной проблемы на первом этапе исследования полезно отвлечься от морфологических, структурных особенностей

полярных сияний («дуги», «драпри» и т. п.). Здесь можно провести заслуживающую внимания аналогию с солнечной короной. Астрономы не могли бы добиться выдающихся успехов в изучении природы короны, если бы сосредоточили свое внимание на исследовании корональных лучей, «шлемов», «опахал» и пр. Отвлекаясь от структуры короны, рассматривая ее как бы «вне фокуса», астрономы выявили основную, решающую причину, определяющую специфику корональных явлений, — высокую электронную температуру короны. Следуя этому проверенному методу исследования, мы попытаемся выяснить те немногие, основные факторы, которые главным образом определяют картину физических процессов в полярных сияниях.

Приведем краткий перечень основных наблюдаемых фактов, относящихся к полярным сияниям, которые должны быть исходным пунктом для теоретических исследований.

1. Освещенность, создаваемая полярными сияниями, меняется в очень широких пределах, иногда сравниваясь с освещенностью, создаваемой полной луной. Очевидно, теория должна указать на источник энергии, обеспечивающий наблюдаемую, довольно значительную, интенсивность полярных сияний.

2. Полярные сияния наблюдаются большей частью на высоте 110—120 км. Очень редко они наблюдаются на высотах 70—80 км, иногда же — на высотах 200 км и более (речь идет о нижней границе свечения). Если считать, что сияния возбуждаются быстрыми частицами, вылетающими из Солнца и попадающими в земную атмосферу (что сейчас является общепризнанным), теория должна объяснить, каким образом частицы проникают на такие сравнительно низкие высоты, где плотность атмосферы уже достаточно высока, и чем объясняется такая разница в глубинах проникновения различных сияний. Эта проблема принадлежит к числу труднейших и в настоящее время находится в совершенно неудовлетворительном состоянии.

3. Теория должна объяснить наблюдаемую особенность географического распределения полярных сияний. Как известно, зоны максимальной частоты полярных сияний суть малые круги радиусом около 23° с центрами около магнитных полюсов. Однако наряду с этим имеются типы сияний, максимальная частота которых наблюдается около магнитного полюса. В настоящее время нет вполне удовлетворительного теоретического объяснения наблюдаемому географическому распределению полярных сияний. Применение формальной теории Штермера наталкивается на серьезные затруднения.

4. Теория должна объяснить наблюдаемые спектроскопические особенности полярных сияний, совершенно отличные от спектроскопических особенностей свечения ночного неба. Так как этот вопрос стоит в центре нашего внимания, остановимся на нем подробнее.

Основные особенности спектров полярных сияний суть:

- I. Запрещенные линии атомарного кислорода $\lambda\lambda$ 5577, 6300 и 6364.
- II. Разрешенные линии кислорода $\lambda\lambda$ 7772 и 8446.

III. Запрещенные линии атомарного азота $\lambda\lambda$ 5200 и 3466.

IV. Разрешенные линии атомарного азота $\lambda\lambda$ 8216 и 8680.

V. Интенсивная отрицательная система полос молекулы ионизованного азота.

VI. Новая система полос той же молекулы, открытая недавно Мейнелом в инфракрасной части спектра.

VII. Первая положительная система нейтральной молекулы азота.

VIII. Вторая положительная система той же молекулы.

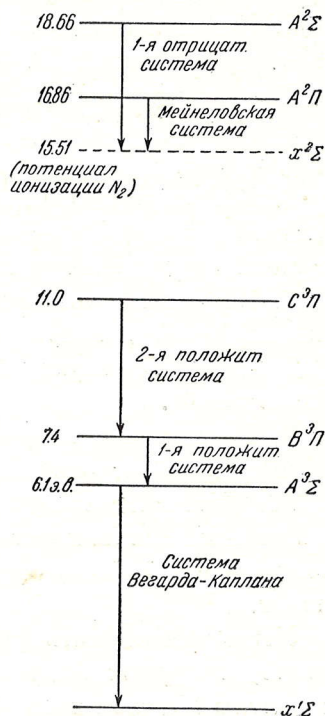
IX. Запрещенные полосы Вегарда—Каплана нейтральной молекулы азота.

X. Линии бальмеровской серии водорода [7], а также линии гелия и, повидимому, ионизованного гелия.

Как уже указывалось, спектр полярных сияний радикально отличается от спектра свечения ночного неба. В основном это различие состоит в следующем: а) Полосы Вегарда—Каплана, сравнительно интенсивные в спектрах свечения ночного неба, в спектрах полярных сияний очень слабы. б) Отрицательная система N_2^+ , очень интенсивная в спектрах полярных сияний, отсутствует в спектрах свечения ночного неба. в) В ультрафиолетовой части спектра полярных сияний преобладают полосы второй положительной системы N_2 , а в спектрах свечения ночного неба — полосы Герцберга O_2 . г) В инфракрасной части спектра ночного неба преобладает мощное гидроксильное излучение, а в полярных сияниях — первая положительная система N_2 , новая система N_2^+ , а также, повидимому, еще не отождествленные эмиссии. д) В полярных сияниях наблюдаются линии серии Бальмера, а также линии He и He^+ ; в спектрах свечения ночного неба их нет. е) Спектры полярных сияний различных типов довольно разнообразны. Различают три типа: 1) обычный тип, дающий свечение желто-зеленого цвета; 2) сияния так называемого типа А, красные на всем своем протяжении; 3) очень редкие сияния типа В, красные только в своей нижней части. Между тем спектры свечения ночного неба довольно однообразны.

Основные эмпирические закономерности спектров полярных сияний, резюмированные Свингсом [2] на основании многочисленных наблюдений Вегарда, Штермера и Бернара, сводятся к следующему.

1. У основания обычных полярных сияний зеленая линия [OI] (квадратные скобки, как всегда, означают символ запрещенной линии) сильнее,



Фиг. 1. Схема энергетических уровней молекулы азота (нейтральной и ионизованной)

чем красная. Однако на больших высотах преобладает красная линия.

2. Отношение интенсивностей $\frac{\text{Вегард} - \text{Каплан}}{N_2^+}$ и $\frac{[NI]}{N_2^+}$ растет с высотой.

3. Отношение интенсивностей зеленой линии и полос отрицательной системы N_2^+ убывает с высотой.

4. Первая положительная система N_2 усиливается в нижней части полярных сияний, что, возможно, является причиной красной окраски полярных сияний типа В.

5. Красный цвет сияний типа А обусловлен усилением запрещенных кислородных линий $\lambda\lambda$ 6300—6364.

Для разных сияний и на разных высотах отношение интенсивности красной и зеленой запрещенных линий кислорода колеблется в пределах от 0,05 до 6.

6. В полярных сияниях низких широт (соответствующих большим высотам свечения) красная запрещенная линия кислорода значительно усилена по отношению к зеленой.

7. Интенсивность линий серии Бальмера, которые обычно слабы, иногда бывает довольно значительной.

8. Линия D натрия обычно не усиливается по отношению к спектру ночного неба.

9. Повидимому, вторая положительная система усиливается по сравнению с первой положительной системой с ростом высоты.

10. Интенсивность запрещенной линии азота λ 3466, присутствующей в полярных сияниях всех типов, растет с высотой. Другая запрещенная линия азота, λ 5200, присутствует только в полярных сияниях низких широт.

Легче всего понять изменения с высотой интенсивностей запрещенных линий атомарных кислорода и азота, а также полос Вегарда—Каплана молекулы N_2 . Основным фактором здесь является уменьшение плотности атмосферы с высотой, что уменьшает эффективность ударов второго рода, тем самым способствуя более интенсивному высвечиванию атомов и молекул, находящихся на метастабильных уровнях. Природу других закономерностей спектров полярных сияний мы попытаемся выяснить ниже.

Распутывая очень сложное сплетение перечисленных выше закономерностей в свечении полярных сияний, мы считаем целесообразным начать с исследования природы их бальмеровского излучения. Хотя в общем излучении полярных сияний бальмеровская эмиссия играет довольно незначительную роль, выяснение механизма свечения в линии H_α поможет нам разобраться в механизмах возбуждения главных эмиссий полярных сияний.

Попутно нами будут немного затронуты и некоторые другие проблемы теории полярных сияний; в частности, мы попытаемся объяснить те основные вопросы, которые были поставлены выше.

§ 2. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ВОДОРОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

При интерпретации бальмеровских линий в спектрах полярных сияний мы прежде всего сталкиваемся с вопросом о механизме возбуждения этих линий. Этот вопрос связан еще с другим: являлись ли частицы, ответственные за излучение бальмеровских линий (до акта излучения), протонами или же нейтральными атомами водорода? В первом случае механизмом излучения могли бы быть рекомбинации. Большинство исследователей считает эти частицы протонами, что, якобы, доказывается наблюдаемым фактом движения их по силовым линиям магнитного поля Земли. Однако сейчас мы покажем, что это не так.

Мыслимы следующие механизмы возбуждения.

а) Рекомбинации выброшенных Солнцем протонов со свободными электронами атмосферы. При этом будут образовываться возбужденные атомы водорода, которые при каскадных переходах в основное состояние будут излучать бальмеровские кванты.

б) Такие же рекомбинации со свободными электронами квазинейтрального корпускулярного потока, выброшенного Солнцем.

в) Перезарядка протонов с атомами и молекулами земной атмосферы, в результате которой образуются возбужденные атомы водорода.

г) Неупругие столкновения нейтральных атомов водорода солнечного происхождения с атомами и молекулами земной атмосферы.

Рассмотрим сначала механизм а) Число фотонов, излученное столбом воздуха с основанием в 1 см^2 , вследствие рекомбинаций будет

$$z = \int [H] n_e \cdot V \sigma dS = [\bar{H}] \bar{n}_e \bar{V} \sigma L, \quad (1)$$

где $[H]$ --- концентрация протонов солнечного происхождения;

n_e --- концентрация свободных электронов в атмосфере;

V --- скорость протонов;

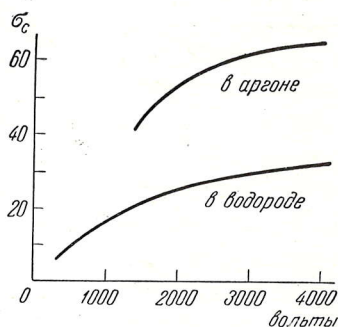
σ --- эффективное сечение рекомбинации на третий уровень атома водорода;

L --- высота однородной атмосферы.

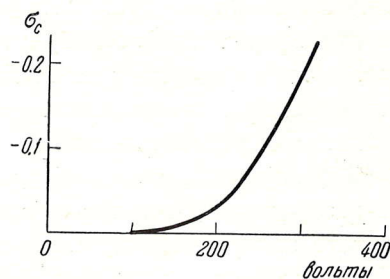
Полагая $\bar{n}_e = 10^7 \text{ см}^{-3}$ (см. ниже), $V = 10^8 \text{ см / сек}$, $L = 10^6 \text{ см}$, $\sigma = 10^{-21} \text{ см}^2$ (согласно [8]), найдем, что для того чтобы $Z \approx 10^9 \text{ см}^{-2}/\text{сек}^{-1}$ (что соответствует наблюдениям), надо, чтобы $[H] \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$, что явно абсурдно.

Механизм б) не может быть сколько-нибудь эффективным хотя бы потому, что электроны потока никак не могут достигнуть наблюдаемых высот свечения полярных сияний. Если бы они даже и проникали на высоты 110—120 км, то все равно, полагая в (1) $n_e = [H]$, мы получили бы, что $[H] \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$, что, конечно, тоже абсурдно. Следовательно, рекомбинации со свободными электронами в условиях полярных сияний никак не могут объяснить наблюдаемую интенсивность бальмеровской эмиссии. Это происходит как из-за недостаточности концентрации свободных электронов, так и вследствие малости эффективного сечения процесса рекомбинации на возбужденные уровни.

Попадая в земную атмосферу, протоны будут быстро перезаряжаться с составляющими ее молекулами и атомами. Эффективное сечение перезарядки протонов очень сильно зависит от их скорости, а также от природы газа, с молекулами или атомами которого перезарядка имеет место. Гольдман [9] исследовал перезарядку протонов в аргоне, молекулярном водороде и гелии. На фиг. 2 приводятся кривые, дающие зависимость эффективного сечения перезарядки (в единицах $q_0 = 2,8 \times 10^{-17} \text{ см}^2$) от скорости протонов в аргоне и молекулярном водороде. В гелии никакой перезарядки протонов, вплоть до энергии последних в 4000 э. в., Гольдман не обнаружил. Теоретическая кривая перезарядки протонов в гелии



Фиг. 2. Эффективные сечения перезарядки протонов в аргоне и молекулярном водороде, как функции энергии протонов, согласно опытам Гольдмана



Фиг. 3. Теоретическое эффективное сечение перезарядки протонов в гелии

приведена на фиг. 3. В этом случае эффективные сечения гораздо меньше, чем для аргона и водорода. Это наглядно иллюстрирует то обстоятельство, что при перезарядке ионов в каком-нибудь газе эффективное сечение (для данной скорости иона) тем больше, чем более близки потенциалы ионизации ионов и атомов, с которыми происходит перезарядка. С другой стороны, для достаточно быстро движущихся протонов эффективное сечение перезарядки дается формулой Бора [10]

$$\sigma_c = 4\pi a_0^2 Z_1^{1/2} \left(\frac{V_0}{V} \right)^6, \quad (2)$$

где a_0 — радиус первой борновской орбиты;

Z_1 — заряд ядра атомов, с которыми происходит перезарядка;

$V_0 = \frac{e^2}{\hbar} \left(\frac{mV_0^2}{2} = 24\,800 \text{ э. в.} \right)$, m — масса протона. Уравнение (2) справедливо для $V > V_0$.

Таким образом, согласно (2), эффективное сечение перезарядки для достаточно быстрых протонов сильно убывает со скоростью. Согласно Холлу [11], σ_c для легких элементов при $V > V_0$ убывает еще быстрее, как $V^{-10.5}$. На фиг. 4 мы приводим схематический график зависимости σ_c для широкого интервала энергии перезаряжающегося протона.

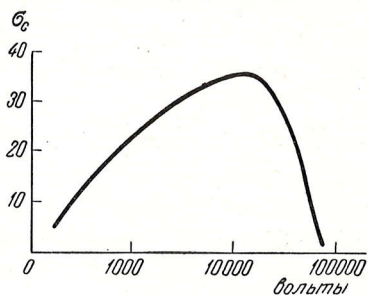
В случае протонов солнечного происхождения, вторгающихся в земную атмосферу и являющихся причиной полярных сияний, скорости V должны лежать в пределах от 600—700 км/сек до 2500 км, чаще всего в пределах 1000—1300 км/сек. В этом случае энергия протонов находится в пределах от 1800 до 45 000 э. в. (полезно запомнить, что кинетическая энергия протона, движущегося со скоростью 1000 км/сек, близка к 5000 э. в.).

Как видно из фиг. 2 и 4, практически для всех интересующих нас значений кинетической энергии протонов эффективное сечение перезарядки очень велико и приблизительно постоянно. Так как потенциал ионизации молекулы азота (15,51 э. в.) довольно близок к потенциалу ионизации молекулы водорода (15,8 э. в.) и несколько ниже его, можно ожидать, что эффективное сечение перезарядки протонов в молекулярном азоте будет несколько больше, чем для молекулярного водорода. Но особенно эффективными будут процессы перезарядки протонов с атомами кислорода. Это объясняется поразительной близостью потенциалов ионизации водорода и кислорода (13,54 и 13,52 э. в. соответственно), следствием которой будет почти резонансный характер процесса перезарядки.

Таким образом, не будет преувеличением считать эффективное сечение перезарядки протонов, движущихся в земной атмосфере со скоростями в пределах 600 — 2500 км/сек $\sigma_c = 10^{-15}$ см². Следовательно, такой протон обязательно перезарядится на уровне земной атмосферы, над которым число атомов и молекул в столбе, сечением 1 см², будет равно 10^{15} см². Так как на больших высотах высота однородной атмосферы $L \approx 10^7$ см, мы получаем, что концентрация частиц в слое, где произошла перезарядка, будет порядка 10^8 см⁻³. Такая концентрация частиц в земной атмосфере имеет место, повидимому, на высотах свыше 500 км.

Таким образом, еще на очень больших высотах протоны солнечного происхождения, перезарядившись с атомами и молекулами земной атмосферы, становятся нейтральными. Легко показать, что выброшенные по каким-либо причинам из Солнца водородные атомы в межпланетном пространстве должны быть ионизованы. Нейтрализация посредством перезарядки — это первый элементарный процесс, в котором участвует «солнечный» протон, попавший в земную атмосферу.

Какова дальнейшая судьба вторгшегося в земную атмосферу и нейтрализовавшегося на большой высоте протона — теперь уже атома водорода? В процессе перезарядки он практически не изменит свою огромную кинетическую энергию. Будучи нейтральным, атом водорода уже не будет двигаться по спирали вокруг магнитных силовых линий поля Земли. Однако по инерции он сохранит составляющую своего движения вдоль



Фиг. 4. Качественное представление эффективного сечения перезарядки иона как функции его энергии

силовых линий, двигаясь при этом поступательно. В процессе такого движения «бывший солнечный протон» будет испытывать с атомами и молекулами воздуха различного рода упругие и неупругие столкновения. Последние в ряде случаев будут приводить к ионизации водородного атома. Эффективное сечение ионизации водорода соударением с атомами для достаточно больших скоростей, согласно Бору [10], дается формулой

$$\sigma_e = \pi a_0^2 Z_1^2 \frac{V_0}{V}. \quad (3)$$

В области значений $2V_0 < V < 4 V_0$, $\sigma_e \propto V^{-1/2}$. При меньших скоростях σ_e растет с ростом V . Здесь мы впервые сталкиваемся с самой существенной особенностью неупругих столкновений между тяжелыми частицами. Как хорошо известно, при энергиях, хотя и во много раз больших потенциалов ионизации или возбуждения, но меньших некоторой критической «энергии активации», эффективные сечения неупругих соударений между тяжелыми частицами очень малы. Энергия активации тем больше, чем больше потенциал возбуждения или ионизации. Эти закономерности, повидимому, гораздо более существенны при возбуждениях, чем при ионизации. Например, при столкновениях ионов натрия с энергией от 300 до 3000 э. в. с атомами ртути возбуждаются уровни ртути с потенциалом возбуждения до 5 э. в., между тем как сами ионы натрия (потенциал возбуждения 32 э. в.) заметно не возбуждаются. Атомы водорода с энергией меньше 1000 э. в. легко возбуждают атомы натрия и калия (потенциал возбуждения около 2 э. в.), сами же, даже при гораздо больших энергиях, не возбуждаются. Однако и для ионизации, при скоростях водородных атомов, лежащих в интересующих нас интервалах, эффективные сечения будут иметь значения, гораздо меньшие, чем те, которые получаются в борновском приближении. Хотя экспериментальных данных об ионизации водородных атомов при медленных столкновениях пока нет, с точностью до множителя порядка 2—3, можно принять, что для $V \approx 1000$ км/сек, $\sigma_e \approx 10^{-17}$ см². Принятое значение в сотни раз меньше, чем эффективное сечение перезарядки; это значит, что, ионизовавшись, атом водорода практически мгновенно опять нейтрализуется. Полагая концентрацию молекул воздуха на уровне 110 км (обычная нижняя граница полярных сияний) равной $7 \cdot 10^{12}$ см⁻³ [12], найдем среднюю длину пробега нейтрального атома водорода (т. е. путь, проходимый от одной ионизации до следующей) равной $1,4 \times 10^4$ см. Принимая высоту однородной атмосферы на уровне 110 км, $L = 10$ км, найдем, что атом водорода солнечного происхождения, до того как он дойдет до уровня нижней границы полярных сияний, перезарядится 70 раз. Большую часть своего пути он будет нейтральным.

Однако, как правило, перезарядок с образованием возбужденных атомов водорода не будет. Для перезарядки с возбуждением в случае достаточно быстрого протона эффективное сечение σ_1 должно асимптотически приближаться к эффективному сечению рекомбинации свободного электрона на возбужденный уровень. Например, при возбуждении таким пу-

тем 3-го уровня атома водорода, исходного при излучении H_{α} , σ_1 будет в 27 раз меньше эффективного сечения с образованием невозбужденного атома водорода.

В случае сравнительно медленных протонов, который нас и интересует, нейтрализация с возбуждением также маловероятна, так как такой процесс эквивалентен неупругому удару с очень большим потенциалом возбуждения — в нашем случае около 12 э. в. Поэтому, вследствие отмеченной выше основной особенности неупругих столкновений между тяжелыми частицами, эффективное сечение такого процесса будет очень мало, вряд ли больше 10^{-17} см². Однако если бы «скрытая энергия возбуждения» при перезарядке не была бы такой большой, перезарядка с возбуждением вполне могла быть. В следующем параграфе мы на этом остановимся подробнее.

Легко видеть, что из находящихся в земной атмосфере атомов водорода солнечного происхождения относительное число протонов будет $\frac{\sigma_e}{\sigma_e + \sigma_c}$, а относительное число нейтральных атомов $\frac{\sigma_c}{\sigma_e + \sigma_c}$. Тогда отношение числа процессов возбуждения атомов водорода посредством перезарядки и возбуждения столкновением нейтрального атома водорода с частицами воздуха будет равно

$$\beta = \frac{\sigma_e}{\sigma_c} \cdot \frac{\sigma_1}{\sigma_2}, \quad (4)$$

где σ_2 — эффективное сечение возбуждения столкновением. Даже если $\sigma_2 = 10^{-18}$ см² (это значение, повидимому, преуменьшено), $\beta \ll 1$. Это как раз и означает, что механизм возбуждения водородных атомов посредством перезарядки («механизм в») не играет в полярных сияниях существенной роли.

Таким образом, мы пришли к заключению, что основным механизмом возбуждения водородных атомов в полярных сияниях должен быть неупругий удар между атомом водорода солнечного происхождения и частицами земной атмосферы. Как уже указывалось выше, эти атомы сохраняют направление первоначального движения «солнечных» протонов (т. е. по магнитным силовым линиям), вплоть до высот, соответствующим нижней границе полярных сияний. Следовательно, они должны сравнительно мало менять направление своего движения при упругих столкновениях с частицами земной атмосферы (иными словами, они должны сравнительно слабо рассеиваться). Это, несомненно, имеет место в действительности, так как вследствие своей большой (для упругих столкновений!) скорости, атомы водорода будут в результате каждого такого столкновения отклоняться на небольшой угол от направления первоначального движения, хотя масса протона значительно меньше массы молекул воздуха. При таких больших относительных скоростях упругие удары будут в значительной степени косыми. Если эффективное сечение упругого рассеяния будет 10^{-16} см² (при таких больших скоростях оно должно быть

меньшим) и если при каждом таком рассеянии атом водорода будет отклоняться, например, на 3° , то, учитывая беспорядочность таких столкновений, потребуется 400 столкновений, чтобы атом отклонился на $3^\circ \times \sqrt{400} = 60^\circ$, т. е. значительно изменил направление своего движения. За это время он вполне успеет проникнуть до уровня, соответствующего основанию обычных полярных сияний, не претерпев заметного отклонения.

Хотя эти расчеты и носят ориентировочный характер, они дают возможность понять, почему атомы водорода с известными из наблюдений скоростями порядка тысячи километров в секунду проходят, не испытывая значительного рассеяния, до высот 110—115 км. Это обстоятельство является наблюдаемым фактом, которого нельзя сейчас оспаривать, а можно пытаться только объяснить, что мы и делаем. Предположение о том, что водородные частицы, движущиеся по силовым линиям магнитного поля, суть протоны, которые «направляются» магнитным полем в промежутки времени между соударениями, совершенно не выдерживает критики. Это видно хотя бы из того, что на высотах 115—120 км длина свободного пробега будет около 2×10^3 см, в то время как радиус кривизны спирали, описываемой протоном в магнитном поле Земли, будет около 3×10^4 см. Это означает, что если бы упругие столкновения атомов водорода и молекул земной атмосферы сопровождалось значительными отклонениями, то и протоны на таких высотах никак не могли бы двигаться вдоль силовых линий магнитного поля Земли.

Как уже указывалось во введении, одной из основных трудностей теории полярных сияний является истолкование наблюдаемого факта сравнительно глубокого проникновения солнечных корпускул в земную атмосферу. Анализ, выполненный Бэйтсом [13], показывает, что протоны, движущиеся в земной атмосфере со скоростью 1000 км/сек, должны затормозиться на высотах свыше 200 км. К аналогичным результатам неоднократно приходили и другие авторы. Однако нам эти результаты представляются совершенно некорректными. Они получены экстраполяцией формулы Бете для потери энергии вследствие неупругих столкновений заряженной частицей, быстро движущейся через вещество. Как известно, эта формула получена в борновском приближении, поэтому совершенно недопустима ее экстраполяция на область малых энергий частиц, как это делали некоторые авторы. Тем более это недопустимо, если мы вспомним, что движется не заряженная частица, а нейтральный атом водорода. Для скоростей, соответствующих наблюдаемым скоростям солнечных корпускул, в процессах неупругих столкновений действуют совершенно специфические закономерности. Например, становится существенным наличие «энергии активации», быстро уменьшающей эффективные сечения неупругих столкновений при росте потенциалов возбуждения (ионизации), что ведет к резкому уменьшению энергетических потерь. Мы можем «солнечные» корпускулы в полярных сияниях уподобить частицам в камере Вильсона в конце их пробега, когда они перестают в заметной степени ионизовать и тем самым выходят из поля зрения экспериментатора.

Выше мы нашли, что число ионизаций (равное числу перезарядок), которые испытывают атом водорода солнечного происхождения, пока он дойдет до уровня 110 км, будет около 100. Такого же порядка будет и число ионизаций атомами водорода атмосферных атомов и молекул, так как потенциалы ионизации OI , N_2 и NI близки. Считая, что при каждом процессе ионизации теряется количество энергии, лишь немногим превышающее потенциал ионизаций (в отличие от ионизации быстрыми протонами, вследствие отмеченной выше специфики неупругих столкновений сравнительно медленных тяжелых частиц), найдем, что потери на ионизацию будут меньше 2000 э. в., т. е. для протона, движущегося со скоростью 1000 км/сек, не составят и половины первоначальной энергии. Потери на возбуждение будут еще меньше, так как эффективные сечения возбуждения будут не больше, чем ионизации (даже для самых низковольтных уровней, например 1D_2 кислорода), а энергия, теряемая при каждом элементарном процессе, будет в несколько раз меньше, чем при ионизациях.

Мыслимы еще энергетические потери при упругих столкновениях. Однако хорошо известно, что вероятность подобных процессов тем больше, чем меньше относительная потеря энергии ударяющей частицы.

Таким образом, учет особенностей столкновений атомов водорода (как упругих, так и неупругих), движущихся со скоростями около 1000 км/сек, позволяет непосредственно объяснить их проникновение в земную атмосферу вплоть до уровней 110—120 км. Именно на этих уровнях чаще всего наблюдаются полярные сияния. Однако необходимо заметить, что полярные сияния наблюдаются (правда, гораздо реже) и на более низких уровнях — до 70 км. Повидимому, в этом случае солнечные корпсускулы обладают гораздо большей энергией, чем «нормальные» корпсускулы, проникающие до уровней 110—120 км. В § 4 этот вопрос будет обсуждаться более подробно.

При истолковании наблюдаемых в полярных сияниях контуров линии H_α возникают две точки зрения: во-первых, как это полагает Мейнел [3], можно считать, что пучок очень быстрых, однородных по скорости протонов, попадая в земную атмосферу, непрерывно тормозится; во-вторых, можно полагать, что, попадая в земную атмосферу, корпсускулы имеют очень широкий спектр скоростей.

Первая точка зрения представляется нам неправильной. Легко показать, что при торможении максимальная интенсивность линии H_α соответствовала бы скорости, близкой к абсциссе максимума функции возбуждения при столкновении атома водорода с молекулами воздуха. Учитывая наличие энергии «активации» и большую величину потенциала возбуждения водорода, следует ожидать, что эта скорость никак не меньше 2500—3000 км/сек, т. е. гораздо больше полученной в [3]. Спектрограмма Гартлейна [4] непосредственно опровергает представление о торможении, так как на ней контур H_α имеет два максимума*. Это, разумеется, никак нельзя объяснить непрерывным торможением. Вывод о том, что

* Заметим, что и на спектрограмме Мейнела контур H_α имеет, повидимому, также два максимума, хотя второй максимум выражен слабо.

корпускулярные потоки, вылетающие из Солнца, имеют широкий спектр скоростей, принципиально важен.

Коль скоро механизм возбуждения бальмеровских линий в спектрах полярных сияний выяснен, можно попытаться оценить концентрацию атомов водорода солнечного происхождения по наблюдаемой интенсивности H_α . Имеем соотношение

$$I = \frac{h\nu}{4\pi} \int_{S_0}^{\infty} [H] [N] V \cdot \sigma_2 dS = \frac{h\nu}{4\pi} [\bar{H}] \bar{V} \cdot \bar{\sigma}_2 \int_{S_0}^{\infty} [N] dS, \quad (5)$$

где $[H]$ и $[N]$ — концентрации «солнечных» водородных атомов и молекул земной атмосферы соответственно; $h\nu$ — энергия кванта H_α ; σ_2 — эффективное сечение возбуждения атома водорода столкновением с молекулой земной атмосферы, которое мы примем равным $3 \cdot 10^{-18}$ см² — максимальному значению функции возбуждения 3-го уровня атома водорода электронным ударом. В действительности, в случае соударения с тяжелыми частицами σ_2 , повидимому, меньше. V — скорость атомов водорода, которую мы положим равной 1000 км/сек; S_0 — нижняя граница высоты свечения, для которой примем значение 115 км. Именно на такой высоте наблюдал полярное сияние Гартлейн, что следует из описания условий его наблюдений [4]. I — интенсивность H_α — мы примем равной $3 \cdot 10^{-4} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек. стерадиан}}$.

В [4] указывается, что интенсивность была примерно такая же, как и интенсивность запрещенной линии кислорода λ 6364, в то время как наблюдавшееся полярное сияние было умеренной интенсивности.

Полагая $\int [N] dS = 4 \cdot 10^{18}$ см⁻², найдем, что искомая концентрация водорода $[H] = 1$ см⁻³. Хотя эта оценка носит ориентировочный характер, порядок величины концентрации солнечных корпускул получается правильный. Необходимо заметить, что оптический метод определения концентрации геоактивных корпускул по наблюдаемым значениям интенсивности линии H_α в спектрах полярных сияний гораздо более точен, чем другие (например, по интенсивности магнитных возмущений, см. монографию Чепмена-Бартельса [14]). Уточнение значений эффективного сечения возбуждения 3-го уровня водородного атома столкновениями с молекулами воздуха (что можно сделать в лабораторных условиях) и измерение абсолютных значений интенсивности для конкретных сияний позволят совершенно уверенно определять точную величину $[H]$ для различных сияний. Это может иметь большое геофизическое значение.

Количество энергии, попадающей с потоком солнечных протонов в земную атмосферу за единицу времени через единичную площадку, будет, очевидно, равно

$$\varepsilon = \frac{mV^3 [H]}{2} \approx 1 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}},$$

где мы положили $V = 10^8$ см/сек, $[H] = 1$ см⁻³, что соответствует, как уже упоминалось, полярному сиянию умеренной интенсивности. Положим теперь, что в световую энергию переходит 10% энергии потока.

Согласно Родионову [15], основное количество излучения полярных сияний приходится на близкую инфракрасную часть спектра, интенсивность которой, согласно [15], в 20—30 раз больше, чем в зеленой линии, и будет для полярных сияний умеренной интенсивности порядка $5 \cdot 10^{-2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек} \cdot \text{стерадиан}}$.

Тогда поток всех видов излучений полярного сияния умеренной интенсивности будет порядка $\frac{0,1 \text{ эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}$, т. е. достаточно близок к 10% от E .

Этот расчет наглядно доказывает, что источником свечения полярных сияний является кинетическая энергия частиц в потоке.

Естественно ожидать, что наряду с водородом в земную атмосферу вторгаются и другие атомы солнечного происхождения. Согласно исследованиям Мустеля [16], в солнечных корпускулярных потоках должны присутствовать ионы кальция, концентрация которых должна составлять не меньше нескольких процентов от концентрации протонов. Эти ионы, так же как и протоны, в земной атмосфере должны быстро нейтрализоваться. Учитывая низкий потенциал возбуждения резонансной линии кальция $\lambda 4226,7$, что особенно существенно при соударениях с тяжелыми частицами, следовало бы ожидать наличия кальциевой эмиссии в спектре полярных сияний, по интенсивности в несколько раз меньшей, чем H_{α} , но все же наблюдаемой.

Действительно, согласно теории выбрасывания геоактивных корпускул из Солнца, развитой Мустелем [16], ионы кальция, выбрасываемые из активных областей Солнца под действием селективного светового давления, увлекают с собой каждый по несколько десятков протонов. Следовательно, в земной атмосфере концентрация быстрых атомов кальция солнечного происхождения должна составлять во всяком случае несколько процентов от концентрации атомов водорода солнечного происхождения. Так как: а) потенциал возбуждения линии $\lambda 4226,7$ около 3 э. в. (т. е. гораздо меньше, чем у H_{α}); б) эта линия является резонансной и в) кинетическая энергия, приходящаяся на один атом кальция, очень велика — эффективное сечение возбуждения ее соударениями с молекулами атмосферы должно быть, во всяком случае, в несколько раз больше, чем у H_{α} . В спектре полярных сияний наблюдаются две линии: $\lambda 4226,3$ и $\lambda 4218$. По Вегарду, первая отождествляется с blendой двух линий, принадлежащих ионизированному и нейтральному атомарному азоту. Однако это отождествление весьма сомнительно. Как это следует из анализа спектров полярных сияний в инфракрасной области, в спектре полярных сияний линий NII вообще нет, а линия NI $\lambda 4224,7$ должна быть очень слабой. Не исключено, что линия $\lambda 4226,3$ является резонансной линией кальция, наблюдавшейся несмещенной в магнитном горизонте. Другую линию, $\lambda 4218$, Вегард отождествляет с полосой Вегарда—Каплана (0,12). Это отождествление, повидимому, также неправильно. Обращает внимание, что в спектре полярных сияний эта линия гораздо интенсивнее других полос Вегарда—Каплана, между тем как в спектре ночного неба этой полосы совсем нет. Возможно, что в этом случае наблюдалась резонансная линия кальция в магнитном зените, отчего длина волны ее сместилась

в фиолетовый конец. Как известно, у кальция есть еще более низкий уровень, исходный при излучении интеркомбинационной линии λ 6572,8. Однако сила осциллятора у этой линии очень мала. Согласно Прокофьеву [17], она меньше чем $3 \cdot 10^{-5}$. Эта линия будет гаситься ударами второго рода. Другие уровни имеют более высокий потенциал возбуждения и, кроме того, не являются резонансными, что при всех условиях уменьшает эффективное сечение возбуждения. При соударениях с молекулами воздуха они будут возбуждаться гораздо реже. Необходимость наличия достаточного числа атомов кальция в потоке солнечных корпускул, вторгающихся в земную атмосферу, видна еще из следующего обстоятельства. Угловое расстояние зоны максимальной встречаемости полярных сияний от магнитного полюса зависит, согласно теории Штермера, от удельного заряда и от скорости ионов. Расчеты показывают, что для протонов, движущихся со скоростями 1000 и 2500 км/сек, радиус зоны максимальной встречаемости полярных сияний составит $6^{\circ}8'$ и $8^{\circ}6'$ соответственно. Только протоны с энергией в 50 млн. э. в. будут отклоняться магнитным полем земли на 22° , что близко к наблюдаемому значению углового радиуса зоны полярных сияний. Ионы же кальция, движущиеся со скоростями 1500—2000 км/сек, будут отклоняться магнитным полем земли на нужную величину. Так как кинетическая энергия корпускул в потоке есть источник свечения полярных сияний, то наблюдаемое географическое распределение полярных сияний указывает, что основным носителем энергии в корпускулярном потоке являются не протоны, а более тяжелые частицы: по видимому, ионы кальция. Учитывая, что масса каждого атома кальция в 40 раз больше массы каждого атома водорода, найдем, что концентрация атомов кальция в потоке должна составлять не меньше 5—10% концентрации атомов водорода, что находится в согласии с результатами Э. Р. Мустеля, которые мы использовали выше.

Представляется достаточно обоснованным, что полярные сияния, которые чаще всего наблюдаются около магнитных полюсов, обязаны своим происхождением протонной компоненте корпускулярных потоков.

Окончательное решение вопроса о наличии кальциевой эмиссии в спектрах полярных сияний требует, очевидно, специальных экспериментальных исследований.

§ 3. О МЕХАНИЗМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ СВЕЧЕНИЯ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

Анализ относительных интенсивностей различных линий и полос в спектрах полярных сияний показывает, что преимущественно возбуждаются уровни с небольшим потенциалом возбуждения. В частности, если учесть большую продолжительность жизни атома кислорода в метастабильном состоянии 1D_2 (исходном при излучении линий $\lambda\lambda$ 6300—6363), вследствие чего удары второго рода становятся весьма эффективными, то число возбуждений уровня 1D_2 будет значительно больше числа возбуждений уровня 1S_0 (исходного при излучении линии λ 5577). Это особенно ясно

видно в случае спектров полярных сияний больших высот, где роль ударов второго рода, повидимому, уже незначительна. В этих спектрах доминирует красная линия. Приведем другой пример: интенсивность полос первой положительной системы молекулы азота (потенциал возбуждения 7,35 э. в.) всегда больше, чем второй (потенциал возбуждения 10,96 э. в.).

К этим хорошо известным примерам необходимо добавить еще один. Как это следует из анализа спектра полярных сияний в близкой инфракрасной области, полученного Петри [5] и Мейнелом [6], в полярных сияниях не возбуждаются уровни атомарных кислорода и азота с потенциалом возбуждения, превышающим 12 э. в. Из разрешенных линий кислорода присутствуют только две инфракрасные линии $\lambda\lambda$ 7772 и 8446, у которых потенциалы возбуждения наименьшие (10,69 и 10,94 э. в. соответственно)*.

Линии $\lambda\lambda$ 6454 и 7254,5 с несколько большими значениями потенциалов возбуждения, согласно [6], в спектре полярных сияний отсутствуют. Интересно, что *подряд* возбуждаются два разрешенных уровня с самыми низкими потенциалами возбуждения, которые только есть у атома кислорода. Граница, до которой возбуждаются кислородные уровни, довольно резка.

Хотя линии атомарного азота в инфракрасном спектре полярных сияний в значительной степени блендированы, совершенно аналогичная картина наблюдается и в этом случае. Согласно Мейнелу [6], линия атомарного азота λ 8216 (потенциал возбуждения 11,8 э. в.) присутствует в спектрах полярных сияний, между тем как линии $\lambda\lambda$ 7423, 7442 и 7468 с несколько большими потенциалами возбуждения отсутствуют. Весьма вероятно присутствие линии λ 8680 (потенциал возбуждения около 11,8 э. в.). Следовательно, и в случае атомарного азота подряд возбуждаются два самых низких уровня.

Как известно, Вегард отождествил 30 слабых эмиссий в более коротковолновой части спектра с различными разрешенными переходами OI, 17 слабых эмиссий — с NI и большое число эмиссий с различными переходами OII, OIII, NII и NIII. Бэйтс, Мэсси и Пирс [1] указали на сомнительность этого отождествления. Совершенно непонятно, почему слабые линии указанных атомов присутствуют, а очень сильные, как, например, OI $\lambda\lambda$ 3947, 6046, 4233, NI $\lambda\lambda$ 4110, 4151, 4358 и т. д., отсутствуют.

* Обе эти линии уверенно отождествляются на спектрограммах как Петри, так и Мейнела. Кроме того, Мейнел отождествляет слабую эмиссию у λ 7992 с переходом $^3P-^3D^o$ кислорода. Потенциал возбуждения у этой линии заметно больше — 12,5 э. в. Следующие уровни $^3S^o$, как отмечает Мейнел, не возбуждаются. Неясно, почему на спектрограмме Мейнела нет линии λ 6525, потенциал возбуждения которой 12,2 э. в. Вряд ли эта линия может блендироваться полосой (7,4) λ 6515 1-й положительной системы азота. Поэтому мы ставим под сомнение отождествление указанной линии. Нужно, однако, иметь в виду, что Мейнел наблюдал исключительно сильное полярное сияние, где условия возбуждения могли быть необычны.

Учитывая последние исследования в инфракрасной части спектра полярных сияний, эта трудность устраняется самым радикальным образом. Отождествление Вегардом слабых эмиссий полярных сияний в видимой части спектра с линиями OI , NI и т. д. полностью неверно*. В условиях полярных сияний возбуждаются только самые низковольтные разрешенные уровни, при переходах с которых и излучаются линии, расположенные в близкой инфракрасной части спектра. Никакого излучения ионизованных атомов кислорода и азота в спектре полярных сияний не наблюдается.

Однако представление о том, что в полярных сияниях преимущественно возбуждаются низковольтные уровни, находится в резком противоречии с наблюдаемой большой интенсивностью полос отрицательной системы молекулы азота, а также вновь открытой системы $A^2\Pi - X^2\Sigma$ той же молекулы. Большинство исследователей считает, что отрицательная система полос (принадлежащая ионизованной молекуле азота) возбуждается из основного состояния нейтральной молекулы азота посредством электронного удара [1]. В этом случае потенциал возбуждения будет 18,66 э. в., т. е. значительно больше потенциала возбуждения второй положительной системы полос молекулы азота, хотя последняя относительно слаба. Другого мнения держатся Свингс [2] и Мейнел [6], которые считают, что отрицательная система возбуждается электронным ударом с ионизованной молекулой азота.

Рассмотрим сначала первый механизм возбуждения. Существующие теории свечения полярных сияний — Вегарда [18], Митра [19] и пр. — предполагают, что основным процессом возбуждения в полярных сияниях являются неупругие столкновения свободных электронов с молекулами азота. Не может быть и речи о том, чтобы эти электроны являлись первичными, «солнечными» корпускулами — они бы затормозились еще в самых верхних слоях земной атмосферы [13]. Даже если бы этого торможения не было, то при скорости 1000 км/сек (такая скорость следует из наблюдаемого запаздывания полярных сияний по отношению к возмущающим солнечным явлениям) их энергия (около 2,8 э. в.) была бы совершенно недостаточна. Если же эти электроны — продукты ионизации воздуха первичными тяжелыми «солнечными» корпускулами (например, протонами), то их энергия будет также недостаточна. Как известно, вторичный электрон, образовавшийся при столкновении молекулы воздуха с тяжелой частицей, должен иметь скорость, не превышающую удвоенную скорость ударяющей тяжелой частицы. Если, например, скорость атома водорода солнечного происхождения будет 1000 км/сек (это — весьма вероятное значение, см. работу Гартлейна [4]), то энергия вторичного электрона будет заведомо меньше 11 э. в. Полностью опровергает гипотезу о возбуждении отрицательной системы электронным ударом с нейтраль-

* За одним возможным исключением λ 4182 $^3S^o - ^3P$, потенциал возбуждения около 12,5 э. в. Эта линия должна присутствовать в спектре сильных полярных сияний, если отождествление Мейнелом линий λ 7992 правильно.

ной молекулой азота наблюдаемый факт отсутствия разрешенных линий кислорода и азота с потенциалом возбуждения больше 12 э. в. — нельзя себе представить, чтобы уровень с энергией 18,66 э. в. интенсивно возбуждался, а огромное число уровней N и O с гораздо меньшими потенциалами возбуждения совершенно не возбуждалось.

Гипотеза о возбуждении систем $A^2\Sigma - X^2\Sigma$ (отрицательная) и $A^2\Pi - X^2\Sigma$ (мейнеловская) соударениями свободных электронов с ионизованными молекулами также не выдерживает критики. Это можно показать, если исследовать ионизацию в полярных сияниях. В предыдущем параграфе мы вычислили концентрацию $[H]$ водородных атомов солнечного происхождения по наблюдаемой интенсивности линии H_α в спектре полярных сияний. Количество энергии, которое вместе с этими частицами поступает через единичную площадку земной атмосферы за единицу времени, будет равно $\frac{1}{2}m[H]V^3$, где V — скорость корпускул. Полагая, что вся эта энергия тратится на ионизацию атомов и молекул земной атмосферы, и считая, что на единичный акт ионизации тратится в среднем $\bar{\chi}$ в, мы легко найдем верхнюю границу для среднего числа пар ионов, образующегося в единице объема за единицу времени:

$$J = \frac{m \cdot [H] \cdot V^3}{2\bar{\chi} \cdot L}, \quad (6)$$

где L — высота однородной атмосферы над нижним уровнем полярного сияния. Если $[H] = 1 \text{ см}^{-3}$, $V = 1000 \text{ км/сек}$, $\bar{\chi} = 20 \text{ э. в.}$, $L = 10 \text{ км}$, то $J = 10^4 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$. Если α — коэффициент рекомбинации, то электронная концентрация при ионизационном равновесии будет: $n_e = \sqrt{J/\alpha}$. Полагая, что $\alpha = 10^{-9} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$ (эмпирическое значение для слоя E ночью), найдем, что $n_e = 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Заметим, что ионизационное равновесие достигается довольно быстро — через несколько минут.

Проследим за судьбой этих вторичных электронов, энергии которых лежат в пределах 1—12 э. в. Они будут испытывать различного рода столкновения с атмосферными частицами, вследствие которых их энергия будет уменьшаться.

Упругие столкновения с атомами и молекулами атмосферы совершенно неэффективны из-за большого различия в массах электронов и тяжелых частиц. Как известно, при таких столкновениях максимальная доля энергии, которую легкая частица может передать тяжелой, равна $\frac{4m_1}{M}$, где m_1 — масса электрона; M — молекулы. Например, при столкновении с молекулой азота электрон может ей передать не больше чем $7 \cdot 10^{-5}$ своей энергии. Электрону требуется около 10 000 упругих столкновений, чтобы передать молекулам и атомам атмосферы свою энергию. Между тем достаточно одного неупругого столкновения электрона с атомом или молекулой, чтобы он потерял значительную долю своей энергии.

Так как концентрация ионизованных молекул азота не может превосходить концентрацию свободных электронов, то $[N_2^+] < 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. Если считать, что эффективные сечения возбуждений электронным ударом

уровней 1S_0 атома кислорода и уровня $A^2\Sigma$ молекулы N_2^+ равны, то отношение интенсивностей линий λ 5577 и полосы λ 3914 будет равно

$$\frac{I_{5577}}{I_{3914}} = \frac{[O]}{[N_2^+]} \cdot \frac{A_{21} 3914}{\nu_{ст} 5577}, \quad (7)$$

где A_{21} — вероятность перехода запрещенной линии λ 5577,
 ν — частота гасящих столкновений.

Так как на таких высотах кислород, даже в отсутствие сияния, уже полностью диссоциирован, то если полная концентрация атмосферных частиц равна $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, концентрация атомов кислорода будет $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Даже если $A_{21}/\nu_{ст} = \frac{1}{100}$ (что очень маловероятно для таких высот, см. [2]), то и тогда интенсивность зеленой линии должна была быть в 10^4 раз больше, чем полосы λ 3914, между тем как, согласно наблюдениям, обе эти эмиссии имеют одинаковый порядок интенсивности.

Мы можем оценить эффективность обсуждаемого механизма возбуждения N_2^+ еще и другим методом. Как уже указывалось выше, вновь образуемые, достаточно быстрые вторичные электроны будут терять энергию, в основном, из-за неупругих столкновений. Если эффективное сечение таких столкновений 10^{-17} см^2 , то «время релаксации» τ вторичного электрона, определяемое как время, в течение которого он потеряет почти всю свою энергию, при концентрации молекул атмосферы, равной $6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, будет порядка 10^{-4} сек. Следовательно, концентрация быстрых вторичных электронов будет порядка $J \cdot \tau \approx 1 \text{ см}^{-3}$, т. е. того же порядка, что и концентрация первичных тяжелых частиц. Так как концентрация ионов N_2^+ должна быть меньше, чем n_e , то число возбуждений отрицательной системы столкновениями электронов и ионов в единичном столбе за единицу времени будет: $J \cdot \tau \cdot N_2^+ \cdot V \cdot \sigma L \leq 3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, в то время как, согласно наблюдениям, эта величина больше $10^9 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Очевидно, столкновения первичных тяжелых корпускул с ионами также неэффективны. Что касается столкновений этих корпускул с нейтральными молекулами N_2 , то это процесс имеет малое эффективное сечение, так как энергия возбуждения очень велика. Известно, что при столкновениях тяжелых частиц преимущественно возбуждаются уровни с небольшим потенциалом возбуждения.

Следовательно, можно констатировать, что все предложенные механизмы возбуждения отрицательной системы молекулы азота в полярных сияниях оказались несостоятельными.

Как нам представляется, естественно связать аномальное поведение отрицательной системы (а также новой системы Мейнела) с тем обстоятельством, что она является единственной эмиссией, принадлежащей ионизованным частицам. Это заставляет предполагать существование некоторого селективного механизма возбуждения, связанного с ионизацией молекулы азота. Повидимому, единственным мыслимым элементарным процессом является перезарядка первичного протона (или, возможно, ионизованного атома гелия), в процессе которой образуется возбужденная ионизованная молекула азота, т. е. реакции типа

$$\text{H}^+ + \text{N}_2 (X^1\Sigma) = \text{H} + \text{N}_2^+ (A^2\Sigma) - 5.12 \text{ э. в.}; \quad (8a)$$

$$\text{H}^+ + \text{N}_2 (X^1\Sigma) = \text{H} + \text{N}_2^+ (A^2\Pi) - 3.32 \text{ э. в.}; \quad (8б)$$

$$\text{He}^+ + \text{N}_2 (X^1\Sigma) = \text{He} + \text{N}_2 (A^2\Sigma) + 5.81 \text{ э. в.} \quad (8в)$$

В § 2 мы обсуждали возможность перезарядки с образованием возбужденных атомов водорода. Мы тогда пришли к выводу, что этот процесс, повидимому, мало эффективен, так как требуется возбуждение очень высоковольтного уровня водорода. Однако в случае, когда в процессе перезарядки будут возбуждаться ионы молекулы азота, энергетические соотношения становятся гораздо более благоприятными. В случае перезарядки протона требуемый избыток энергии (сравнительно небольшой) должен браться из кинетической энергии протона. Заметим, что перезарядка протонов в аргоне, требующая добавочной энергии 2,2 э. в., наблюдалась Гольдманом [9].

Эффективное сечение для интересующих нас скоростей протонов было очень велико — около $2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. Повидимому, эффективное сечение процессов (8) не меньше 10^{-16} см^2 .

При реакции типа (8) уровень $A^2\Pi$, исходный при излучении новой системы Мейнела, будет возбуждаться значительно чаще, чем уровень $A^2\Sigma$, исходный при излучении отрицательной системы. Это и подтверждается наблюдениями [6].

На своем пути через атмосферу протон, как мы видели, будет перезаряжаться около сотни раз, причем каждый раз, с определенной вероятностью, будет иметь место одна из реакций (8). Следовательно, возбужденные молекулы N^+ будут образовываться на всех уровнях. Число ионов N_2^+ в возбужденном состоянии $A^2\Sigma$, образующихся в столбе единичного сечения за единицу времени, будет равно

$$\bar{Z} = [H] \cdot V \cdot Q \frac{\sigma_0}{\Sigma\sigma}, \quad (9)$$

где Q — число перезарядок;

σ_0 — эффективное сечение перезарядок с образованием возбужденной молекулы N_2^+ ;

$\Sigma\sigma$ — сумма всех других эффективных сечений перезарядки.

Очевидно, $\bar{Z}$ есть также число излученных фотонов отрицательной и мейнеловской систем в указанном столбе. Даже если отношение $\frac{\sigma_0}{\Sigma\sigma} = 1/10$, $\bar{Z}$ будет порядка $10^9 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, что близко к наблюдаемой величине интенсивности полос отрицательной системы для полярных сияний умеренной яркости.

Вообще говоря, можно было бы ожидать перезарядки с атомами кислорода с образованием ионизованных и возбужденных атомов кислорода. При этом могли бы излучаться запрещенные линии $\lambda\lambda 3727$ и 7330 . Однако ничтожно малая вероятность переходов делает удары второго рода очень эффективными; интенсивность этих линий будет совершенно

ничтожна. Разрешенные же линии OII имеют очень высокий потенциал возбуждения*.

Таким образом, явление перезарядки первичных корпускул в земной атмосфере может объяснить аномально большую интенсивность полос отрицательной и мейнеловской систем N_2^+ в спектрах полярных сияний. Другие полосы и линии будут возбуждаться либо соударениями с тяжелыми первичными частицами либо со вторичными электронами. Так как энергия последних сравнительно невелика, то они, в основном, будут возбуждать низковольтные метастабильные уровни кислорода и азота. С другой стороны, при столкновениях с тяжелыми частицами также будут более часто возбуждаться уровни с более низким потенциалом возбуждения из-за наличия в этом случае «энергии активации».

Развитые представления позволяют уяснить основные закономерности спектров полярных сияний — преимущественное возбуждение низковольтных уровней и аномальное поведение отрицательной системы полос молекулы азота.

Другие закономерности, отмеченные Свингсом (см. § 1), также могут найти естественное объяснение. Например, то обстоятельство, что отношение интенсивностей зеленой линии $\lambda 5577$ и полос отрицательной системы убывает с высотой, можно объяснить торможением первичных частиц в атмосфере. При этом должна уменьшаться вероятность перезарядки протонов с образованием возбужденных молекул N_2^+ , так как реакция (8) требует энергии активации. Одновременно это может означать, что удары второго рода, начиная с высоты 120 км, становятся уже неэффективными для разрушения метастабильного уровня 1S_0 атома OI . В противном случае интенсивность зеленой линии быстро росла бы с высотой. Заметим, что при концентрации частиц $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (что соответствует высоте около 120 км) и эффективном сечении ударов второго рода 10^{-16} см^2 , $A_{21} \approx \nu_{ст}$.

Та же причина усиливает полосы второй положительной системы молекулы азота по сравнению с полосами первой положительной системы по мере роста высоты. При торможении первичных частиц и вторичные электроны также, в среднем, будут иметь меньшие энергии (это справедливо для тех сравнительно небольших интервалов значений энергии первичных частиц, которые имеют место в случае полярных сияний). В этом случае уровень, исходный при излучении второй положительной системы

* Совсем недавно, Дальштрем и Хунтен обнаружили в нижней части полярных сияний типа В весьма интенсивную эмиссию, отождествленную ими с полосами первой отрицательной системы молекулы O_2^+ [31]. Согласно [31] полоса (0, 0) этой системы имеет $\lambda = 6026 \text{ \AA}$.

Таким образом, наряду еще одна весьма интенсивная эмиссия, принадлежащая ионизованной молекуле. Как нам представляется, эта эмиссия также возбуждается перезарядкой. Редкость полярных сияний типа В можно связать с тем обстоятельством, что далеко не всегда частицы солнечного происхождения могут проникнуть в область атмосферы, где кислород еще не диссоциирован, и при этом сохранить достаточное количество кинетической энергии.

(потенциал возбуждения $\chi = 11$ э. в.), будет с ростом высоты возбуждаться относительно чаще, чем уровень, исходный при излучении первой положительной системы ($\chi = 7,4$ э. в.).

То обстоятельство, что первая положительная система усиливается в нижней части полярных сияний, также должно следовать из развитых выше соображений. Она должна быть в нижней части сияния более интенсивна, чем другие полосы молекулы азота (см. выше). Запрещенные линии кислорода, начиная с некоторой высоты и ниже, должны иметь, примерно, постоянную интенсивность. Для зеленой линии этот уровень, определяемый условием равенства вероятности ударов второго рода b_{21} вероятности спонтанного перехода, повидимому, около 115—120 км, для красной — около 300 км, так как у нее вероятность перехода гораздо меньше. В самом деле, считая, что эти линии возбуждаются электронным ударом, имеем выражение для излучательной способности единицы объема:

$$I = n_e [O] \cdot b_{12} \frac{A_{21}}{\nu_{ст}} \approx n_e \frac{[O]}{[N]} \frac{b_{12}}{b_{21}} = \text{const}, \quad (10)$$

где b_{12} — вероятность удара первого рода;

$[O]$ — концентрация атомов кислорода;

$[N]$ — концентрация гасящих частиц.

Между тем, полосы первой положительной системы разрешены, и их интенсивность будет пропорциональна концентрации молекул азота в атмосфере. Таким образом, в нижних частях полярных сияний создаются благоприятные условия для усиления красных и инфракрасных полос первой положительной системы.

Очень интересны полярные сияния типа А. В них на всем протяжении доминирует красная линия λ 6300. Повидимому, в этом случае большая часть первичных корпускул имеет сравнительно небольшие энергии. Поэтому как эти частицы, так и вторичные электроны, порожденные ими, могут возбуждать главным образом уровень 1D_2 , исходный при излучении красной линии, у которого потенциал возбуждения достаточно низок — 1,96 э. в. Интересно было бы провести специальные исследования для проверки нашего вывода о медленности большинства первичных корпускул в полярных сияниях этого типа.

§ 4. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ

В этом параграфе мы рассмотрим некоторые общие вопросы теоретического характера, возникающие при изучении природы полярных сияний. Эти вопросы не связаны или очень слабо связаны с механизмом свечения полярных сияний, обсуждавшимся в предыдущих параграфах. Они также мало связаны друг с другом. Сама по себе каждая из затронутых ниже проблем могла бы быть предметом обширного исследования. Мы, однако, не будем вдаваться в детали обсуждаемых вопросов и ограничимся только самым предварительным анализом.

Ниже мы обсудим следующие три проблемы:

1. Влияют ли вторжения солнечных корпускул в земную атмосферу на химический состав последней?

2. Как объяснить проникновение некоторых корпускулярных потоков на высоты 70—80 км?

3. Какова кинетическая температура полярных сияний?

1. Причиной, побудившей Вегарда так настойчиво искать водородное излучение в полярных сияниях, как известно, было его убеждение в солнечном происхождении водорода, входящего в материю серебристых облаков. Недавнее отождествление мощного инфракрасного излучения ночного неба с вращательно-колебательным спектром молекулы гидроксила (см. [20], [24]) дало возможность определить число атомов водорода в верхних слоях земной атмосферы ([22], [23]). Из наблюдаемой интенсивности инфракрасного излучения ночного неба следует, что число атомов водорода в столбе единичного сечения с основанием у нижней границы светящейся области (70—90 км, [24]) около $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, что дает концентрацию водородных атомов на этих высотах $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Это составляет $10^{-4} - 10^{-5}$ от концентрации молекул всех сортов на высоте 70—90 км.

Представление о том, что водород на такие большие высоты заносится снизу, в виде молекул водяного пара, которые на некоторой высоте начинают под действием солнечного излучения диссоциироваться [12], наталкивается на значительные трудности. Например, очень трудно понять, как водяные пары могли «пробиться» через нижележащие области атмосферы, где температура очень низка? Можно ли считать, что водород на уровне 70—90 км (где локализовано инфракрасное излучение, см. [24]) образовался за счет вторжений в земную атмосферу солнечных протонов?

Мы оценим среднюю (за достаточно большой промежуток времени) величину потока водородных корпускул на среднюю единицу поверхности Земли. Известно, что полярные сияния очень часты в зоне, отстоящей на угол $\varphi = 23^\circ$ от магнитного полюса. Там они наблюдаются почти ежедневно. Примем, что корпускулы вторгаются *только* в эти две зоны (соответственно, в северном и южном полушариях), причем ширина каждой зоны пусть будет 300 км. Тогда, как легко подсчитать, площадь этих зон будет около $1/50$ площади земного шара. Положим, что для каждой точки этих зон на каждые 20 произвольно выбранных единиц времени одна единица падает на сияния. Тогда, полагая, что для среднего полярного сияния концентрация солнечных корпускул равна 1 см^{-3} , а их скорость 10^8 см/сек , найдем средний поток корпускул на землю

$$L_1 = 10^8 \cdot \frac{1}{50} \cdot \frac{1}{20} = 10^5 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}.$$

Важно заметить, что в области, где происходит полярное сияние, за время его длительности концентрация водородных атомов увеличится на количество

$$\Delta [H] = \frac{[H] \cdot V \cdot t}{L} = 10^8 \frac{t}{L},$$

где L — высота однородной атмосферы;
 t — продолжительность одного сияния.

Даже полагая $t = 10^5$ сек, найдем, что $\Delta [H] \approx 10^7 \text{ см}^{-3}$, т. е. значительно меньше, чем концентрация водородных атомов в этих слоях земной атмосферы до полярного сияния, как она получается из анализа интенсивности гидроксильного излучения ночного неба. Это означает, что *одно* корпускулярное вторжение, если оно не исключительно мощно, не меняет заметным образом водородное содержание земной атмосферы в области сияния.

Какова судьба вторгшихся корпускул? Если бы не действовали никакие механизмы, ведущие к удалению водородных атомов из земной атмосферы, то за несколько тысяч лет корпускулярные потоки принесли бы в земную атмосферу наблюдаемое в настоящее время число водородных атомов. За $3 \cdot 10^9$ лет число водородных атомов в земной атмосфере увеличилось бы до 10^{22} см^{-2} , т. е. примерно $1/1000$ от всех молекул, имеющих в настоящее время в земной атмосфере. Однако имеются два фактора, ограничивающих непрерывный рост водородного содержания земной атмосферы: во-первых, диффузия водородных атомов в нижние слои атмосферы с последующим «оседанием» их на поверхности гидросферы и литосферы; во-вторых, термическая диссипация легких водородных атомов в межпланетное пространство. Процесс диффузии в нижние слои будет происходить медленно сравнительно с диффузией в направлении, параллельном поверхности земли, так как плотность атмосферы быстро растет по мере уменьшения высоты. Этот эффект, повидимому, вызовет постепенное «растекание» водородных атомов от полярных областей к экваториальным.

Как нам представляется, более существенной является термическая диссипация. Если это так, то должно установиться в среднем для земной атмосферы динамическое равновесие между числом вторгающихся в земную атмосферу водородных атомов солнечного происхождения и числом диссипирующих водородных атомов.

Поток диссипирующих водородных атомов с единицы поверхности земной атмосферы за единицу времени равен [25]

$$L_2 = C \cdot \frac{GmM}{V6\pi kTR} \cdot n_e e^{-\frac{GmM}{kTR}} \left(1 + \frac{kTR}{GmM}\right), \quad (11)$$

где C — средняя квадратичная скорость атомов водорода на уровне диссипации, характеризуемого радиусом R , температурой (кинетической) T и концентрацией атомов водорода n_e ;

m — масса атома водорода;

M — масса земли;

G — гравитационная постоянная.

На уровне диссипации полная концентрация частиц n должна быть порядка 10^7 см^{-3} [26].

Можно считать, что конвективное перемешивание обеспечивает постоянство химического состава атмосферы вплоть до уровня диссипации. Тогда $n_c \approx 10^{-5} n = 10^2 \text{ см}^{-3}$.

Считая кинетическую температуру на уровне диссипации равной 1500° (см. [2]), найдем, что $L_2 \approx 10^5 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, т. е. того же порядка что, L_1 .

Это значит, что наблюдаемую среднюю в земной атмосфере концентрацию атомов водорода мы можем рассматривать как результат динамического равновесия между вторгающимися в земную атмосферу потоками солнечных протонов и термической диссипацией водородных атомов. Необходимо, однако, отметить, что наши расчеты очень грубы и результат следует рассматривать лишь как предварительный.

2. В § 2 мы объяснили проникновение солнечных корпускул до высот 110—120 км, на которых чаще всего наблюдаются полярные сияния, особенностями столкновений между тяжелыми частицами сравнительно небольшой энергии. Иногда, однако, сияния наблюдаются на значительно меньших высотах, именно 70—80 км, где концентрация атмосферных молекул порядка 10^{15} см^{-3} , т. е. в сотни раз больше, чем на высоте 115 км. Согласно Хопфилду [27], эквивалентная толщина воздуха над уровнем 72 км равна 100 см при нормальных условиях. Можно показать, что даже ионы Ca^+ , движущиеся со скоростью $2 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$, пройдут только через слой воздуха толщиной в несколько десятых сантиметра при нормальных условиях.

Повидимому, эта трудность может быть устранена только при одном из двух предположений. Во-первых, мы могли бы считать, что во время полярных сияний каким-то образом происходит мощный электрический разряд, пробивающий сравнительно плотные слои атмосферы на таких больших высотах. Во-вторых, мы можем принять, что корпускулы, попадающие во время «низких» сияний в земную атмосферу, имеют значительно большую энергию, чем те, которые присутствуют во время полярных сияний нормального типа (т. е. таких сияний, которые происходят на высотах 110—120 км). Что касается первой возможности, то необходимо отметить следующее. Из-за своей сравнительно большой электропроводности верхние слои земной атмосферы являются типичной плазмой. Хорошо известно, что в плазме никаких, сколь-нибудь значительных макроскопических электрических полей быть не может. В ней могут быть только беспорядочно меняющиеся в пространстве и во времени микрополя. Следовательно, остается только вторая возможность.

Согласно [13], для того чтобы достигнуть слоев земной атмосферы на высоте 70 км, протон должен обладать энергией порядка 10^6 э. в. Можно мыслить себе две причины происхождения столь быстрых протонов: во-первых, можно считать, что протоны, выброшенные из Солнца с нормальными скоростями порядка 10^8 см/сек и с энергией около 5000 э. в., каким-то образом ускоряются недалеко от земли, причем существенную роль здесь играет магнитное поле земли; во-вторых, можно считать, что временами само Солнце выбрасывает весьма быстрее протоны.

Идею об ускорении магнитным полем земли заряженных солнечных корпускул уже выдвигали некоторые исследователи [28]. При этом они ставили своей задачей объяснить таким образом большую проникающую способность геоактивных корпускул. Нам, однако, эта гипотеза представляется неправильной. Во-первых, очень трудно понять, почему этот механизм, связанный только с одним фактором — магнитным полем земли, иногда работает, иногда нет. Ведь нормально солнечные корпускулы проникают только до высот 110—120 км, а для объяснения такого проникновения никакого ускоряющего механизма не требуется (см. § 2). Прямые наблюдения над доплеровским смещением линии H_{α} в спектрах полярных сияний доказывают, что скорости корпускул сравнительно невелики. Во-вторых, совершенно непонятен механизм такого ускорения. Единственный приемлемый механизм — это механизм космического индукционного ускорителя, теорию которого, применительно к проблеме происхождения космических лучей, разрабатывал Терлецкий [29]. Эффект определяется несовпадением магнитной оси земли с ее осью вращения. По расчетам Терлецкого, вращающееся магнитное поле земли может сообщить протону количество энергии, не превышающее нескольких тысяч э. в., т. е. на два порядка ниже требуемой.

Итак, остается только одна возможность — в периоды повышенной активности Солнце выбрасывает протоны с энергией в несколько миллионов вольт.

Так как, в конечном итоге, значительная часть энергии таких протонов, попавших в земную атмосферу, переходит в излучение атмосферных атомов и молекул, то, считая, что интенсивность «низких» полярных сияний сравнима с интенсивностью обычных, найдем, что концентрация «быстрых» протонов в земной атмосфере должна быть в несколько тысяч раз меньше, чем концентрация «нормальных» солнечных протонов. Для сияний умеренной интенсивности это составит 10^{-4} см $^{-3}$.

Сейчас уже установлено, что во время больших солнечных извержений интенсивность космического излучения на земле подымается на 15—20% [30]. Концентрация корпускул в первичных космических лучах около земли будет $5 \cdot 10^{-11}$ см $^{-3}$. Значит, во время больших извержений концентрация солнечных корпускул с энергиями порядка $5 \cdot 10^9$ э. в. около земли будет 10^{-11} см $^{-3}$. Возникает естественный вопрос: нельзя ли считать, что имеет место непрерывный спектр жесткого корпускулярного излучения Солнца, т. е. что во время извержений Солнце испускает как протоны с энергией в несколько миллиардов вольт, так и протоны с энергией в несколько миллионов вольт, а также и со всеми промежуточными значениями энергии. Совершенно естественно, что число протонов быстро уменьшается с ростом их энергий. Было бы очень интересно специально получить и исследовать спектры полярных сияний низких высот. Они могли бы обнаружить некоторые важные различия от спектров полярных сияний обычного типа.

3. Повышается ли кинетическая температура атмосферы в области полярного сияния? Вообще говоря, такого повышения можно ожидать,

так как во время сияния включается новый механизм нагрева — появляются быстрые вторичные электроны, сами молекулы и атомы атмосферы испытывают упругие столкновения с «солнечными» корпускулами, что влечет за собой увеличение их кинетической энергии. Однако вследствие большой разницы в массах электронов и молекул атмосферы вторичные электроны будут тратить свою энергию преимущественно на возбуждение и на ионизацию. Только тогда, когда их энергия станет ниже самого низкого потенциала возбуждения, они начнут эффективно отдавать свою кинетическую энергию молекулам и атомам атмосферы. Это критическое значение энергии электрона должно быть ниже 1,96 э. в. — потенциала возбуждения красной кислородной линии λ 6300. Возбуждение колебательно-вращательных уровней молекул азота и кислорода электронным ударом будет иметь следствием увеличение кинетической энергии частиц атмосферы, так как молекулы N_2 и O_2 гомонуклеарны и высвечиваться не будут. Во всяком случае, мы всегда можем оценить верхнюю границу мощности нагревающего механизма, приняв, что вся кинетическая энергия первичных корпускул идет на увеличение тепловой энергии атмосферных атомов и молекул. Для среднего сияния поток энергии первичных корпускул равен $\frac{1}{2} [H] \cdot mV^2 \approx 1 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ сек}}$. Полагая высоту однородной атмосферы на уровне торможения частиц L , равной 10^6 см, найдем, что в единице объема на этом уровне будет выделяться в секунду $\epsilon_1 = 10^{-6}$ эргов тепловой энергии. При концентрации частиц $n = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, в предположении, что механизмы, ведущие к охлаждению газа (например, теплопроводность, неупругие удары и т. д.), не работают, найдем, что за одну секунду температура атмосферы повысится на 10^{-3} градуса. Сияние должно длиться 2—3 суток подряд, чтобы заметно повысить температуру воздуха на таких высотах. Но мы, однако, не учли действия охлаждающих механизмов. Рассмотрим, например, обычную молекулярную теплопроводность. Коэффициент теплопроводности $\gamma = 3\pi^{-3/2} 2^{3/2} k^{3/2} T^{1/2} m^{1/2} \sigma^{-1}$, где k — постоянная Больцмана; m — масса молекулы; σ — эффективное сечение столкновения, которое положим равным обычному газокинетическому значению 10^{-16} см^2 . Тогда $\gamma = 6,2 \times 10^4$. Убыль тепла в результате теплопроводности, рассчитанная на единицу объема, будет

$$\epsilon_2 = \gamma \frac{d^2 T}{dS^2} \approx \gamma \frac{\Delta T}{(\Delta S)^2}.$$

Если $\Delta T = 100^\circ$, $\Delta S = 10$ км, то $\epsilon_2 = 5 \times 10^{-6}$, т. е. значительно больше ϵ_1 . Следовательно, даже небольшое повышение температуры в области полярного сияния будет из-за одной только молекулярной теплопроводности быстро рассасываться. Таким образом, мы приходим к выводу, что в области полярных сияний умеренной интенсивности нельзя ожидать сколь-нибудь значительного повышения кинетической температуры.

Однако для весьма мощных полярных сияний, вообще говоря, можно ожидать повышения кинетической температуры. Этот вопрос требует особого исследования.

Л и т е р а т у р а

1. D. Bates, H. Massey a. R. Pearse. The emission spectra of the night sky and aurorae. London, 1948.
 2. П. Свингс. Статья из книги Кейпера. Атмосферы Земли и планет. ИЛ, 1951.
 3. A. Meinel. Ap. J. 113, 50, 1951.
 4. C. Gartlein. Phys. Rev. 81, 463, 1951.
 5. W. Petrie. Journ. of Geoph. Research. 55, 143, 1950.
 6. A. Meinel. Ap. J. 113, 583, 1951.
 7. A. Meinel. Ap. J. 112, 562, 1951.
 8. Г. Бете. Квантовая механика простейших систем. Гостехиздат, М., 1935.
 9. D. Goldman. Ann. Phys. 10, 460, 1931.
 10. Н. Бор. Прохождение быстрых частиц через вещество. ИЛ, 1951.
 11. T. Hall. Phys. Rev. 79, 580, 1950.
 12. D. Bates a. M. Nicolet. Journ. of Geoph. Research. 55, 201, 1950.
 13. D. Bates. M. N. 109, 215, 1949.
 14. S. Chapman a. J. Bartels, Geomagnetism. Oxford, 1940.
 15. С. Ф. Родионов и Л. М. Фишкова. ДАН СССР 70, 1001, 1950.
 16. Э. Р. Мустель. ДАН СССР 81, 3, 1951.
 17. В. К. Прокофьев. Zs. f. Phys. 50, 701, 1928.
 18. L. Végard. Terrestrial Magnetism and Electricity. XI, New York, 1939.
 19. S. Mitra. Nature 157, 692, 1946.
 20. A. Meinel. Ap. J. 111, 555, 1950.
 21. И. С. Шкловский. ДАН СССР, 75, 371, 1950.
 22. И. С. Шкловский. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 7, 34, 1951.
 23. И. С. Шкловский. ДАН СССР 75, 789, 1950.
 24. H. Pettit, F. Roach a. S. Williams. Journ. of Geoph. Research. 55, 1950.
 25. J. Jeans. The Dynamical Theory of Gases. Cambridge, 1925.
 26. И. С. Шкловский. Астроном. журнал XXVIII, 234, 1951.
 27. J. J. Hopfield. Ap. J. 104, 208, 1946.
 28. S. Chapman. Journ. of Geoph. Res. 55, 361, 1950.
 29. Я. П. Терлецкий. Вестник МГУ № 11, 79, 1948.
 30. P. Forbush. Phys. Rev. 70, 771, 1946.
 31. C. Dahlstrom a. D. Hunten. Phys. Rev. 84, 378, 1951.
-

СТРУКТУРА И МАССА ДИФФУЗНЫХ ГАЗОВЫХ ТУМАННОСТЕЙ
NGC 6523, 6618 и 2237

Г. А. Шайн и В. Ф. Газе

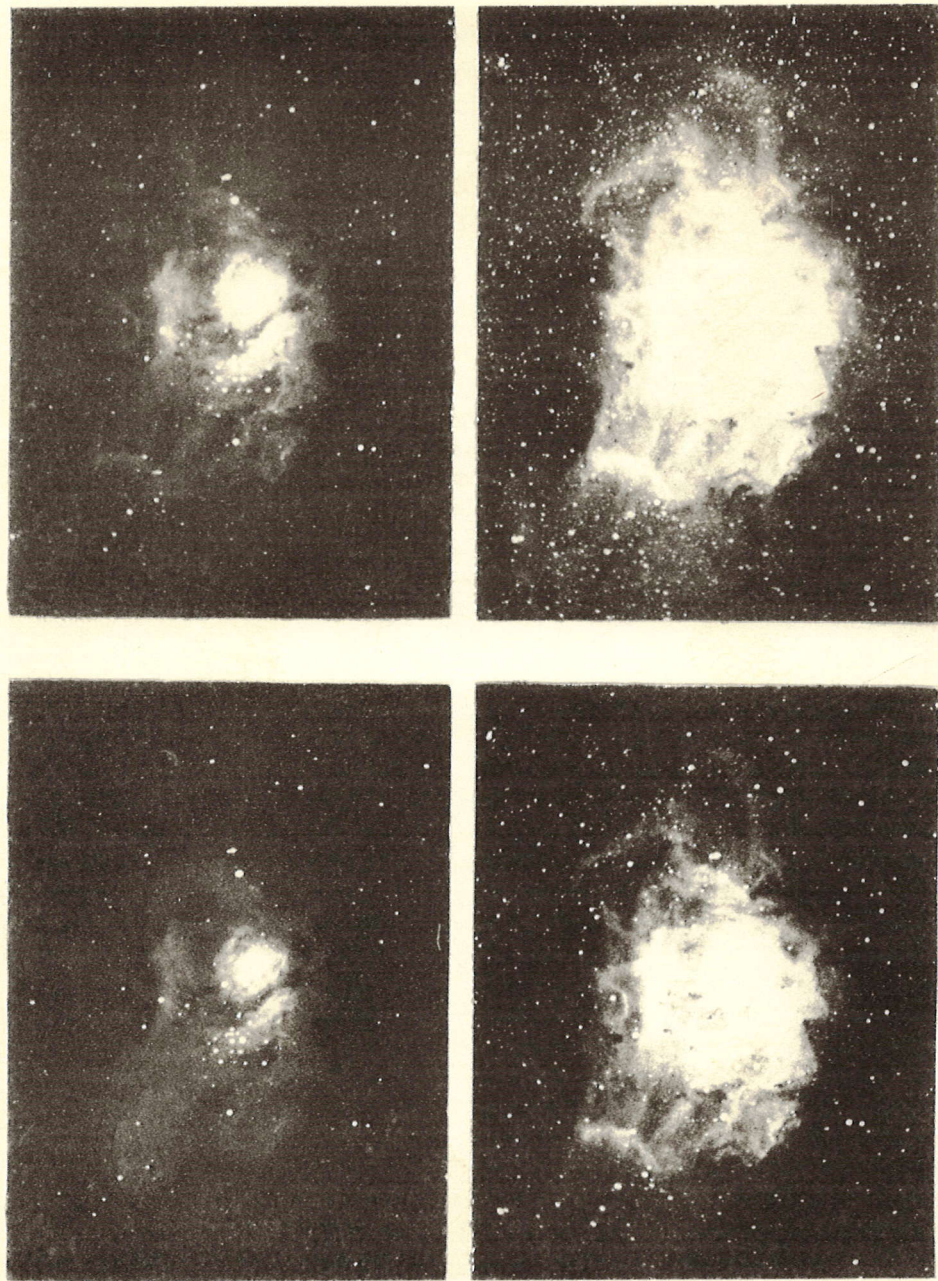
Снимки ярких туманностей NGC 6523, 2237 и 6618 в лучах $H\alpha$ при помощи светосильных камер 450 и 640 мм ($F : 1,4$) позволили получить, с одной стороны, более далекие внешние области, чем это получалось ранее на обычных фотографиях, а с другой, выявить структуру, указывающую на сильное отклонение от случайного распределения материи. Структура этих туманностей в виде неправильных колец, слоев в 6523 и 2237 (фиг. 1,3) или некоторого подобия ветвей в 6618 (фиг. 2) может быть рассматриваема, вероятно, как результат систематических движений материи внутри туманности под действием каких-то сил, из коих сила, направленная преимущественно наружу, возможно, играла значительную роль.

Измерение поверхностной яркости изображений в лучах $H\alpha$ дало среднее значение излучаемой энергии в эрг.см⁻² сек⁻¹ 6.4×10^{-3} , 2.3×10^{-3} и 1.0×10^{-2} в единице телесного угла для NGC 6523, 2237 и 6618, соответственно. Среднее значение электронной и протонной плотности равно для этих туманностей 53, 28 и 110 см⁻³. Приближенное значение массы для туманностей 6523, 2237 и 6618 соответственно равно 3200, 5800 и 260 солнечных масс (табл. 1).

Высказаны некоторые соображения об очень значительной и, вероятно, фундаментальной роли газовой материи в проблеме происхождения и развития не только самих туманностей, но также звезд O и B, с которыми они связаны генетически.

В статье подчеркивается значение ассоциированных с тесными группами звезд O и B больших массивных газовых систем с массой порядка нескольких тысяч солнечных масс.

Важным свойством газовых туманностей является их прозрачность для линий субординатных серий, например для линий бальмеровской серии, и непрозрачность для линий, соответствующих переходам с основного уровня. Благодаря указанному свойству вся масса туманности вследствие прозрачности в лучах водородных линий делается доступной наблюдателю, несмотря на громадные размеры туманности. До наблюдателя доходит излучение как от внешних, так и от внутренних слоев туманности. Тем самым открывается возможность изучения внутренней структуры диффузных газовых туманностей, отражающей в себе в известной мере те процессы в туманностях, которые имеют место сейчас или имели



Фиг. 1. Туманность NGC 6523; фотографии при помощи камеры 450 мм в лучах $H\alpha$ с экспозициями 2, 4, 12 и 25 мин.

место в прошлом. Для такого рода исследований монохроматические изображения туманностей, несомненно, являются гораздо более ценными, чем фотографии, полученные в интегральном свете, так как в последних структурные особенности могут оказаться сглаженными как результат различия условий возбуждения для различного рода атомов и ионов.

Исходя из этих соображений, мы решили более детально изучить структурные особенности, а также массы туманностей, остановившись вначале на трех хорошо известных диффузных туманностях NGC 6523, NGC 6618 и NGC 2237. Фотографии этих туманностей были получены при помощи светосильных камер 450 и 650 мм ($F : 1,4$) на пластинках 103а-Е в комбинации с фильтром KC5.

На фиг. 1 представлены четыре фотографии NGC 6523, полученные с экспозицией в 2, 4, 12 и 25 мин. Сравнение нашей 25-минутной фотографии с фотографиями той же туманности, полученными на 60" телескопе Маунт Вилсон обсерватории (экспозиция 180 мин.) и на 37.5" телескопе Ликской обсерватории (экспозиция 240 мин.), показывает, что, несмотря на значительно меньшую экспозицию, на нашей фотографии площадь туманности в несколько раз больше [1]. Благодаря большой светосиле мы могли выявить более далекую и более внешнюю часть туманности, которая раньше не получалась. Наши фотографии в лучах H_{α} благодаря малому масштабу (1 мм — 5'.7) значительно уступают в отношении ярких деталей в центральной яркой части туманности. Преимущество их заключается в выявлении деталей и структуры более слабых внешних частей туманности, которых совсем или почти совсем нет на фотографиях Маунт Вилсон и Лик.

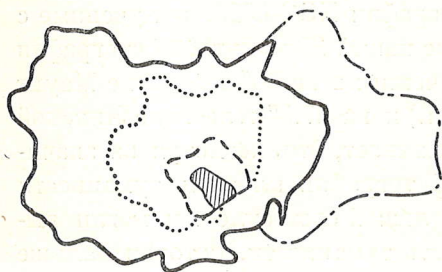
Мы не можем делать сравнения с очень интересной фотографией 6523 Теккерей [2], так как последняя охватывает при больших деталях в основном лишь ядро туманности.

Совокупность фотографий, полученных при разных экспозициях от 2 до 70 мин., позволила выявить слоистую структуру туманности. Распределение материи в этой туманности очень далеко от хаотичности. Наоборот, в туманности можно проследить несколько неправильных оболочек в виде отдельных незамкнутых дуг. На нашей фотографии (фиг. 1) на короткой экспозиции вытянутая центральная часть обрамлена двумя дугами, в общем эллипсом, почти замыкающимся при более длинной экспозиции. Этот эллипс можно считать первой оболочкой.

На 12-минутной и отчасти на 4-минутной фотографиях уже хорошо видны части второй оболочки. Здесь же и на следующих фотографиях этой туманности видны отдельные неправильные дуги третьего, а может быть, и следующего внешнего образования. Последние обрамляют туманность в основном с запада и с востока на расстоянии около 30' от центра. Много материи уже аморфного вида примыкает с востока до 60' и с запада до 45'. На 3-часовой фотографии 60" телескопа Маунт Вилсон и на других фотографиях можно проследить только область, охватываемую двумя первыми внутренними оболочками на наших фотографиях (фиг. 1). Мы не отмечаем волокна, глобулы и другие интересные детали, так как наша цель подчеркнуть

только слоистость структуры. Схематически и до некоторой степени условно туманность представлена на фиг. 2. Крайне маловероятно, что такое распределение материи случайно.

Может быть, следует указать еще на то обстоятельство, что упомянутые здесь обрамляющие центральную область туманности внешние образования в виде частей слоев или оболочек в общем убывают в яркости по мере удаления от самой яркой центральной туманности. Это видно из того, что внешние образования выявляются у нас по мере увеличения экспозиции. Это явление сложное, но, возможно, обязано скорее уменьшению плотности материи, чем уменьшению интенсивности ионизирующего излуче-

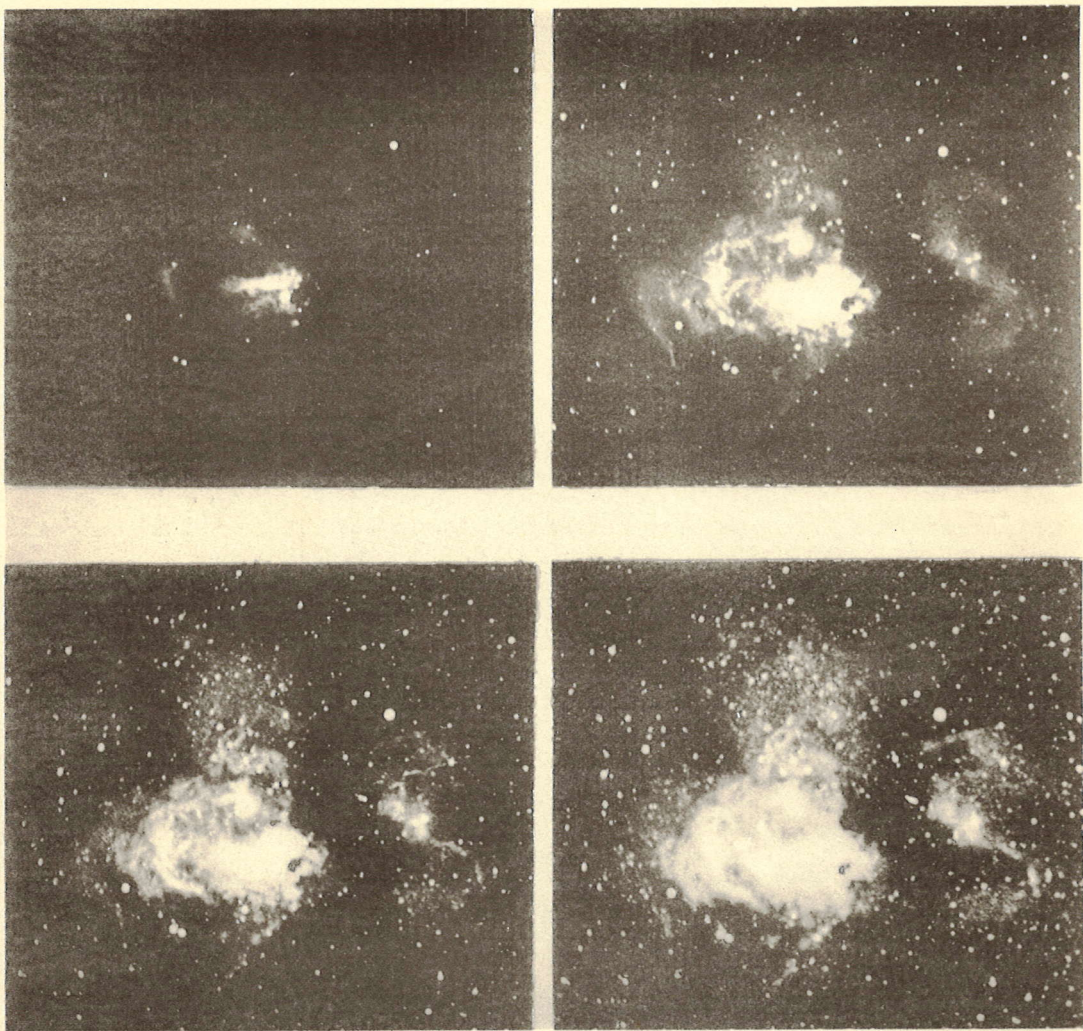


Фиг. 2. Схема расположения оболочек в туманности NGC 6523. Отдельные оболочки показаны различной штриховкой

ния с удалением от центра, так как область почти полной ионизации водорода должна, повидимому, быть больше, чем та, которую занимает эта туманность. Убывание яркости для внешних образований можно интерпретировать отчасти как результат известных условий видимости различных частей туманности. Однако это может быть интерпретировано и как результат постепенного расширения этих оболочек или слоев со временем и уменьшения плотности материи в них и рассеяния в пространстве.

Наряду с этим, вероятно, могли иметь место встречи с межзвездной материей по периферии, а также встречи масс материи, распространившихся в разное время по тем или иным причинам из центральной области. В результате торможения, может быть, смогли сформироваться те своеобразные волокнистые образования, которые наблюдаются в этой туманности, в особенности на периферии.

Другая изученная нами известная диффузная газовая туманность «Лебедь» NGC 6618 также выявляет некоторые интересные особенности. На фиг. 3 представлены четыре наших фотографии с экспозицией от 3 до 70 мин. Наша 12-минутная фотография охватывает значительно большую площадь, чем 205-минутная фотография той же туманности, полученная при помощи 60" телескопа Маунт Вилсон [3], и часовая фотография на 69" телескопе обсерватории Перкинс [4]. Структура NGC 6618 очень своеобразна. На наших фотографиях мы имеем как бы наложение двух туманностей: а) собственно очень яркой туманности «Лебедь», как она известна с давних пор, б) большой, значительно более слабой туманности, след которой мы находим на упомянутых фотографиях, полученных на обсерваториях Маунт Вилсон и Перкинс. Наши фотографии показывают много новых деталей и собственно даже новые туманности в этой области. В общем, если отвлечься от деталей, можно себе представить, что из собственно туманности NGC 6618 как бы распространяются три длинные ветви: одна, самая яркая, с направлением приблизительно с запада на восток,



Фиг. 3. Туманность NGC 6618; фотографии при помощи камеры 450 мм в лучах $H\alpha$ с экспозициями 3, 12, 60 и 70 мин.

вторая — в основном на север и третья, наиболее слабая — приблизительно на юг, придавая всей туманности до некоторой степени спиральный характер. Отметим еще, что на расстоянии 20—30' к западу от собственно туманности «Лебедь» находится очень длинное замечательное волокно в виде буквы S или пятерки общим протяжением до 1° . Это волокно, видимо, совсем отделенное от «Лебеда», должно быть рассматриваемо как отдельная новая туманность, хотя два очень небольших более ярких утолщения общей длиной около 5' известны как IC 4706 и 4707. Наконец, туманность «Лебедь» и все упомянутые выше туманности находятся в поле очень большой слабой туманности протяженностью почти в 1° . Все эти туманности вероятно должны быть рассматриваемы как единая система.

Необходимо также подчеркнуть, что благодаря многим деталям (помимо ветвей, волокон) к впечатлению о некоторой спиральной структуре прибавляется еще явное впечатление о турбулентности — факторе, играющем, по видимому, значительную роль в этой туманности.

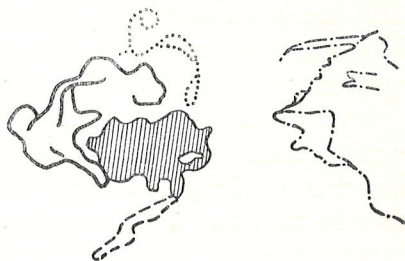
Три основных систематических направления в этой туманности представлены схематически и до некоторой степени условно на фиг. 4. Особенности

структуры этой туманности, как они выражены на показанных нами photographиях, едва ли могут быть приписаны случайности или хаотичности. Как и в случае рассмотренной туманности NGC 6523, можно предполагать, что эта структура NGC 6618 как-то отражает в себе систематические движения материи, которые имели или имеют место в туманности.

Наконец, остановимся вкратце на третьей известной туманности NGC 2237. На фиг. 5 даны две фотографии (экспозиция 25 и 70 мин.), наглядно выявляющие внутреннюю структуру туманности. Совершенно очевидно, что здесь мы имеем по крайней мере две отдельные оболочки, а вероятно, и третью, очень размытую, наиболее внешнюю. Никакому случайному распределению материи такую структуру приписать нельзя.

Как и в двух приведенных ранее случаях NGC 6523 и 6618, в туманности NGC 2237 такая структура в виде колец, слоев, расходящихся ветвей, весьма далекая от аморфности и хаотичности, должна быть рассматриваема, вероятно, как результат систематических движений внутри туманности под действием каких-то сил, из коих сила, направленная из центральной области наружу, может быть, играла значительную роль. Если силы, о которых здесь идет речь, действительно существуют, то они вообще должны вызвать также турбулентные явления в этих туманностях.

Мы не должны думать, что рассмотренная выше особенность трех туманностей вообще характерна для многих туманностей. Однако отклонение от аморфности наблюдается нередко. В частности, отметим недавнее выявление особого класса туманностей с распределением материи по



Фиг. 4. Схема основных систематических направлений в туманности NGC 6618

периферии, к которому можно отнести две из трех рассмотренных здесь туманностей NGC 6523 и 2237 [5]. В отношении структуры наблюдается значительное разнообразие, в частности, нередко обнаруживается преимущественная направленность деталей внутри туманностей [6].

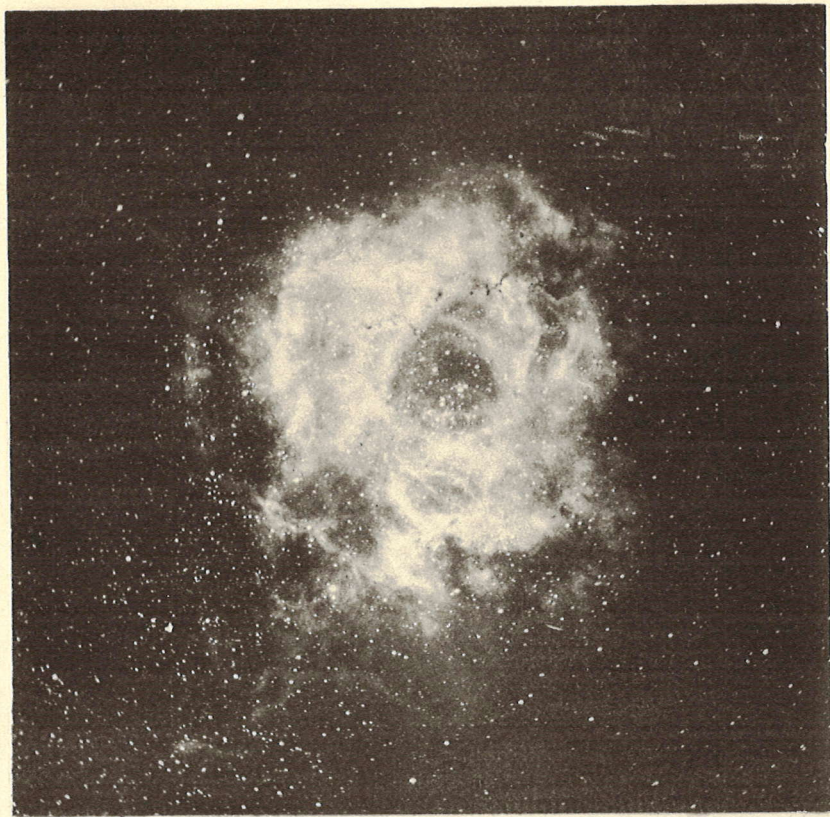
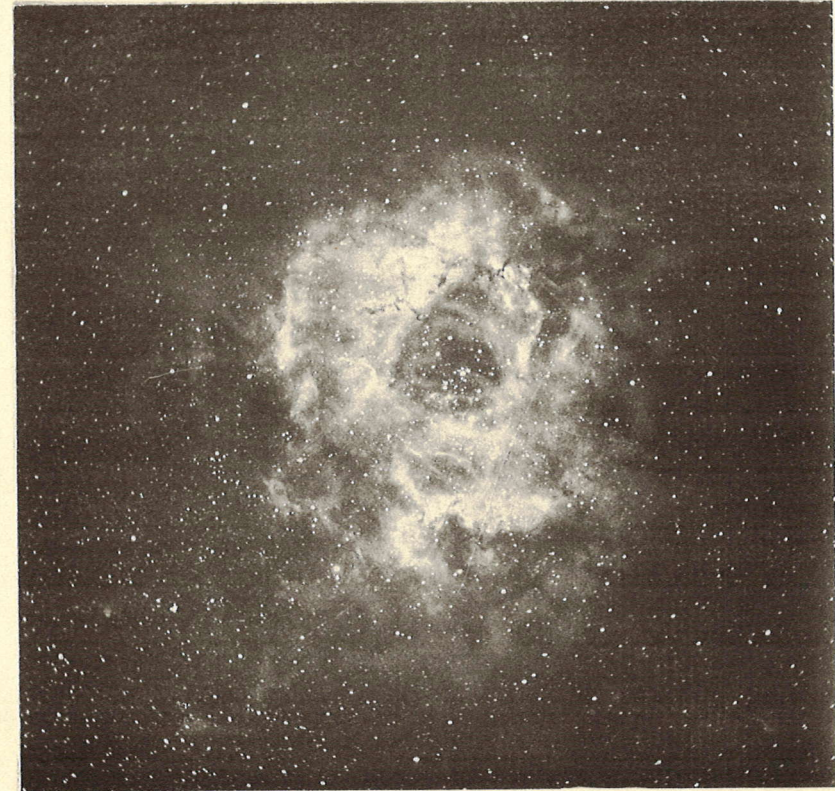
Для того чтобы несколько подойти к пониманию интересующего нас явления в диффузных туманностях, весьма важно оценить порядок масс этих туманностей. Именно это должно позволить лучше понять, в каком соотношении находятся туманная материя и звезды, ответственные за свечение туманностей. Одно заключение может быть сделано, если масса туманности составляет большую или меньшую долю массы этих звезд (например, последнее имеет место в планетарных туманностях). Другое заключение должно быть сделано, если масса туманности окажется на порядок или несколько порядков больше массы звезд. Этот пункт фундаментального значения был подчеркнут в наших первоначальных работах.

Основа метода определения значения плотности и массы заключается в следующем. Во-первых, мы исходим из того простого очевидного геометрического свойства, что поверхностная яркость протяженного источника света не зависит от расстояния. Во-вторых, как мы видели раньше, всю газовую массу можно считать прозрачной для линий, соответствующих переходам между двумя возбужденными состояниями. Если еще принять, что нет поглощения света в межзвездном пространстве между туманностью и наблюдателем, то, очевидно, поверхностная яркость излучающей газовой массы будет зависеть исключительно от количества энергии E_λ , излучаемой 1 см^2 поверхности в 1 сек. времени. При таких условиях из этого значения E_λ , очевидно, легко можно получить число световых квантов, которые излучаются атомами в соответствующем состоянии, находящимися в цилиндре сечением 1 см^2 , ось которого совпадает с лучом зрения. Наблюдения позволяют получить монохроматическую поверхностную яркость туманности в звездных величинах на квадратную секунду или минуту дуги. Задача заключается в том, чтобы выразить эту поверхностную яркость, скажем, в лучах H_α , в единицах энергии, в эргах с квадратного сантиметра в секунду.

Пусть $I_{n\lambda}$ — измеренная яркость одной квадратной секунды монохроматического изображения туманности в произвольных единицах. Пусть, далее, $I_{*\lambda}$ — яркость звезды в тех же единицах для той же длины волны в пределах $1 \text{ \AA}$ (измеренная яркость площади внефокального изображения сначала редуцируется на весь диск). Зная относительный коэффициент прозрачности фильтра α_λ , относительный коэффициент чувствительности пластинки в этой пропускаемой узкой области спектра β_λ , а также коэффициент пропускания оптики инструмента γ_λ , получают из измеренной интегральной интенсивности звезды i_*

$$i_* = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \alpha_\lambda \beta_\lambda \gamma_\lambda I_{*\lambda} d\lambda$$

интенсивность $I_{*\lambda}$, соответствующую $1 \text{ \AA}$ для длины волны интересующего нас монохроматического излучения туманности. Разумеется, атмосфер-



Фиг. 5. Туманность NGC 2237; фотографии при помощи камеры 640 мм в лучах $H\alpha$ с экспозициями 25 и 70 мин.

ное поглощение также учитывается. Отношение

$$I_{n\lambda} : I_{*\lambda} = P, \quad (1)$$

очевидно, не будет зависеть от произвольно выбранной единицы интенсивности.

Если выбранная звезда есть карлик солнечного класса с таким же распределением интенсивности в спектре, как и у Солнца, то вдоль всего спектра разность интенсивности между звездой и Солнцем для любого значения λ будет равна разности визуальных величин звезды m_* и Солнца $m_{\odot}$, т. е.

$$\lg \frac{I_{\odot\lambda}}{I_{*\lambda}} = 0.4 (m_* - m_{\odot}). \quad (2)$$

Если звезда не карлик солнечного класса, то для разных значений требуется ввести поправку Δm_* к m_* (для более горячих звезд Δm_* будет положительна, а для более холодных звезд — отрицательна). Очевидно, $\Delta m_* = 2.5 \lg K$, где

$$K = \left(\frac{I_{H\alpha}}{I_{5300}} \right)_{T_{\odot}} : \left(\frac{I_{H\alpha}}{I_{5300}} \right)_{T_*}.$$

Здесь $I_{H\alpha}$, I_{5300} — планковские функции для $H\alpha$ и 5300 (эффективная длина волны для шкалы визуальных величин); $T_{\odot}$ и T_* — температура карлика dG0 и данной звезды.

Пересчитывая $I_{\odot\lambda}$ на 1 кв. сек. дуги, будем иметь

$$\lg \frac{I''_{\odot\lambda}}{I''_{*\lambda}} = 0.4 (m_* + \Delta m_* - m_{\odot}) - \lg S, \quad (3)$$

где S — поверхность солнечного диска в секундах дуги. Из (1) и (3) получаем отношение яркости 1 кв. сек. монохроматического изображения туманности к яркости 1 кв. сек. солнечного диска для 1 Å соответствующей длины волны:

$$\lg \frac{I''_{n\lambda}}{I''_{\odot\lambda}} = \lg P - 0.4 (m_* + \Delta m_* - m_{\odot}) + \lg S. \quad (4)$$

Очевидно, отношение $I''_{n\lambda}/I''_{\odot\lambda}$ равно отношению количества энергии $E_{n\lambda}$, которое излучает 1 см² поверхности туманности в 1 сек. в длине волны λ , к излучению $E_{\odot\lambda}$ с 1 см² поверхности солнечного диска внутри 1 Å той же длины волны в 1 сек. в единице телесного угла. Но $E''_{\odot\lambda}$ известно, и, следовательно, можно получить для туманности $E_{n\lambda}$ в эрг/см² для данного значения λ в 1 сек. в единице телесного угла. Вышеприведенный метод был впервые применен Амбарцумяном [7] при спектрографическом исследовании газовых туманностей, и мы лишь очень немного изменили его для нашего исследования. Если $E_{n\lambda}$ есть количество энергии в единице телесного угла, то, умножая $E_{n\lambda}$ на 4π , получим количество энергии, которое излучают атомы в частотах данной спектральной линии в 1 сек.

в цилиндре сечением 1 см^2 , ось которого совпадает с лучом зрения. Тогда очевидно, что

$$4\pi E_{n\lambda} = n_k \cdot h\nu \cdot A_{lk}. \quad (5)$$

Отсюда можно определить число атомов водорода в третьем квантовом состоянии n_3 , излучающих линию H_α , в цилиндре сечением 1 см^2 в 1 сек.

Однако нас должно интересовать не столько число n_3 , сколько полное число водородных атомов в этом цилиндре, а также их средняя плотность. Именно это позволило бы при знании размеров туманности оценить массу туманности. К сожалению, переход от n_3 к полному числу атомов при очень значительном отклонении от условий термодинамического равновесия представляет собою трудную задачу. Сначала необходимо найти число атомов в нейтральном основном состоянии в соответствии с формулой, в которую введен коэффициент дилуции

$$\frac{n_3}{n_1} = \frac{g_3}{g_1} W \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (6)$$

Далее, нет сомнения, что в данных условиях почти весь водород ионизован, и, следовательно, число нейтральных атомов составляет очень небольшую долю протонов. Ниже мы имеем ионизационную формулу для этого случая [8]:

$$\frac{n^{+2}}{n_1} = \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} \frac{2q''}{q'} (kT)^{3/2} e^{-I/kT} \sqrt{\frac{T_e}{T}} W e^{-\tau}. \quad (7)$$

Обозначения здесь общепринятые. Совершенно очевидно, что очень сильное отклонение от условий термодинамического равновесия при очень малом и очень неточном значении коэффициента дилуции W делает весьма неточным определение n_1 и n^+ , а также массы диффузных туманностей.

Можно пойти по другому пути, который базируется на исследованиях Менцела [9] о физических процессах в газовых туманностях. В газовой ассамблее, состоящей из ионов, атомов и электронов, последние покажут наименьшее отклонение от условий термодинамического равновесия. Это является следствием того, что для электронов будет иметь, в общем, место максвелловское распределение скоростей, определяемое кинетической температурой T_e . В таком ионизованном газе электронные захваты будут происходить примерно так же часто, как и в случае термодинамического равновесия, и в соответствии с этим будет происходить свечение водородных линий. Этим достигается заметное упрощение стоящей проблемы, когда все остальные процессы относят к электронным захватам как к стандарту. В этом случае Менцел и Аллер [10] дают формулу для количества энергии $E_{n'n}$, выделяемой единицей объема в 1 сек. при переходе из состояния n' в n :

$$E_{n'n} = n^+ n_e \frac{6.99 \times 10^{-33}}{T_e^{3/2}} \frac{g}{8} b_n Z^4 \frac{2RZ^2}{n^3} e^X, \quad (8)$$

где

$$X = \frac{hRZ^2}{n^2 k T_e}.$$

При применении к H_α будем иметь

$$E_{n'n} = \frac{n^+ n_e}{T_e^{3/2}} \cdot 48.5 \cdot 10^{-20} \frac{g}{8} b_3 e^X,$$

где $g = 0.767$; $b_3 = 0.1$; $e^X = 5.69$. Для T_e принято 10000° .

Совершенно очевидно, что число захватов электронов определяется здесь произведением концентраций протонов n^+ и электронов n_e . Для сильно ионизованного газа $n^+ = n_e$, и, следовательно, из (8) можно получить среднее значение для электронной плотности n_e . Если $E_{n'n}$ умножим на объем V , то получим полную эмиссию всей туманности $E_{n'n} V$. Деля эту величину на поверхность S всей туманности, получим, очевидно, излучение туманности с 1 см^2 в 1 сек. , т. е. ранее упомянутую наблюдаемую величину $E_{n\lambda}$. Если туманность есть сфера радиуса R , то, очевидно, $E_{n'n} \cdot \frac{V}{S} = E_{n'n} \cdot \frac{R}{3} = E_{n\lambda}$. Как видно, и здесь наблюдательной основой для определения n_e служит энергия, излучаемая атомами в цилиндре с основанием 1 см^2 в 1 сек. , т. е. величина, которую для прозрачной туманности можно получить из измеряемой поверхностной яркости. Отклонение от термодинамического равновесия представлено в этой формуле множителем b_3 , который для линии H_α близок к 0.1 .

При определении плотности электронов отклонение от термодинамического равновесия не очень сильно влияет на результат. Во всяком случае ошибка определения n_e , вероятно, гораздо меньше одного порядка. Еще меньшее влияние, как видно из формулы (8), может иметь неточное значение температуры электронного газа в туманности (T_e , вероятно, находится в пределах 6000 — 10000°).

Таким путем мы имеем возможность определить плотность протонов ($n^+ = n_e$) или вообще плотность водородных атомов, обходя в известной степени большую трудность, связанную с очень сильным отклонением от термодинамического равновесия.

Плотность водородных атомов представляет собой очень важную физическую характеристику. Однако здесь нас больше интересует масса туманностей, и при переходе от плотности к массе мы снова сталкиваемся с трудностью — необходимостью знать расстояние, линейные размеры и фигуру туманности. Это можно сделать лишь довольно приближенно.

Кроме того, вообще неоднородность структуры этих туманностей также очень затрудняет получение массы туманности. Значение $E_{n\lambda}$, а также n_e меняется в очень значительных пределах для различных точек туманности, и это может привести к завышенному значению для массы. Все это обуславливает весьма низкую точность определения массы. Но во всяком случае ошибка, вероятно, меньше половины порядка*. Туманности NGC 6523, 6618 и 2237 были подробно измерены на шнельфотомере. Измерения были привязаны к внефокальным изображениям

* В. А. Амбарцумян и И. С. Шкловский указали нам, что при исключительных структурных особенностях завышение массы может достигнуть одного порядка. (Примечание в корректуре).

полярных звезд. Для этих туманностей мы приняли расстояния 1100, 1000 и 1200 парсек, исходя из колор эксцессов звезд [11]. Ниже в табл. 1 представлены результаты измерений.

Таблица 1

	Излучение в эрг см ⁻² сек ⁻¹ в ед. тел. угла	$n_e = n^+$	Масса в едип. Солнца	Примечание
NGC 6523	6.4×10^{-3}	53	3200	Вся туманность
NGC 6523	1.7×10^{-2}	120	830	Только центральная область
NGC 2237	2.3×10^{-3}	28	5800	Вся туманность
NGC 6618	1.0×10^{-2}	110	260	Вся туманность без очень слабого придатка к северу

Масса туманности была также вычислена, базируясь на формулах (5)—(7). Этот метод дает массу для указанных туманностей в несколько раз большую, чем в табл. 1, но порядок остается тот же. Учитывая сказанное выше о точности того и другого метода, в особенности неопределенность в первом методе, связанную с переходом от n_3 к числу нейтральных атомов n_1 и к числу ионизованных атомов n^+ , мы не должны удивляться такого рода расхождению.

При всей неточности этих методов можно думать, что масса NGC 6523 больше 2000 солнечных масс, масса NGC 2237 превосходит 3000 $\odot$, масса NGC 6618 порядка 200 $\odot$.

Найденные нами массы (табл. 1), возможно, надо увеличить. Это может быть связано с рядом причин: а) большая флуктуация в яркости может быть частично обязана пылевой составляющей; б) не полная прозрачность туманности в H α ; в) размер туманности больше зоны ионизации. Недавно Минковский [12] определил для NGC 2237 электронную плотность ($n_e = 32$ см⁻³) и массу (10000 $\odot$).

В последнем номере Астрономического журнала Д. П. Гук [13], исходя из интегральной яркости и формулы В. А. Амбарцумяна, дает массу NGC 6618 (31 для ядра и 515 $\odot$ для всей туманности). Размер туманности на наших снимках, повидимому, больше.

Рассмотренные нами туманности очень яркие и поэтому такие большие полученные нами массы довольно редки. Думается, что масса для большинства газовых туманностей гораздо меньше. Для многих небольших, более слабых туманностей масса, вероятно, порядка десятка, единицы солнечной массы и меньше.

Однако можно установить, что для рассмотренных нами трех ярких туманностей масса очень значительна, и по крайней мере для NGC 6523 и 2237 превосходит тысячу или даже несколько тысяч солнечных масс. В NGC 6523 имеется 4 звезды типа O—B0, в NGC 2237—5 звезд, а в NGC 6618, как будто, совсем нет звезд тех же типов, либо можно лишь по-

дозреть 1—2 звезды. Суммарная масса этих звезд, вероятно, не превосходит несколько сот солнечных масс. Таким образом, масса туманностей NGC 6523, 2237 в несколько раз превосходит массу звезд, ответственных за свечение этих туманностей.

При таком соотношении в массах звезд и туманности едва ли можно думать, что туманная материя в этой области является результатом простого выброса или истечения материи из этих звезд, по крайней мере для NGC 6523 и 2237. Сейчас мы не хотели бы останавливаться на этом важном вопросе, но можно думать, что туманность и горячие звезды могли развиваться параллельными путями, имея общее происхождение, или даже что звезды образовались из туманности. В последнем случае соответствующую туманность можно было бы рассматривать как остатки того материала, из которого образовались здесь звезды или даже могут еще образоваться звезды. Вместе с тем мы считаем вполне возможным, что этот процесс в известной степени обратим и что некоторая доля туманной материи могла быть выброшена горячими звездами [14].

Важен тот наблюдаемый факт, что встречаются диффузные туманности с массой порядка нескольких тысяч солнечных масс, а может быть, и больше. Этот факт очень значителен сам по себе. Однако мы хотели бы рассмотреть его не изолированно, а в связи с некоторыми другими наблюдаемыми явлениями. Прежде всего мы хотели бы рассмотреть найденную большую массу этих туманностей, учитывая особенности их структуры (в виде упомянутых ранее оболочек, колец, слоев, ветвей, происхождение которых, возможно, связано с движением материи из центральных областей наружу). Мы достоверно знаем о наличии движения оболочек, колец в планетарных туманностях. В последних масса туманности составляет небольшую долю массы центральных звезд (порядка $0.1\odot$), и в этом случае это движение можно приписать световому давлению, выбросу материи или какой-либо другой причине, связанной с самой центральной звездой. Встречаясь же с оболочками, кольцами, слоями в диффузных туманностях, массы которых в несколько или даже во много раз больше массы звезд, мы не можем приписать эти образования только выбросу материи из звезд или световому давлению. Мы должны искать также и другие, какие-то новые, более глубокие причины.

Наличие частей оболочек, колец, слоев и ветвей, а иногда периферийного сосредоточения материи в некоторых диффузных туманностях делает вероятным тот вывод, что такая структура обязана движению материи из центральных областей, вероятно, с преимущественным направлением наружу. Выявление же того факта, что в некоторых диффузных туманностях такая структура сочетается с громадной массой туманности порядка тысячи солнечных масс и, может быть, больше, наталкивает на вывод, что в основном мы имеем здесь дело с феноменом, связанным, повидимому, с происхождением и развитием этих систем. Туманность здесь необязательно есть вторичное явление, например, результат выброса материи. Вместе с тем представляется почти несомненным, что отдельные горячие звезды в них генетически связаны с этими туманностями.

Для интерпретации структуры и формы туманностей важно знать, каков должен быть эффект приливного действия общего силового поля Галактики и отдельных облаков. Задача сводится, по крайней мере в отношении периферийной области туманности, к рассмотрению дифференциального эффекта галактического вращения для обычного звездного поля. В результате мы должны иметь значительное расширение газовой массы в плоскости Галактики. Увеличение размера туманности выразится формулой, идентичной с формулой Оорта:

$$\frac{dR}{R} = A \sin 2(l - l_0) dt. \quad (9)$$

В этом случае под R необходимо подразумевать не расстояние до звезды, а радиус туманности. Интегрирование (9) дает

$$\lg_e \frac{R_1}{R_2} = A(t_1 - t_2) \sin 2(l - l_0). \quad (10)$$

Из (10) следует, что удвоение размеров системы должно происходить (для определенных значений галактической долготы) приблизительно в 4×10^7 лет. Далее можно показать, что для туманности расширение в направлении, перпендикулярном к галактической плоскости под влиянием различия в периодах колебательного движения по Z координате, будет очень мало [15]. В результате туманность должна расшириться в плоскости Галактики и принять сильно сплюснутую форму. Однако многие яркие массивные туманности, как NGC 1976, 2237, 6523 и другие, имея поперечник порядка 10 парсек и более, сохраняют сферическую форму. Для таких туманностей приливное действие галактического центра и поля звезд, очевидно, очень мало. Это согласуется с тем, что средняя плотность материи, вытекающая из наших измерений массы и размеров NGC 6523 и 2237, в несколько раз превосходит критическую плотность около $0.1 \odot$, даваемую динамическим критерием неустойчивости. Но мы не можем отвергнуть эффект расширения газовых туманностей во всех случаях [6]. Вместе с тем мы можем резервировать то соображение, что если под влиянием каких-то причин имеется хотя бы небольшое движение материи наружу, порядка 3—4 км/сек., то этого будет достаточно, чтобы туманность приблизительно сохранила, несмотря на эффект приливного действия, свою первоначальную, скажем, сферическую, форму.

Аргументом в пользу гипотезы некоторого движения материи наружу является не только наличие остатков частей колец, слоев, ветвей, до некоторой степени симметрично расположенных по отношению к центральной области. Часто, как например, особенно в туманности Единорога NGC 2237, упомянутые детали имеют характер утолщений наподобие волокон. Последние естественно представить себе как результат столкновения отдельных масс материи (эффект торможения) либо в результате того, что внутри туманности одни массы нагоняли другие, либо в результате встречи с другими туманностями и с межзвездной средой. Идея о расширении или о распространении материи наружу не должна казаться слишком ис-

кусственной. Хотя классы планетарных и диффузных газовых туманностей очень различны, вероятно даже в принципе, но в первых значительное расширение есть непреложный наблюдательный факт. Приходится считаться с тем, что некоторые туманности являются более или менее промежуточными между планетарными и диффузными, и во всяком случае для них движение материи наружу должно казаться естественным. Вероятно, исключительный пример можно найти в твердо установленном расширении знаменитой диффузной Крабовидной туманности (порядка 1000 км/сек.).

Другое дело — вопрос о причине такого движения. В этом отношении данная проблема для планетарных туманностей представляется гораздо проще, хотя и в последнем случае ее нельзя считать разрешенной. Эта проблема гораздо сложнее для диффузных туманностей, тем более что иногда мы встречаемся здесь, повидимому, также с систематическими движениями особого рода [6].

Для понимания природы диффузных газовых туманностей важно отметить, что даже в пределах галактического пояса имеются области, очень богатые и очень бедные газовой материей. Как пример скопления газовой материи можно отметить область около γ Cygni [6]. Проблема распределения газовой материи будет рассмотрена нами в отдельной статье. Здесь мы пока отметим, что, несомненно, скопления диффузной газовой материи являются характерной чертой этого распределения, повторяющего в очень значительной степени скопления горячих звезд О и В на небе. В таких участках неба, как в более северной части Лебеда, в Стрельце, в Орионе, этот феномен выделяется резко. Как и в случае рассмотренных нами ранее наблюдательных данных, это можно интерпретировать как свидетельство того, что эта материя либо была выброшена находящимися в этих областях горячими звездами, либо что последние и диффузная материя произошли из одного и того же источника, либо, наконец, что звезды произошли из диффузной материи, остатки которой мы наблюдаем сейчас в виде туманностей. Принимая во внимание, что в некоторых случаях масса газовой материи в несколько раз превосходит массы встречающихся здесь горячих звезд, мы должны, по крайней мере для этих случаев, считаться с указанной здесь второй или третьей возможностью.

Таким образом, на основании трех наблюдаемых фактов — большой массы некоторых ярких туманностей, их структурных особенностей и тенденции к сосредоточению туманной материи в некоторых областях неба, — выявляется очень значительная и, вероятно, фундаментальная роль газовой материи в проблеме происхождения и развития не только самих туманностей, но также и горячих звезд класса О и В, с которыми они генетически связаны. Однако необходимо указать, что пока мы имеем известное основание сделать такое заключение только в отношении некоторых больших газовых туманностей с очень большой массой. С другой стороны, мы стоим перед фактом существования наряду с малыми туманностями и слабыми водородными полями больших изолированных газовых или газопылевых массивных физических систем с массой порядка тысячи солнечных масс, а возможно, и больше. Размер этих систем порядка

8—20 парсек. Такие системы, насчитываемые, вероятно, десятками, могут сделаться видимыми, когда они большей частью ассоциируются с довольно тесными группами горячих звезд класса О и В0 или со звездными скоплениями, содержащими подобные звезды. Немногие известные нам случаи подобных систем часто встречаются в областях звездных ассоциаций в их центральной части [16]. Имеется основание считать, что эти системы характеризуются систематическими и турбулентными движениями внутри туманности. Предварительно можно также высказать предположение, что отмечаемые во внегалактических туманностях отдельные объекты со слабым эмиссионным спектром представляют собой большие, вероятно, ассоциированные с группой горячих звезд газовые или газопылевые туманности, не менее значительные по массе и не менее обширные по размеру, чем те, которые рассмотрены в настоящей статье.

Основные результаты этой работы были доложены в ГАО и ГАИШ в апреле 1951 г.

Выражаем благодарность Е. И. Иосько за измерения на микрофотометре и изготовление репродукций к этой статье*.

Л и т е р а т у р а

1. J. C. Duncan. *Ap. J.* 51, Pl. II, 1920; *Lick Publ.* VIII, Pl. 56, 1908.
2. A. Thackeray. *M. N.* 110, 343, 1950.
3. J. C. Duncan. *Ap. J.* 51, Pl. IV, V, 1920.
4. P. C. Keenan. *Ap. J.* 84, Pl. XIX, 1936.
5. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. *ДАН СССР* 78, 431, 1951; *Изв. Крымской Астрофиз. обсерв.* 7, 87, 1951.
6. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. *Изв. Крымской Астрофиз. обсерв.* 8, 3, 1952.
7. В. А. Амбарцумян. *Zs. f. Ap.* 6, 107, 1933.
8. B. Strömberg. *Ap. J.* 89, 527, 1939.
9. D. Menzel. *Ap. J.* 85, 330, 1937.
10. D. Menzel and L. Aller. *Ap. J.* 93, 199, 1941.
11. J. Stebbins, C. M. Huffer, A. E. Whitford. *Ap. J.* 91, 1, 1940.
12. R. Minkovsky. *Publ. Astr. Soc. Pac.* 61, 153, 1949.
13. Д. П. Гук. *Астр. журн.* 28, 253, 1951.
14. Б. А. Воронцов-Вельяминов. *Газовые туманности и новые звезды*. М., 1948; C. Beals. *Publ. Astroph. Observ. Victoria* 4, 271, 1930.
15. В. А. Амбарцумян. *Астр. журн.* 26, 6, 1949.
16. В. А. Амбарцумян. *ДАН СССР* 68, 21, 1949.

* Примечание при корректуре.

Массы для NGC 6523, 2237, 6618, данные в *ДАН* 83, 47, 1952, больше величин, приведенных в этой статье, в 1.67 раза. Это объясняется численной ошибкой в формуле Менцела и Аллера для $E_{n'n}$.

ПОСТРОЕНИЕ КРИВОЙ РОСТА И ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ
УСЛОВИЙ В СОЛНЕЧНЫХ ФАКЕЛАХ*О. Н. Митропольская*

На спектрогелиоскопе в комбинации со спектрографом получены спектры факела и прилегающей к нему фотосферы. Измерены эквивалентные ширины 76 линий различных элементов в факеле и фотосфере с учетом инструментальных искажений. Оказалось, что эквивалентные ширины линий нейтральных атомов в значительном большинстве случаев меньше в факеле, чем в фотосфере; все полученные нами эквивалентные ширины линий ионизованных атомов, кроме Ca^+ , в факеле больше, чем в фотосфере. Построенные по 34 линиям нейтрального железа кривые роста показали, что кривая роста факела сдвинута по отношению к кривой роста фотосферы вдоль оси абсцисс вправо и несколько отличается по форме. Используя эмпирические зависимости эквивалентной ширины каждой линии от эффективной температуры звезд главной спектральной последовательности, интерполяцией получена разность температур факела и фотосферы; по линиям нейтральных элементов она оказалась равной 122° , по линиям ионизованных — 302° . Анализ величин логарифмов отношений чисел атомов в факеле и фотосфере позволил сделать вывод, что эта разница температур обусловлена главным образом разницей температур ионизации. В то же время физические условия в факеле не подчиняются законам термодинамического равновесия.

Полученный из наблюдений факт, что H и K линии Ca^+ имеют в факеле в противоположность линиям других ионизованных элементов меньшую эквивалентную ширину, чем в фотосфере, повидимому, объясняется аномально повышенной ионизацией Ca^+ в факеле, которая в свою очередь может быть количественно объяснена предположением о существовании в факеле ультрафиолетового избытка в излучении за пределом серии Лаймана.

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

До настоящего времени факелы, и особенно их спектры, изучались мало. Одной из первых работ спектрофотометрического характера была работа Амбарцумяна и Козырева [1], в которой они определяли спектрофотометрический градиент факела и фотосферы и нашли, что спектрофотометрическая температура факела примерно на 150° больше, чем фотосферы. Основным результатом последующих работ других авторов было установление того, что градиент температуры в факелах меньше, чем в

обычной фотосфере. На поверхности (при малых τ) температура факела больше, чем температура фотосферы, а на больших оптических глубинах температура факела становится меньше температуры фотосферы. Этим объясняется невидимость факела в центре диска, где избыток излучения относительно более горячих верхних слоев атмосферы компенсируется недостатком излучения относительно менее горячих нижних слоев атмосферы. Вальдмейер [2] исследовал градиент температуры в факеле, основываясь на наблюдениях контраста факела и фотосферы при переходе от центра диска к краю; при этом он, в отличие от предыдущих наблюдателей, проводил наблюдения почти до самого края. Вальдмейер нашел, что наибольшая разница температур соответствует $\tau = 0.6$, а на поверхности температуры опять сравниваются. Однако ввиду трудности измерений этот результат нельзя считать окончательным.

Во всех работах, где определяли численное значение разницы температур факела и фотосферы, температуру находили из отношений интенсивностей радиации с применением закона Кирхгофа — Планка. Однако, как показал Мустель [3], применять закон Кирхгофа — Планка в данном случае нельзя; поэтому к численным значениям разницы температур в этих работах нужно относиться критически. Одна из поздних работ Рауденбуша [4] в противоречии с работой Вальдмейера дает для температуры факела при $0 < \tau < 0.016$ значение, на 2000° большее, чем граничная температура фотосферы. Мустель [5] отмечает, что эта разница, вследствие незаконного применения закона Кирхгофа — Планка (особенно для $\tau < 0.016$), занижена, т. е. на самом деле в самых внешних частях факела температура его превышает граничную температуру фотосферы больше чем на 2000° .

Для более полного изучения физических условий в факелах необходимо изучение спектров факелов. Сент-Джон [6] нашел, что линии ионизованных металлов в факеле усилены, а линии нейтральных металлов ослаблены. Однако при фотометрическом исследовании контуров H и K линий Ca^+ в факеле и фотосфере Кремер [7] нашел, что число действующих атомов Ca^+ над факелами меньше примерно на 15%, чем над фотосферой. Это подтверждается и другими наблюдателями. Гораздо более полное изучение спектров факелов было произведено Крат [8] в Пулковской обсерватории. Линии H и K измерялись для 23 факелов. Оказалось, что отношение эквивалентных ширин этих линий для факела и фотосферы не зависит от положения факела на диске Солнца и равно $\frac{A_{\text{фак}}}{A_{\text{фот}}} = 0.92$. Это согласуется с тем, что было найдено раньше. Кроме того, для некоторых факелов измерялись линии Fe^+ (2 линии), Fe (5), Ti^+ (1) и Ti (3). Эквивалентные ширины Fe^+ и Ti^+ оказались в факеле большими, чем в фотосфере, а эквивалентные ширины Fe и Ti меньшими, на что указывали и предыдущие исследователи. Для перевода эквивалентных ширин линий в числа атомов Т. В. Крат использовала кривую роста для центра Солнца, построенную Бруггенкате и Клюбером [9]. Предварительно она теоретическими подсчетами показала, что при разнице температур возбуждения факела

и фотосферы $T_{\text{фак}} - T_{\text{фот}} = 5200^\circ - 5040^\circ = 160^\circ$ форма кривой роста и высота прямолинейной части ее не должны отличаться у факела и фотосферы. Различие может быть только в сдвиге нуля по оси абсцисс в связи с неравенством нулю разности $N_0 \text{ фак} - N_0 \text{ фот}$ (N_0 — число атомов в основном состоянии). В результате анализа полученных ею данных о числах поглощающих атомов Т. В. Крат приходит к выводу, что температура возбуждения факела мало отличается от температуры возбуждения фотосферы и что в факеле мы имеем дело с повышенной ионизацией; о других ее теоретических выводах мы скажем ниже.

Цель настоящей работы заключается в построении кривой роста факела по полученным из наблюдений эквивалентным ширинам линий мультиплетов, а также в более подробном изучении спектра факела.

§ 2. ХАРАКТЕРИСТИКА ИНСТРУМЕНТА, УСЛОВИЯ НАБЛЮДЕНИЙ И ОБРАБОТКА ПОЛУЧЕННОГО МАТЕРИАЛА

Спектры факела и прилегающей к нему фотосферы получались в Симеизской обсерватории на спектрогелиоскопе Хэла в комбинации со спектрографом. Устройство этого инструмента и метод фотографирования спектров деталей при его помощи описаны в статье Северного [10].

Решетка Симеизского спектрогелиоскопа имеет в первом порядке разрешающую силу около 40 000. Линейная дисперсия спектра равна 8.2 Å/мм. Щель спектрогелиоскопа имеет некоторую клиновидность, которая была изучена на измерительном инструменте. Измерения показали, что при расширении щели угол между щеками остается постоянным. Кроме клиновидности, обусловленной непараллельностью щек щели, спектрогелиоскоп дает градиент яркости перпендикулярно дисперсии из-за виньетирования пучка решеткой и краями объектива камеры. Поэтому особое внимание было обращено на исследование влияния этого градиента яркости на эквивалентные ширины линий. Для того чтобы можно было получить спектр в пределах от 3800 до 7000 Å с хорошим фокусом, была предварительно построена хроматическая кривая камеры и для каждой спектральной области выбран соответствующий наклон пластинок.

При фотографировании спектров факела и фотосферы ширину щели брали близкой к нормальной.

Для выделения деталей на Солнце перед вращающейся призмой Андерсона ставили дополнительную щель. Вращающаяся призма собирает в щель свет со всей поверхности дополнительной щели; ширину последней (0.7 мм) выбирали так, чтобы фотографируемая часть факела при наблюдениях в окуляр гелиоскопа была зажата между ее щеками и была бы существенно больше возможной ошибки гидирования. В таком случае можно добиться, чтобы в течение всего процесса фотографирования снималось одно и то же место на поверхности Солнца. Спектральный участок 3800—7000 Å был разбит на 4 области, каждую из которых фотографировали на отдельной пластинке три раза подряд для одного и того же факела с экспозициями 0,5 и 1 сек.

Чтобы выделить факел на пластинке, к дополнительной щели приделывали две нити, дающие полосы, между которыми находится спектр факела. Измерение почернения поперек спектра показало, что эти полосы не влияют на почернение, начиная с расстояния 0,2 мм от края полосок.

Фотографирование производили на пластинках Ilford Hyper-sensitive Panchromatic. Для калибровки на кусках той же пластинки фотографировали спектр центра Солнца через платиновый ступенчатый ослабитель, помещенный перед щелью спектрогелиоскопа.

Основная трудность при построении характеристической кривой состояла в том, что на шкалке сильно сказываются клиновидность щели и виньетирование пучка частями инструмента. Чтобы исключить это влияние и получить истинные относительные интенсивности света, вызывающего почернения отдельных ступеней, было проведено дополнительное исследование. При этом были использованы шкалки, полученные при помощи лабораторного спектрографа и свободные от ошибок клиновидности и виньетирования, но отличающиеся от основных шкалок временем экспозиции и дисперсией, что в свою очередь может привести к ошибкам. Поэтому истинные отношения действующих на шкалку интенсивностей определяли методом последовательных приближений. При этом одновременно с основной шкалкой фотографировали спектр центра Солнца и изучали распределение интенсивности поперек этого спектра. Распределение интенсивности характеризуется теми же виньетированием пучка и клиновидностью щели, которые влияют и на шкалку, поэтому оно позволяет исключить ошибки шкалки.

Истинные логарифмы интенсивности находили отдельно для синей и красной частей спектра. Результат дан в табл. 1.

Таблица 1

Номер ступени	lg I		Номер ступени	lg I	
	Синяя часть	Красная часть		Синяя часть	Красная часть
1	0	0	6	1.238	1.210
2	1.924	1.919	7	1.105	1.070
3	1.694	1.685	8	2.972	1.000
4	1.540	1.524	9	0.130	0.083
5	1.388	1.366			

Столбец 1 содержит номера ступеней, столбцы 2 и 3 — логарифмы интенсивности света, действующего через эти ступени на пластинку.

При помощи фильтров на микрофотометре измеряли пропускание ступеней ослабителя в различных длинах волн. Исследование показало, что ослабитель практически нейтрален.

Так как характеристические кривые могут быть различны для разных длин волн, то их строили отдельно для каждой области. Однако это различие в нашем случае оказалось незначительным.

Фотометрию полученных пластинок производили при помощи саморегистрирующего микрофотометра Молля. Самые слабые линии измеряли для большей точности на фотоэлектрическом микрофотометре Цейсса.

Чтобы исследовать, влияет ли клиновидность на полное поглощение в линиях, избранные шесть линий промеряли в пяти разных местах по высоте перпендикулярно дисперсии. Никакой систематической зависимости эквивалентной ширины от высоты не было обнаружено, т. е. клиновидность не влияет на эквивалентные ширины линий. Также не меняется систематически с высотой и остаточная интенсивность в центре линии. Полученные в результате обработки контуры линий искажены инструментальным контуром и светом, рассеянным в спектрографе (главным образом «духи» решетки). Известно, что инструментальный контур не меняет эквивалентных ширин, и мы его не учитывали. Учет рассеянного света производили по формуле:

$$\left(1 - \frac{I_v}{I_0}\right)_{\text{ист}} = \frac{1}{1-k} \left(1 - \frac{I_v}{I_0}\right)_{\text{набл}}. \quad (1)$$

Здесь I_v — интенсивность света в частоте ν данной линии;

I_0 — интенсивность непрерывного спектра около линии;

k — постоянная, для данного спектрографа равная 0,15, согласно исследованию, проведенному Мустелем и Северным [11];

$\left(\frac{I_v}{I_0}\right)_{\text{ист}}$ — не искаженное рассеянием значение остаточной интенсивности линии в данной частоте;

$\left(\frac{I_v}{I_0}\right)_{\text{набл}}$ — искаженная рассеянием остаточная интенсивность.

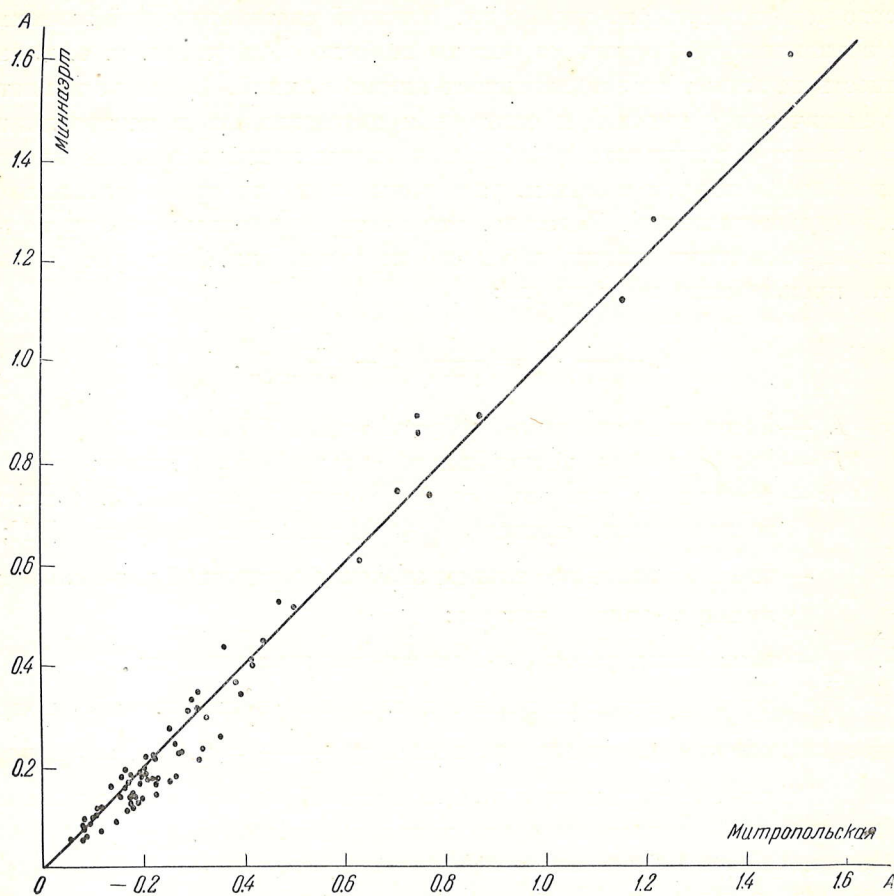
Чтобы получить истинное полное поглощение в линии, наблюдаемое полное поглощение умножали на величину $\frac{1}{1-k} = 1.18$. Рассеяние в питающей оптике инструмента и в земной атмосфере, как показал Ситник [12], существенно только на очень малых расстояниях.

На расстоянии 10" рассеяние при фотографических методах регистрации можно не учитывать. В нашем случае измеряемая часть факела находится на расстоянии, большем 1' от фотосферы, так что свет, попадающий на изображение факела от соседней фотосферы, пренебрежимо мал. Влияние дрожания изображений из-за беспокойства атмосферы мы оценили ниже, как и влияние ошибок гидирования.

Большую ошибку при определении эквивалентных ширин может дать неправильное проведение непрерывного спектра. Для лучшего его проведения использовали атлас Миннаэрта, по которому выбирали участки спектра, свободные от линий. Для контроля непрерывный спектр около К линии Ca^+ был построен более точным методом Миннаэрта [13]. Оказалось, что положение непрерывного спектра, проведенного при помощи атласа, мало отличается от положения непрерывного спектра, построенного методом Миннаэрта.

Для выяснения возможного влияния всех систематических ошибок все эквивалентные ширины линий невозмущенной фотосферы, измеренные

на наших спектрограммах, сравнивали с эквивалентными ширинами линий, измеренных по атласу Миннаэрта. Результат сравнения приведен на фиг. 1. Ось абсцисс — измеренные нами эквивалентные ширины, ось ординат — эквивалентные ширины по Миннаэрту. Точки группируются около прямой, наклоненной под 45° к осям, так что значительных систе-



Фиг. 1. Сравнение полученных эквивалентных ширин с эквивалентными ширинами, определенными по атласу Миннаэрта

матических ошибок, повидимому, нет. Разброс точек также невелик. Кроме систематических могут быть случайные ошибки, величина которых характеризуется внутренней сходимостью наших результатов. Для большинства линий мы имеем три измерения эквивалентных ширин, для некоторых — два. Поэтому для каждой линии была подсчитана средняя квадратичная ошибка одного измерения.

Результаты приведены в табл. 2. Средняя квадратичная ошибка различна для линий разных эквивалентных ширин. Для линии с эквивалентной шириной от 0.2 до 0.35 Å средняя квадратичная ошибка одного измерения в среднем составляет 8%, ошибка среднего — 5% эквивалентной ширины. Хотя эта ошибка может несколько исказить величину разности эк-

вивалентных ширин линий в факеле и фотосфере, однако она меньше этой разности для большинства линий. Кроме того, и *это основное*, все дальнейшие выводы основаны на большом числе линий, что значительно уменьшает неточность. Кривая роста построена для 34 линий железа; выводы о разнице температур делаются из рассмотрения многих линий. Это дает основание считать, что полученные результаты имеют реальный физический смысл.

§ 3. ПОСТРОЕНИЕ КРИВОЙ РОСТА И ВЫВОДЫ ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ

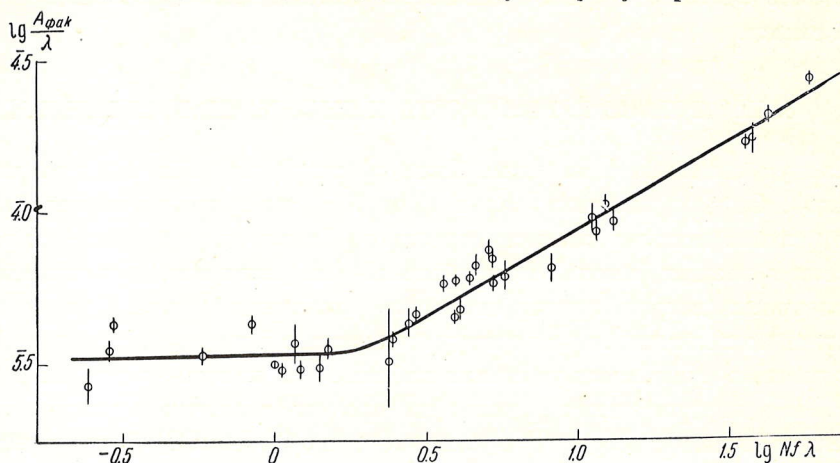
Следуя описанной методике, были сфотографированы спектры восьми факелов. Однако для построения кривой роста и исследования физических условий использовали спектр одного факела, потому что физические условия в разных факелах могут быть весьма различны, и усреднение эквивалентных ширин линий спектров различных факелов равносильно усреднению величин, характеризующих разные физические условия. Неоднородность в физических условиях наблюдается не только от факела к факелу, но и внутри одного факела; его яркость различна в разных частях (в дальнейшем мы рассмотрим влияние этого эффекта). Поэтому обращали особенное внимание на то, чтобы в дополнительную щель спектрогелиоскопа каждый раз попадало излучение, хотя и сравнительно большой, но одной и той же части факела. Наконец, яркость факела может меняться со временем. Однако в нашем случае весь процесс фотографирования десяти пластинок происходил примерно в течение получаса; за это время физические условия в факеле обычно заметно не изменяются. Исследуемый факел после фотографирования имел тот же вид, как и до начала экспозиций. Лучший из восьми факелов, фотографировавшийся 19 августа 1949 г., был использован для построения кривой роста.

Для этого факела было получено по три пластинки для частей спектра, где расположено подавляющее большинство использованных нами линий, и по две пластинки для менее важных частей спектра.

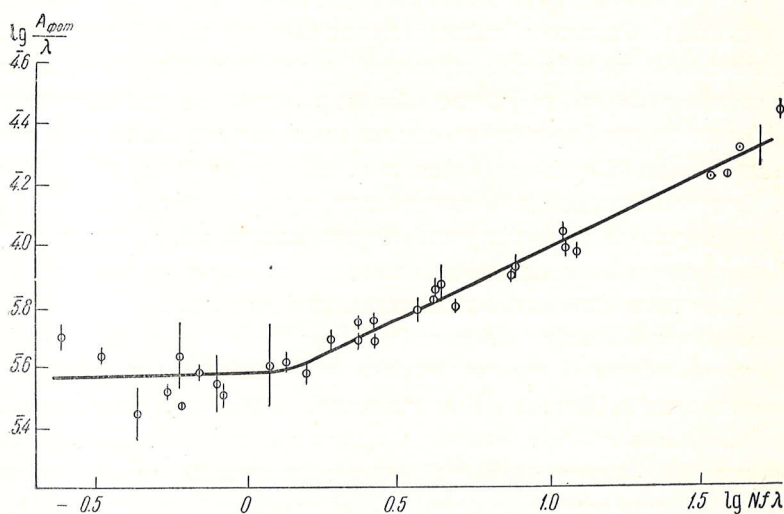
Кривая роста представляет собой графическую зависимость между эквивалентной шириной линии и числом поглощающих атомов, образовавших данную линию (фиг. 2). Как известно, для построения кривой роста следует использовать мультиплеты с известным отношением сил осцилляторов линий. В настоящей работе использованы относительные силы осцилляторов, определенные Кингом [14] экспериментально и тен-Бругенкате [9] теоретически в предположении связи Рессела — Саундерса. При этом пришлось отбросить слабые линии и линии, сильно искаженные бледами.

Для построения горизонтальной части кривой роста и части, соответствующей затуханию, было отобрано 34 линии нейтрального железа. Часть кривой роста, соответствующую линейной зависимости между числом атомов и эквивалентной шириной, построить не удалось, потому что для нее нужны измерения слабых линий, которые невозможны из-за малой дисперсии. Кривые роста для факела и фотосферы строили обычным

методом. По оси ординат откладывали величины $\lg \frac{A_\lambda}{\lambda}$, по оси абсцисс — $\lg gf\lambda$, где A_λ — эквивалентная ширина; f — сила осциллятора; g — статистический вес. Исходные данные приведены в табл. 2. Кривые роста, полученные по отдельным мультиплетам передвижением параллельно оси абсцисс до совпадения, дали общую кривую роста линий FeI,



Фиг. 2а. Кривая роста факела



Фиг. 2б. Кривая роста невозмущенной фотосферы

приведенную на фиг. 2. Для факела и фотосферы кривые роста строили независимо. При наложении этих кривых оказалось, что различие между ними сводится, во-первых, к тому, что кривая роста факела сдвинута по отношению к кривой роста фотосферы на величину 0.15 в шкале $\lg fg\lambda$; во-вторых, форма указанных кривых роста несколько различна.

Сдвиг кривых по оси абсцисс вполне реален и не является следствием ошибок наблюдений, хотя бы уже потому, что эквивалентные ширины

линий нейтрального железа в факеле в подавляющем большинстве случаев меньше, чем эквивалентные ширины тех же линий в фотосфере.

Так как нам известны лишь относительные значения $gf\lambda$, то нульпункт оси абсцисс для факела и фотосферы произволен.

В теоретической кривой роста по оси абсцисс обычно откладывают $\lg NHf\lambda$, где N —число атомов в 1 см^3 , находящихся на исходном для поглощения уровне с потенциалом возбуждения χ ; H —эквивалентная толщина слоя, производящего поглощение. По формуле Больцмана

$$\frac{N}{N_0} = \frac{g}{g_0} e^{\left(\frac{-\chi}{kT}\right)}. \quad (2)$$

Здесь N_0 —число нейтральных атомов в 1 см^3 , находящихся в основном состоянии;

k —постоянная Больцмана;

T —температура возбуждения;

g и g_0 —статистические веса соответствующих уровней.

Прологарифмируем уравнение (2), умножив предварительно числитель и знаменатель на $Hf\lambda$. Это дает

$$\lg NHf\lambda = \lg N_0 H + \lg gf\lambda - \lg g_0 - \chi \frac{5040}{T}. \quad (3)$$

Уравнение (3) можно написать для факела и фотосферы. Различные мультиплеты при построении кривой роста сдвигали до совпадения на величину $\chi \frac{5040}{T}$. Разности $\lg gf\lambda - \lg g_0$ одинаковы для факела и фотосферы, но для факела их откладывают от нульпункта, представляющего собой $\lg (N_0 H)_{\text{фак}}$, для фотосферы — от нульпункта $\lg (N_0 H)_{\text{фот}}$. Поэтому различие в положении на оси абсцисс кривых роста для факела и фотосферы обусловлено в основном разницей чисел атомов в основном состоянии $\lg N_0 H$ для факела и фотосферы, а также различием сдвигов $\chi \frac{5040}{T}$ ввиду предполагаемой разницы температуры возбуждения T для них. Исследования показывают (работа Крат [8] и настоящая работа (см. дальше), что T факела мало отличается от T фотосферы. Поэтому наблюдаемый сдвиг кривых роста объясняется главным образом различием числа атомов железа $N_0 H$ в основном состоянии; он говорит о том, что $N_0 H$ в факеле меньше, чем $N_0 H$ в фотосфере. То, что мы строили кривую роста только по линиям нейтрального железа, дает ее точкам большую однородность. Повидимому, этим объясняется сравнительно небольшой разброс точек в кривой роста. Таким образом, кривая приобретает более определенный физический смысл, чем кривая роста, построенная по линиям нескольких элементов.

Форма кривой роста факела несколько отличается от формы кривой роста фотосферы. Например, тангенс угла наклона прямолинейной части кривой роста факела равен 0.56, фотосферы — 0.47 и положение точки перехода от горизонтальной (переходной) к прямолинейной (часть,

Таблица 2

λ	Эле- мент	$A_{\text{фак}}$ ($\text{\AA}$)	Средняя кв. ад. ошибка $A_{\text{фак}}$	$A_{\text{фот}}$ ($\text{\AA}$)	Средняя кв. ад. ошибка $A_{\text{фот}}$	Потенциал возбуждения ниж. ур.	$\lg \frac{N_{\text{фот}}}{N_{\text{фак}}}$	Вес
-----------	--------------	--------------------------------------	---	--------------------------------------	---	--------------------------------------	---	-----

Линии, использованные при построении кривой роста

5068.8	—	0.178	± 0.015	0.250	± 0.031	2.927	0.309	1
5263.3	—	0.231	± 0.021	0.228	± 0.017	3.252	-0.013	1
5266.6	—	0.228	± 0.022	0.252	0.032	2.985	0.080	3
5233.0	—	0.366	0.045	0.388	0.043	2.927	0.042	3
5281.8	—	0.169	0.001	0.166	0.017	3.025	—	—
5302.3	—	0.163	0.012	0.157	0.006	3.269	—	—
5215.2	—	0.194	± 0.036	0.222	0.065	3.252	0.117	2
5283.6	—	0.174	0.070	0.208	0.074	3.227	—	—
5339.9	—	0.163	0.023	0.200	0.015	3.252	—	—
5393.2	—	0.164	0.009	0.173	0.016	3.227	—	—
5324.2	—	0.306	0.029	0.299	0.020	3.197	-0.007	3
4903.3	—	0.171	0.017	0.195	0.019	2.870	0.139	3
4919.0	—	0.371	0.033	0.310	0.012	2.853	-0.141	3
4920.5	—	0.459	0.038	0.475	0.014	2.820	0.022	3
4890.8	—	0.298	0.010	0.354	0.039	2.863	0.133	3
4891.5	—	0.317	0.033	0.397	0.020	2.839	0.171	2
4294.1	—	0.284	0.032	0.290	0.007	1.478	0.017	4
4132.1	—	0.378	0.035	0.415	0.036	1.601	0.066	4
4071.7	—	0.693	0.100	0.712	0.003	1.601	0.017	4
4063.6	—	0.816	0.043	0.876	0.011	1.551	0.057	4
4045.8	—	1.065	0.042	1.162	0.092	1.478	0.068	4
4404.8	—	0.730	0.032	0.752	0.018	1.551	0.023	4
4415.1	—	0.451	0.021	0.502	0.031	1.601	0.088	4
5397.1	—	0.251	0.011	0.262	0.016	0.911	0.027	3
5434.5	—	0.206	0.005	0.204	0.018	1.007	-0.012	2
5405.8	—	0.255	0.015	0.260	0.024	0.986	0.012	3
5429.7	—	0.313	0.023	0.303	0.010	0.954	-0.027	3
5371.5	—	0.323	0.014	0.327	0.039	0.954	0.009	4
5269.5	—	0.438	0.035	0.443	0.043	0.855	0.004	4
4375.9	—	0.200	0.004	0.229	0.007	0.000	0.102	2
4427.3	—	0.262	0.006	0.223	0.032	0.051	-0.126	1
4466.6	—	0.199	0.010	0.206	0.038	—	0.031	2
5125.1	—	0.169	0.011	0.178	0.045	—	0.060	2
5090.8	—	0.131	0.022	0.143	0.032	—	—	—

Линии для дополнительных исследований

6024.1	Fe	0.112	—	0.114	0.013	4.529	—	—
5110.4	Fe	0.186	0.025	0.192	0.031	0.000	0.044	2
4617.3	Ti	0.054	0.004	0.074	0.011	1.741	—	—
4623.1	Ti	0.045	0.011	0.052	0.007	1.732	—	—
4981.7	Ti	0.125	0.008	0.171	0.022	0.845	—	—
4999.5	Ti	0.108	0.017	0.166	0.015	0.822	—	—
5024.8	Ti	0.090	0.007	0.083	0.008	0.815	—	—
6162	Ca	0.283	0.014	0.312	0.028	1.891	0.072	—
6439	Ca	0.207	0.028	0.190	0.020	2.515	—	—
4226.7	Ca	1.286	0.071	1.293	0.094	0.000	0.005	—
6122	Ca	0.261	0.015	0.270	0.034	1.878	0.026	—
5895.9	Na	0.614	0.005	0.634	0.040	0.000	0.021	—
5890.0	Na	0.763	0.117	0.775	0.080	0.000	0.011	—
5206	Cr	0.338	0.016	0.317	0.028	0.937	-0.046	—
6562.8	H	1.487	0.120	1.730	0.094	10.155	+0.120	—
4861.3	H	1.354	0.160	1.334	0.232	10.155	-0.008	—
4101.7	H	0.907	0.052	0.921	0.005	10.155	+0.006	—
5183.67	Mg	1.469	0.055	1.496	0.012	2.705	0.014	2
5172.70	Mg	1.223	0.044	1.225	0.080	2.700	0.001	2
5167.38	Mg	0.754	0.011	0.826	0.015	2.697	0.074	1
6021.9	Mn	0.056	—	0.100	0.015	3.062	—	—
6016.7	Mn	0.087	—	0.102	0.023	3.060	—	—
4111.8	V	0.110	0.034	0.133	0.003	0.299	—	—
4115.2	V	0.105	0.025	0.108	0.003	0.285	—	—

Таблица 2 (продолжение)

λ	Элемент	$A_{\text{фак}}$ ($\text{\AA}$)	Средняя кв. ошибка $A_{\text{фак}}$	$A_{\text{фот}}$ ($\text{\AA}$)	Средняя кв. ошибка $A_{\text{фот}}$	Потенциал возбуждения ниж. ур.	$\lg \frac{N_{\text{фот}}}{N_{\text{фак}}}$	Вес
4109.8	V	0.166	0.023	0.161	0.025	0.290	—	—
4783.4	Mn	0.233	0.037	0.201	0.030	2.288	-0.111	—
4754.0	Mn	0.157	0.007	0.172	0.009	2.272	0.197	—
4501.3	Ti ⁺	0.200	0.017	0.186	0.017	1.11	-0.058	—
4468.5	Ti ⁺	0.165	0.010	0.161	0.049	1.13	-0.030	—
4563.8	Ti ⁺	0.158	0.002	0.152	0.023	1.22	-0.092	—
4572.0	Ti ⁺	0.263	0.059	0.221	0.056	1.56	-0.135	—
4554.04	Ba ⁺	0.224	0.010	0.191	0.016	0.00	-0.118	—
4934.0	Ba ⁺	0.276	0.017	0.261	0.013	0.00	-0.042	—
4934.10								
6141.7	Ba ⁺	0.180	0.034	0.173	0.021	0.7	—	—
6496.9	Ba ⁺	0.099	0.031	0.080	0.018	0.6	—	—
4077.7	Sr ⁺	0.388	0.027	0.361	0.028	0.0	-0.055	—
4215.5	Sr ⁺	0.488	0.008	0.419	0.010	0.0	-0.125	—
5018.4	Fe ⁺	0.315	0.051	0.274	0.027	2.879	-0.107	—
4924.0	Fe ⁺	0.273	0.027	0.220	0.015	2.879	-0.163	—
3933.7	Ca ⁺	10.78	0.34	12.23	0.90	0.0	0.100	—
3968.5	Ca ⁺	9.20	0.62	10.08	0.47	0.0	0.075	—

Здесь A — эквивалентная ширина линии;

$\lg \frac{N_{\text{фот}}}{N_{\text{фак}}}$ — логарифм отношения чисел атомов фотосферы и факела, полученный при помощи построенной нами кривой роста.

соответствующая затуханию) у факела другое, чем у фотосферы. Но придавать физический смысл величине этого различия форм рискованно, потому что она в значительной степени может быть результатом ошибок наблюдений и неизбежного разброса точек в кривой роста. Таким образом, возможное реальное различие форм кривых искажено неточностями, и, чтобы не вводить лишний источник ошибок, мы использовали для перевода эквивалентных ширин в числа атомов одну и ту же кривую для факела и для фотосферы, а именно: кривую роста для факела. В дальнейшем необходимо уточнить величину этой разницы форм кривых роста.

Для дальнейших исследований физических условий в факеле использовали линии элементов Fe⁺, Ti⁺, Ti, Mg, Na, Mn, Cr, Ca⁺, Ca, Ba⁺, H, V, Sr⁺. Их эквивалентные ширины собраны в табл. 2. Прежде всего бросается в глаза, что в соответствии с результатами предыдущих исследователей линии ионизованных элементов в факеле имеют большую эквивалентную ширину, чем в невозмущенной области, линии нейтральных — меньшую; причем, если у нейтральных элементов эта закономерность в общем справедлива, т. е. имеются линии (14 из 59) с обратным соотношением эквивалентных ширин, то для ионизованных все линии, кроме H и K Ca⁺, усилены в факеле. Кроме того, абсолютные значения разницы эквивалентных ширин больше для линий ионизованных элементов, чем для линий нейтральных.

В отличие от других линий ионизованных элементов, линии Ca⁺ (H и K), как указывалось и раньше, имеют в факеле меньшую эквивалентную

ширину, чем в невозмущенной области. Эквивалентная ширина H_{α} в факеле значительно меньше эквивалентной ширины ее в невозмущенной области главным образом за счет того, что остаточная центральная интенсивность H_{α} в факеле гораздо больше, чем в невозмущенной области. Это говорит о дополнительном монохроматическом излучении флоккула, расположенного над факелом, в линии H_{α} . Эквивалентные ширины и контуры H_{β} и H_{δ} в факеле и фотосфере практически одинаковы.

§ 4. ВЫЯСНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В ФАКЕЛЕ

Спектры звезд меняются определенным образом вдоль главной последовательности. Известно, что это обусловлено главным образом температурой и отчасти электронным давлением. В работах Вильямса [15] и Теккерей [16] даны эквивалентные ширины линий нейтральных элементов Ca, Mg, Na, Fe и ионизованного Ca^{+} (λ 3934) для многих звезд главной последовательности; в работе Райта [17] даны эквивалентные ширины почти всех линий, изученных нами, но только для двух звезд главной последовательности — Солнца и $dF3$ (α Малого Пса).

Сравнение этих данных с эквивалентными ширинами линий в спектре факела и невозмущенной области показывает, что эквивалентные ширины в последовательности звезд от Солнца к более ранним классам изменяются в ту же сторону, что и эквивалентные ширины при переходе от невозмущенной области к факелу. Предположим, что факел по своим физическим свойствам может быть рассмотрен *в первом приближении* как звезда с более высокой температурой, чем температура Солнца. Используя графики зависимости эквивалентной ширины каждой линии от эффективной температуры, определили разницу эффективных температур факела и фотосферы в предположении, что состояние материи (включая и электронное давление) в факеле является такой же функцией эффективной температуры, как и в звездах главной последовательности. Используя данные Вильямса и Теккерей, мы получили среднюю величину разницы температур факела и фотосферы, равную 64° ; по данным Райта эта разница равна 122° , если использовать линии нейтральных элементов, и 302° — если использовать линии ионизованных элементов. Большая систематическая разница температур, определенных по нейтральным и по ионизованным элементам, говорит об отклонениях от чисто термических ионизации и возбуждения и, несомненно, отражает специфику условий в факеле. В настоящее время еще трудно найти этому удовлетворительное объяснение. Представляет интерес разными способами оценить разность температур возбуждения, ионизации и спектрофотометрической температуры в факеле и фотосфере. К сожалению, точность и количество материала недостаточны для уверенного определения разности температур возбуждения и ионизации. Однако некоторые выводы о них можно сделать.

Рассмотрение зависимости отношения числа атомов в n -ом состоянии возбуждения в фотосфере к числу атомов в таком же состоянии возбуждения в факеле $\lg \frac{N_{n\text{фот}}}{N_{n\text{фак}}}$, для линий с небольшим потенциалом воз-

буждения, от потенциала возбуждения n -го уровня показало, что температура возбуждения в факеле не больше, чем температура возбуждения в фотосфере. Линии с потенциалом возбуждения нижнего уровня, равным нулю, дают почти такое же значение $\lg \frac{N_{\text{фот}}}{N_{\text{фак}}}$, как и линии с большим потенциалом возбуждения. Отсюда можно заключить, что разница температур возбуждения в факеле и фотосфере не может объяснить наблюдаемое различие чисел атомов в факеле и фотосфере. Кроме разницы температуры возбуждения в факеле и фотосфере, температуру возбуждения факела и фотосферы определяли независимо.

При этом был использован обычный метод определения температур по сдвигам друг относительно друга кривых роста, построенных по отдельным мультиплетам. Как известно [48], сдвиг кривой роста, построенной по мультиплету с потенциалом возбуждения нижнего уровня χ_1 , относительно кривой роста, построенной по мультиплету с потенциалом возбуждения χ_2 , равен $\frac{5040}{T_B} (\chi_2 - \chi_1)$. При определении температур использовали линии с небольшим потенциалом возбуждения. Температура возбуждения для фотосферы оказалась равной $T_B = 4600^\circ \pm 180^\circ$, для факела $T_B = 4800^\circ \pm 180^\circ$. По определению Мельникова [49], температура возбуждения фотосферы равна $T_B = 4580^\circ \pm 100^\circ$. Однако из этих данных нельзя определить разницу температур возбуждения, потому что она слишком мала по сравнению с квадратичной ошибкой $\pm 180^\circ$.

Чтобы оценить численное значение разницы ионизационных температур в факеле и фотосфере, воспользуемся формулой Саха.

Число атомов, однажды ионизованных и находящихся в основном состоянии, пусть будет $N_+^{(0)}$, нейтральных — $N_0^{(0)}$. Их отношение определяется формулой Саха

$$\frac{N_+^{(0)}}{N_0^{(0)}} n_e = \frac{g_+^{(0)}}{g_0^{(0)}} 2 \frac{(2\pi m k T_i)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E}{k T_i}}. \quad (4)$$

Здесь n_e — число электронов в одном кубическом сантиметре;
 $g_+^{(0)}$ и $g_0^{(0)}$ — статистические веса основных уровней ионизованного и нейтрального атомов;

h — постоянная Планка;

m — масса электрона;

E — потенциал ионизации нейтрального атома с основного уровня;

T_i — температура ионизации.

Число ионизованных атомов в состоянии возбуждения n $N_+^{(n)}$ связано с $N_+^{(0)}$ формулой Больцмана

$$\frac{N_+^{(n)}}{N_+^{(0)}} = \frac{g_+^{(n)}}{g_+^{(0)}} e^{-\frac{\chi_n}{k T_B}} \quad (5)$$

и

$$\frac{N_0^{(n)}}{N_0^{(0)}} = \frac{g_0^{(n)}}{g_0^{(0)}} e^{-\frac{\chi_0}{k T_B}}. \quad (6)$$

$N_0^{(n)}$ — число нейтральных атомов в состоянии возбуждения n . Чтобы исключить влияние различия температуры возбуждения в факеле и фотосфере, выберем такие линии нейтрального и ионизованного железа, которые имеют одинаковый потенциал возбуждения нижнего уровня. Из имеющегося материала возможно было выбрать линии, у которых $\chi_+ = \chi_0 = \chi = 2.9$ э. в. При использовании формулы Больцмана (6) мы предполагаем, что температура возбуждения для нейтральных и ионизованных атомов одинакова.

Из (5) и (6) находим $N_+^{(0)}$ и $N_0^{(0)}$

$$N_+^{(0)} = N_+^{(n)} \frac{g_+^{(0)}}{g_+^{(n)}} e^{\frac{\chi}{kT_B}}, \quad (7a)$$

$$N_0^{(0)} = N_0^{(n)} \frac{g_0^{(0)}}{g_0^{(n)}} e^{\frac{\chi}{kT_B}}. \quad (7б)$$

Подставим эти значения в (4). При этом множители, содержащие температуру возбуждения, сократятся, т. е. получившееся равенство верно и для факела и для фотосферы, даже если температура возбуждения для них различна.

$$\frac{N_+^{(n)}}{N_0^{(n)}} n_e \frac{g_+^{(0)}}{g_+^{(n)}} \cdot \frac{g_0^{(0)}}{g_0^{(n)}} = \frac{g_+^{(0)}}{g_0^{(0)}} \cdot 2 \frac{(2\pi m k T_i)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E}{kT_i}}. \quad (8)$$

Прологарифмируем уравнение (8), напомним его для факела и фотосферы и вычтем уравнение (8) для фотосферы из уравнения (8) для факела

$$\lg \left(\frac{N_+^{(n)}}{N_0^{(n)}} \right)_{\text{фак}} - \lg \left(\frac{N_+^{(n)}}{N_0^{(n)}} \right)_{\text{фот}} = \lg \frac{n_{e \text{ фот}}}{n_{e \text{ фак}}} + \frac{3}{2} \lg \frac{T_{i \text{ фак}}}{T_{i \text{ фот}}} - E \left(\frac{5040}{T_{i \text{ фак}}} - \frac{5040}{T_{i \text{ фот}}} \right). \quad (9)$$

Полученные данные о числах атомов в факеле и фотосфере позволяют использовать формулу Саха только для железа. Но из одного уравнения (9) нельзя определить одновременно и разницу ионизационных температур и отношение электронных концентраций n_e в факеле и фотосфере. Поэтому сделаем сначала предположение, что электронные концентрации в факеле и фотосфере равны — $n_{e \text{ фак}} = n_{e \text{ фот}}$. Температуру ионизации фотосферы примем равной $T_{i \text{ фот}} = 5700$. Из табл. 2 находим среднее значение

$$\lg \frac{N_+^{(n)}}{N_+^{(n)} + N_0^{(n)}} = 0.135$$

и

$$\lg \frac{N_0^{(n)}}{N_0^{(n)} + N_+^{(n)}} = 0.094; \quad E = 7.83.$$

При этих предположениях получаем по формуле (9)

$$\Delta T = T_{\text{фак}} - T_{\text{фот}} = 180^\circ.$$

Теперь, наоборот, зададим разницу температур и найдем отношение электронных концентраций.

Таблица 3

ΔT	0	100	300	500
$\frac{n_e \text{ фот}}{n_e \text{ фак}}$	1.69	1.26	0.71	0.42

Из предыдущего видно, что разница температур факела и фотосферы имеет порядок $100-300^\circ$. Так как, повидимому, температура возбуждения факела мало отличается от температуры возбуждения фотосферы, то разница температур, определенная в § 4, обусловлена главным образом разницей ионизационных температур. Из табл. 3, при подсчете которой использованы данные наблюдений, видно, что при $\Delta T = 100-300^\circ$ n_e фотосферы мало отличается от n_e факела. Этот результат согласуется с тем наблюдательным фактом, что контуры линий H_β и H_δ в факеле и фотосфере практически одинаковы. Так как на высшие члены серии Бальмера сильно действует эффект Штарка, то в случае большой разницы n_e фак и n_e фот контуры H_β и H_δ тоже сильно отличались бы.

В наших расчетах применена формула Больцмана. Однако мы не требуем применимости формулы Больцмана для всех потенциалов возбуждения, а тем более нам не нужно, чтобы в факеле и фотосфере существовало термодинамическое равновесие. Мы предполагаем, что для факела ионизованные и нейтральные атомы возбуждаются радиацией одинаково в области длин волн, соответствующих $\chi = 2.9$ э. в. В фотосфере распределение энергии может быть иным, но нейтральные и ионизованные атомы, поглощающие излучение в одном и том же участке спектра, также возбуждаются одинаково. Математически это выразилось в том, что множитель, содержащий T_b , сократился при применении формулы Больцмана. При этом мы предполагаем, что линии нейтральных и ионизованных атомов образуются на одном уровне атмосферы. Температуру ионизации мы определили как температуру, найденную по формуле Саха; тем самым мы постулируем применимость этой формулы. Однако законность применения формулы Саха снижается тем, что линии Fe и Fe^+ могут образовываться в разных слоях, соответствующих разным температурам. Если не считать этой небольшой оговорки, наши расчеты достаточно надежны.

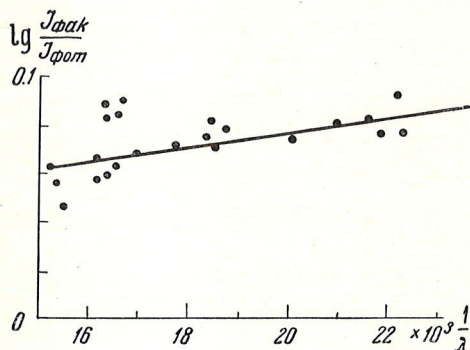
Сравнение интенсивностей непрерывного спектра факела и фотосферы позволило определить разницу спектрофотометрических температур факела и фотосферы. На фиг. 3 дана зависимость логарифма отношения интенсивности непрерывного спектра факела к интенсивности непрерывного спектра фотосферы $\lg \frac{I_{\text{фак}}}{I_{\text{фот}}}$ от $\frac{1}{\lambda}$. Наклон этой прямой к оси абсцисс дает возможность определить спектрофотометрическую температуру факела

$T_{\text{фак}}$, если известна спектрофотометрическая температура фотосферы, которую примем равной $T_{\text{фот}} = 5700^\circ$. Используя равенство

$$\frac{C_2}{T_{\text{фак}}} - \frac{C_2}{T_{\text{фот}}} = -0.924 \cdot 2.5 \frac{d \lg \frac{I_{\text{фак}}}{I_{\text{фот}}}}{d \frac{1}{\lambda}}, \quad (10)$$

получаем $T_{\text{фак}} - T_{\text{фот}} = 176^\circ$. В работе В. А. Амбарцумяна и Н. А. Козырева [1] эта величина равна 150° .

Оценим теперь, как влияет на полученные результаты тот факт, что факел не представляет собой однородной площадки, а состоит из множе-



Фиг. 3. Определение относительного спектрофотометрического градиента факела и фотосферы

ства светлых волокон на фоне фотосферы. Повидимому, именно эти волокна являются в действительности областями с повышенной температурой. Этим мы оцениваем влияние дрожания изображений из-за беспокойства атмосферы и влияние ошибок гидирования.

По хорошим фотографиям, воспроизведенным в различных изданиях, мы подсчитали, что в среднем площадь волокон составляет около $1/3$ общей площади факела.

С другой стороны, фотосфера между волокнами не является обычной фотосферой; на нее должно влиять излучение факела и расположенного сверху хромосферного флоккула. Возможно, что она представляет собой нечто среднее между обычной фотосферой и волокном факела.

В проведенных нами подсчетах мы считали факел однородным образованием и волокна — равномерно распределенными по всей поверхности факела. Теперь мы рассмотрим противоположный случай, считая волокна — факел расположенными на фоне обычной фотосферы. Этим мы «возьмем вилку» наши результаты и оценим возможные ошибки. Будем считать, что $1/3$ света, образующего спектр факела, посылается собственно факелом (яркими волокнами) и $2/3$ — фотосферой. Наблюдаемая эквивалентная ширина линий факела A_n является, как легко видеть, взвешенным средним эквивалентных ширин линий собственно факела $A_{\text{фак}}$ и фотосферы $A_{\text{фот}}$.

$$A_n = \frac{1}{3} A_{\text{фак}} + \frac{2}{3} A_{\text{фот}}, \quad (11)$$

откуда

$$A_{\text{фак}} = 3A_n - 2A_{\text{фот}}. \quad (12)$$

Оценим, как изменятся наши результаты, если вместо A_n мы будем использовать исправленные значения для $A_{\text{фак}}$. Для этого с новыми значе-

ниями $A_{\text{фак}}$ определяли разницу эффективных температур, полученных из сравнения изменения эквивалентной ширины от фотосферы к факелу с изменением эквивалентной ширины той же линии в звездах главной последовательности. Среднее значение разности эффективных температур факела и фотосферы получилось при этом равным 150° . Без учета волокнистой структуры факела она равнялась 64° . Таким образом, учет волокнистой структуры факела заметно увеличивает разность температур.

§ 5. АНОМАЛИЯ Ca^+

В отличие от других ионизованных элементов линии H и K ослаблены в факеле по сравнению с фотосферой. Крат [8] объясняет это повышенной второй ионизацией атомов кальция в факеле по сравнению с фотосферой. При этом она пользуется формулой Саха и по линиям Fe и Fe^+ , Ti и Ti^+ , Ca и Ca^+ вычисляет отношение электронных давлений факела и фотосферы, считая температуру ионизации $T_{\text{ион}}$ в факеле и фотосфере одинаковой и равной температуре возбуждения $T_{\text{в}}$. Мустель [5] указал, что такое приравнивание $T_{\text{ион}}$ и $T_{\text{в}}$ незаконно даже для фотосферы. Из предыдущего § 4 видно, что оно тем более незаконно для факела.

Чтобы определить одновременно и разницу температур ионизации и отношение электронных давлений в факеле и фотосфере, используем равенство (9) для двух элементов Fe и Fe^+ , Ca и Ca^+ и решим совместно два уравнения. Данные о числах атомов взяты из табл. 2 усреднением данных для нужных линий.

Для железа берутся линии с потенциалом возбуждения нижнего уровня, равным 2.9, для кальция — резонансные линии. В таком случае, как было показано в § 4, результаты не зависят от температуры возбуждения.

Уравнения (9) имеют вид

$$0.135 + 0.094 = \frac{3}{2} \lg \frac{T_{\text{фак}}}{T_{\text{фот}}} + \lg \frac{n_{\text{е фот}}}{n_{\text{е фак}}} + 7.83 \left(\frac{5040}{T_{\text{фот}}} - \frac{5040}{T_{\text{фак}}} \right), \quad (13)$$

$$-0.088 + 0.005 = \frac{3}{2} \lg \frac{T_{\text{фак}}}{T_{\text{фот}}} + \lg \frac{n_{\text{е фот}}}{n_{\text{е фак}}} + 6.09 \left(\frac{5040}{T_{\text{фот}}} - \frac{5040}{T_{\text{фак}}} \right). \quad (14)$$

Решение этих уравнений дает

$$T_{\text{фак}} - T_{\text{фот}} = 1450^\circ; \quad \frac{n_{\text{е фак}}}{n_{\text{е фот}}} = 20.9.$$

Если мы используем данные только для Ca и Ca^+ и решим уравнение (14), считая $n_{\text{е фак}} = n_{\text{е фот}}$, то получим $T_{\text{фот}} - T_{\text{фак}} = 100^\circ$.

Все эти подсчеты говорят о том, что формулу Саха для Ca и Ca^+ применять нельзя, так как результаты получаются физически нереальные. В факеле имеется отклонение от термодинамического равновесия.

Как видно из работ Вильямса [15] и Райта [17], эквивалентные ширины линий H и K Ca^+ уменьшаются и при переходе от Солнца к более горячим звездам, в то время как в соответствии с формулой Саха ионизация

Са должна расти, а ионизация Ca^+ должна быть еще мала, т. е. эквивалентные ширины Ca^+ должны, по крайней мере, не уменьшаться. Далее, Гринштейн [20] определял число поглощающих атомов по линиям различных элементов в металлических звездах. Оказалось, что обилие атомов Са (и нескольких других элементов с двумя валентными электронами), определенное по линиям Н и К с применением формулы Больцмана и Саха, значительно меньше в этих звездах, чем в Солнце, тогда как большинство других атомов такого отклонения не показывает. В то же время обилие Са, определяемое по линиям нейтральных атомов этого элемента, такого отклонения тоже не показывает. Гринштейн объяснил это явление аномальной ионизацией атомов Ca^+ (и других). Из сравнения исследований Гринштейна с наблюдающейся аномалией Ca^+ в факелах ясно, что факелы и в этом отношении подобны звездам с более высокой температурой, чем Солнце.

Из всего сказанного видно, что для объяснения аномального поведения Ca^+ в факеле нужно искать особых причин. В качестве такого объяснения примем следующую гипотезу. Атомы ионизируются избытком ультрафиолетового излучения за пределом серии Лаймана, который может иметь место в активных областях. Атомы Ca^+ отличаются от многих других ионизованных атомов тем, что они имеют коэффициент поглощения σ_v , растущий от $\lambda = 1044 \text{ \AA}$ в сторону более коротких длин волн. Значения коэффициента поглощения Ca^+ для разных длин волн λ даны в табл. 4 [21].

$$\sigma_v = 8.07 \cdot 10^{-18} \frac{df}{dE}.$$

Следовательно, процессы ионизации атомов Ca^+ излучением за лаймановским пределом могут оказаться существенными, так как здесь коэффициент поглощения растет некоторое время с уменьшением длины волны.

Таблица 4

$\lambda (\text{\AA})$	$\frac{df}{dE}$
1044	0.0088
1033	0.0092
644	0.0144
487	0.0120

Подсчитаем, во сколько раз дополнительное излучение за лаймановским пределом должно превышать излучение фотосферы, чтобы дать наблюдаемый эффект уменьшения числа атома Ca^+ в факеле. Сделаем предположение, что в фотосфере и в области излучения факела до лаймановского предела $I_v = B_v(T)$, где $B_v(T)$ — функция Планка, а излучение факела за лаймановским пределом имеет

интенсивность $I_v = CB_v(T)$, где C — искомая постоянная. Тем самым мы предполагаем, что в фотосфере осуществляются законы термодинамического равновесия.

Наблюдаемые данные показывают, что эквивалентные ширины линий нейтральных атомов в факеле мало отличаются от эквивалентных ширин линий этих атомов в фотосфере. Так как линии нейтральных атомов в основном возбуждаются радиацией в видимой части спектра, то предположение о выполнении равенства $I_v = B_v(T)$ в области спектра до предела Лаймана в факеле кажется естественным.

Ионизованные атомы дают в факеле значительно бoльшие эквивалентные ширины, чем в фотосфере. Эти атомы возбуждаются более коротковолновой радиацией, которая поэтому в факеле должна быть больше, чем в фотосфере. Мы предполагаем, что за пределом Лаймана в факеле $I_\nu = CB_\nu(T)$.

Для ориентировочных подсчетов, которые только и возможны при имеющейся точности фотографического материала, в уравнении стационарности можно ограничиться только основным уровнем. Как известно, влияние возбужденных уровней не может изменить порядок получаемой степени ионизации в условиях солнечной атмосферы. Уравнение стационарности для основного уровня (15) выражает равенство числа актов ионизации с основного уровня числу актов рекомбинации на основной уровень и имеет вид

$$n_1 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\sigma_\nu 4\pi I_\nu d\nu}{h\nu} = n_2 n_e \psi_0(T_e). \quad (15)$$

Здесь n_1 — число атомов Ca^+ в основном состоянии в см^3 ;

n_2 — число атомов Ca^{++} в основном состоянии в см^3 ; σ_ν — коэффициент поглощения с основного уровня;

$\psi_0(T_e)$ — вероятность рекомбинации на основной уровень;

T_e — электронная температура.

Ионизация с первого уровня может производиться радиацией от частоты ν_0 , соответствующей $\lambda = 1044 \text{ \AA}$, до $\nu = \infty$. Сделаем предположение, что электронная температура в факеле равна электронной температуре фотосферы и равна температуре радиации факела и фотосферы. Следует заметить, что ψ_0 очень слабо зависит от T_e , что делает это предположение не очень существенным. При термодинамическом равновесии (а следовательно, согласно принятому допущению, и в фотосфере)

$$\left(\frac{n_2 n_e}{n_1}\right)_0 = K(T), \quad (16)$$

где $K(T)$ дается формулой Саха.

За ν_2 , соответствующей $\lambda = 912 \text{ \AA}$, к равновесному излучению факела прибавляется дополнительное излучение. Пусть при этом отношение $\frac{n_2}{n_1}$ увеличивается в a раз. Для простоты будем считать, что $n_{e \text{ фот}} = n_{e \text{ фак}}$; это предположение не меняет порядка величин, так как температура гораздо сильнее влияет на ионизацию атомов с высоким потенциалом ионизации, чем электронное давление.

При термодинамическом равновесии, а следовательно, и в фотосфере

$$\left(\frac{n_2 n_e}{n_1}\right)_0 = \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi B_\nu \sigma_\nu d\nu}{h\nu}}{\psi_0(T_e)} = \frac{\int_{\nu_0}^{\nu_2} \frac{4\pi B_\nu \sigma_\nu d\nu}{h\nu}}{\psi_0(T_e)} + \frac{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{4\pi B_\nu \sigma_\nu d\nu}{h\nu}}{\psi_0(T_e)}. \quad (17)$$

В факеле $I_\nu = CB_\nu(T)$ для ν , изменяющейся от ν_2 до ∞ ,

$$\frac{n_2 n_e}{n_1} = a \left(\frac{n_2 n_e}{n_1} \right)_0 = \frac{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{4\pi B_\nu \sigma_\nu d\nu}{h\nu} + C \int_{\nu_2}^{\infty} \frac{4\pi B_\nu \sigma_\nu d\nu}{h\nu}}{\psi_0(T_e)}. \quad (18)$$

Вычитая из равенства (18) равенство (17), находим

$$\left(\frac{n_2 n_e}{n_1} \right)_0 (a - 1) = (C - 1) \frac{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{4\pi B_\nu \sigma_\nu d\nu}{h\nu}}{\psi_0(T_e)}. \quad (19)$$

$\psi_0(T_e)$ есть вероятность рекомбинации одного электрона и иона. Она зависит только от электронной температуры T_e , но T_e в факеле равно, по предположению, T_e фотосферы, следовательно в факеле $\psi_0(T_e)$ таково же, как в фотосфере.

Разделив (19) на (17), получим

$$(a - 1) = \frac{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{B_\nu \sigma_\nu}{h\nu} d\nu}{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{B_\nu \sigma_\nu}{h\nu} d\nu} (C - 1). \quad (20)$$

Величина a определяется из данных для нейтрального и ионизованного кальция

$$\lg n_{1 \text{ фот}} - \lg n_{1 \text{ фак}} = 0.082,$$

$$\lg n_{0 \text{ фот}} - \lg n_{0 \text{ фак}} = 0.034$$

в предположении, что полное число атомов Ca во всех стадиях ионизации в факеле и в фотосфере одинаково

$$N = (n_0 + n_1 + n_2)_{\text{фак}} = (n_0 + n_1 + n_2)_{\text{фот}}. \quad (21)$$

Полагая $\left(\frac{n_2}{n_1} \right)_{\text{фак}} = a \left(\frac{n_2}{n_1} \right)_{\text{фот}}$, $n_1 = n_0 r_1$

и $n_2 = n_1 r_1 = n_0 r_1 r_2$, мы подставляем n_1 и n_2 в (21); r_1 и r_2 вычисляем по формуле Саха при $p_e = 20$ бар. Вычисления дают для a значения, данные в табл. 4. Интегралы, входящие в (20), вычисляли численно. Для различных значений температур радиации были получены следующие значения (табл. 5).

Таблица 5

T	5000°	5200°	5700°
a	1310	354	33.3
C	47500	11000	700

Таким образом, дополнительное излучение за пределом серии Лаймана превышает равновесное излучение при $T = 5200^\circ$ примерно в 11000

раз и излучение при $T = 5700^\circ$ — в 700 раз. Таково возможное отклонение от термодинамического равновесия, объясняющее аномальное поведение линий Ca^+ в факеле. Величина этого избытка при 5700° у границы серии Лаймана численно равна излучению черного тела при 7500° . Разумеется, эта температура имеет только формальное значение, поскольку излучение имеет неравновесный характер. Поскольку σ_ν за пределом серии Лаймана медленно меняется с частотой, легко показать, что величина

$$C \approx \frac{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{I_\nu d\nu}{h\nu}}{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{B_\nu(T) d\nu}{h\nu}},$$

т. е. наш расчет указывает величину общего избытка радиации за пределом серии Лаймана над равновесной радиацией и не зависит от конкретного вида функции I_ν . Итак, аномальное поведение линий Ca^+ в факеле по сравнению с фотосферой может быть объяснено существованием в факеле избыточного излучения за пределом серии Лаймана.

Резюмируя, можно сказать, что отличие основных спектрофотометрических свойств факела и невозмущенной фотосферы можно свести к разнице ионизационных температур в $100\text{--}300^\circ$ и к существованию в факеле ультрафиолетового избытка в излучении за пределом серии Лаймана. Физические условия в факеле, как показывают исследования, отклоняются от термодинамического равновесия. Интересно отметить, что в работе Э. Р. Мустеля и А. Б. Северного в настоящем томе показано, что излучение хромосферной вспышки в водородных линиях можно объяснить увеличением ионизации водорода во вспышке.

Выражаю глубокую благодарность профессору Э. Р. Мустелю за постоянное внимание к настоящей работе и за ценные указания.

Л и т е р а т у р а

1. В. А. Амбарцумян и Н. А. Козырев. Циркуляры Пулковской обсерв., № 2, 1931.
2. M. Waldmeier. *Zs. f. Astrophysik* 26, 147, 1949.
3. Э. Р. Мустель. *Изв. Крымской Астрофиз. обсерв.* 2, 123, 1948.
4. H. Raudenbusch. *A. N.* 268, 323, 1939.
5. Э. Р. Мустель. Дополнение к книге А. Унзоляда. *Физика звездных атмосфер.* 563, 1949.
6. C. John. *Centr. Jeff. Phys. Lab.* 15.
7. P. Krammer. *Proc. Amst. Akad.* 33, 379, 1939.
8. Т. В. Крат. *Астр. журн.* 24, 329, 1947.
9. P. ten Bruggencate и H. Klüber. *Zs. f. Astrophysik* 18, 284, 1939.
10. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* 4, 191, 1949.
11. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. *Изв. Крымской Астрофиз. обсерв.* 5, 3, 1950.
12. Г. Ф. Ситник. *Труды ГАИШ* 41, 5, 1939.

13. А. Унзо́льд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 241, 1949.
 14. R. King a. A. King. Ap. J. 82, 377, 1935; 87, 24, 1938.
 15. E. Williams. PASP 48, 113, 1936.
 16. A. Thackeray. M. N. 109, 436, 1949; 94, 539, 1934; 97, 107, 1936.
 17. K. Wright. Publ. Astroph. Observ. Victoria 8, № 1, 1949.
 18. А. Унзо́льд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 288, 1949.
 19. О. А. Мельников. Изв. ГАО 18, № 142, 47, 1949.
 20. J. Greenstein. Ap. J. 109, 121, 1949.
 21. L. Green. Ap. J. 109, 289, 1949.
-

ОПЫТ ФОТОГРАФИРОВАНИЯ ПРОТУБЕРАНЦЕВ
В ИНФРАКРАСНОЙ ЛИНИИ ГЕЛИЯ λ 10830*Г. С. Иванов-Холодный*

В статье дано описание опытов по фотографированию протуберанцев в инфракрасной линии гелия λ 10830 как при помощи спектрографа, так и при помощи интерференционно-поляризационного фильтра. Приведены предварительные результаты сравнения свечения протуберанцев в линии λ 10830 со свечением в линиях гелия D_3 и H_α водорода.

Первые прямые фотографии Солнца в λ 10830 были получены Д'Азамбужа [1, 2] на сенсibilизированных пластинках при помощи спектрогелиографа и А. Б. Северным на фосфоре через интерференционно-поляризационный фильтр [3] в Крымской астрофизической обсерватории. Тогда как Д'Азамбужа были получены лишь фотографии солнечного диска, А. Б. Северный получил снимок протуберанца. В настоящее время в обсерватории поставлена работа одновременного фотографирования в λ 10830 как непосредственно протуберанцев через узкополосный интерференционно-поляризационный фильтр, так и его спектра на спектрогелиоскопе-спектрографе [4]. Фотографирование спектра свечения протуберанца в инфракрасной линии гелия λ 10830 производилось с помощью электронно-оптического преобразователя при дисперсии 8 Å/мм. На фиг. 1 приведены снимки инфракрасного спектра Солнца с указанием длин волн. На первом снимке видны темные фраунгоферовы линии, на втором — светлое изображение протуберанца в линии λ 10830; на третьем снимке дан спектр хромосферы с интенсивным излучением в той же гелиевой линии.

Благодаря удачному сочетанию приборов на спектрогелиоскопе линия λ 10830 попадает на фотокатод электронно-оптического преобразователя тогда, когда в центре поля спектрогелиоскопа можно наблюдать H_α в спектре второго порядка. Поэтому при фотографировании спектра протуберанца можно было производить гидировку его по обращению H_α в спектре второго порядка. Чтобы устранить желто-зеленую часть спектра второго порядка, попадающую на фотокатод, перед ним устанавливался

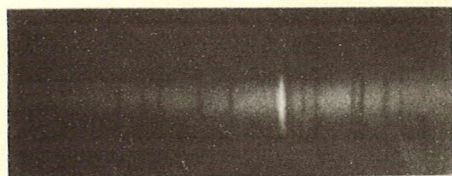
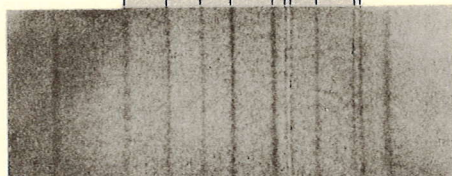
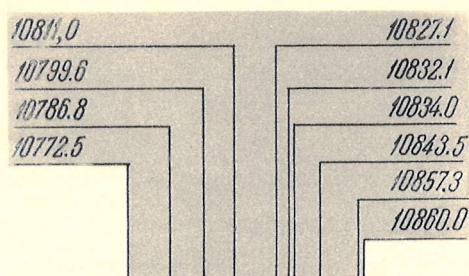
фильтр из марблитового стекла. (Одновременно с λ 10830 фотографировались и другие линии излучения протуберанца, как-то: H_{α} , H_{β} , D_3 , H и K .) При фотографировании через электронно-оптический преобразователь применялись пластинки Agfa Gelb Rapid. Для этих пластинок оказалась достаточной экспозиция всего около 15 сек., что сравнимо со временем экспозиции для других линий спектра.

Предварительные измерения ряда спектрограмм дают для излучения протуберанца в λ 10830 эквивалентную ширину 0,02—0,03 Å. Эта величина только в 2—3 раза меньше оценки, произведенной в 1950 г. А. Б. Северным [3] при фотографировании на фосфоре при помощи интерференционно-поляризационного фильтра. При обработке спектрограмм были учтены ореол и рассеянный свет инструмента. Суммарная величина рассеянного света была $1 \cdot 10^{-3}$ — $8 \cdot 10^{-3}$. В то же время величина ореола в желтой части спектра составляет $0,5 \cdot 10^{-2}$ — $1 \cdot 10^{-2}$.

Электронно-оптический преобразователь дает довольно сильный фон (около $3 \cdot 10^{-2}$), который к тому же весьма неравномерно распределен по пластинке. Учет этого фона представляет известные трудности и значительно снижает точность результатов.

Новая методика позволила получить достаточное число спектров для предварительного сравнения излучения протуберанцев в λ 10830 и в линиях водорода H_{α} и гелия D_3 . На фиг. 2 приведены предварительные результаты такого сравнения. По горизонтали — полное излучение в линии H_{α} в протуберанце в единицах интенсивности участка шириной 1 Å непрерывного спектра центра солнечного диска в той же длине волны; по вертикальной оси — та же величина для линии гелия λ 10830 (кривая А) и для линии гелия D_3 (кривая В). Ход изменения интенсивности свечения в D_3 при увеличении интенсивности свечения в H_{α} , в общем, согласуется с результатами Брюка и Мосса [5]. Характерно, что рост интенсивности в λ 10830 при увеличении интенсивности свечения в H_{α} меньше, чем рост интенсивности в D_3 .

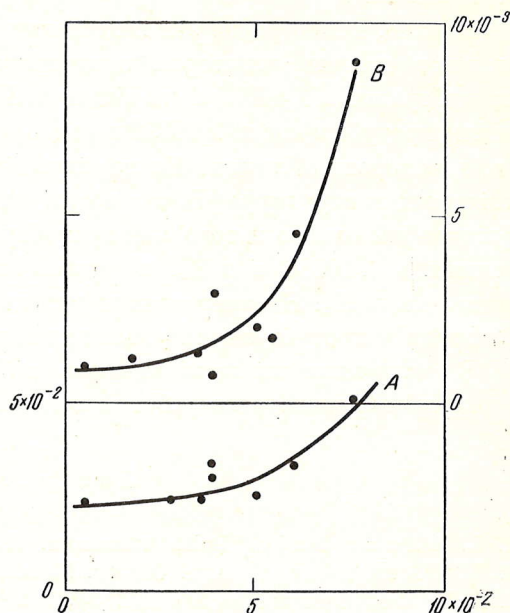
Одновременно с фотографированием спектра велось прямое фотографирование протуберанца через интерференционно-поляризационный фильтр. Фотографирование осуществлялось на установке типа внезатменного коронографа Лию. Эта установка использовалась раньше для наблюдения протуберанцев в H_{α} , и ее описание приведено в [6]. Для выделения узкой полосы пропускания был применен инфракрасный интерференционно-поляризационный фильтр, сконструированный и изготовленный Гильваргом и Северным (см. [3]). Фильтр снабжен дополнительной насадкой из двух кварцевых пластин, которая совместно с обычным интерференционным фильтром позволяет из множества полос пропускания интерференционно-поляризационного фильтра выделить одну единственную полосу пропускания, центрированную на λ 10830. Полуширина выделенной полосы пропускания составляет около 12 Å. Как известно, положение в спектре полосы пропускания фильтра и ее ширина сильно зависят от температуры фильтра и его наклона по отношению к падающему пучку. Видимость протуберанцев в коронографе весьма чувствительна



Фиг. 1. Инфракрасный спектр Солнца

к этим факторам, поэтому фильтр требует тщательной и тонкой установки. Видимость протуберанца также оказалась весьма чувствительной к фокусировке и юстировке коронографа. Но при хорошей фокусировке и установке коронографа можно достаточно отчетливо наблюдать визуально протуберанцы на экране преобразователя. Видимость протуберанцев при этом значительно лучше, чем при наблюдении их на спектрогелиоскопе в линии гелия D_3 , несмотря на то, что на спектрогелиоскопе с дисперсией около $4 \text{ \AA}/\text{мм}$ можно выделить из спектра практически одну линию D_3 . В то же время, при относительно широкой полосе пропускания фильтра ($12 \text{ \AA}$), в $\lambda 10830$ видны практически все протуберанцы, наблюдаемые на спектрогелиоскопе в H_α . Это объясняется прежде всего значительно менее интенсивным ореолом в $\lambda 10830$ по сравнению с ореолом в $\lambda 5876$. (Если в $\lambda 10830$ эквивалентная ширина протуберанца в 5—10 раз больше ореола, то в линии D_3 эквивалентная ширина протуберанца равна или меньше интенсивности ореола.)

Наши измерения в общем подтверждают заключение А. Б. Северного [3] о приблизительной справедливости закона Рэля для атмосферного рассеяния в инфракрасной области. Наконец, из сравнения теоретических интенсивностей переходов $D \rightarrow P$ и $P \rightarrow S$



Фиг. 2. Сравнение излучения протуберанцев в линиях $\lambda 10830$ и D_3 с излучением в H_α

$$\frac{E_{DP}}{E_{PS}} = \frac{\nu_{DP}}{\nu_{PS}} \frac{A_{DP}}{A_{PS}} \frac{1}{2} \frac{g_D}{g_P} e^{-\frac{\chi_{DP}}{kT}}.$$

Следует ожидать, что при $T \approx 5000^\circ\text{K}$ излучение в $\lambda 10830$ будет, по меньшей мере, в 10 раз больше, чем в $\lambda 5876$.

На фиг. 3 приведены фотографии протуберанцев в $\lambda 10830$. Они получены через электронно-оптический преобразователь на пластинках Agfa Gelb Rapid с экспозицией от 5 до 10 сек. На фотографии протуберанца от 6/X 1951 хорошо заметна структура, которая отсутствовала при наблюдении в линии D_3 на спектрогелиоскопе. Однако следует указать, что качество изображения на наших снимках далеко уступает качеству снимков протуберанцев в линии H_α , полученных на нашей обсерватории. Это объясняется, во-первых, тем, что в используемой оптической установке

имеется значительное инструментальное рассеяние света; во-вторых, преобразователь дает крупное зерно, которое значительно снижает разрешающую способность; в-третьих, экспозиции при фотографировании еще довольно велики, так что за время экспозиции сказывается дрожание изображения как вследствие беспокойствия атмосферы, так и вследствие недостаточно хорошей работы часового механизма, ведущего целостат. Преодоление этих трудностей, несомненно, может еще улучшить качество изображения.

Однако, несмотря на эти недостатки, полученные фотографии уже позволяют сделать некоторые предварительные выводы. Сравнение вида протуберанца в λ 10830 с его видом в H_{α} показывает, что структура излучения протуберанца в λ 10830 в основном повторяет структуру излучения его в водородной линии. Но наряду с этим наблюдаются и заметные расхождения в структуре. В частности, на приведенной для сравнения паре фотографий одного и того же протуберанца от 27/IX 1951, сфотографированных в λ 10830 и в H_{α} , отчетливо заметно, что в λ 10830 протуберанец выше, чем в H_{α} . На аналогичное различие в структуре излучения гелия и водорода в протуберанцах указывал также Вальдмайер [7].

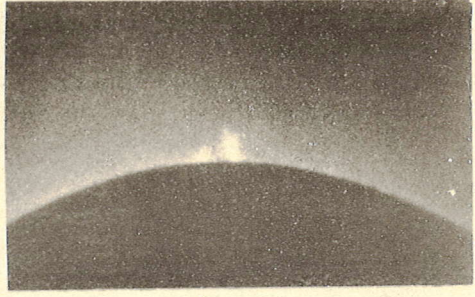
В заключение выражаю искреннюю благодарность профессору А. Б. Северному за руководство работой и важные указания.

Л и т е р а т у р а

1. L. d'A z a m b u j a. Bull. Astromom. 11, 358, 1939.
2. L. d'A z a m b u j a. Ann. Observ. Meudon 6, VII, 1948.
3. А. Б. Северный. ДАН СССР 74, № 2, 1950.
4. А. Б. Северный. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 4, 191, 1949.
5. Н. А. В р ü c k a. W. Moss. M. N. 105, 17, 1945.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 4, 3, 1949.
7. M. W a l d m e i e r. Zs. f. Ap. 27, 81, 1950.



4/X 1951



5/X 1951

10830



6/X 1951

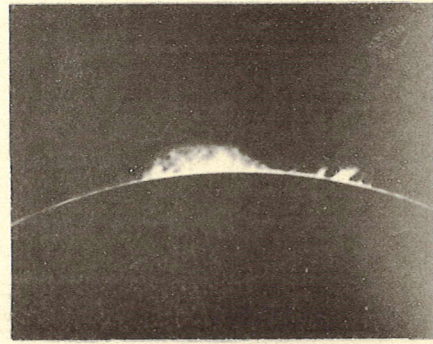


8/X 1951

10830



10830



H_{α}

28/IX 1951

СПЕКТРОРЕГИСТРАТОР ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

Г. А. Монин

В статье дается описание спектрорегистратора лучевых скоростей, работающего на солнечной установке обсерватории в Симеизе.

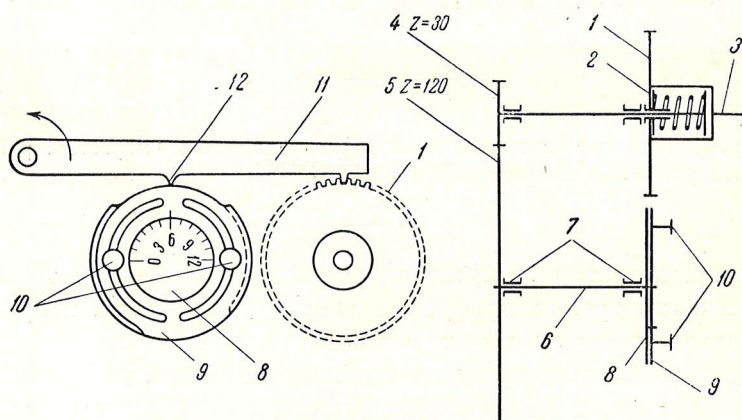
Спектрорегистратор лучевых скоростей, являясь существенным дополнением к спектрогелиографу, позволяет, как известно, получить картину распределения лучевых скоростей деталей на Солнце.

Для получения регистрограмм лучевых скоростей спектрогелиограф, построенный в нашей обсерватории (описан в [1]), был переконструирован так, чтобы по желанию можно было быстро и просто превратить равномерное движение фотопластинки в равномерное движение с остановками, дающими сечения с экспозициями на каждое сечение от 1 до 12 сек. Эта задача решена чисто механическим путем при помощи следующей конструкции (фиг. 1). Приводной вал, соединяющий часовой механизм с микрометренным винтом спектрогелиографа, укорочен и между выходной осью часового механизма и приводным валом вставлена фрикционная муфта 2 с зубчатым диском 1, обеспечивающая необходимый вращающий момент для равномерного движения фотопластинки (получение нормальных спектрогелиограмм).

Если же зубчатый диск фрикциона остановить собачкой 11, то часовой механизм продолжает работать равномерно при остановленном винте. Далее необходимо было осуществить автоматический подъем и опускание собачки: время, в течение которого собачка находится в опущенном состоянии, должно регулироваться от 1 до 12 сек.

При шаге микрометренного винта в 0.5 мм опускание собачки должно происходить через 2—4 оборота выходной оси часового механизма. Для этого на противоположный конец выходной оси часового механизма надет шестерня 4. Эта шестерня соединяется с шестерней 5, укрепленной на вспомогательной оси 6 (подшипник 7 оси 6 прикреплен к корпусу часового механизма). На второй конец вспомогательной оси 6 надет двойной

кулачковый диск 8, одна часть которого жестко соединена с осью, а вторая 9, легко вращаясь на оси, прижимается к первому диску двумя установочными винтами 10. Поворот по шкале одного диска относительно другого изменяет профиль кулачкового диска. Собачка 11, опираясь своим средним выступом 12 на часть кулачкового диска большего радиуса, находится в приподнятом состоянии в течение времени, необходимого для передвижения пластинки с одного сечения на другое, и входит в зацепление с зубчатым диском фрикциона тогда, когда профиль кулачка переходит с большей окружности на меньшую. В это время микрометрический винт останавливается и осуществляется экспозиция некоторого сечения детали на диске Солнца. Когда кулачковый диск поднимет собачку, происходит передвижение фотопластинки и т. д.

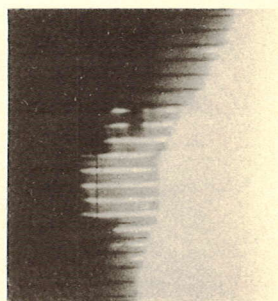
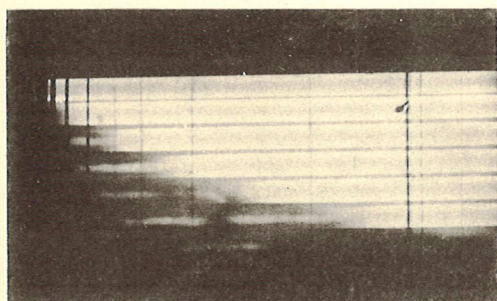


Фиг. 1 Схема механизма к спектрогелиографу для получения спектрогелиограмм лучевых скоростей

Переход от нормальной работы спектрогелиографа к получению спектрорегистрограмм и обратно осуществляется только накидыванием или отбрасыванием запорной собачки. Наряду с простотой описанной конструкции ее особенность заключается в том, что время экспозиции плюс время прохода есть величина постоянная и равна 24 сек. Это ограничение, однако, несущественно. Время экспозиции и время прохода связаны следующей зависимостью. Если n есть число оборотов вала часового механизма в 1 мин.; N — число оборотов вспомогательного вала в 1 мин.; H — шаг микрометрического винта в мм; k — часть окружности меньшего радиуса кулачкового диска, причем k может изменяться в зависимости от установки кулачковых дисков от 0.04 до 0.53 доли окружности, то $60 \cdot \frac{k}{N}$ есть числовое значение времени экспозиции в секундах.

$60 \cdot \frac{(1-k)}{N}$ даст числовое значение времени передвижения в секундах, а $(1-k) \cdot \frac{n}{N} \cdot H$ есть интервал между сечениями в мм.

В нашем приборе $N = 2.5$ об/мин., $n = 10$ об/мин., $H = 0.5$ мм. Практически наиболее выгодная экспозиция при получении регистрограмм протуберанцев оказалась равной 12.5 сек. Для этого значения экспози-



Фиг. 2. Спектрореги́строграмма лучевых скоростей протуберанца в линии H_{α}

ции величина $k = 0.52$. Интервалы между сечениями получаются равными 0,96 мм.

На фиг. 2 воспроизведена опытная спектрорегистрограмма лучевых скоростей протуберанца в линии H_{α} , полученная на пластинках Agfa Spektral Rot Rapid при дисперсии около 2 Å/мм (в первом порядке). На регистрирующей заметное смещение ~ 1 Å линии в красную сторону в средней части основания протуберанца.

Л и т е р а т у р а

1. Г. А. Монин и А. Б. Северный. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 7, 113, 1951.
-

АБСОЛЮТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ГАЛАКТИЧЕСКИХ СКОПЛЕНИЙ

И. М. Копылов

На основании известных данных о расстояниях и видимых интегральных величинах были определены с учетом межзвездного поглощения абсолютные интегральные величины 300 галактических скоплений. Функция светимости скоплений представляет собой нормальный закон распределения с максимумом вблизи $-3^m.5$ и с некоторым отклонением в большую сторону для более ярких скоплений. Установлено необходимое условие для отнесения скоплений к типу О: светимость скопления должна быть более $-5^m.0$. Оценивается верхний предел числа О скоплений в Галактике, равный 2000. Рассмотрены связь скоплений с известными О-ассоциациями и вопрос о реальности некоторых ассоциаций.

В связи с открытием В. А. Амбарцумяном звездных О-ассоциаций и установлением того факта, что некоторые галактические скопления являются более плотными ядрами ассоциаций, усилилось внимание к этим очень интересным объектам нашей Галактики.

Для того чтобы галактическое скопление было ядром О-ассоциации, необходимо, согласно Амбарцумяну [1], чтобы оно содержало в себе звезды спектральных классов О — В0. Однако спектральная классификация звезд большинства даже сравнительно близких галактических скоплений очень затрудняется многочисленностью частично или полностью перекрываемых спектров. Звезды в более слабых галактических скоплениях пока что недоступны для классификации. Правда, в отношении более слабых галактических скоплений можно идти значительно дальше посредством определения показателей цвета звезд. К настоящему времени определены спектральные классы (по крайней мере наиболее ярких звезд) немногим более 120 галактических скоплений из общего их числа 450—500, нам известных.

Другим путем, который может нам дать некоторые сведения относительно физических характеристик скоплений, является определение их интегральных абсолютных величин.

В подавляющем большинстве случаев физическая природа и многие структурные особенности скопления определяются главным образом его

более яркими членами. Видимый блеск скопления также создается в основном его самыми яркими звездами, часто в количестве менее десяти. Поэтому, определив каким-либо способом абсолютную величину скопления, можно, правда довольно грубо, оценить средние абсолютные величины этих наиболее ярких звезд и таким косвенным путем определить приближенно их спектральный класс.

§ 1. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ АБСОЛЮТНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ВЕЛИЧИН ГАЛАКТИЧЕСКИХ СКОПЛЕНИЙ

В серии статей, посвященных изучению пространственного распределения галактических скоплений, Бархатова [2—4] определила расстояния до 334 скоплений. Ее способ определения расстояний представляет собой видоизменение метода Трюмплера определения расстояний до скоплений по их видимым угловым диаметрам. Бархатовой получена формула, дающая величину поправки к видимому угловому диаметру скопления в зависимости от величины поглощения света. Для значительной доли скоплений ею определялись расстояния и более точным фотометрическим методом с учетом поглощения света. Расстояния до скоплений, приведенные в работе [3], и были приняты нами за основные при определении светимостей скоплений. Для 103 скоплений расстояния были определены нами фотометрическим методом заново, на основе позднейших наблюдательных данных и современных определений нормальных цветов и абсолютных величин O и B звезд.

За основную систему видимых интегральных фотографических величин скоплений были взяты величины m_t Лундмарка и Коллиндера [5]. Однако, как это выявилось в процессе работы, в некоторых случаях эти величины имеют значительные случайные ошибки. Поэтому, при очевидной ошибочности m_t , а также в случае их большого расхождения у Лундмарка и Коллиндера, использовались данные об интегральных величинах галактических скоплений, полученные другими авторами, в частности Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [6, 7] и М. Е. Набоковым [8].

В процессе работы были использованы также данные работы Цуга [9] и Стеббинса, Хаффера и Уитфорда [10].

Результаты работы Санфорда [11] позволили независимо оценить расстояния до 30 скоплений. В его работе приводятся эквивалентные ширины EW межзвездной линии поглощения K ($CaII$) для звезд, расположенных в открытых скоплениях. Было взято несколько хорошо изученных скоплений, для которых расстояние и величина полного фотографического поглощения A_{ph} известны довольно точно. По $\overline{EW}$ и $\overline{A_{ph}}$ для этих скоплений, полученным как среднее для всех звезд каждого скопления, нами была построена кривая зависимости эквивалентной ширины межзвездной линии K от полного фотографического поглощения. Как и следовало ожидать, зависимость получилась настолько четкой, что она позволила по известной эквивалентной ширине линии K оценить величину поглощения.

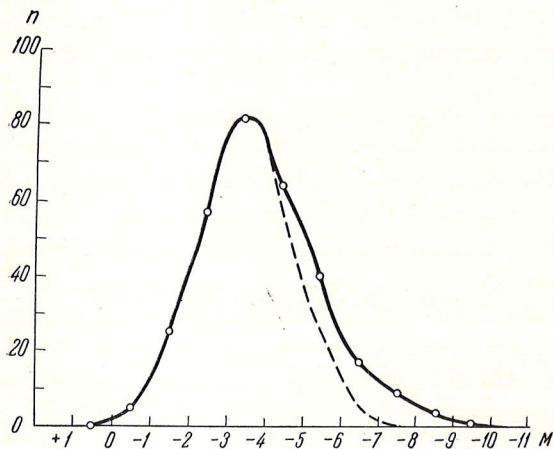
A_{ph} на расстоянии скопления с точностью, вполне достаточной для наших целей.

Таким способом и были определены расстояния 30 скоплений. Согласие с данными о поглощении, взятыми из работы Паренаго [12], хорошее. Исключение составили лишь 2—3 скопления, для которых величина A_{ph} оказалась гораздо больше, чем можно было ожидать, исходя из эквивалентной ширины межзвездной линии К.

При определении светимостей остальных скоплений учет поглощения производился по методу Паренаго [12]. Для того чтобы сохранить однородность материала и устранить селекцию, вызванную различной светимостью скоплений, были отброшены все скопления с расстояниями более 2000 парсек. После этого в списке осталось 300 скоплений, абсолютные интегральные величины которых были определены нами довольно уверенно; для некоторых из хорошо изученных скоплений это было проделано несколькими способами, причем согласие отдельных определений оказалось хорошим.

Полученные светимости для 300 галактических скоплений составили достаточно обширный для статистического исследования материал, к рассмотрению которого мы сейчас и переходим.

Мы рассмотрим здесь только два вопроса, а именно: вид функции светимости галактических скоплений и связь скоплений с О-ассоциациями, т. е. вопросы, которые являются с космогонической точки зрения наиболее важными.



Фиг. 1. Функция светимости галактических скоплений

§ 2. ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ

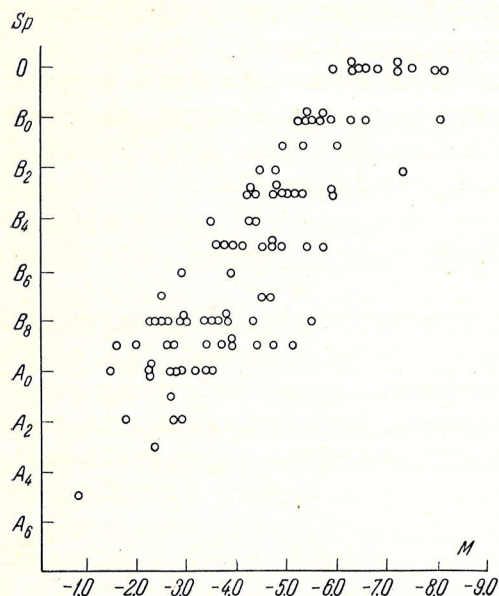
Коллиндер [5] впервые построил функцию светимости для галактических скоплений как на основе своих данных, так и на основе данных Трюмплера. Полученная Коллиндером функция светимости имеет два максимума в распределении светимостей у -2^m25 и -3^m25 . Это привело Коллиндера к

заклучению, что открытые скопления в Галактике делятся на два типа: скопления одного типа состоят из звезд средней светимости, другого типа — из звезд высокой светимости, и что полученная им функция светимости есть результат наложения двух нормальных функций, свойственных этим двум типам галактических скоплений.

Построенная нами по 300 скоплениям функция светимости (фиг. 1) не показывает, однако, никакого разделения скоплений на два упомянутых типа. Более того, закон распределения скоплений по светимостям

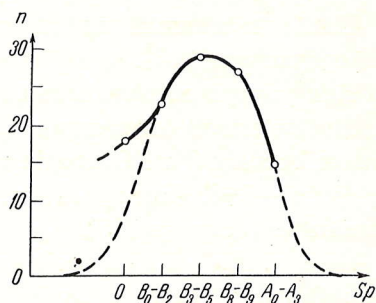
для абсолютно более слабых скоплений очень близок к нормальному с максимумом около $-3^m.5$, и лишь для скоплений с большими светимостями (больше $-5^m.0$) наблюдаются значительные отклонения от нормального в сторону увеличения числа скоплений.

Вообще говоря, мы и должны были получить один максимум в законе распределения, ибо, как уже отмечалось и как убедительно показывает фиг. 2, светимость скопления определяется в основном светимостью звезд



Фиг. 2. Зависимость светимости скопления от его наиболее раннего спектрального класса

наиболее раннего спектрального класса, входящего в скопление, т. е. светимостью наиболее ярких звезд скопления. (Дисперсия точек около среднего значения на фиг. 2 обусловлена в основном колебаниями числа звезд в скоплениях,



Фиг. 3. Распределение скоплений по спектральным классам

хотя и имеется систематический рост числа звезд по мере перехода к скоплениям более поздних спектральных классов.) Число же скоплений различных спектральных классов имеет также приблизительно нормальный закон распределения с максимумом вблизи ВЗ—В5 и с некоторым избытком для скоплений О — В0 (фиг. 3). Последний избыток лишь в небольшой степени может быть обусловлен селекцией используемого материала, а в основном является реальным.

Сравнивая светимости галактических и шаровых [13] скоплений, мы видим, что верхний предел светимости для них приблизительно один и тот же, но светимости шаровых скоплений заключены в более узких пределах от $-5^m.0$ до $-9^m.0$ с модой вблизи $-7^m.3$. Такая, в среднем большая светимость шаровых скоплений по сравнению с галактическими достигается, однако, за счет громадного числа звезд, содержащихся в них.

Как это видно из фиг. 2, для которой наиболее ранние спектральные классы звезд в скоплениях были взяты из работ Санфорда [11], Трюмплера [14] и Цуга [9], для того, чтобы скопление содержало звезды спектральных классов О — В0, необходимо, чтобы светимость скопления была не менее $-5^m.0$.

Исходя из этого условия, мы можем оценить верхнюю границу числа О-скоплений в окрестности Солнца в зоне с радиусом 2000 парсек. Как это следует из фиг. 1, таких скоплений оказывается 70, т. е. около 23%. Однако следует заметить, что часть скоплений со светимостями, большими чем -5^m_0 , — это богатые звездами скопления более поздних спектральных классов. Доля таких скоплений, согласно фиг. 2, составляет 36%. Итак, только около 15% всего числа скоплений в круге радиусом 2000 парсек являются О-скоплениями. Следовательно, во всей Галактике число таких скоплений должно быть не более 2000.

Так как в каждой О-ассоциации имеется одно или более открытых скоплений типа О (в среднем 2 скопления), то отсюда следует, что полное число О-ассоциаций в нашей Галактике должно быть порядка 1000. За верхний предел числа О-ассоциаций можно принять 2000.

§ 3. СВЯЗЬ О-СКОПЛЕНИЙ С АССОЦИАЦИЯМИ

Наиболее полный список открытых к 1949 г. ассоциаций опубликован Амбарцумяном [15].

Как уже упоминалось выше, для того чтобы какое-либо галактическое скопление могло быть ядром О-ассоциации, необходимо, чтобы оно имело в своем составе О и В0 звезды, т. е. необходимо, чтобы оно имело светимость не менее -5^m_0 . Пользуясь этим критерием, мы и рассмотрим скопления, указанные в списке [15].

Из анализа светимостей скоплений, входящих, согласно Амбарцумяну, в О-ассоциации, непосредственно вытекает, что из 21 ассоциации списка [15] следует признать не удовлетворяющими необходимому условию светимости ядер и, следовательно, не существующими 4 ассоциации; по крайней мере к 6 ассоциациям приписаны лишние ядра — скопления низкой светимости или слишком удаленные от ассоциаций; по крайней мере для 10 ассоциаций расстояния, согласно нашим определениям и определениям Бархатовой [3], являются завышенными. Рассмотрим 2—3 случая наибольшего расхождения.

Известно, например, что скопление IC 2602, считаемое Амбарцумяном ядром ассоциации в Киле, находится на расстоянии 210 парсек. Расстояние же до ассоциации Амбарцумян определяет в 700 парсек. Но в интервале 500—900 парсек нет не только О-скоплений, но и вообще нет ни одного скопления. Расстояние в 700 парсек получается, если, приняв величину поглощения света в данном направлении a_0 согласно Паренаго [12], определить его по максимуму распределения О—В звезд по модулям расстояния. Вероятнее всего, В. А. Амбарцумян и получил расстояние в 700 парсек подобным образом.

Но это расстояние не имеет смысла по двум причинам: 1) максимум распределения модулей расстояния О—В звезд обусловлен в значительной мере неполнотой каталога HD для более слабых звезд; 2) величина поглощения света a_0 определена лишь по ярким (близким) О—В звездам каталога Вильямса и Нокса-Шоу [16], которые могут дать более или ме-

нее верную величину поглощения лишь до расстояния 200—250 парсек. В действительности поглощение должно быть значительно меньше, в противном случае мы не могли бы проникнуть до расстояния 4000 парсек, даже для таких абсолютно ярких и легко обнаруживаемых звезд, как классические цефеиды.

К тому же скопление IC 2602 не проектируется на ассоциацию, отстоя от ее центра на 5° , в то время как сгущение О—В звезд имеет видимый угловой диаметр менее 8° . Однако здесь необходимо отметить следующее. Направление на ассоциацию в Киле ($l = 255^\circ$) совпадает с направлением ветви спирали Галактики, что подтверждается многочисленными наблюдательными данными. Перечислим основные из них.

Как это следует из фундаментальной работы Кукаркина [17] о строении нашей Галактики, долгопериодические цефеиды в направлении долготы 255° образуют в пространстве явно выраженное уплотнение, простирающееся в галактической плоскости до расстояния 4000 парсек. В этом же направлении сосредоточено около 30 открытых скоплений, широко разбросанных, так же как цефеиды, по всем расстояниям вдоль луча зрения. И, наконец, в этом же направлении находится около 150 звезд спектральных классов О—В5 с видимыми величинами в интервале от $2^m.5$ до $10^m.5$ и с постоянным увеличением числа звезд по мере перехода от ярких к более слабым звездам. Однако с некоторого момента число звезд начинает уменьшаться вследствие неполноты каталога HD для звезд слабее 8-й звездной величины. Самые слабые О-звезды должны находиться на расстоянии не менее 2—3 килопарсек.

Вдоль этого же направления сосредоточена и значительная часть темных туманностей согласно исследованию Лундмарка.

Все эти факты говорят, скорее всего, в пользу того, что если в данном направлении и существует ассоциация, то, по всей вероятности, не одна, а несколько, ибо здесь имеется 10 открытых скоплений на различных расстояниях со светимостями, необходимыми для отнесения их к О-скоплениям, хотя их непосредственная классификация и затруднительна. Скопление IC 2602 имеет наиболее ранний спектральный класс В0, светимость $-5^m.7$ и, возможно, имеет вокруг себя ассоциацию; однако, исходя из средних размеров О-ассоциаций (50—100 парсек) и расстояния до скопления (210 парсек), мы должны ожидать, что угловые размеры этой ассоциации будут порядка $20-30^\circ$, и к этой ассоциации будут относиться лишь самые яркие О—В звезды южного неба, разбросанные по громадной площади.

Другим примером значительного расхождения расстояний, приводимых Амбарцумяном и полученных Бархатовой [3], может служить ассоциация в Скорпионе вокруг скопления NGC 6231. Согласно Амбарцумяну [15], расстояние до ассоциации равняется 1250 парсек. Бархатова [3] для этого скопления получила расстояние 600 парсек, а более тщательный учет поглощения света, произведенный нами, приводит к расстоянию 650 парсек, т. е. расстояние, даваемое Амбарцумяном, преувеличено почти в 2 раза.

Ассоциация Кассиопея I, обнаруженная и описанная Маркаряном [18], находится на расстоянии 2700—2900 парсек. К ядрам ассоциации Амбарцумяном [15] отнесены галактические скопления NGC 381 и NGC 366. Данные относительно скопления NGC 381 имеются в каталоге [19], которым Маркарян воспользовался для обнаружения ассоциации. Как показало рассмотрение этих данных, скопление NGC 381 ни в каком случае не может быть ядром О-ассоциации, так как, по [19], оно состоит из звезд спектральных классов В6—А8 и, согласно классификации Маркаряна [20], должно быть отнесено к А-скоплениям.

На снимках с 400-мм объективной призмой, полученных в Крымской астрофизической обсерватории, наиболее ранний спектральный класс этого скопления оценивается нами как В5.

Расстояние до этого скопления, определенное по 30 его звездам, имеющимся в [19], с возможно более точным учетом поглощения света, равно 800 парсек. Светимость скопления — 2^m8 .

Расстояние до скопления NGC 366 было оценено нами в 2300 парсек; по определениям Альтера [21], расстояние равно 2160 парсек. Это скопление имеет в своем составе звезды В0 и одну шестикратную систему ADS 906 типа Трапеции Ориона. Светимость скопления равна — 5^m6 ; число звезд в нем немногим больше десяти.

Тот факт, что дисперсия видимых величин звезд В0 в обнаруженной Маркаряном ассоциации составляет около 5^m и что предельная видимая величина этих звезд, равная 13^m0 , является в то же время предельной величиной Бергедорфской классификации, заставляет нас более тщательно пересмотреть все наблюдательные данные, относящиеся к этой ассоциации.

В табл. 1 приводятся наиболее вероятные расстояния скоплений, отнесенных Амбарцумяном к ядрам О-ассоциаций, а также некоторые другие характеристики этих скоплений. Первые три столбца этой таблицы не требуют пояснений, в четвертом столбце приводятся расстояния до ассоциаций по [15], в пятом — расстояния до скоплений, определенные Бархатовой или нами, в шестом — абсолютные интегральные величины скоплений, в седьмом — наиболее ранний спектральный класс скопления, по данным различных авторов.

Из этой таблицы следует, что скопления в Возничем, М 36 и М 38, не могут быть ядрами О-ассоциаций, ибо их наиболее ранние спектральные классы В2 и В5, соответственно.

Из этой таблицы следует, что скопления NGC 2335, NGC 2354, Tr21, NGC 6883, NGC 6618 не могут быть ядрами О-ассоциаций вследствие своей низкой светимости. В ассоциацию в Лебеде, возможно, входит скопление NGC 6913 (М 29), расстояние которого 1100 парсек, светимость — 7^m4 . К этому склоняется и Амбарцумян [22]. Ассоциация Cas II, по всем признакам, совсем не существует, так как все скопления, отнесенные Амбарцумяном к ядрам этой ассоциации, имеют низкие светимости и спектральные классы не ранее В5. То же самое следует сказать и об ассоциациях Cas IV, Sgr II и Cen.

Таблица 1

Ассоциация	Номер скоп- лений по NGC	Другие обозначения скопления	$r_{асс}$ в (парсек)	$r_{скопл}$ в (парсек)	M	Sp
Cas III	7789		850	1000	-3 m_4	B9
	146				-2.0	
	225			930	-2.7	B7
Cas IV	103		2000	1150	-2.3	
	129			1160	-3.2	
	133			1400	-3.8	
	189					
Cas I	366		2700	2300	-5.6	B0
	381			800	-2.8	B5
Per	869	h Per	1750	1200	-8.0	O
	884	χ Per		1200	-8.1	O
Aur	1960	M 36	1000	850	-5.3	B2
	1912	M 38		750	-3.9	B5
Mon II	2244		1300	1300	-7.4	O
Mon I	2264		480	550	-5.9	O
Ori	1981		450	400	-4.7	B0
	1980	Скопл. Трап.		500	-7.1	O
CMa	2353		1200	770	-5.7	O
	2335			880	-2.1	
Vel	2354		800	680	-0.8	
	2362			600	-5.9	O
Cen		Tr 21	2000	1100	-3.1	
Car		IC 2602	700	210	-5.7	B0
Scor	6231		1250	650	-6.8	O
Sgr I	6530		1050	1000	-6.6	O
	6531			650	-4.4	B1
Sgr II	6618	Coll 377	1050	550	-2.9	B8
Sct	6705	M 11	1250	1100	-5.7	B8
Cyg	6871			1000	-6.5	O
	6883		1100	800	-4.6	B3
		IC 4996		1000	-6.8	O
Sep II		Tr 37		320	-6.3	O
	7160		600	550	-4.6	B1
Sep I	7380		1900	1500	-5.4	B0
Cas II	7510		2500	2600	-7.1	O
Cas V	7789			1600	-5.5	
	7790		1800	1200	-6.2	
		Harv 21			-4.5	

Доводы за то, что ассоциация в Киле также не существует, приведены выше.

Что касается А-ассоциаций, каковой, возможно, является ассоциация в Щите, то здесь необходимо сказать, что установление существования таких ассоциаций представляет собой значительную трудность вследствие большой пространственной плотности звезд типа А в общем галактическом поле звезд; поэтому здесь следует быть особенно осторожным.

Завышенные Амбарцумяном расстояния до существующих ассоциаций отчасти можно объяснить тем, что в члены ассоциаций была зачислена часть звезд, более далеких и более слабых, что, естественно, изменило средний модуль расстояния в большую сторону и вызвало большую вытянутость по лучу зрения. Тем не менее объяснить эту вытянутость в радиальном направлении наличием коридоров прозрачности почти во всех случаях существования ассоциаций, как это считает Воронцов-Вельяминов [23—26], представляется нам маловероятным.

Действительно, некоторые ассоциации расположены в областях с величиной поглощения, близкой к средней для всей Галактики, а иногда и превышающей таковую. Например, в направлении ассоциации Cas II величина $A_{ph} = 4^m0$. Расстояние до скопления NGC 7510 (ядра этой ассоциации), определенное нами, равно 2600 парсек, т. е. находится в тесном согласии с результатом Амбарцумяна [27].

Возвращаясь снова к вопросу о коридорах прозрачности, необходимо сказать, что и рассеянные скопления, звезды в которых находятся практически на одном расстоянии, оказываются вытянутыми вдоль луча зрения, если определять расстояния по индивидуальным звездам. Эта вытянутость легко объясняется как ошибками наблюдений, так и реальной дисперсией абсолютных величин звезд ($\pm 0^m5$ для O—В звезд главной последовательности) для данного спектрального подкласса.

Кроме того, вследствие большого наклона диаграммы Рессела — Герцшпрунга для звезд O—В ошибки в определении спектрального класса приводят к большим ошибкам в абсолютных величинах, т. е. и в расстояниях.

В случае ассоциаций, достигающих размеров 200 парсек, вытянутость вдоль луча окажется еще заметнее.

Поэтому, на наш взгляд, для установления существования O-ассоциаций, кроме критерия расстояния необходимо использовать и другие характеристики звезд, по которым можно судить об их пространственной близости и генетической связи. К таким критериям следует в первую очередь отнести лучевые скорости и собственные движения звезд. Для нестационарных звезд типов WR, Be и P Cyg вследствие еще большей неточности в расстояниях эти характеристики должны играть еще большую роль.

Все сказанное выше в еще большей степени относится к A-ассоциациям вследствие трудности их обнаружения, обусловленной многими причинами.

Наконец, следует отметить реальность пространственных группировок галактических скоплений, возможно, более обширных, чем ассоциации в смысле Амбарцумяна. Такие группы имеются в созвездиях Кассиопеи, Киля, Лебедя и в некоторых других направлениях. Весьма вероятно,

Таблица 2

Номер скоплений по NGC	Светимость	Спектр	Номер скоплений по NGC	Светимость	Спектр
6823	-7^m3	O	6204	-6^m3	
6910	-7.5	O	6192	-5.3	
6611	-7.5	O	IC 1805	-6.9	O
6604	-5.5	O	1605	-5.8	
6520	-5.8	B0	1502	-6.9	B0
Tr 31	-5.6		1444	-7.1	B0
6469	-6.1		IC 1848	≥ -5.2	O
6383	-5.8	O	957	-5.9	
6259	-6.4		281	-6.0	O

что эти группы скоплений представляют собой узлы спиральных ветвей нашей Галактики.

В заключение (табл. 2) мы приводим список галактических скоплений, которые могут быть ядрами О-ассоциаций, т. е. светимости которых больше— 5^m_0 . Спектральные классы даются по Цугу [9] и Хайфорд [28].

Л и т е р а т у р а

1. В. А. Амбарцумян. Изв. АН СССР, сер. физич. 14, 15, 1950.
 2. К. А. Бархатова. Астр. журн. 26, 4, 1949.
 3. К. А. Бархатова. Астр. журн. 26, 6, 1949.
 4. К. А. Бархатова. Астр. журн. 27, 3, 1950.
 5. Collinder. Ann. Observ. Lund № 2, 1931.
 6. Б. А. Воронцов-Вельяминов. А. Н. 226, 195, 1926.
 7. Б. А. Воронцов-Вельяминов. А. Н. 228, 326, 1926.
 8. М. Е. Набоков. А. Н. 241, 289, 1931.
 9. R. S. Zug. Lick Observ. Bull. 454, 1932.
 10. Joel Stebbins, C. M. Huffera. A. E. Whitford. Ap. J. 91, 20, 1940.
 11. R. Sanford. Ap. J. 110, 117, 1949.
 12. П. П. Паренаго. Астр. журн. 22, 129, 1945.
 13. П. П. Паренаго, Б. В. Кукаркин, Н. Ф. Флоря. Труды ГАИШ 16, 47, 1949.
 14. R. Trumpler. Lick Observ. Bull. 420, 1930.
 15. В. А. Амбарцумян. ДАН СССР 68, 21, 1949.
 16. E. G. Williams a. H. Knoch-Shaw. M. N. 102, 226, 1942.
 17. Б. В. Кукаркин. Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд. Гостехтеорет, М.—Л., 1949.
 18. Б. Е. Маркарян. ДАН Арм. ССР 10, 61, 1949.
 19. Berge dorfer Spectral-Durchmusterung, Band I, SA 8, 1935.
 20. Б. Е. Маркарян. Сообщ. Бюрок. обсерв. 5, 1950.
 21. G. Alter. M. N. 104, 179, 1944.
 22. В. А. Амбарцумян. ДАН СССР 73, 915, 1950.
 23. Б. А. Воронцов-Вельяминов. ДАН СССР 73, 911, 1950.
 24. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Астр. журн. 28, 116, 1951.
 25. Б. А. Воронцов-Вельяминов. ДАН СССР 78, 425, 1951.
 26. Б. А. Воронцов-Вельяминов. ДАН СССР 73, 915, 1950.
 27. В. А. Амбарцумян. Астр. журн. 28, 160, 1951.
 28. P. Hayford. Lick Obs. Bull. 448, 1932.
-

НАБЛЮДЕНИЯ МАЛЫХ ПЛАНЕТ В СИМЕИЗЕ В 1951 г.

И. Ф. Шайн

Наблюдения малых планет велись на астрографе с двумя камерами (120 мм) на пластинках Истмен-Кодак 103a —О; σ — предварительные текущие номера новых малых планет, найденных в Симеизе. Для некоторых малых планет не даны разности О — С из-за отсутствия эфемерид. Снимки 23, 24 и 25 июля, 1 сентября $23^h 23^m 5$, 2 сентября $0^h 34^m 8$ и 7 сентября $23^h 37^m$ получены в Крымской астрофизической обсерватории близ села Партизанское на 16" астрографе. Снимки 7 сентября и 25 октября получены И. М. Копыловым.

Дат	У. Т.	Планета	α_{1950}	δ_{1950}	m	O — C
Январь 13	21h44m5	1275 Cimbria	8h20m1	+ 0°38'	13.7	—0m9 + 7'
		397 Vienna	8 23.5	+ 0 10	12.2	—10.0 +41
		430 Hybris	8 25.6	— 1 9	13.0	—4.2 +20
		995 Sternberga	8 26.0	— 0 31	13.7	—9.9 +33
		667 Denith	8 28.5	— 1 59	12.4	—2.0 0
Январь 13	23 45.5	190 Ismen	9 6.4	+10 1	11.0	+1.1 — 6
		476 Hedwig	9 14.8	+ 9 19	11.6	+1.2 — 4
		σ 127	9 25.4	+ 9 21	14.0	
		σ 128	9 33.0	+10 9	14.2	
		665 Sabine	9 50.5	+ 6 32	12.0	+1.6 —19
		148 Gallia	9 50.9	+ 6 18	11.1	—1.1 — 7
Январь 14	1 41.2	388 Charybdis	9 40.1	+20 28	12.0	—0.6 + 3
		375 Ursula	9 50.9	+22 5	11.5	—0.6 0
		945 Barcelona	9 54.9	+21 37	12.0	—1.5 +18
Январь 17	1 34.2	388 Charybdis	9 37.9	+20 37	12.0	—0.7 + 2
		257 Silesia	9 38.7	+19 38	12.6	—0.3 + 1
		375 Ursula	9 48.6	+22 11	11.5	—0.7 + 1
		945 Barcelona	9 51.0	+21 8	12.0	—1.3 +18
Январь 30	17 46.7	1115 Sabauda	7 5.3	+38 24	12.6	+3.1 +24
Январь 31	19 21.1	240 Vanadis	6 55.7	+22 49	11.7	—1.6 + 3
		268 Adorea	7 2.2	+22 12	12.4	+1.4 + 1
		498 Tokio	7 8.0	+26 16	11.5	+0.9 — 1
		925 Alphonsina	7 8.7	+25 13	11.0	—4.1 +18
		σ 129	7 9.8	+27 19	12.5	
		133 Cyrene	7 18.5	+26 39	12.3	+3.0 —26
		380 Fiducia	7 23.2	+25 22	13.0	0 0
		165 Loreley	7 26.9	+24 4	11.5	—1.1 + 8
		212 Medea	7 42.3	+23 3	11.9	+0.5 0
		40 Harmonia	7 44.4	+24 39	9.3	—2.2 + 9
Январь 31	21 15.0	1275 Cimbria	8 4.2	+ 2 8	13.7	—1.0 + 7
		397 Vienna	8 6.7	+ 0 52	12.2	—10.1 +42
		430 Hybris	8 8.9	— 1 26	13.0	—4.0 +21
		667 Denith	8 15.0	+ 1 17	12.4	—2.1 0
Февраль 8	17 29.7	1115 Sabauda	6 58.9	+38 41	12.6	+3.5 +19
Февраль 8	22 10.5	190 Ismene	8 49.4	+11 40	11.4	+1.0 — 1
		476 Hedwig	8 50.2	+ 9 24	11.6	+1.0 — 8
		σ 128	9 10.2	+13 1	14.0	
		945 Barcelona	9 14.2	+16 55	12.0	—1.9 +17
		71 Niobe	9 16.3	+14 43	10.5	0 —29
		1076 Viola	9 17.7	+15 8	13.5	—2.3 + 9
		217 Eudora	9 27.1	+ 9 21	13.8	—0.1 — 2
		148 Gallia	9 32.3	+11 19	11.1	—1.2 — 5
		542 Susanna	9 37.1	+10 33	13.2	—2.5 +10
Февраль 9	0 8.6	785 Zwetana	10 13.3	+33 33	10.5	—1.6 +12
		157 Dejanira	10 37.1	+32 30	12.7	+0.8 — 6
		596 Scheila	10 52.8	+30 8	11.9	+0.7 — 5
		595 Polyxena	10 59.5	+28 53	11.5	—0.1 + 3
Февраль 9	19 39.5	651 Antikleia	9 25.8	+31 30	13.7	+0.7 — 2
		σ 130	9 37.0	+31 10	13.6	
		199 Byblis	9 55.1	+30 43	12.7	—6.0 +16
		σ 131	10 05.2	+32 27	12.8	
		785 Zwetana	10 12.6	+33 41	10.5	—1.5 +12
Февраль 9	21 43.2	128 Bellonia	9 45.8	+12 53	10.5	—2.8 +18
		53 Kalypso	9 49.3	+13 1	9.2	+2.4 —11
		709 Fringilla	9 58.2	+12 10	12.7	—3.4 +34
		462 Eriphyla	10 1.4	+15 17	12.5	—3.1 +16
		615 Roswitha	10 5.4	+15 14	12.7	+0.6 — 2
		66 Maja	10 9.7	+14 51	12.2	+1.1 — 9
		1104 Belopolskia	10 14.5	+10 26	13.9	+0.2 — 1
		524 Fidelio	10 18.3	+10 17	12.5	—2.0 +21
Февраль 26	19 13.8	746 Marju	9 33.0	+31 0	13.6	+0.3 — 6
		199 Byblis	9 40.7	+32 15	12.5	—6.2 +15
		σ 131?	9 48.8	+29 55	13.7	
		σ 132	9 50.3	+33 8	13.0	

Дата 1951 г.	У. Т.	Планета	α_{1950}	δ_{1950}	m	O — C
Февраль 26	19h11m9	785 Zwetana	9h55m4	+35°33'	10.5	—2m2 +13'
Март 28		σ 133	10 11.7	+15 46	13.7	
		273 Atropos	10 13.2	+14 10	12.0	
		604 Tekmessa	10 15.4	+14 11	13.2	
	21 30.2	110 Lydia	10 20.2	+19 6	10.9	
		129 Antigone	10 21.7	+19 2	10.0	
Март 28		491 Carina	12 12.5	+ 2 45	12.5	+1.9 — 3
		362 Havnia	12 14.6	+ 4 6	11.2	+0.4 — 5
		σ 134	12 18.0	+ 4 5	13.6	
		334 Chicago	12 23.9	+ 2 51	12.1	+0.1 + 1
		52 Europa	12 26.3	+ 7 12	10.0	+7.1 —36
		304 Olga	12 31.0	+ 8 36	13.2	+3.7 0
		750 Oskar	12 32.5	+ 3 31	13.2	+11.9 —87
		97 Klotho	12 33.3	+ 5 9	11.0	—0.7 +12
	22 3.2	1087 Arabis	12 43.0	+ 1 25	9.3	+0.1 — 4
		301 Bavaria	12 44.3	+ 1 21	12.6	—1.7 +15
Март 30		307 Nike	12 48.7	+ 4 31	13.4	+1.0 — 7
		103 Hera	13 18.6	— 0 36	10.5	—0.6 + 2
		796 Sarita	13 18.9	+ 0 50	13.5	—1.9 +26
		512 Taurinensis	13 22.9	+ 6 7	13.7	—0.1 0
		866 Fatme	13 27.4	+ 3 44	13.0	+2.8 —24
		735 Margahanna	13 27.1	+ 2 27	13.7	+5.6 —75
Апрель 10		396 Aeolia	13 11.2	—11 5	12.5	—3.7 +18
		509 Iolanda	13 17.1	—14 43	12.0	—0.2 0
	22 11.6	439 Ohio	13 21.2	— 8 54	13.2	+8.3 — 6
		254 Augusta	13 21.5	— 7 21	12.9	+0.2 — 2
		378 Holmia	13 23.6	—14 19	13.2	—0.2 + 3
		109 Felicitas	13 27.7	—13 28	13.0	+1.0 —18
		333 Badenia	13 28.5	—12 2	13.5	+0.7 — 7
		800 Kressmania	13 36.6	—17 8	13.0	+0.8 — 3
		149 Medusa	13 37.1	— 8 52	12.4	—0.1 + 1
Апрель 11		1013 Tombecka	13 53.1	—10 58	12.2	—4.6 +40
		221 Eos	14 56.2	— 1 16	11.5	+0.2 + 2
		360 Carlova	15 7.0	— 1 1	12.2	
	0 14.3	625 Xenia	15 14.0	+ 0 56	12.2	
		740 Cantobia	15 14.2	— 1 32	12.7	
		σ 135	15 14.3	— 0 26	13.5	
Апрель 11		754 Malobar	15 32.2	+ 4 35	12.9	
		σ 136	14 17.5	— 8 29	13.7	
		σ 137	14 22.6	—12 2	13.7	
		589 Croatia	14 40.0	— 6 10	12.9	+2.1 + 6
		45 Eugenia	14 49.1	— 6 4	10.0	—1.4 + 8
		σ 138	14 50.5	— 9 53	13.9	
Апрель 29		225 Henrietta	16 12.8	— 2 52	11.5	+0.3 + 2
	23 35.4	489 Comacina	16 13.9	— 3 48	12.4	
		3 Juno	16 30.8	— 5 4	10.0	
		747 Winchester	16 45.5	— 0 18	12.5	
Апрель 30		106 Dione	15 9.1	—15 51	12.2	+1.3 —10
		384 Burdigala	15 16.4	—18 2	12.3	—2.1 +15
		1200 Imperatrix	15 17.6	—15 33	13.3	+2.4 — 5
		1269 Rollandia	15 24.0	—14 49	13.1	+1.7 — 7
		742 Edisona	15 32.9	—14 49	12.7	—0.4 — 8
		196 Philomela	15 33.0	—14 50	10.3	+1.0 —10
		86 Semela	15 35.7	—15 22	13.3	+4.5 —21
	19 25.8	345 Tercidina	15 47.5	—14 48	11.5	+0.2 0
		50 Virginia	15 54.5	—16 43	12.5	+3.3 — 8
Май 4		738 Alagasta	12 47.0	+ 0 10	13.1	+1.5 — 9
		796 Sarita	12 48.1	+ 1 38	13.5	—1.9 +22
		103 Hera	12 52.5	+ 2 17	10.5	—0.5 + 1
		44 Nysa	12 56.2	+ 0 17	9.0	+5.2 —29
		42 Isis	12 56.7	+ 6 26	11.0	—2.7 —22
		9 Metis	13 1.0	0	9.3	—1.0 0
Май 4		866 Fatme	13 2.9	+ 5 28	12.9	+2.7 —22
		1028 Lydina	13 3.2	+ 2 43	13.7	+0.2 — 5

Дата 1951 г.	У. Т.	Планета	α_{1950}	δ_{1950}	m	O - C
Май 4	19 ^h 25 ^m .8	1119 Euboea	13 ^h 3 ^m .7	+ 0°25'	13.5	+2 ^m 3 -21'
		σ 139	13 9.2	+ 4 41	13.6	
Май 4	21 39.7	221 Eos	14 39.5	+ 0 48	11.5	-0.1 + 2
		360 Carlota	14 50.5	+ 0 43	12.7	-0.3 + 1
		625 Xenia	14 56.1	+ 3 12	12.2	-0.6 - 2
		740 Cantabria	14 57.4	- 0 4	12.3	-0.8 + 3
Май 4	23 51.0	3 Juno	16 27.6	- 4 39	10.0	-0.4 + 1
		504 Cora	16 40.5	- 8 27	12.8	-5.9 +22
		894 Erda	16 43.5	- 7 51	13.1	-8.2 + 8
Май 6	21 7.3	175 Andromache	13 54.4	-12 44	12.7	-1.4 - 1
		743 Eugenis	13 54.8	-13 35	13.3	-0.5 + 2
		701 Oriola	14 6.2	-17 49	12.9	-1.7 + 2
		153 Hilda	14 26.0	-15 56	12.0	+0.0 - 1
		975 Perseverantia	14 28.1	-14 48	13.1	-2.9 +16
		119 Althaea	14 30.2	-11 56	11.0	-0.5 + 9
Май 6	23 13.2	456 Abnoba	15 52.9	-18 19	11.7	+9.5 -12
		126 Velleda	16 2.5	-23 22	11.7	+0.5 - 3
		248 Lameia	16 8.9	-22 17	12.6	-0.3 + 1
		241 Isolda	16 17.3	-23 32	12.2	+1.8 + 5
		435 Ella	16 23.7	-23 20	12.2	+3.6 - 9
		150 Nuwa	16 31.2	-20 5	11.7	0 - 2
		80 Sapho	16 32.0	-16 47	10.8	+0.2 + 1
		σ 140	16 35.1	-23 7	13.5	
Май 8	20 21.6	1013 Tombecka	13 25.9	-10 50	12.2	-4.5 +42
		σ 141	13 27.6	-16 21	13.5	
		σ 142	13 27.8	-15 59	13.5	
		409 Aspasia	13 30.3	-18 38	10.3	+1.5 - 5
		517 Edith	13 34.1	-13 58	13.9	-0.8 + 2
		569 Misa	13 36.0	-12 4	13.0	-2.0 +12
		224 Oceana	13 40.3	-17 22	11.6	-1.3 + 5
		σ 143	13 52.9	-18 55	13.6	
		175 Andromache	13 53.1	-12 38	12.8	-1.3 + 2
		743 Eugenis	13 53.4	-13 23	13.3	-0.5 + 3
		701 Oriola	14 4.8	-17 36	12.9	-1.6 + 2
Май 8	22 34.2	196 Philomela	15 26.8	-14 38	10.3	+1.1 - 8
		86 Semele	15 29.9	-15 5	13.3	+4.6 -23
		345 Tercidina	15 40.6	-13 46	11.5	+0.3 - 1
		50 Virginia	15 48.0	-16 15	12.5	+3.4 - 8
		456 Abnoba	15 51.4	-17 57	11.7	+9.6 -13
		593 Titania	16 13.7	-13 11	13.1	-0.1 - 5
Май 27	21 35.2	248 Lameia	15 49.7	-20 41	12.0	-0.6 0
		241 Isolda	16 0.5	-22 35	12.5	+1.5 + 2
		435 Ella	16 3.5	-22 46	12.2	+3.5 -10
		80 Sapho	16 12.7	-14 27	10.8	+0.1 + 2
		150 Nuwa	16 14.8	-19 12	12.0	-0.2 0
		674 Rachele	16 23.2	-24 35	10.8	-2.3 +10
Май 28	19 54.8	175 Andromache	13 41.6	-11 14	12.8	-1.4 + 3
		701 Oriola	13 53.7	-15 39	12.9	
		153 Hilda	14 14.0	-14 14	12.0	
		119 Althaea	14 14.1	-10 2	11.0	
Май 29	20 13.4	106 Dione	14 47.6	-14 47	12.2	+1.0 - 6
		384 Burdigala	14 50.2	-17 2	12.3	-2.5 +18
		1200 Imperatrix	14 56.1	-13 21	13.4	+2.1 - 4
		σ 144	15 0.6	-11 37	13.5	
		1269 Rollandia	15 5.8	-13 40	13.1	+1.6 - 7
		742 Edisona	15 8.3	-14 38	12.5	-0.5 - 4
		196 Philomela	15 9.8	-14 18	10.3	+0.7 - 8
		86 Semele	15 13.9	-14 21	13.3	+4.4 -22
		345 Tercidina	15 21.0	-11 16	11.5	-0.2 0
		146 Lucina	15 26.2	- 8 49	10.7	+1.1 -21
		50 Virginia	15 29.0	-15 1	12.5	+3.2 - 8
		456 Abnoba	15 35.6	-14 6	11.7	+9.3 -11
Май 29	22 21.1	1277 Dolores	16 50.6	-21 46	12.9	-6.4 - 2
		640 Brambilla	16 59.8	-16 39	12.6	+0.7 + 2

Дата 1951 г.	У.Т.	Планета	α_{1950}	δ_{1950}	m	O—C
Май 29	22 ^h 21 ^m 1	14 Irene	17 ^h 3 ^m 4	—19° 2'	9.2	+ 1 ^m 5 —12'
		776 Berbericia	17 14.5	—20 55	11.4	+ 0.8 — 4
		142 Polana	17 18.9	—25 40	11.8	— 3.5 + 5
Май 31	20 16.1	230 Athamantis	14 26.4	—16 52	10.6	— 1.2 +12
		974 Lioba	14 45.9	—11 8	13.5	+ 0.8 — 2
		106 Dione	14 46.3	—14 43	12.2	— 1.0 — 6
		384 Burdigala	14 48.7	—16 59	13.9	— 2.4 +18
		1200 Imperatrix	14 54.9	—13 14	13.4	+ 2.3 — 5
		1269 Rollandia	15 4.5	—13 35	13.1	+ 1.5 — 6
		742 Edisona	15 6.7	—14 39	12.7	— 0.5 — 5
		196 Philomela	15 8.4	—14 16	10.3	+ 0.8 — 7
		86 Semele	15 12.4	—14 18	13.3	+ 4.3 —23
Май 31	22 37.6	888 Parysatis	17 35.8	— 9 3	13.8	— 2.3 + 4
		191 Kolda	17 57.7	— 7 0	12.2	+ 1.3 — 2
		558 Carmen	17 58.9	—12 41	12.5	0 — 1
Июнь 2	20 43.1	978 Aidamina	17 10.4	— 2 30	13.5	+14.4 + 2
		888 Parysatis	17 34.2	— 9 6	13.3	— 2.5 + 1
Июнь 2	22 56.0	781 Kartvelia	19 24.7	— 4 18	12.0	
		663 Gerlinde	19 33.2	— 3 19	13.1	
		85 Io	19 39.4	— 3 6	9.9	
Июнь 4	20 33.5	3 Juno	16 3.1	— 2 47	10.0	— 0.1 + 1
		530 Turandott	16 8.4	— 9 29	12.3	— 0.1 + 3
		504 Cora	16 13.7	— 8 21	12.8	— 6.5 +28
		894 Erda	16 22.2	— 5 10	13.1	— 8.7 + 9
		σ 145	16 33.9	— 3 36	12.8	
		σ 146	16 36.7	— 6 1	13.0	
		216 Kleopatra	16 38.5	—11 1	11.0	— 0.9 — 1
Июнь 4	22 48.8	1369 1935 QB	18 31.4	— 0 43	12.7	— 0.6 — 1
Июнь 5	20 37.1	3 Juno	16 2.3	— 2 47	10.0	— 0.1 0
		504 Cora	16 12.8	— 8 22	12.8	— 6.4 +29
		894 Erda	16 21.4	— 5 5	13.1	— 8.7 +10
		σ 145	16 32.6	— 3 53	12.8	
		σ 146	16 35.8	— 6 8	13.0	
Июнь 8	22 43.0	σ 145	16 28.7	— 4 45	12.8	
		σ 146	16 32.9	— 6 30	13.0	
Июнь 9	21 43.5	σ 145	16 27.5	— 5 1	12.9	
		σ 146	16 32.1	— 6 37	13.0	
Июнь 25	20 8.1	80 Sapho	15 46.9	—11 54	10.8	
		530 Turandott	15 54.2	— 9 42	12.0	
		504 Cora	15 56.3	— 9 21	12.2	
		σ 145	16 10.5	— 9 58	13.2	
		216 Kleopatra	16 22.0	— 9 52	11.0	
Июнь 26	19 54.2	80 Sapho	15 46.4	—11 50	10.8	
		530 Turandott	15 53.8	— 9 44	13.0	
		504 Cora	15 55.6	— 9 25	13.0	
		σ 145	16 9.7	—10 18	13.2	
		σ 146	16 19.5	— 9 23	13.3	
		216 Kleopatra	16 21.3	— 9 51	11.0	
Июнь 27	20 46.4	978 Aidamina	16 51.2	— 0 31	13.5	+13.9 +67
Июнь 30	20 24.8	640 Brambilla	16 36.6	—14 9	12.6	+ 1.3 + 3
		308 Polyxo	17 21.1	—16 19	10.8	— 0.2 — 3
Июнь 30	22 37.0	781 Cartvelia	19 8.7	— 5 31	12.0	+ 1.1 + 3
		518 Halawe	19 32.0	— 8 39	12.1	+ 3.7 + 6
Июль 1	19 50.3	80 Sapho	15 44.0	—11 37	10.8	
		504 Cora	15 52.6	— 9 46	13.2	
		σ 145	16 6.0	—11 54	13.2	
		216 Kleopatra	16 18.1	— 9 40	11.0	— 0.8 0
Июль 2	21 17.1	1369 1935 QB	18 11.9	0 0	12.7	— 1.0 — 2
Июль 4	19 38.6	80 Sapho	15 42.9	—11 32	10.8	
		σ 145	16 4.1	—12 48	13.4	
		216 Kleopatra	16 16.5	— 9 37	11.0	
Июль 4	22 4.2	65 Cybele	18 47.7	—18 36	10.2	— 0.1 0
		1110 Jaroslava	18 49.3	—13 58	12.0	— 5.2 — 8
		310 Margarita	18 50.1	—19 0	13.4	+ 6.0 +14

Дата 1951 г.	У. Т.	Планета	α_{1950}	δ_{1950}	m	O — C
Июль 4	22 ^h 4 ^m 2	1428 1937 ND	18 ^h 53 ^m 9	—16° 18'	13.4	+2 ^m 2 —16'
Июль 6	19 45.1	80 Sapho	15 42.4	—11 29	10.8	
		216 Kleopatra	16 15.7	— 9 35	11.0	
Июль 7	19 43.0	80 Sapho	15 42.1	—11 27	10.8	
		216 Kleopatra	16 15.1	— 9 33	11.0	
Июль 10	20 30.0	80 Sapho	15 41.6	—11 25	10.8	
		216 Kleopatra	16 13.6	— 9 30	11.0	
Июль 10	22 49.8	429 Lotis	20 27.1	— 3 35	12.3	+0.5 + 5
		805 Hormuthia	20 30.0	— 0 50	12.2	—3.5 + 1
Июль 12	21 58.0	901 Brunzia	19 14.4	—19 15	12.2	—0.3 — 1
		5 Astraea	19 35.0	—17 33	10.7	+3.0 + 2
		492 Gismonda	19 35.7	—24 1	12.3	—0.6 0
		158 Coronis	19 36.6	—21 16	12.5	+1.6 + 4
		710 Gertrud	19 42.1	—20 7	13.6	—0.3 — 2
		104 Klymene	19 53.1	—24 48	12.6	—0.2 — 1
		449 Hamburga	20 3.7	—22 50	12.0	—1.8 — 7
Июль 23	19 38.	σ 145	16 1.0	—18 32	16	
24	20 29.	σ 145	16 1.2	—18 49	16	
25	19 22.	σ 145	16 1.5	—19 51	16	
27	20 5.4	310 Margarita	18 31.6	—19 13	13.4	+5.7 +13
		65 Cybele	18 32.0	—19 17	10.2	0 0
Июль 31	21 12.4	1428 1937 ND	18 34.2	—19 9	13.2	+2.2 —13
		365 Corduba	20 46.4	— 0 51	12.1	+2.1 + 2
Июль 31	23 26.0	1436 1936 YA	21 46.8	— 1 4	13.1	—13.1 —8.4
		284 Amalia	22 15.8	+ 6 25	11.7	
		136 Austria	22 37.2	+ 3 8	10.7	
Август 1	21 19.8	950 Ahrensa	20 33.2	+11 16	13.9	—1.7 — 9
Август 1	23 30.6	203 Pompeja	21 52.7	—15 30	11.6	—0.3 + 5
		727 Nipponia	21 53.2	—15 22	12.6	—3.5 — 6
		249 Ilse	22 20.4	—15 26	12.5	—1.4 + 1
		207 Hedda	22 23.1	—16 37	11.9	—0.2 — 1
Август 5	20 52.0	σ 147	21 25.9	+ 8 1	13.3	
Август 6	21 20.6	182 Elsa	21 28.7	—20 19	11.1	—1.3 — 5
		8 Flora	20 33.8	—22 25	8.8	+0.8 + 3
		338 Budrosa	20 50.9	—13 46	12.1	—0.6 — 4
		354 Eleonora	21 0.0	—13 23	10.6	+0.6 + 1
		856 Backlunda	21 7.4	—19 59	13.4	—5.6 —14
		206 Hersilia	21 10.6	—15 10	12.1	0 — 2
		141 Lumen	21 18.5	—17 13	10.5	—0.5 — 3
Август 8	19 48.0	19 Fortuna	19 50.0	—18 21	9.7	0 + 2
Август 8	21 47.1	206 Hersilia	21 9.0	—15 20	12.1	+0.1 — 2
		141 Lumen	21 16.3	—17 8	10.5	—0.6 — 2
		σ 148	21 20.0	—13 30	13.4	
		243 Ida	21 22.8	—15 37	13.4	+0.5 + 3
		138 Tolosa	21 31.2	—21 20	10.7	—0.9 — 3
		σ 149	21 42.9	—14 6	13.4	
		203 Pompeja	21 46.9	—15 55	11.6	+0.2 + 4
		727 Nipponia	21 48.1	—16 38	12.6	—3.3 — 6
		162 Laurentia	21 52.6	—21 41	13.2	—0.4 — 3
Август 9	0 0.9	207 Hedda	22 17.1	—17 12	11.9	—0.2 — 2
		312 Pierretta	22 25.3	—20 51	11.9	—0.4 — 2
		1329 Eliane	22 31.2	—15 50	12.8	+0.7 — 2
		931 Whittemora	22 42.7	—18 42	13.0	+0.1 + 1
		311 Claudia	22 45.9	—12 45	13.0	+2.7 +14
Август 10	23 4.3	382 Dodona	22 17.5	— 8 5	12.4	—0.4 — 1
		63 Ausonia	22 46.5	— 9 26	9.5	—3.3 —31
Август 27	19 40.7	244 Sita	20 40.7	—14 14	13.2	+10.2 —31
		354 Eleonora	20 44.6	—16 12	10.6	+0.6 + 1
		206 Hersilia	20 54.0	—16 50	12.2	—0.1 — 3
		141 Lumen	20 56.8	—16 19	10.5	—0.7 — 1
		203 Pompeja	20 30.3	—16 53	11.6	+0.9 + 7
		893 Leopoldina	21 30.6	—14 39	12.7	+0.4 + 1
Август 27	21 52.6	203 Pompeja	21 30.2	—16 54	11.6	+0.8 + 6
		893 Leopoldina	21 30.6	—14 40	12.7	+0.4 0

Дата 1951 г.	У. Т.	Планета	α_{1950}	δ_{1950}	m	O - C
Август 27	21h 52m 6	249 Ilse	21h 53m 9	-14° 38'	12m 5	-1m 6 - 1'
		207 Hedda	21 58.4	-18 36	11.9	-0.2 - 2
		382 Dodona	22 4.3	- 8 46	12.4	-0.1 0
Сентябрь 1	23 23.5	σ 150	23 8.6	+19 8		
		σ 151	23 10.4	+17 52		
		σ 102	23 22.5	+20 27		
		σ 152	23 29.2	+19 7		
		σ 153	23 38.9	+19 44		
Сентябрь 2	0 34.8	σ 150	23 8.5	+19 8		
		σ 151	23 10.4	+17 52		
		σ 102	23 22.4	+20 27		
		σ 152	23 29.2	+19 6		
		σ 153	23 38.9	+19 44		
Сентябрь 2	19 18.8	338 Budrosa	20 31.3	-14 31	12.1	
		354 Eleonora	20 41.0	-16 55	10.6	
		206 Hersilia	20 50.2	-17 12	12.1	
		141 Lumen	20 51.8	-15 58	10.5	
		243 Ida	21 3.3	-16 54	13.4	
Сентябрь 2	21 30.6	σ 154	22 38.2	- 8 20	12.3	
		209 Dido	22 51.9	-11 36	11.5	-8.1 -6.2
		σ 155	22 52.1	- 5 59	12.8	
		1002 Olbersia	22 52.6	- 8 26	12.9	-3.7 -3.4
		288 Glauke	22 55.0	-11 18	13.2	-1.7 - 9
		1120 Cannonia	22 57.7	- 7 5	12.5	-2.3 -13
		σ 156	22 57.7	- 8 50	13.5	
		σ 157	22 59.2	- 3 32	12.5	
		σ 158	23 5.0	- 8 19	13.5	
		σ 159	23 5.1	- 6 56	13.5	
Сентябрь 2	23 44.5	101 Helena	23 8.0	- 5 50	9.8	-2.4 - 4
		289 Nenetta	0 8.9	+ 3 0	11.7	-1.2 - 4
		808 Merxia	0 11.0	+ 2 5	13.1	+2.4 +12
		295 Theresia	0 24.6	+ 7 14	12.9	+1.0 +11
		σ 160	0 27.6	+ 5 3	12.2	
		134 Sophrosyne	0 29.9	+ 7 22	10.8	-0.6 + 6
		554 Peraga	0 39.5	+ 9 11	10.2	+0.9 +10
Сентябрь 4	19 56.5	σ 161	21 16.1	- 6 22	13.5	
		σ 162	21 22.4	+ 0 9	13.8	
		444 Gyptis	21 24.8	- 1 56	10.1	-7.6 -27
		σ 163	21 43.4	- 7 24	13.5	
Сентябрь 4	22 5.4	446 Rhadope	23 30.0	-16 52	11.4	+0.8 + 7
		910 Anneliese	23 55.3	-14 51	13.5	
Сентябрь 5	0 18.2	134 Sophrosyne	0 28.6	+ 7 24	10.8	-0.3 + 6
		554 Peraga	0 38.6	+ 9 7	10.2	+1.1 + 9
		σ 164	0 57.4	+ 5 26	12.5	
Сентябрь 6	21 28.0	736 Harvard	1 13.1	+ 1 24	11.3	
		601 Nerthus	22 32.4	- 4 21	12.0	+8.5 +15
		σ 154	22 35.1	- 8 26	12.3	
		236 Honoria	22 42.3	- 2 8	10.2	-16.1 -71
		1002 Olbersia	22 48.8	- 8 26	12.9	-3.7 -35
		σ 155	22 49.8	- 6 46	12.8	
		1120 Cannonia	22 54.4	- 7 39	12.6	-2.2 -12
		σ 157	22 55.7	- 3 38	12.5	
		10 Hygiea	22 56.2	- 1 39	9.7	0 + 1
		σ 158	23 1.0	- 8 29	13.0	
		σ 159	23 2.2	- 7 19	13.5	
		101 Helena	23 3.9	- 5 49	9.8	-2.5 - 4
Сентябрь 6	23 38.0	69 Hesperia	23 4.8	- 1 10	11.0	+0.1 0
		289 Nenetta	0 6.9	+ 2 32	11.7	-1.1 - 4
		808 Merxia	0 8.3	+ 1 40	13.1	+2.3 +10
		295 Theresia	0 22.4	+ 7 4	12.9	+1.3 +12
		σ 160	0 26.2	+ 4 31	12.5	
		134 Sophrosyne	0 27.0	+ 7 27	10.8	-0.4 + 4
		554 Peraga	0 37.5	+ 9 5	10.2	+1.1 + 9
Сентябрь 7	21 21.0	255 Oppavia	22 41.9	-17 17	13.7	+0.2 0

Дата 1951 г.	У. Т.	Планета	α_{1950}	δ_{1950}	m	O — C
Сентябрь 7	21 ^h 21 ^m 0	σ 165	22 ^h 53 ^m 9	—17°53'	13.2	
		1132 Hollandia	22 57.0	—18 17	12.5	+6 ^m 0 +47'
		501 Urhixidur	22 57.1	—17 36	12.2	+11.4 +150
		σ 166	23 4.9	—19 1	13.7	
		1 Ceres	23 5.8	—22 46	13.5	+0.1 + 1
Сентябрь 7	23 33.3	554 Peraga	0 36.9	+ 9 3	10.2	+1.1 + 8
		σ 164	0 56.8	+ 6 0	12.5	
		1351 Uzbekistania	1 1.5	+ 4 32	13.7	
		736 Harvard	1 12.3	+ 1 4	11.3	
Сентябрь 7	23 37	σ 151	23 5.5	+17 21		
		σ 102	23 17.6	+19 30		
		σ 152	23 24.3	+18 26		
		σ 153	23 33.6	+19 58		
		σ 151 ₁	23 39.8	+16 9		
Сентябрь 8	20 25.2	σ 161	21 14.1	— 6 48	13.5	
		444 Gypsis	21 22.8	— 2 31	10.1	—7.4 —25
		1233 Kobresia? или σ 162	21 40.3	— 7 36	13.5	
Сентябрь 8	22 30.0	120 Lachesis	23 24.3	— 2 29	11.9	—3.4 —17
		1005 Arago	23 29.8	— 3 34	13.1	—0.4 — 5
		684 Hildburg	23 31.9	— 0 36	13.5	—1.3 —15
		1159 Granada	23 33.9	— 1 55	13.0	—5.8 —55
		514 Armida	23 41.0	+ 4 17	12.2	—0.7 — 2
		1117 Reginita	0 0.6	— 4 1	12.5	+2.8 +11
		σ 167	0 3.5	— 1 1	13.2	
		289 Nenetta	0 5.9	+ 2 18	11.7	—1.1 — 4
		808 Merxia	0 7.0	+ 1 30	13.1	+2.3 +11
		773 Irmintraud	0 39.1	+23 7	12.4	
Сентябрь 9	0 41.3	408 Fama	0 44.5	+18 24	12.6	
		712 Boliviana	0 47.0	+22 11	10.4	
		957 Camelia	0 50.2	+21 47	13.0	
		1244 Deira	1 3.9	+21 3	13.8	
		σ 168	1 8.7	+23 42	13.2	
		399 Persephone	1 18.6	+16 50	13.0	
		σ 169	1 20.0	+18 34	13.0	
		501 Urhixidur	22 41.3	—16 34	12.2	+10.2 +141
		1132 Hollandia	22 44.3	—17 56	12.5	+5.5 +42
		601 Nerthus	22 22.2	— 7 26	12.0	
Сентябрь 23	20 1.7	236 Honoria	22 31.2	— 4 50	10.2	—15.6 —69
		1002 Olbersia	22 32.6	— 8 11	12.9	—3.4 —33
		209 Dido	22 34.8	—12 17	11.5	—8.1 —53
		1120 Cannonia	22 40.4	—10 12	13.0	—2.6 —14
		σ 157	22 40.5	— 4 8	13.5	
		10 Hygiea	22 43.2	— 2 58	9.7	0 0
		101 Helena	22 46.0	— 5 42	9.8	—2.6 — 4
		69 Hesperia	22 51.8	— 3 16	11.0	—0.1 — 1
		134 Sophrosyne	0 7.0	+ 7 31	10.8	—0.4 + 4
		713 Luscinia	0 10.0	+10 42	12.1	+1.9 +10
Сентябрь 27	21 34.8	554 Peraga	0 21.2	+ 7 58	10.2	+1.0 +10
		554 Peraga	0 21.2	+ 7 58	10.2	+1.0 +10
		247 Eukrate	0 42.8	+13 34	9.0	+9.0 +146
		σ 164	0 44.6	+ 9 28	12.0	
		σ 170	0 57.4	+ 8 29	13.0	
Сентябрь 27	23 45.0	135 Hertha	0 58.1	+ 8 22	9.4	+0.4 + 4
		64 Angelina	1 9.3	+ 9 19	10.6	+1.4 + 7
		σ 171	22 44.4	+ 2 23	13.5	
		1059 Mussorgskia	22 47.5	+ 0 53	13.7	—6.6 —29
		69 Hesperia	22 49.4	+ 3 41	11.0	0 + 1
		σ 172	22 51.0	+ 3 5	13.5	
		1092 Lilium	22 51.9	— 1 20	13.5	—1.1 — 8
		586 Thekla	23 1.7	— 4 5	13.1	+0.2 0
		1496 1938 SA ₁	23 3.0	— 1 27	13.2	—8.8 —59
		σ 173	23 4.5	+ 0 56	13.0	
Сентябрь 29	18 58.2	120 Lachesis	23 8.7	— 3 32	11.9	—3.2 —16
		1005 Arago	23 10.1	— 3 18	13.1	—0.4 — 3

Дата 1951 г.	U. T.	Планета	α_{1950}	δ_{1950}	m	O—C
Сентябрь 29	18 ^h 58 ^m 2	1159 Granada	23 ^h 41 ^m 1	—1°49'	13.0	—5 ^m 6 —54'
Сентябрь 29	20 58.4	684 Heldbury	23 12.5	—1 48	13.5	—1.2 —14
		σ 174	23 56.7	+9 52	13.0	
		156 Xanthippe	0 2.4	+13 5	12.1	+1.7 —18
		134 Sophrosyne	0 4.9	+7 29	11.5	—0.5 +4
		σ 175	0 7.7	+9 47	13.5	
		σ 176	0 8.7	+8 2	13.5	
		713 Luscinia	0 8.7	+10 28	12.0	+1.9 +10
		554 Peraga	0 19.3	+7 46	10.2	+1.1 +7
		247 Eukrate	0 40.1	+13 51	9.0	+9.1 +147
		σ 164	0 43.0	+9 44	12.0	
Сентябрь 29	23 3.7	554 Peraga	0 19.2	+7 46	10.2	+1.0 +8
		247 Eukrate	0 40.0	+13 51	9.0	+9.0 +147
		σ 177	0 40.9	+5 0	12.7	
		σ 164	0 42.9	+9 44	12.0	
		σ 170	0 55.7	+8 26	12.9	
		135 Hertha	0 56.3	+8 15	9.4	+0.4 +5
		64 Angelina	1 7.8	+9 12	10.6	+1.5 +9
Сентябрь 30	1 12.4	897 Lysistrata	1 44.1	+29 57	13.2	+1.8 —1
Октябрь 1	20 38.9	808 Merxia	23 49.6	—1 5	13.1	+2.3 +10
		289 Nenetta	23 51.1	—0 54	11.5	—1.2 —7
		295 Theresia	0 3.5	+5 16	11.0	+1.2 +10
		σ 160	0 12.2	+0 28	12.7	
Октябрь 1	22 43.2	64 Angelina	1 6.1	+9 2	10.6	+1.3 +8
		1366 Piccolo	1 22.3	+6 22	12.7	+1.7 +16
		1328 Devota	1 26.0	+12 51	13.6	—2.1 —12
		σ 178	1 35.0	+13 35	13.0	
		734 Benda	1 40.2	+13 7	12.9	+1.7 +15
		1358 1935 OB?	1 40.2	+9 16	13.5	+3.8 —32
		1539 1940 UB	1 42.0	+8 8	12.9	+11.8 +66
		73 Klytia	1 49.6	+12 17	11.9	+1.0 +7
Октябрь 2	0 56.5	1152 Pawona	2 18.5	+20 46	13.6	—0.3 0
		337 Devosa	2 19.3	+21 3	10.9	+6.1 +46
		631 Phillippina	2 23.1	+22 2	12.0	+1.1 —9
		356 Liguria	2 29.7	+22 31	9.7	+2.6 +18
		σ 179	2 31.1	+26 39	13.5	
		81 Terpsichora	2 31.5	+20 54	10.5	—2.0 —10
		795 Fini	2 32.1	+22 7	12.7	—2.5 —18
		389 Industria	2 41.1	—27 15	11.5	
		613 Ginevra	2 44.2	+23 4		
Октябрь 3	19 52.2	808 Merxia	23 48.1	—1 18	13.1	+2.2 +10
		289 Nenetta	23 49.8	—1 10	11.5	—1.3 —6
		295 Theresia	0 1.9	+5 5	11.0	+1.3 +10
		σ 160	0 11.0	+0 7	12.7	
Октябрь 4	20 0.1	554 Peraga	0 14.7	+7 20	10.2	+0.9 +8
		σ 177	0 36.4	+4 21	12.7	
		σ 164	0 38.6	+10 20	12.0	
		σ 170	0 51.3	+8 26	12.9	
		135 Hertha	0 51.7	+7 55	9.4	+0.3 +4
Октябрь 25	22 12.6	408 Fama	0 10.9	+16 5	12.6	0 +3
		712 Boliviana	0 17.7	+14 56	10.4	
		σ 164	0 24.6	+12 6	12.8	
		σ 177	0 27.2	+13 36	13.5	
		σ 170	0 33.6	+8 0	13.0	
		399 Persephone	0 42.2	+15 57	13.4	—2.5 —27
Октябрь 31	21 48.2	408 Fama	0 8.1	+15 32	12.6	+0.1 +2
		712 Boliviana	0 15.6	+13 39	10.4	+1.6 —3
		σ 164	0 23.3	+12 33	12.8	
		σ 170	0 30.3	+7 57	13.0	
		399 Persephone	0 37.8	+15 38	13.4	—2.3 —26
Ноябрь 1	17 59.7	808 Merxia	23 33.7	—3 41	13.1	
		289 Nenetta	23 40.4	—3 54	11.7	
		721 Tabora	23 50.1	—7 43	12.5	
		159 Aemilia	23 59.7	—7 23	12.0	

Дата 1951 г.	U. T.	Планета	α_{1950}	δ_{1950}	m	O-C
Ноябрь 1	17h 59m 7	σ 160	0h 0m 5	— 3° 35'	13.0	
Ноябрь 1	20 21.1	712 Boliviana	0 15.2	+13 28	10.4	
		σ 164	0 23.2	+12 37	13.0	
		σ 170	0 30.0	+ 7 57	12.7	
		135 Hertha	0 30.2	+ 6 2	9.4	+0.4 + 7
		64 Angelina	0 41.3	+ 6 27	10.6	
Ноябрь 1	22 37.0	58 Concordia	3 49.5	+12 42	11.9	—4.2 —14
		535 Montague	3 57.3	+14 33	11.9	+0.7 +11
		783 Nora	4 8.5	+ 5 56	13.0	—3.9 — 6
		114 Cassandra	4 13.6	+13 58	11.0	—4.6 —14
		424 Cratia	4 14.0	+11 40	12.2	—1.4 + 1
		287 Nephthys	4 15.0	+ 4 38	10.9	+0.2 + 1
		σ 177	4 15.8	+14 47	13.4	
		404 Arsinoë	4 29.7	+10 10	12.0	+3.0 — 1
Ноябрь 2	0 35.4	114 Cassandra	4 13.5	+13 58	11.0	—4.7 —14
		424 Gratia	4 14.2	+11 40	12.2	—1.2 + 1
		447 Valentine	4 35.5	+20 31	11.9	+3.2 +17
		1355 1935 HE	4 40.4	+14 23	13.4	—0.5 + 4
		260 Hyberta	4 50.0	+14 7	13.0	
		σ 178	4 49.1	+16 16	12.5	
		786 Bredichina	4 50.5	+14 5	12.5	
Ноябрь 25	20 47.6	114 Cassandra	3 53.0	+12 28	11.0	—5.0 —16
		424 Gratia	3 53.5	+11 26	12.2	—1.2 0
		σ 179	4 19.0	+11 8	13.0	
		σ 180	4 32.5	+12 49	12.7	
		186 Bredichina	4 33.3	+14 2	12.5	—1.2 — 9
		260 Hyberta	3 34.3	+13 6	12.0	+2.1 + 3
		487 Venetia	4 44.7	+ 9 41	11.0	+2.2 + 7
Ноябрь 25	22 57.0	σ 181	3 40.7	+34 54	13.0	
		1040 Klumpkea	3 43.1	+37 6	13.0	—16.3 —14
		588 Achilles	3 57.7	+33 19	13.7	+0.4 0
Ноябрь 26	1 5.3	793 Arizona	4 19.0	+34 34	12.4	—0.4 +10
		513 Centesima	5 25.0	+ 9 23	12.0	—1.1 —2
		100 Hekate	5 29.7	+16 16	12.3	+6.5 +14
		628 Christine	5 39.1	+12 53	12.3	—0.4 —5
		51 Nemausa	5 46.2	+ 7 18	11.5	—0.1 —2
		744 Aguntina	5 48.3	+13 48	13.7	+3.2 +7
		581 Taundonia	6 0.7	+12 6	13.3	—8.5 —39
Ноябрь 28	20 27.6	889 Erynia	6 7.5	+11 7	11.9	+7.1 +15
		σ 182	2 21.4	+24 13	12.0	
		1433 Geramtina	2 24.8	+29 1	13.2	—0.2 + 2
		σ 183	2 32.1	+25 19	13.5	
		459 Signe	2 34.8	+23 27	11.8	—1.7 — 3
		σ 184	2 42.2	+22 25	13.7	
		1135 Colchis	2 51.8	+23 24	12.8	+2.0 +10

НАБЛЮДЕНИЯ НА СПЕКТРОГЕЛИОСКОПЕ В 1950 г.

*Г. С. Иванов-Холодный, И. И. Назарова, С. Б. Пикельнер,
В. В. Суханова и В. Л. Хохлова*

В этой работе даны результаты наблюдений на спектрогелиоскопе в 1950 г.

Наблюдения производились на стандартном спектрогелиоскопе Хэла. Основные характеристики инструмента даны в работах Шапошниковой [1] и Северного [2].

В отчетном году было 215 дней с наблюдениями Солнца. В работе принимали участие: В. В. Суханова (90 наблюдений); И. И. Назарова (49 наблюдений); С. Б. Пикельнер (22 наблюдения); В. Л. Хохлова (37 наблюдений) и Г. С. Иванов-Холодный (17 наблюдений).

Наблюдения проводились в линии H_{α} и состояли в:

- 1) зарисовке светлых флоккулов и волокон и оценке числа и интенсивностей их;
- 2) регистрации извержений;
- 3) определении гелиографических координат хромосферных образований.

В табл. 1 и 2 даны оценки числа и интенсивностей светлых флоккулов и волокон на каждый день наблюдений. Каждому месяцу соответствуют два столбца: первый дает оценки флоккулов или волокон для всего диска, а второй для центральной зоны. Оценки числа и интенсивностей светлых флоккулов и волокон делались по стандартным спектрогелиограммам по 5-бальной шкале, причем оценка 0 соответствовала полному отсутствию флоккулов, а оценка 5 — их максимальному числу. Отметка : указывает на неуверенность оценки в связи с плохими условиями наблюдений.

В табл. 3 дан список извержений. Оценки мощности извержений делались по 3-бальной шкале. Под мощностью подразумевалось суммарное действие двух факторов: яркости и размеров извержения. Оценка баллом 1 соответствовала слабому извержению, а оценка 3 — исключительно сильному. Моменты времени везде даны по всемирному времени. Жирным шрифтом напечатаны действительные моменты начала или конца извержения. Приближенные координаты извержений даны в системе Кэрингтона.

Таблица 1

Месяц Число	Январь	Февраль	Март	Апрель	Май	Июнь	Июль	Август	Сентябрь	Октябрь	Ноябрь	Декабрь
1		1.5		1.5		0.5	1.0	1.0	1.0	1.2		
2		1.5		3.5		0.5	1.0	1.0	1.5	1.5		
3		1.0		2.5	2.0: 2.5:	1.5	1.0	1.0	1.0	1.5	1.5	3.0
4		1.0		3.0	2.0: 2.5:	0.5	1.0	1.0	0.5	1.5	0.0	1.0
5				2.0	2.0: 2.5:	0.5	1.0	1.0	1.0			
6				1.0	3.0:	0.5	1.0	1.0	0.5		1.0	0.0
7				2.0	2.5	1.5	1.0	1.0	0.5	1.5	1.0	
8				0.5	3.0:	1.5	1.0	1.0	0.5	1.5	1.0	
9				0.5	2.0	0.5	1.0	1.0	0.5	1.0	0.5	
10	0.5: 0.5:			2.0	2.5	1.0	1.0	1.0	0.5	1.5	1.0	
11	2.5			1.5	2.0	1.0	1.0	1.0	0.5	1.5	1.0	1.0
12	2.0:			2.5	2.5	1.0	1.0	1.0	0.5	1.5	1.0	1.5
13				1.5	2.0	1.0	1.0	1.0	0.5	1.5	1.0	1.0
14				1.5	2.5	1.0	1.0	1.0	0.5	1.5	1.0	1.5
15				2.5	3.0	1.0	1.0	1.0	0.5	1.5	1.0	1.0
16				3.5	3.0	1.0	1.0	1.0	0.5	1.5	1.0	0.5
17			3.5	1.5	3.0	1.0	1.0	1.0	0.5	1.5	1.0	0.0
18			1.5	1.5	3.0	1.0	1.0	1.0	0.5	1.5	1.0	0.0
19	2.5			2.0	3.0	1.0	1.0	1.0	0.5	1.5	1.0	0.0
20				0.5:	0.5:	0.5	1.0:	1.0:	1.0:	1.0:	1.0:	0.0
21				1.5	1.5	0.5	3.0:	3.0:	2.0	0.5	0.5	0.0
22			2.5	1.5:	1.5:	0.5	3.0:	3.0:	1.0	1.0	1.0	0.0
23	3.5:	1.5:	1.5	2.0:	1.5:	0.5	2.5	1.5	1.0	1.0	1.0	0.5
24				3.0	3.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
25	3.5:	2.0:		2.5:	2.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
26				2.0:	2.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
27				2.0:	2.0:	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
28						1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
29						1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
30			1.5		2.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
31					1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0

Таблица 2

Месяц Число	Январь	Февраль	Март	Апрель	Май	Июнь	Июль	Август	Сентябрь	Октябрь	Ноябрь	Декабрь
1		1.0	1.5	1.5		0.5	2.0	0.5	1.0	4.5		
2				3.0		0.5	2.0	1.5	2.0	1.0		
3				1.0	1.5:	0.5	2.5	2.0	3.0	4.5	1.0	3.5
4		1.0	1.5	1.0	2.5:	1.0	2.5	1.0	2.0	2.0	0.5	3.0
5				4.5	2.5:	1.0	2.0	1.0	1.5			0.5
6				1.5		0.5	4.5	1.0	1.0			
7				0.5		0.5	1.5	0.5	0.5		1.0	0.5
8				1.0	4.0:	1.0	2.0	0.5	1.5			
9						0.5	2.0	1.0	2.0	2.0	0.5	0.0
10					3.0:	0.5	2.0	1.0	1.5	2.0	0.5	
11	0.5:			0.5	3.0:	0.5		1.0	0.5	2.0	0.0	
12	1.5				3.5	0.5		2.0	1.5	0.5	0.5	
13	1.5				3.0	0.5	1.0	1.5	0.5	0.5	1.5	1.0
14				2.0	3.0	1.0	1.0	1.0	1.5	1.0	1.0	1.0
15				0.5	2.0	0.5	1.5	1.5	0.5	0.5	0.5	1.0
16				1.5	2.0	0.5	1.0	1.5	1.5	1.5	1.0	1.0
17			1.0	1.0	2.0	0.5	1.5	1.0	1.5	1.5	1.0	1.0
18			0.5	1.0	2.0	0.5	2.0	1.0	0.5	0.5	1.0	0.5
19				2.0	2.0	0.5	1.5	0.5	0.5	1.0	1.5	1.0
20	3.5			0.5:	2.0	0.5	1.5	0.5	0.5	1.0	1.5	1.0
21				1.0	1.0	0.5	1.0	1.0	0.5	0.5	0.5	0.0
22				0.5:		0.5	1.0	1.0	0.5	1.0	0.5	0.0
23			2.0	1.5:	0.5	0.5	0.5	2.0	1.0	0.5	0.5	0.0
24	2.0:		1.5	1.0:	1.0	0.5	0.5	1.5	0.5		0.5	0.0
25	1.5:			2.0	0.5	0.5	1.0	1.5	1.0	1.0	1.0	1.0
26	1.5:			1.0	2.0	0.5	0.5	1.0	0.5	1.5	1.0	
27				2.0	2.5	0.5	0.5	1.0	0.5	1.0	1.0	
28				1.5:	3.5	0.5	0.5	0.5	0.5	1.0	2.0	0.5
29					3.5	1.0	0.5	0.5:	0.5	1.5	1.0	0.0
30			2.5	4.0	4.0	0.5	0.5	2.5	0.5	0.5	3.0	
31				2.5	3.0		1.5	1.5	2.0	1.5	0.0	

Таблица 3

Дата	Время наблюдения		Приближенные координаты		Мощность	Примечания
	от	до	φ	L		
Январь						
20	9 ч. 05 м.	9 ч. 33 м.	+13°	21°	1	Яркая деталь
Апрель						
2	9 10	9 30	-23	69	1:	Две яркие точки
15	6 18	6 30	+7	323	1	—
16	6 24	6 30	+14	222	1	—
17	6 22	6 30	+15	222	1	Две яркие точки
	6 31	6 40	+14	198	1	Яркая деталь
Май						
3	9 10	9 35	+14	32	2	Яркая точка и волокно
5	9 00	9 30	+11	30	1	Несколько ярких деталей
17	6 31	6 35	-15	142	1	Яркая точка
19	11 30	12 10	-17	140	2	Яркие детали с волокнистой структурой
Июль						
19	9 36	9 54	+21	135	1	Яркая деталь
21	9 15	9 21	+21	266	1—	Яркая точка
Август						
2	6 15	6 26	+6	249	1	Яркое волокно между пятнами
18	5 50	6 15	-19	327	1—	Эруптивный протуберанец
Сентябрь						
7	—	6 18	-16	100	1—	Яркая деталь
20	6 29	6 33	+3	54	1—	Яркая точка
Октябрь						
1	9 10	9 15	+18	286	1	Эруптивный протуберанец
21	11 16	11 21	-11	95	1	То же
27	6 35	6 50	-11	339	1	» »
Ноябрь						
11	6 15	6 25	+12	308	1	Яркая точка
15	9 10	9 15	+13	316	1,5	Несколько ярких точек и жилок колеблющейся интенсивности
Декабрь						
3	7 00	8 25	-18	354	1	Несколько последовательно вспыхивающих эруптивных протуберанцев. Широта дана средняя
12	10 50	11 00	+10	9	1	Яркая точка
13	7 03	7 40	+19	46	2	Яркая деталь около волокна
24	6 47	7 17	+13	120	1	Пульсирующая точка
	—	7 04	+5	108	1	Пульсирующая точка, жилки

Л и т е р а т у р а

1. Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 3, 81, 1948.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской Астрофиз. обсерв. 4, 191, 1949.

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

*

Технический редактор *Г. Н. Шесченко*
Корректор *В. Т. Макаров*

*

РИСО АН, СССР № 5138. Л-03099. Издат. № 3616.
Тип. заказ № 392. Подп. к печ. 17/VII 1952 г.
Формат бум. $70 \times 108 \frac{1}{4}$. Бум. л. 4,63. Печ. л. 12,67.+15 вклеек
Уч.-издат. л. 11,2 + 1,3 вклеек. Тираж 2000.

2-я тип. Издательства Академии Наук СССР
Москва, Шубинский пер., д. 10

ОПЕЧАТКИ

<i>Стр.</i>	<i>Строка</i>	<i>Напечатано</i>	<i>Должно быть</i>
118	15 св.	27/IX	28/IX
133	1 св.	Дат	Дата 1951 г.
134	2 сн.	10 25.8	19 25.8
137	25 св.	—8.4	84
137	29 св.	—0.3	+0.3
140	26 сн.	—27 15	+27 15
141	15 св.	+3.0	+0.3
141	20 сн.	186	786

Изв. Крымской астрофиз. обсерват., т. VIII